



HAL
open science

Étude numérique de la dynamique de combustion dans un brûleur diphasique turbulent à deux étages

Benoit Cheneau

► **To cite this version:**

Benoit Cheneau. Étude numérique de la dynamique de combustion dans un brûleur diphasique turbulent à deux étages. Génie des procédés. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLC021 . tel-02882370

HAL Id: tel-02882370

<https://theses.hal.science/tel-02882370>

Submitted on 26 Jun 2020

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.

Étude numérique de la dynamique de combustion dans un brûleur diphasique turbulent à deux étages

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à CentraleSupélec

Ecole doctorale n°579 Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences. (SMEMAG)
Spécialité de doctorat : Combustion

Thèse présentée et soutenue à Gif-sur-Yvette, le 7 février 2019, par

Benoit Cheneau

Composition du Jury :

Bénédicte Cuenot Chef de projet CFD/Combustion, CERFACS	Rapporteur
Amsini Sadiki Professeur, TU Darmstadt	Rapporteur
Christian Tenaud Directeur de Recherche, CNRS (LIMSI-UPR3251)	Président
Vincent Moureau Chargé de Recherche, CNRS (CORIA-UMR6614)	Examineur
Sébastien Ducruix Directeur de Recherche, CentraleSupélec-CNRS (EM2C-UPR288)	Directeur de thèse
Aymeric Vié Maître de Conférences, CentraleSupélec-CNRS (EM2C-UPR288)	Co-encadrant
Yoann Mery Ingénieur de recherche, Safran Aircraft Engines	Invité



CentraleSupélec



NNT : 2019SACL021

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ
PARIS-SACLAY,**

préparée à CentraleSupélec.

ÉCOLE DOCTORALE N°579

Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences.

Spécialité Combustion.

Présentée par

Benoit Cheneau

Étude numérique de la dynamique de combustion dans un brûleur
diphase turbulent à deux étages

Thèse soutenue à Gif-sur-Yvette, le 07/02/2019.

Composition du jury :

Cuenot, Bénédicte	Chef de projet CFD/Combustion, CERFACS	Rapporteur
Sadiki, Amsini	Professeur, TU Darmstadt	Rapporteur
Tenaud, Christian	Professeur, CNRS (LIMSI-UPR3251)	Président
Moureau, Vincent	Chargé de recherche, CNRS (CORIA-UMR6614)	Examineur
Ducruix, Sébastien	Directeur de Recherche, CentraleSupélec-CNRS (EM2C-UPR288)	Directeur de thèse
Vié, Aymeric	Maître de conférences, Centralesupélec-CNRS(EM2C-UPR288)	Co-encadrant
Méry, Yoann	Ingénieur de recherche, Safran Aircraft Engines	Invité

Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion
CNRS, CentraleSupélec.

Abstract

The increasingly stringent environmental standards imposed on air transport are pushing manufacturers to upgrade the existing combustion chambers. To reduce pollutant emissions, lean, premixed and pre-evaporated combustion is an interesting alternative. This technology, however, can lead to a less stable flame and can generate combustion instabilities harmful to the engine. In order to improve control over such combustion systems, multi-stage burners provide additional flexibility through the distribution of fuel between the different injection systems, and thus influence the position of the flame or the burning regime. The BIMER experimental bench has been specially developed in the EM2C laboratory to study this solution. It has been designed to be representative of a real aviation engine and to reproduce its essential characteristics : a two-stage configuration, preheated air and liquid fuel are used. It nevertheless operates at atmospheric pressure and develops a high thermal power at the laboratory scale. The burner consists of two radial swirlers : the pilot stage in which the liquid fuel is injected in the form of a hollow cone, and the multipoint stage where the mixture of fuel and air is favored by a multipoint injection, thanks to ten jets of fuel injected transversely to the air flow. Experimental studies have shown the key role of the fuel distribution, and without modifying the power developed, the existence of a hysteresis cycle : several archetypes of flames can be stabilized, depending on the flow, spray or history of the flame. The objective of this thesis is to complete the experimental data and understanding of poor, premixed and pre-vaporized flame stabilization processes in staged burner using two-phase reactive large-eddy simulations. This numerical approach is applied to the BIMER bench with the AVBP code. Successive simulations, ranging from pure pilot injection to purely multipoint injection, and vice versa, have made it possible to trace the hysteresis cycle observed experimentally. An original tri-stable operating point was encountered numerically for fuel injection cases in the pilot stage alone, with three distinct flame shapes being observed for this single injection condition. The comparison to the experimental results for the operating points for which validation data are available shows a good agreement between the calculation and the experiment for different stages. An original analysis in the composition space shows the combustion regimes observed in these three cases, confirming the different

stabilization scenarios. The two transitions of flame shapes observed experimentally are finally presented and analyzed.

Résumé

Les normes environnementales de plus en plus contraignantes imposées au transport aérien poussent les industriels à faire évoluer les chambres de combustion actuelles. Pour réduire les émissions polluantes, la combustion pauvre, prémélangée et prévaporisée est une alternative intéressante. Cette technologie peut cependant conduire à une flamme moins stable et peut générer des instabilités de combustion néfastes pour le moteur. Afin d'améliorer le contrôle sur de tels systèmes de combustion, les brûleurs à plusieurs étages offrent une flexibilité supplémentaire par l'intermédiaire de la répartition du carburant entre les différents systèmes d'injection, et permet donc d'influencer la position de la flamme ou le régime de combustion. Le banc expérimental BIMER a été spécialement développé au laboratoire EM2C pour étudier cette solution. Il a été conçu pour être représentatif d'un moteur aéronautique réel et d'en reproduire les caractéristiques essentielles : une configuration à deux étages, de l'air préchauffé et du carburant liquide sont utilisés. Il fonctionne néanmoins à pression atmosphérique et développe une puissance thermique élevée à l'échelle du laboratoire. Le brûleur est composé de deux vrilles radiales : l'étage pilote dans lequel le carburant liquide est injecté sous la forme d'un cône creux, et l'étage multipoint où le mélange du carburant et de l'air est favorisé par une injection multipoint, grâce à dix jets de carburant injectés transversalement à l'écoulement d'air. Les études expérimentales ont montré le rôle clé de la distribution carburant, et sans modifier la puissance développée, l'existence d'un cycle d'hystérésis : plusieurs archétypes de flammes peuvent se stabiliser, suivant l'écoulement, le spray ou l'historique de la flamme. L'objectif de cette thèse est de compléter les données expérimentales et la compréhension des processus de stabilisation de flammes pauvres, prémélangées et prévaporisées dans les brûleurs étagés au moyen de simulations numériques aux grandes échelles diphasique et réactives. Cette approche numérique est appliquée au banc BIMER avec le code AVBP. Des simulations successives, allant de l'injection purement pilote à l'injection purement multipoint, et réciproquement, ont permis de retrouver le cycle d'hystérésis observé expérimentalement. Un point de fonctionnement tri-stable original a été rencontré numériquement pour des cas d'injection de carburant dans l'étage pilote seul, trois formes de flammes distinctes étant observées pour cette unique condition d'injection. La compa-

raison aux résultats expérimentaux pour les points de fonctionnement pour lesquels des données de validation sont disponibles montrent un bon accord entre le calcul et l'expérience pour différents étagements. Une analyse originale dans l'espace de composition met en évidence les régimes de combustion observés dans ces trois cas, confirmant les différents scénarios de stabilisation. Les deux transitions de formes de flammes observées expérimentalement sont finalement présentées et analysées.

Table des matières

Abstract	iii
Résumé	v
Introduction	1
I Configuration expérimentale et choix de modélisation	15
1 Le projet BIMER	17
1.1 Présentation du brûleur	17
1.2 Présentation du banc expérimental	21
1.3 Moyens de mesures	23
1.4 Conclusion	29
2 Modélisations des écoulements diphasiques réactifs	31
2.1 Stratégies de simulation	31
2.2 Simulation aux grandes échelles des écoulements réactifs mono- phasiques	34
2.3 Modélisation de la phase liquide dispersée	41
2.4 Méthodes numériques	51
2.5 Résumé des choix de modélisation	54
II Étude de l'écoulement non-réactif	57
3 Description de la maquette numérique	59
3.1 Domaine numérique et discrétisation	59
3.2 Point de fonctionnement numérique	64
3.3 Phase liquide	64
3.4 Traitement des conditions limites	65
4 Caractérisation de l'aérodynamique	69
4.1 Structure globale de l'écoulement aérodynamique	69

4.2	Impact du choix du maillage et du schéma numérique	71
4.3	Comparaisons et validations	72
4.4	Répartition de débit et pertes de charge	81
5	Écoulement diphasique non-réactif	83
5.1	Analyse qualitative	83
5.2	Profils de vitesse	85
III	Étude de l'écoulement réactif	91
6	Mise en place des calculs réactifs	93
6.1	Raffinement de maillage dans la zone de réaction	93
6.2	Description de la procédure d'allumage	94
6.3	Variation d'étagement et cycle numérique	94
6.4	Utilisation de murs "conformes"	99
7	Analyse des points expérimentaux 20+ et 60+/-	103
7.1	Introduction	104
7.2	The BIMER setup	106
7.3	Operating conditions and reference values	107
7.4	Modeling approach	109
7.5	Numerical set-up	112
7.6	Comparisons and validations	114
7.7	Analysis and discussions	118
7.8	Conclusion and perspectives	129
8	Étude de la variation d'étagement	131
8.1	Introduction	132
8.2	The BIMER combustor	133
8.3	Modeling and numerical set-up	134
8.4	Operating conditions and numerical cycle	135
8.5	Full cycle description	137
8.6	Tri-stable point for full pilot injection	138
8.7	Impact of fuel staging	138
8.8	Flame shape bifurcations	142
8.9	Conclusion	144
9	Analyses complémentaires	147
9.1	Analyse du mélange entre les deux étages	147
9.2	Combustion de groupe ou de gouttes isolées	150
9.3	Analyse du comportement hydrodynamique et acoustique	152
	Conclusion	155

CONTENTS

ix

References

174

Liste des tableaux

1	Liste des bancs expérimentaux alimentés par du carburant liquide.	11
1.1	Propriétés thermodynamiques des trois combustibles considérés pour l'étude.	18
1.2	Plage de fonctionnement du brûleur.	22
2.1	Propriétés thermodynamiques des combustibles considérés pour l'étude expérimentale et numérique.	41
3.1	Présentation des différents maillages.	62
3.2	Point de fonctionnement du brûleur étudié numériquement.	65
3.3	Conditions aux limites pour la phase gazeuse.	66
3.4	Conditions aux limites pour la phase liquide résiduelle.	67
3.5	Paramètre de l'injection pilote ($\alpha = 100\%$) cône creux FIM-UR (Sanjosé et al. 2011).	67
6.1	Valeurs utilisées pour les murs conformes.	101

Table des figures

1	Illustration du principe de combustion RQL (Lefebvre and Ballal 2010).	2
2	Schéma d'une chambre annulaire double (Bahr 1987).	3
3	Illustration des limites de température pour une chambre LPP (tiré de Lefebvre and Ballal 2010).	4
4	Schéma de l'écoulement généré par un swirler ($S > S_{crit}$) (Lavedrine 2008).	6
5	Exemple de position de front de flamme dans un écoulement swirlé (Guiberti et al. 2015).	6
6	Injecteur de la configuration TLC de SNECMA (Lavedrine 2008).	7
7	Atomisation d'un jet en configuration de type « crossflow » dans un régime d'atomisation de type « colonne » (gauche) ou « surface » (droite). Tiré de Freitag and Hassa 2008.	8
8	Schéma d'un injecteur simplex à cône creux (Sanjose 2009).	9
1.1	Schéma et photo du brûleur expérimental.	19
1.2	Schéma de l'étage pilote et visualisation hors écoulement du cône creux par rétro-éclairage (Providakis 2013).	20
1.3	Schéma de l'étage décollage et visualisation hors écoulement de l'injection multipoint par rétro-éclairage (Providakis 2013).	20
1.4	Schéma du banc expérimental. F_p et F_d correspondent aux lignes d'alimentation en carburant pilote et décollage.	21
1.5	Exemples de visualisations moyennes en lumière naturelle de trois types de flammes obtenues expérimentalement en faisant varier l'étagement du carburant pour une puissance et une richesse donnée ($\alpha = 60\%$, 35% et 20% respectivement).	23
1.6	Exemples de champ transverse expérimental brut de diffusion de Mie ($x=25$ mm) et de fluctuations d'intensité axiale normalisée I_{RMS}^* pour $\alpha = 60\%$ (Providakis 2013).	24

1.7	Exemples de mesures expérimentales possibles avec la PDA : profil 1D moyen de vitesse axiale ($x=15$ mm) pour trois étagements différents $\alpha = 20, 35, 60$ % et pour trois classes de gouttes, et fonction de densité de probabilité (PDF pour probability density function) de diamètre de gouttes (Providakis 2013).	25
1.8	Exemples de champs PIV instantané et moyen. Le champ de norme de vitesse –créé à partir des deux composantes mesurées uniquement– dans le plan est superposé au champ des vecteurs obtenus à partir desdites composantes (Providakis 2013).	27
1.9	Illustrations de mesures PLIF sur le radical OH. Champs instantané et moyen sur le plan de symétrie de la chambre de combustion pour les conditions d’injection correspondant à $\alpha = 60$ % (Providakis 2013).	27
1.10	Schéma du banc de combustion expérimental avec les diagnostics de dégagement de chaleur et d’acoustique.	28
1.11	Exemples de spectres obtenus à partir de signaux de pression acoustique (gauche) et de chimiluminescence sur le radical OH* dans la chambre. Le premier pic à basse fréquence correspond à l’instabilité thermo-acoustique. Le second pic correspond au PVC (Providakis et al. 2012).	29
2.1	Niveaux de résolution des échelles de la turbulence suivant les principes de simulations numériques (Schmitt 2005).	32
2.2	Exemple des différences de résultats obtenus par RANS, LES et DNS en fonction du temps (Poinsot and Veynante 2011).	33
2.3	Exemple de flamme résolue et épaissie (DNS et F=5). Iso-lignes de taux de réaction et champ de vorticité (Poinsot and Veynante 2011).	41
2.4	Les différentes approches de simulation pour les écoulements multiphasiques en fonction de l’échelle de temps, le nombre de Stokes, et de l’échelle de longueur caractéristique, le diamètre des particules divisé par la plus petite échelle résolue (Balachandar 2009).	42
2.5	Principe d’un maillage de type cell-vertex (Lamarque 2007).	52
2.6	Erreur de dissipation et de dispersion pour différents schémas à $CFL = 0.7$ en fonction du nombre d’onde adimensionné par le filtre d’espace (tirée de Colin 2000).	52
3.1	Maquette numérique du banc expérimental	60
3.2	Représentation numérique du brûleur : visualisation de la partie plenum avec la fleur et les flexibles d’injection (a) et représentation numérique (b).	60

3.3	Exemple de maillage sur le plan central $z = 0$ mm du domaine numérique.	61
3.4	Coupe axiale du maillage réactif - Vue du maillage dans le brûleur. Vue en coupe de la section de passage dans chacune des vrilles et d'un patch d'injection multpoint.	61
3.5	Exemple d'amélioration de maillage non-réactif amenée par l'étude en dépendance de maillage lors des simulations aérodynamiques sur le plan $y = 0$ mm.	64
4.1	Vitesse moyenne dans le plan $z = 0$ mm. À gauche : la fin du plénum, à droite le début de la chambre de combustion.	70
4.2	Vitesse axiale moyenne et zone de recirculation ($U = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) dans le plan $z = 0$ mm.	70
4.3	Pseudo-lignes de courant 2D dans le plan $z = 0$ mm. Structures typiques d'un écoulement swirlé.	70
4.4	Vitesse axiale instantanée dans le plan $z = 0$ mm. Pour faciliter la lecture, la représentation 3D de l'injecteur à été conservée.	71
4.5	Vitesse axiale moyenne sur les maillages <i>Grossier</i> (en haut à gauche), <i>Fin</i> (en haut à droite), <i>Très fin</i> (en bas à gauche) en <i>LW</i> et <i>Fin</i> en <i>TTGC</i> (en bas à droite) dans le plan $z = 0$ mm.	73
4.6	RMS de la vitesse axiale moyenne sur les maillages <i>Grossier</i> (en haut à gauche), <i>Fin</i> (en haut à droite), <i>Très fin</i> (en bas à gauche) en <i>LW</i> et <i>Fin</i> en <i>TTGC</i> (en bas à droite) dans le plan $z = 0$ mm. Échelle quadratique.	73
4.7	Vitesse radiale moyenne sur les maillages <i>Grossier</i> (en haut à gauche), <i>Fin</i> (en haut à droite), <i>Très fin</i> (en bas à gauche) en <i>LW</i> et <i>Fin</i> en <i>TTGC</i> (en bas à droite) au milieu de la vrille décollage ($x = -33,5$ mm).	74
4.8	RMS de la vitesse radiale moyenne sur les maillages <i>Grossier</i> (en haut à gauche), <i>Fin</i> (en haut à droite), <i>Très fin</i> (en bas à gauche) en <i>LW</i> et <i>Fin</i> en <i>TTGC</i> (en bas à droite) au milieu de la vrille décollage ($x = -33,5$ mm). Échelle quadratique.	74
4.9	Position des coupes axiales et transverses pour les comparaisons.	75
4.10	Comparaison entre les résultats expérimentaux (gauche) et numériques (droite) dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul. Valeurs moyennes et RMS des vitesses axiales.	76
4.11	Comparaison entre les résultats expérimentaux (gauche) et numériques (droite) dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul. Valeurs moyennes et RMS des vitesses verticales.	77
4.12	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul.	79
4.13	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul.	80

4.14	Exemple de surfaces utilisées pour les calculs de débits.	81
4.15	Exemple de surfaces utilisées pour les calculs de pertes de charges.	82
5.1	Fraction volumique de liquide pour l'injection pilote ($\alpha = 100\%$, a) ou purement multipoint ($\alpha = 0\%$, b) sur le plan $z=0$. Échelle logarithmique.	84
5.2	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur le plan $z = 0$ mm dans le cas d'une injection pilote seule ($\alpha_{num} = 100\%$, $\alpha_{exp} = 60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses axiales.	87
5.3	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur le plan $z = 0$ mm dans le cas d'une injection pilote seule ($\alpha_{num} = 100\%$, $\alpha_{exp} = 60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses verticales.	88
5.4	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur l'axe z pour deux coupes en $x = 30$ mm et $x = 50$ mm dans le cas d'un écoulement diphasique purement pilote ou multipoint ($\alpha_{num} = 100\%$ ou $\alpha_{num} = 0\%$) et pour des résultats expérimentaux à des étagements intermédiaires, $\alpha_{exp} = 20\%$ ou $\alpha_{exp} = 60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses axiales et verticales.	89
5.5	Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur l'axe z pour deux coupes en $x = 30$ mm et $x = 50$ mm dans le cas d'un écoulement diphasique pilote ($\alpha_{num} = 100\%$, $\alpha_{exp} = 20-60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses axiales et verticales.	90
6.1	Comparaison entre les maillages utilisé pour résoudre l'écoulement aérodynamique et réactif sur la plan central $y = 0$ mm.	95
6.2	Comparaison entre les maillages utilisé pour résoudre l'écoulement aérodynamique et réactif sur la plan central $y = 0$ mm.	96
6.3	Structure de flamme pendant l'allumage pour une injection purement multipoint (a) ou purement pilote (b). Figures tirées de Providakis 2013	97
6.4	Structure de flamme moyenne obtenues numériquement après allumage pour une injection purement multipoint (a) ou purement pilote (b).	97
6.5	Représentation du cycle numérique de variation d'étagement : évolution en partant des deux points d'allumage (a), et vue "développée" (b).	98
6.6	Signal de pression pour une injection purement multipoint, pour une mesure à $X = 80$ mm, centrée sur la paroi supérieure.	99

6.7	PSD de ce même signal pour une injection purement multipoint, pour une mesure à 80 mm dans la chambre, au centre de la paroi supérieure.	100
6.8	Impact du schéma numérique sur l'oscillation transverse	101
6.9	Impact de la stratégie de relaxation sur le signal de pression. La ligne bleue correspond au cas non-amorti. Les autres lignes correspondent aux coefficients de relaxation successivement utilisés pour d'abord contrôler l'oscillation, puis limiter au maximum l'impact de la stratégie d'amortissement.	102
7.1	Scheme (left) and side view (right) of the burner (from Providakis 2013)	106
7.2	Scheme of the experimental combustor BIMER	107
7.3	Left : Mean images of OH* chemiluminescence obtained experimentally in Providakis et al. 2013 . Signals are normalized with the maximum value of case α_{20}^{\nearrow} . Right : Mean images of heat release rate obtained numerically, time averaged and integrated over the line of sight. From top to bottom : α_{20}^{\nearrow} , α_{60}^{\nearrow} , α_{60}^{\searrow}	110
7.4	Numerical domain of the BIMER experimental test bench (from Cheneau et al. 2015)	112
7.5	Center plane of the mesh from the air inlet to the combustion chamber (a) and zoom on a clip view of the burner (b)	113
7.6	Comparison of normalized experimental Mie signal (symbols) and numerical mean droplet surface (blue lines) for α_{20}^{\nearrow} (M-flame, left), α_{60}^{\nearrow} (M-flame, center) and α_{60}^{\searrow} (V-flame, right).	116
7.7	Comparison of experimental (Phase Doppler Anemometry, symbols) and numerical (blue lines) axial (left) and vertical (center) velocities, and Sauter Mean Diameter (right) for α_{20}^{\nearrow} (M-flame, left) and α_{60}^{\nearrow} (M-flame, center) and α_{60}^{\searrow} (V-flame, right) at $X = 15$ mm.	117
7.8	M-shaped flames : mean (top) and instantaneous (bottom) temperature (top half), and equivalence ratio (bottom half) fields at the central plane for operating conditions α_{20}^{\nearrow} (left) and α_{60}^{\nearrow} (right). Mean pseudo-streamlines of gas velocity (grey). Isolines of null axial velocity (black) and heat release rate at $\dot{\omega}_T = 5 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (white).	119
7.9	M-shaped flame (α_{60}^{\nearrow}) : flow structure in transverse cuts ($X=5$, 25 and 50 mm away from the combustion chamber entrance). Mean fields of temperature with superimposed mean heat release rate. Pseudo streamlines (white) and null axial velocity isolines (black). Top and bottom walls are water-cooled.	121

7.10	V-shaped flame (α_{60}^{\searrow}) : mean (a) and instantaneous (b) temperature (top half), and O_2 mass fraction (bottom half) fields at the central plane. Mean pseudo-streamlines of gas velocity (a/top, grey). Isolines of null axial velocity (black) and heat release rate at $\dot{\omega}_T = 5 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (white).	123
7.11	V-shaped flame (α_{60}^{\searrow}) : flow structure in transverse cuts ($X=5, 25$ and 50 mm away from the combustion chamber entrance). Mean fields of temperature and superimposed mean heat release rate. Pseudo streamlines (white) and null axial velocity isolines (black). Top and bottom walls are water-cooled.	124
7.12	Takeño index in the flame region at the central plane : blue color stands for premixed regime, and red color stands for diffusion regime.	126
7.13	Coloured 2D cut planes at $Y = 0$ (a). Temperature (b), oxygen mass fraction (c) and heat release rate (d) as functions of the mixture fraction for this plane. Left and center : M-shaped flames (α_{20}^{\nearrow} and α_{60}^{\nearrow}). Right : V-shaped flame (α_{60}^{\searrow}).	128
8.1	BIMER setup, numerical domain. Flow from left to right. . . .	134
8.2	Schematic description of the cycle followed numerically. T stands for Tulip shape, V for V shape and M for M shape. Arrows indicate the direction of variation of α . Stabilized mean flame archetypes are shown : M-flame (top), V-flame (center) and Tulip flame (bottom).	136
8.3	Cut plane of the time-averaged temperature and mixture fraction fields for the three flame archetypes. Isocontours of null axial velocity (white line) and heat release rate at $5.10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (black line).	139
8.4	Instantaneous cut plane of the Takeño index in the reaction zone (left) and Scatterplot of the temperature versus mixture fraction colored by the takeno index when the heat release rate is higher than $10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (right) for the three flames for full pilot injection. Premixed regime in blue and diffusion regime in red.	140
8.5	Mixture fraction distribution for V (left) and M (center) flames for minimum and maximum staging factor that stabilizes these flames. Standard deviation of the mixture fraction as a function of the staging factor for all flame shapes. Distributions are taken in the flame region where the heat release is higher than $10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$	141
8.6	Diffusion (left) and Gaseous combustion indices (right) as a function of the staging factor. Indices are measured in the flame region where the heat release is higher than $10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$	142

8.7	Tulip-to-V flame transition : temperature field cut plane and isoline of heat release rate at $\dot{\omega} = 5.10^7 \text{ W.m}^3$ (black) at main events.	143
8.8	V-to-M flame transition : temperature field cut plane and isoline of heat release rate at $\dot{\omega} = 5.10^7 \text{ W.m}^3$ (black) at main events.	145
9.1	Distribution spatiale de fraction de mélange pour chaque flamme rencontrée en injection purement pilote ou purement multipoint. Les lignes blanches correspondent à des isolignes de vitesse axiale nulle.	148
9.2	Distribution spatiale de fraction de mélange pour chaque flamme rencontrée à α_{60} . Les lignes blanches correspondent à des isolignes de vitesse axiale nulle.	149
9.3	Moyenne temporelle de la fraction de mélange sur un un point dans la zone de recirculation dans le diffuseur ($X = -10 \text{ mm}$) en fonction de l'étagement et de la forme de flamme (les lignes verticales représentent l'écart-type).	150
9.4	Distribution volumique d'espace inter-gouttes dans la zone de flamme pour une injection purement pilote et pour les trois archétypes de flamme.	151
9.5	Densité spectrale de puissance du signal de pression au niveau de la paroi de la chambre de combustion à $X = 80 \text{ mm}$ (a) et $X = 250 \text{ mm}$ (b) pour les flammes M (lignes bleues), V (lignes rouges), et tulipe (ligne noire).	152
9.6	Niveau de bruit mesuré au niveau de la paroi de la chambre de combustion à $X = 250 \text{ mm}$ pour les flammes M (symboles bleus), V (symboles rouges), et tulipe (symbole noir).	153
9.7	Fréquence du mode quart d'onde de la chambre mesurée à $X = 250 \text{ mm}$ pour les flammes M (symboles bleus), V (symboles rouges), et tulipe (symbole noir).	153
9.8	Fréquence du PVC mesurée à $X = 250 \text{ mm}$ pour les flammes M (symboles bleus), V (symboles rouges), et tulipe (symbole noir).	154

Introduction

Dans le contexte économique actuel, l'augmentation des prix de l'énergie (produits pétroliers en particulier) et les réglementations environnementales de plus en plus strictes font de la réduction de consommation d'énergies fossiles un enjeu industriel, commercial et écologique. Les normes environnementales internationales, imposées à l'aviation par l'OACI (Organisation de l'Aviation Civile Internationale) sous la forme de certifications concernant le bruit et les émissions polluantes, sont retranscrite sous formes d'objectifs européens définis par l'ACARE (Advisory Council for Aeronautical Research in Europe). Les objectifs pour 2020 visent une réduction des émissions de 80% des NO_x et de 50% du CO_2 produits par le secteur aéronautique (avion, moteur, gestion du trafic) par rapport à 2000. En plus de ces contraintes environnementales, l'objectif des motoristes aéronautiques est de proposer des moteurs alliant performance et fiabilité à un coût de production et de maintenance faible. Bien que les solutions d'énergies alternatives soient abordées dans l'aéronautique, la nécessité d'un rapport puissance/poids élevé n'a pas permis d'aboutir pour le moment. Les recherches menées actuellement sur les chambres de combustion sont donc plutôt tournées vers une rupture technologique toujours associée à la combustion de combustibles fossiles.

La chambre de combustion a pour fonction d'assurer une réaction thermo-chimique efficace et complète du carburant avec l'air, en limitant les émissions polluantes, dans des conditions de stabilité suffisantes sur toute la plage de fonctionnement du moteur, avec des pertes de charges limitées. L'air qui n'est pas utilisé pour la combustion sert au refroidissement des parois, à la diminution de la température des gaz brûlés et à l'homogénéisation de son profil nécessaire à la préservation du stator et de la turbine qui se situent en aval de la chambre (Lefebvre and Ballal 2010). Pour des applications aéronautiques, des contraintes supplémentaires de poids, d'encombrement, de fiabilité de l'allumage dans des conditions d'altitudes ou d'humidités défavorables sont ajoutées.

Technologies des chambres de combustion

L'amélioration nécessaire des chambres de combustion a mené les industriels à étudier de nouvelles technologies et a poussé la recherche à étudier plus en profondeur la compréhension de nombreux phénomènes physiques. Les principales technologies envisagées (Wulff and Hourmouziadis 1997) sont les chambres RQL (Rich burn, Quick quench, Lean burn), DAC (Double Annular Combustor) ou encore LPP (Lean Premixed Prevaporized). Les principes de fonctionnement de ces technologies sont présentés dans les paragraphes suivants.

Rich burn, Quick quench, Lean burn

Les chambres de type RQL visent à limiter la production de NO_x en évitant la combustion stœchiométrique. La formation de NO_x dans la zone primaire est limitée par le manque d'oxygène de la combustion riche ($\phi = 1.2$ à 1.6). L'air nécessaire pour terminer la réaction est ajouté de façon à réaliser instantanément (Fig. 1) un mélange pauvre et uniforme dans la zone secondaire. En évitant la stœchiométrie, il n'y a pas de température importante et la production de NO_x est réduite. Ce fonctionnement vise donc principalement à limiter l'augmentation de température. La combustion pauvre doit tout de même s'effectuer à température suffisamment élevée pour faire réagir le CO, et les imbrulés restants ($\phi = 0.5$ à 0.7).

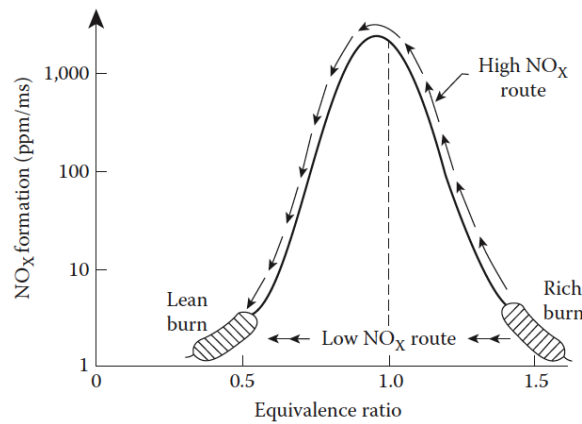


FIGURE 1 – Illustration du principe de combustion RQL (Lefebvre and Ballal 2010).

Double Annular Combustor

Les chambres de type DAC utilisent deux brûleurs par section de chambre. Ce type de géométrie permet d'étager la combustion et de contrôler la répartition de température dans la chambre. Chacun des étages optimisant un aspect de la combustion. Généralement, le premier étage assure la hausse de température nécessaire au ralenti et à faible charge, le second optimise la combustion pour

les régimes élevés. Ces configurations à deux chambres annulaires réalisent des combustions à faibles émissions de polluants tout en restant compactes.

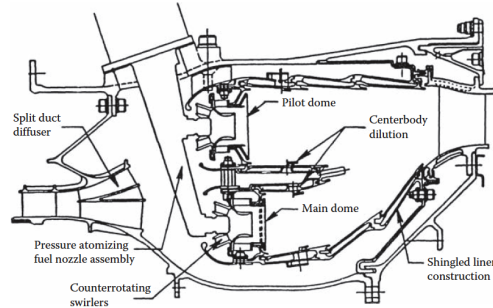


FIGURE 2 – Schéma d'une chambre annulaire double (Bahr 1987).

Lean Premixed Prevaporized

Afin de réduire les émissions polluantes des moteurs aéronautiques, l'utilisation d'une combustion pauvre prémélangée est une technique prometteuse. En effet, un brûleur LPP (Lean Premixed Prevaporized) a pour objectif de réaliser une combustion homogène à basse température de manière à réduire la formation de polluants (Fig. 3). Cette diminution de la température de flamme est obtenue par la modification de la richesse globale. Les flammes de diffusion générant nécessairement des hautes températures en raison des zones proches de la stœchiométrie, les flammes de type prémélangée sont préférées. Une chambre LPP utilisera ainsi un carburant gazeux ou prévaporisé (Prevaporized) qu'elle brûlera dans un excès d'air (Lean) en utilisant une flamme de prémélange (Premixed).

Brûleurs LPP

La maîtrise des brûleurs LPP est une avancée qui nécessite la compréhension et la résolution de plusieurs phénomènes physiques problématiques. Une flamme de prémélange présente en effet des risques d'auto-allumage, de remontée de flamme, « flashback », et de couplages thermo-acoustiques qui sont différents de ceux rencontrés dans les chambres traditionnelles fonctionnant en régime de diffusion. Les températures de sortie de compresseur élevées sont propices aux auto-allumages et aux flashbacks. Le comportement de la flamme en présence d'ondes acoustiques est aussi changé. En particulier, dans le cas de flammes de prémélange, la position du front de flamme peut évoluer, sa réponse aux perturbations acoustiques risque alors de changer drastiquement. La production de polluants étant minimale près de la limite d'extinction pauvre de la flamme, la réalisation du mélange devient une étape critique qui peut entraîner des extinctions locales de la flamme. Les chambres LPP ayant des températures de

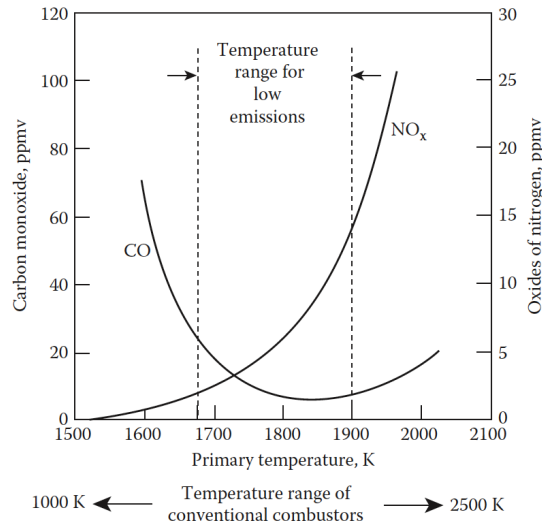


FIGURE 3 – *Illustration des limites de température pour une chambre LPP (tiré de Lefebvre and Ballal 2010).*

flamme moins élevées, les échanges thermiques sont mieux maîtrisés et les besoins en refroidissement sont réduits. Afin de favoriser le mélange, la stabilité de la flamme et la compacité de la chambre de combustion, deux stratégies peuvent être envisagées : les écoulements swirlés, et les brûleurs multi-étages. Associée à ces deux techniques, l’injection de carburant sous forme diphasique joue aussi un rôle prépondérant. Nous détaillons ces trois éléments ci-après.

Écoulements swirlés

Pour stabiliser la flamme et entretenir la combustion, il faut pouvoir lui apporter de l’énergie par l’intermédiaire des gaz brûlés chauds. Cela peut être obtenu par la création de zones de recirculation dans la chambre. Le moyen le plus efficace de les générer est l’utilisation d’un écoulement fortement tourbillonnant, « swirlé », qui crée de plus des zones de cisaillement importantes, des turbulences élevées et un mélange efficace. Les caractéristiques de ces écoulements tourbillonnants sont reconnues depuis longtemps en aéronautique et ils sont utilisés dans de nombreux systèmes de combustion, améliorant la stabilité et l’intensité de la combustion.

Ces écoulements peuvent être générés de différentes façons, par des tubes courbés, des guides en spirales, un écoulement tangentiel ou encore par l’intermédiaire d’ailettes composant un swirler. Dans les turbines à gaz, les écoulements swirlés sont typiquement générés avec des swirlers dont deux configurations se distinguent : celles à ailettes axiales et celles présentant des entrées tangentielles. Comparé au swirler à écoulement axial, qui induit des pertes de charges

moindres, la configuration à entrée tangentielle offre de meilleures performances dans la mise en rotation de l'écoulement. Cependant, elle a pour inconvénient de provoquer la formation de tourbillons de Taylor-Gortler sur la paroi externe du brûleur, et d'introduire des asymétries dans l'écoulement (Tong 2017). Ces swirlers sont généralement placés autour d'un injecteur de carburant central, qui joue parfois suivant les configurations, le rôle de bluff-body de petite taille (Chen et al. 1990), renforçant ainsi la stabilité de la zone de recirculation interne.

Les écoulements tourbillonnaires sont caractérisés par un nombre adimensionnel S , appelé nombre de swirl qui est généralement défini comme le flux de moment azimuthal divisé par le rayon et le flux de moment axial (Gupta et al. 1984). Lorsqu'un écoulement est fortement swirlé, il se produit un éclatement tourbillonnaire, ou « vortex breakdown » (Lucca-Negro and O'Doherty 2001). Ce phénomène correspond à une modification de la structure initiale de l'écoulement et à l'apparition d'une zone de recirculation centrale. Pour ces valeurs de swirl élevées, $S > S_{crit} = 0.6$ (Galley 2006; Huang and Yang 2009a; Syred 2006), une zone de recirculation est donc créée, ce qui permet de stabiliser une flamme grâce à des zones de faible vitesse et à un réallumage permanent assuré par l'apport continu en gaz brûlé à la base de la flamme. La topologie de cet écoulement permet d'obtenir des flammes très compactes tout en conservant un temps de résidence des gaz brûlés important, et donc une combustion plus complète (oxydation du CO par exemple). La chambre de combustion étant plus compacte, elle est aussi plus légère.

La topologie des écoulements fortement swirlés présentant un éclatement tourbillonnaire est complexe et présente des spécificités qui sont illustrées figure 4, avec notamment la zone de recirculation centrale (CTRZ, Zone 3) qui amène des gaz brûlés proche de l'injection, et la zone de recirculation de coin (CRZ, Zone 4), imposé par la géométrie confinée de la chambre. Cette structure de l'écoulement est intéressante pour la stabilisation de la flamme. En effet, la flamme va pouvoir se stabiliser dans les zones de cisaillement entre les zones de recirculation, grâce à l'apport continu de carburant et de gaz brûlés (Fig. 5).

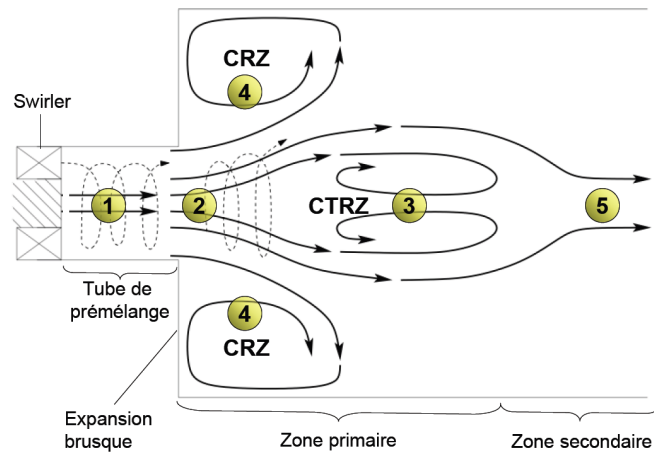


FIGURE 4 – Schéma de l'écoulement généré par un swirler ($S > S_{crit}$) (Lavedrine 2008).

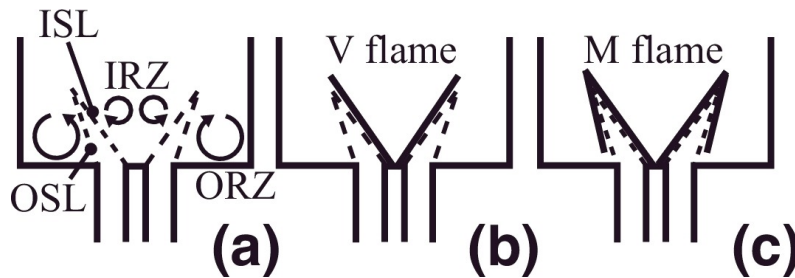


FIGURE 5 – Exemple de position de front de flamme dans un écoulement swirlé (Guiberti et al. 2015).

Une oscillation hydrodynamique peut apparaître dans les écoulements fortement swirlés : le PVC pour Precessing Vortex Core. Bien qu'il ne soit pas toujours lié à l'éclatement tourbillonnaire (Litvinov et al. 2013), il apparaît généralement en présence de ce phénomène. Il intervient lorsque l'écoulement est instable, celui-ci commençant alors à décrire un mouvement de précession autour de son axe de rotation. L'écoulement n'est plus symétrique par rapport à l'axe de la chambre, la position et la forme de la zone de recirculation variant avec le temps. Le point de stagnation de la bulle de recirculation n'est plus situé sur l'axe de la chambre. La fréquence du PVC évolue linéairement avec le débit massique et est indépendante du nombre de Reynolds (à nombre de Reynolds élevé).

Des études concernant le PVC ont montré que ce phénomène pouvait jouer un rôle important dans la stabilisation de la combustion dans les chambres de combustion swirlées (Syred 2006).

Brûleur multi-étage

Un turbomoteur fonctionnant sur toute une plage de régimes, il peut être nécessaire de diminuer ou d'augmenter la quantité de carburant injectée dans la chambre de combustion suivant les besoins en puissance. Or la réduction des émissions de polluants par combustion LPP limite fortement les plages de richesses et de débits possibles. Afin d'avoir un contrôle plus précis sur la combustion, une méthode consiste à multiplier les étages de swirl en amont de la chambre de combustion. En effet, une telle technologie permet par exemple de séparer l'air en deux flux distincts. Cette séparation d'air permet notamment de créer un fort cisaillement entre les deux étages, promouvant le mélange. Plusieurs exemples de tels swirlers multiples sont présents dans la littérature (Moin and Apte 2006; Li and Gutmark 2006; Weigand et al. 2006; Lavedrine 2008). Un exemple de brûleur multi-étage est présenté sur la figure 6.

Une des solutions présente dans la littérature consiste en l'utilisation de plusieurs injections de carburant découplées dans chacun des étages, chacune des injections pouvant alors jouer un rôle différent. L'injection étagée permet ainsi de modifier la structure, le comportement et la stabilité de la flamme. Grâce à l'étagement de l'injection, à puissance fixée, la répartition de carburant entre les zones d'injection est modifiable à souhait.

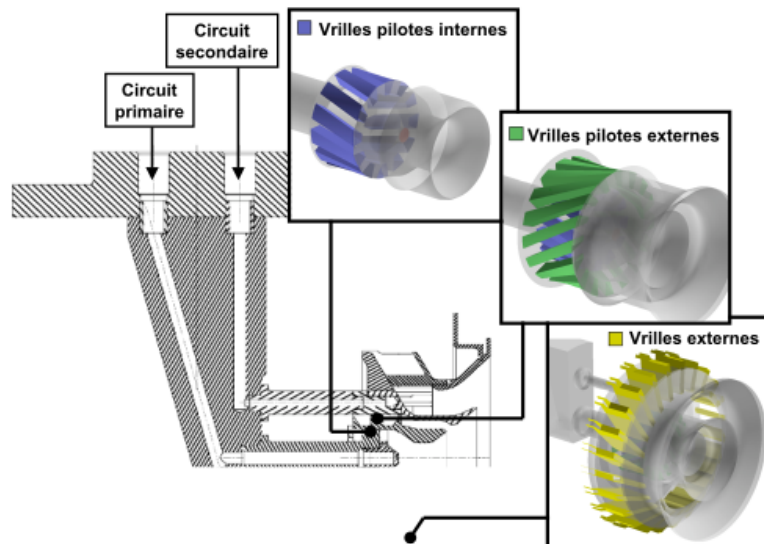
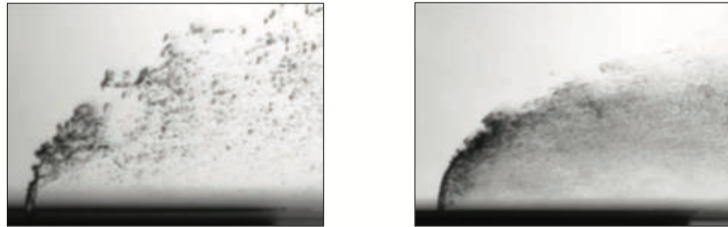


FIGURE 6 – *Injecteur de la configuration TLC de SNECMA (Lavedrine 2008).*

Injection de carburant

L'injection de carburant liquide est un élément très important du design d'un brûleur, parce que le choix de l'injecteur va définir la qualité de l'atomisation du carburant liquide en fines gouttelettes, et donc à termes la qualité du mélange. Les injecteurs diphasiques peuvent être séparés en deux classes : les injecteurs à jet plein et les injecteurs à jet creux ou à nappe. Les injecteurs à jet plein sont généralement basés sur un simple orifice générant un cœur liquide cohérent. Dans un écoulement au repos, il faut une injection à haute-vitesse pour maximiser l'atomisation (comme dans le cas des jets Diesel). Dans le cas des moteurs aéronautiques, ce type d'injecteur est plutôt utilisé en configuration de type "cross-flow", c'est à dire avec une direction d'injection normale à un écoulement gazeux à haute vitesse.



Shadowgraphs: DLR

FIGURE 7 – Atomisation d'un jet en configuration de type « crossflow » dans un régime d'atomisation de type « colonne » (gauche) ou « surface » (droite). Tiré de Freitag and Hassa 2008.

Pour les zones d'écoulements à faible vitesse, il est préférable d'utiliser les injecteurs à nappe. Deux technologies sont souvent rencontrées (Lefebvre 1989) :

- les atomiseurs de type « pressure-swirl » (Fig. 8) : le carburant est injecté à haute pression avant d'assurer une atomisation rapide, et il est de plus mis en rotation pour générer une nappe liquide. Ces atomiseurs peuvent fonctionner à des richesses globales très élevées en raison de la génération d'une richesse très élevée proche injecteur, mais peuvent difficilement monter en débit en raison de la faible section de passage dans les orifices utilisés pour injecter le carburant.
- les atomiseurs de type « air-blast » : ce type d'injecteur nécessite une faible pression d'injection du liquide car l'atomisation va être créée en se servant d'une partie de l'air pour forcer l'atomisation. Le défaut principal de ce type d'atomiseur provient du fait que la qualité de l'atomisation dépend du point de fonctionnement, les basses puissances ne fournissant pas un débit d'air suffisant pour assurer une bonne atomisation.

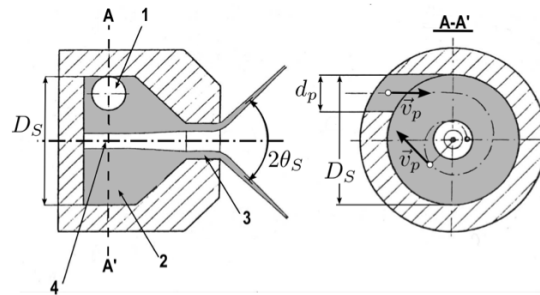


FIGURE 8 – Schéma d'un injecteur simple à cône creux (Sanjose 2009).

Liste des bancs expérimentaux de combustion swirlés à injection liquide (non-exhaustive)

Le banc expérimental BIMER s'inscrit dans une démarche globale de recherche européenne et mondiale visant à réduire les émissions polluantes et à limiter le réchauffement climatique. D'autres laboratoires et entreprises poursuivent ces objectifs et de nombreux autres bancs expérimentaux sont utilisés dans le monde et ont fait l'objet de publications tant sur le plan expérimental que numérique. Dans la plupart de ces études, les principaux objectifs sont la stabilisation de flammes dans des régimes efficaces et peu polluants et l'amélioration de la compréhension des phénomènes clés associés à cette stabilisation de flamme.

Une liste non-exhaustive de ces bancs expérimentaux, se limitant aux bancs swirlés, réactifs, confinés, à carburant liquide est proposée ici :

- Le banc MERCATO (Moyen d'étude et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques) installé à l'ONERA (García Rosa 2008), étudié numériquement par Sanjose 2009 (TPF) et Lamarque 2007 (réactif), Senoner 2010 (étude Lagrangienne).
- Le banc TLC de l'ONERA, issu du projet Towards Lean Combustion étudié par Orain et al. 2009 et Baranger et al. 2005. Cette configuration a aussi servi de base à des études numériques (Lavedrine 2008 (TPF), Jaegle 2009) ;
- Le banc de combustion HERON (High prEssuRe facility for aerO-eNginés combustion) a permis l'étude d'un injecteur SAFRAN Helicopter Engines : Malbois 2017, Malbois et al. 2017, Malbois et al. 2017, Salaiün et al. 2016 ;
- L'injecteur TAPS (Twin Annular Premixed Swirler), développé par GE à été étudié par Dhanuka 2008, Dhanuka et al. 2008 et Foust et al. 2012 ;
- Le banc de combustion BOSS (Big Optical Single Sector) est le fruit d'une collaboration entre le centre spatial allemand (DLR) et Rolls-

- Royce. Les principales publications disponibles à son sujet sont : [Meier et al. 2012](#) [Schneider et al. 2010](#) [Meier et al. 2013](#) [Meier et al. 2015](#) ;
- Le banc BIMER, sujet de cette thèse, développé en collaboration avec SAFRAN Aircraft Engines et étudié entre autres par [Providakis 2013](#), [Agarwal 2013](#), et [Renaud 2015](#).

Un aperçu des principales caractéristiques de ces bancs expérimentaux et des moyens de mesures mis en œuvre sont présentées dans le tableau 1.

TABLE 1 – Liste des bancs expérimentaux alimentés par du carburant liquide.

Nom du banc	MERCATO	HERON	TLC	TAPS	BOSS	BIMER
Carburant	kérosène	Jet-A1	Jet-A1	Jet-A	Jet A-1	dodécane
Puissance [kW]	40-130	60-220	~2000	40-160	~5000	20-160
Pression [bar]	0,5 - 1	4-18	1-22	1-4,5	1-20	1
Température d'entrée [K]	233-463	500-700	400-730	422-505	up to 900	473
Moyens de mesures	LDA, PIV, PDA tomographie, visu rapide/couleur	PLIF-OH/kero PIV, CL, EGA	PLIF (OH-kero) LDA, PDA	PLIF-CH2O/CH PIV, CL	Mie, PLIF LII, CL EGA	Mie PDA, PIV CL

Le projet TOSCA et le banc BIMER

L'objectif du projet TOSCA porté par Safran Aircraft Engine (SAE, anciennement Snecma) est la mise au point d'un système d'injection multipoint étagé permettant d'assurer le fonctionnement du moteur dans tous les régimes avec une bonne tenue thermique, tout en assurant une réduction des émissions de NOx. Dans ce contexte, le Laboratoire EM2C a construit le banc BIMER (Banc à Injection Multiple pour les Écoulements Réactifs), qui est équipé d'une version simplifiée d'un prototype de brûleur LPP étagé de turbine à gaz de SAE.

Le dispositif expérimental a été conçu initialement par S.Barbosa ([Barbosa 2008](#)) pour étudier une version du brûleur fonctionnant au propane, adapté aux conditions d'études en laboratoire tout en étant représentatif du système industriel. Ce brûleur a pour caractéristique principale d'être composé de deux étages de swirl. Ces premiers travaux ont permis d'étudier l'aérodynamique de la chambre de combustion, le comportement global du brûleur, l'effet de l'étagement sur la combustion et la position de la flamme.

Ces travaux ont ensuite été étendus par T. Providakis ([Providakis 2013](#)) aux écoulements diphasiques et à la combustion de carburant liquide, afin d'approcher encore plus fidèlement les conditions d'opérations réelles d'un tel système. Le design proposé par T. Providakis utilise un injecteur de type pressure-swirl dans l'étage pilote, au centre du brûleur, et plusieurs injections de type « cross-flow » dans l'étage multipoint entourant l'étage pilote. Ce deuxième étage est celui qui doit permettre un fonctionnement LPP. Cette étude a mis en évidence l'existence d'une bifurcation de la position et de la forme de flamme suivant la répartition du carburant dans le brûleur. Une analyse des phénomènes instables et de leur couplage est aussi proposée.

L'étude expérimentale de ce banc de combustion a été complétée par A. Renaud ([Renaud 2015](#)), avec l'exploration de points de fonctionnement supplémentaires, et, en particulier, l'obtention de la fermeture du cycle d'hystérésis observé précédemment. Les transitions de forme de flamme ont été étudiées en détails. L'ajout d'une sirène permettant de moduler l'écoulement d'air a permis de réaliser une étude plus approfondie de la dynamique de combustion.

Objectifs et plan de la thèse

Les deux campagnes expérimentales réalisées sur le banc BIMER ont permis de mettre en exergue la complexité de la dynamique d'un tel brûleur, notamment en terme de forme de flamme ou de couplage acoustique. Les dynamiques de l'écoulement, du spray et de la flamme ont notamment été caractérisées au

moyen de nombreux diagnostics expérimentaux, et des scénarios expliquant les transitions de forme de flamme ont été proposés. Cependant ces analyses sont limitées par les capacités des diagnostics notamment en terme de résolution temporelle et spatiale.

La présente thèse se situe en continuité de ces travaux expérimentaux, et a pour objectif d'apporter un regard complémentaire sur ce banc par le biais de la simulation numérique, en utilisant la Simulation aux Grandes Echelles (SGE ou LES en anglais pour Large Eddy Simulation). En effet, la SGE est aujourd'hui un outil mature de simulation qui permet de prendre en compte de nombreux phénomènes physiques de manière relativement prédictive.

L'objectif de cette thèse est ainsi la mise en place de simulations aux grandes échelles compressibles et réactives du banc de combustion BIMER. Les résultats obtenus sont utilisés pour compléter, après validation, les données expérimentales et améliorer la compréhension de la dynamique de combustion du brûleur et des nombreux phénomènes physiques qui jouent un rôle dans le régime de combustion ou la stabilisation de la flamme.

Ce manuscrit est composé de trois parties :

- La première partie propose un aperçu de la configuration expérimentale, des modèles et des méthodes numériques utilisées pour simuler le banc BIMER.
- La seconde partie porte sur la mise en place des calculs et les les simulations aérodynamiques et diphasiques réalisées ainsi que leur validation.
- La dernière partie présente les spécificités des cas réactifs, et propose une comparaison des résultats avec l'expérience ainsi qu'une analyse de l'ensemble des simulations réactives réalisées dans cette thèse. Ces résultats ont fait l'objet de deux publications qui ont été directement incluses dans le manuscrit.

Première partie

Configuration expérimentale et
choix de modélisation

Chapitre 1

Le projet BIMER

Le projet BIMER (Banc à Injection Multiple pour les Écoulements Réactifs) a pour objectif la caractérisation complète du banc de combustion éponyme fonctionnant avec un brûleur swirlé multipoint étagé diphasique et la compréhension des différents mécanismes physiques déterminants pour la maîtrise de cette technologie. Ce projet a débuté avec la thèse de S. Barbosa et la caractérisation d'un banc de combustion pauvre prémélangé étagé swirlé à combustible gazeux –le propane– (Barbosa 2008; Barbosa et al. 2008; Barbosa et al. 2009). À la suite de ces travaux, T. Provdakis a modifié le banc BIMER afin de le rendre compatible avec une injection de combustible liquide –le dodécane– (Provdakis 2013; Provdakis et al. 2012; Provdakis et al. 2013). Le projet s'est poursuivi avec la thèse expérimentale de A. Renaud, qui a pour but de poursuivre la caractérisation de l'écoulement réactif, avec entre autres l'étude de l'écoulement pulsé et une caractérisation plus détaillée des transitions de flammes (Renaud 2015; Renaud et al. 2015; Renaud et al. 2017). En parallèle de ces études expérimentales, une seconde partie du projet portant sur la simulation numérique de ce banc de combustion a été entamée. C'est dans cette seconde partie que s'inscrit mon travail de thèse.

1.1 Présentation du brûleur

Le banc BIMER fonctionne avec un brûleur adapté d'une configuration industrielle développée par Safran Aircraft Engines (anciennement Snecma). Il a été redimensionné lors de la thèse de S. Barbosa pour être compatible avec les conditions de fonctionnement en laboratoire (Barbosa 2008). Les paramètres de similitudes suivants ont été conservés : nombres de swirl et de Mach, répartition de débit entre les étages et rapport de quantité de mouvement entre le liquide et le gaz pour l'injecteur multipoint (Provdakis 2013). La conception est volontairement épurée afin de limiter les phénomènes physiques secondaires qui compliqueraient l'interprétation des résultats. Un autre carburant que le

kérosène a été choisi pour alimenter ce banc dans sa version à combustible liquide. En effet, le kérosène présente des risques de cokéfaction et l'utilisation d'un corps pur simplifie la modélisation chimique de la flamme. Parmi les carburants aux propriétés thermodynamiques proches, plusieurs choix étaient possibles (Tab. 1.1). Pour sa facilité d'approvisionnement, le dodécane a finalement été retenu.

TABLE 1.1 – *Propriétés thermodynamiques des trois combustibles considérés pour l'étude.*

Combustible	Décane	Dodécane	Kérosène
Formule chimique	$C_{10}H_{22}$	$C_{12}H_{26}$	-
Densité (à 20 °C) ρ [$kg \cdot m^{-3}$]	730	750	780
Masse molaire W [$g \cdot mol^{-1}$]	142	170	-
Température d'ébullition T_{ebu} [K]	450	490	477
Pouvoir calorifique inférieur [$kJ \cdot kg^{-1}$]	44240	44150	43100

1.1.1 Brûleurs étagés

Le brûleur étudié (Fig. 1.1) est de type LPP – pour *Lean Premixed Prevaporized* ou *prévaporisée prémélangée pauvre*. Ce type de combustion étant plus difficile à mettre en œuvre, un contrôle plus précis du mélange entre l'air et le carburant est nécessaire. La configuration est étagée, car l'utilisation de deux flux d'air séparés et deux systèmes d'injection différents pour le carburant permet de modifier la répartition de combustible dans la chambre et donc de faire varier les richesses locales. L'étagement permet aussi de découpler le rôle de chacune des injections. Les technologies choisies pour chacun des étages optimisent alors les différentes étapes de la combustion.

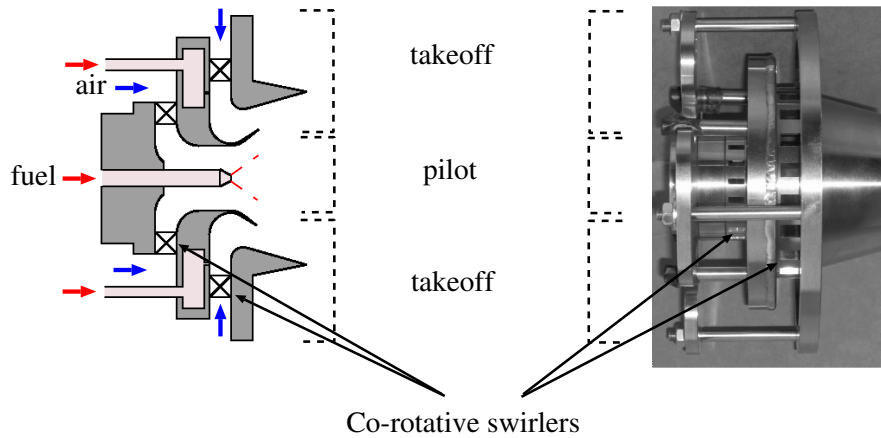


FIGURE 1.1 – Schéma et photo du brûleur expérimental.

1.1.2 Swirl

Le flux d'air est réparti entre les deux étages du brûleur puis mis en rotation par leurs vrilles respectives. Le nombre de swirl géométrique des deux vrilles est de l'ordre de l'unité (Providakis 2013), valeur supérieure au nombre de swirl critique $S_c = 0,6$ qui garantit une importante recirculation des gaz brûlés. La configuration de vrille majoritairement étudiée au laboratoire est une configuration co-rotative. Le brûleur industriel utilise des vrilles axiales qui limitent les pertes de charges. Le banc BIMER est quant à lui équipé de vrilles radiales, dont la fabrication est plus facile.

1.1.3 Étage pilote

L'étage primaire ou étage pilote (Fig. 1.2), situé au centre, est alimenté en carburant par un injecteur de type cône creux. La position axiale de cet injecteur a été avancée par rapport à l'étude réalisée par S. Barbosa (Barbosa 2008) avec un carburant gazeux afin d'éviter l'impact de gouttes sur les parois internes de l'injecteur. L'angle du spray hors écoulement est d'environ 60° et les gouttes produites ont un SMD autour de $40 \mu\text{m}$ (Providakis 2013). Cet étage est utilisé pour la stabilisation de la combustion, par exemple lors des séquences d'allumage, de réallumage, en cas d'extinction partielle et de modification rapide de régimes. Le carburant injecté n'est pas complètement vaporisé, la chambre fonctionne alors en régime partiellement prévaporisé. Le brûleur a été dimensionné pour qu'environ 15% du débit d'air s'écoule par l'étage pilote (Renaud 2015).

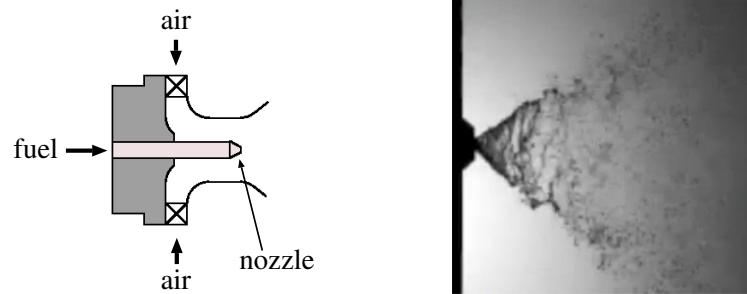


FIGURE 1.2 – Schéma de l'étage pilote et visualisation hors écoulement du cône creux par rétro-éclairage (Providakis 2013).

1.1.4 Étage multipoint

L'étage secondaire ou étage décollage (Fig. 1.3) entoure l'étage pilote. Il est alimenté en carburant par une couronne multipoint. L'injection du carburant est faite à travers 10 trous de faible diamètre, transversalement à l'écoulement au niveau des vrilles de cet étage. Cette injection en amont de la chambre de combustion permet une bonne évaporation des gouttes ainsi qu'un bon mélange entre l'air et le carburant. Avec environ 85% du débit d'air, l'étage décollage peut fournir le principal de la puissance au moteur, tout en assurant une combustion de type LPP.

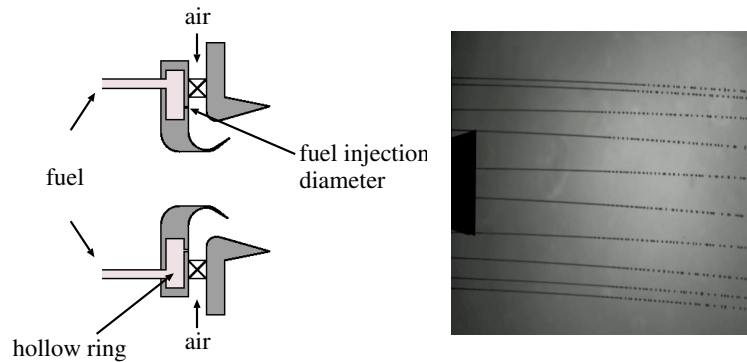


FIGURE 1.3 – Schéma de l'étage décollage et visualisation hors écoulement de l'injection multipoint par rétro-éclairage (Providakis 2013).

1.1.5 Définition de l'étagement

L'étagement α est défini comme le ratio entre le débit massique de carburant dans l'étage pilote et le débit massique total de carburant :

$$\alpha = \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_p + \dot{m}_d} \quad (1.1)$$

Où \dot{m}_p est le débit de carburant dans l'étage pilote et \dot{m}_d est celui de l'étage décollage.

La modification de ce paramètre influence la dynamique de combustion tout en conservant la puissance fournie par le moteur. La richesse locale, la structure ou encore la position de la flamme peuvent ainsi être modifiées. L'étagement a donc un impact fort sur le comportement aérodynamique, réactif et acoustique de la chambre de combustion. C'est le paramètre principal de cette étude.

Bien que ce brûleur soit dessiné pour réaliser une combustion LPP, l'utilisation de l'étage pilote avec une injection de combustible de type cône creux ne permettra qu'un prémélange partiel. La flamme pourra donc présenter différents régimes de combustion suivant les valeurs d'étagement.

1.2 Présentation du banc expérimental

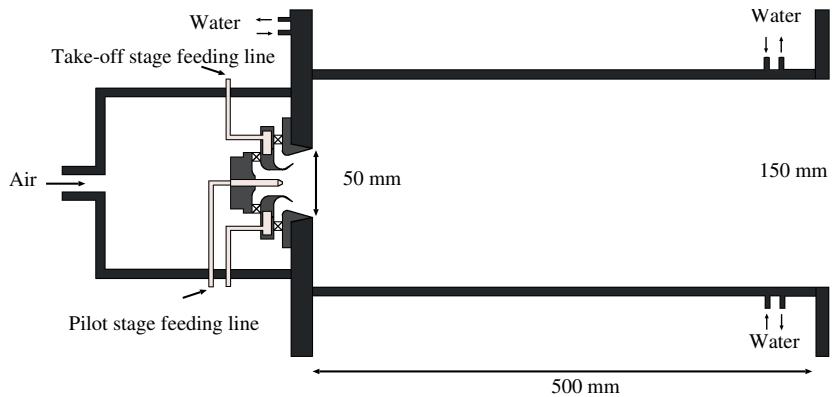


FIGURE 1.4 – Schéma du banc expérimental. F_p et F_d correspondent aux lignes d'alimentation en carburant pilote et décollage.

Le brûleur est placé dans un plenum cylindrique (Fig. 1.4) alimenté en air par un compresseur d'un côté et connecté à la chambre de l'autre. La chambre est de section rectangulaire ($500 \times 150 \times 150 \text{ mm}^3$). Les deux parois latérales sont en quartz pour les accès optiques, les parois haute et basse ainsi que l'entrée de la chambre sont thermalisées par circulation interne d'eau. Plusieurs thermocouples sont utilisés pour régler le débit d'eau afin que sa température de sortie ne dépasse pas 100°C (333 K). L'échappement des gaz brûlés se fait dans un collecteur de grand diamètre non représenté sur la figure 1.4. Jusqu'à présent, le banc BIMER a toujours fonctionné à pression atmosphérique. L'air alimentant le banc expérimental est un air sec préchauffé à 473 K . Deux lignes de carburant indépendantes sont utilisées pour chacun des étages. Les

systèmes d'injections étant de différentes natures, chaque étage fonctionne à des pressions d'admission différentes.

1.2.1 Points de fonctionnement expérimentaux

L'étude menée par T. Providakis (Providakis 2013) a principalement porté sur un point de fonctionnement particulier qui correspond à une puissance par brûleur représentative des conditions de décollage. Le débit d'air et de carburant global est donc fixe, et une large plage de paramètre d'étagement est étudiée. Le travail de simulation du banc de combustion a donc porté sur ce point de fonctionnement qui présente l'avantage d'être très bien documenté, de nombreuses campagnes de mesures aérodynamiques, non-réactives et réactives ayant été menées. Toutes ces données seront utiles pour la validation de la simulation. Les détails des conditions de simulations sont présentés en Tab. 1.2. Une étude plus spécifique portant sur l'allumage des sprays a ensuite été menée sur ce banc par T. Agarwal (Agarwal 2013).

TABLE 1.2 – Plage de fonctionnement du brûleur.

Global		
Mélange	air / dodécane	
T_a [K]	300 - 600	
T_f [K]	300	
Étages		
	Pilote Σ_p	Décollage Σ_d
Type d'injection	cône creux	multi-injection 10 trous (diamètre 0.3 mm)
Proportion d'air [%]	15	85
Point de fonctionnement		
T_a [K]	473	
T_f [K]	300	
\dot{m}_a [$g \cdot s^{-1}$]	53	
Φ [-]	0.6	
P_w [kW]	85	
α [%]	0 - 100	
Φ_{pilote} [-]	0 - 4.0	
$\Phi_{décollage}$ [-]	0 - 0.7	

Le travail de A. Renaud, qui a poursuivi l'étude expérimentale du banc BIMER, a porté sur un point à un débit d'air plus faible (Renaud 2015). Ce nouveau point de fonctionnement fait apparaître un cycle d'hystérésis complet concernant à la position et la forme de la flamme. Ce point de fonctionnement

n'est pas étudié dans le cadre de cette thèse, mais il est simulé dans le cadre de la thèse de L. Cunha Caldeira Mesquita (2019).

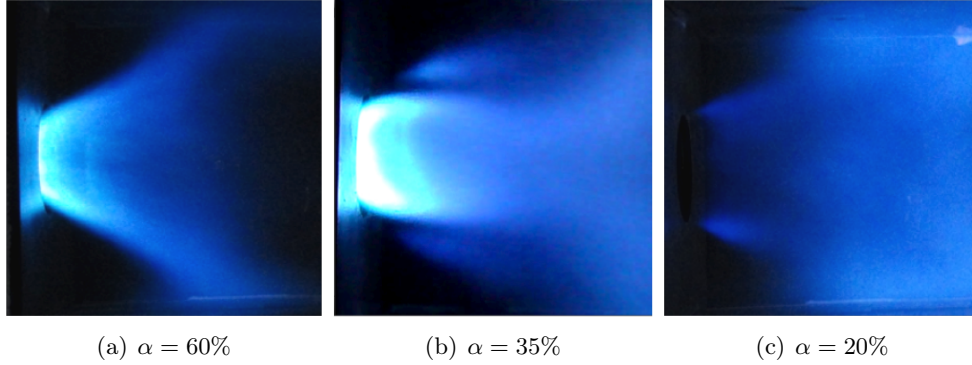


FIGURE 1.5 – Exemples de visualisations moyennes en lumière naturelle de trois types de flammes obtenues expérimentalement en faisant varier l'étagement du carburant pour une puissance et une richesse donnée ($\alpha = 60\%$, 35% et 20% respectivement).

1.2.2 Nombre de Reynolds

Connaissant le point de fonctionnement et les données géométriques, une estimation du nombre de Reynolds, et donc du niveau de turbulence dans différentes zones, est possible. Les nombres de Reynolds dans les vrilles pilote et décollage, basé sur le diamètre hydraulique des vrilles sont estimés pour les conditions expérimentales précédemment décrites :

$$Re_{vrille_p} = 9000 \quad (1.2)$$

$$Re_{vrille_d} = 24500 \quad (1.3)$$

Ces valeurs importantes indiquent que l'écoulement sera fortement turbulent dans la zone de l'injecteur et confirme que le maillage devra être raffiné dans cette zone. Le nombre de Reynolds dans la chambre, basé sur le diamètre du diffuseur peut également être estimé :

$$Re_{ch} = 13800 \quad (1.4)$$

Le nombre de Reynolds est largement sous-estimé dans la chambre, car l'écoulement fortement swirlé induit une large zone de recirculation centrale qui restreint la section de passage et augmente la vitesse.

1.3 Moyens de mesures

Le carburant n'étant que partiellement vaporisé en entrée de chambre, deux campagnes de mesures sur les gouttes ont pu être menées pour caractériser le spray dans la chambre. L'étude par PIV (pour *Particule Image Velocimetry*)

haute cadence a permis d'obtenir des champs 2D instantanés et moyennés – moyenne et RMS (pour *Root Mean Square*). L'étude par PDA (pour *Phase Doppler Anemometry*) a fourni des informations statistiques sur les profils de deux composantes de la vitesse (principalement moyenne et RMS) et les tailles des gouttes dans la chambre – différentes moyennes pondérées pouvant être calculées). Ces résultats expérimentaux serviront à la comparaison avec les simulations numériques, notamment pour la validation de celles-ci.

1.3.1 Diffusion de Mie

La diffusion de Mie est généralement utilisée pour la visualisation et la caractérisation des sprays. Elle repose sur l'anisotropie de la diffusion de lumière par les gouttes lorsque celles-ci ont un diamètre supérieur à la longueur d'onde des rayons incidents. L'intensité de la lumière collectée dépend alors du carré du diamètre de la goutte (surface) et de la densité de gouttes (nombre) dans la zone observée. Ce type de mesure non intrusive donne une information qualitative sur le spray, comme l'atteste la figure 1.6.

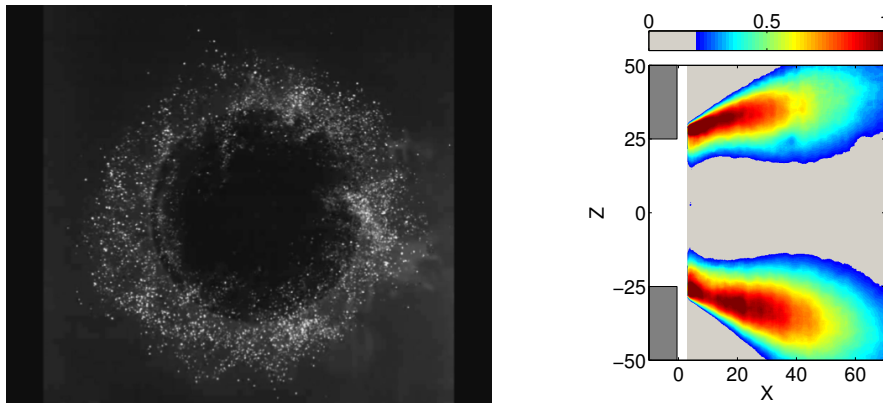


FIGURE 1.6 – Exemples de champ transverse expérimental brut de diffusion de Mie ($x=25$ mm) et de fluctuations d'intensité axiale normalisée I_{RMS}^* pour $\alpha = 60$ % (Providakis 2013).

1.3.2 Anémométrie Laser Doppler de phase (PDA)

L'anémométrie Laser Doppler de phase ou Phase Doppler Anemometer (PDA) est une technique de mesure non intrusive qui permet de mesurer jusqu'à trois composantes de vitesse et le diamètre des gouttes ou des particules qui traversent le volume de mesure. Cette technique utilise l'interférométrie laser pour créer des alternances de franges claires et foncées. La fréquence des alternances collectées par le photodétecteur donne la vitesse orthogonale à ces franges. Avec un montage expérimental utilisant trois lasers de fréquences différentes

focalisés dans un même volume de mesure, les trois composantes de la vitesse peuvent être déterminées. L'utilisation d'un second photodétecteur, observant le volume de mesure avec un angle différent, permet de calculer le diamètre de la particule grâce au déphasage observé. L'incertitude sur les signes de la vitesse est supprimée en faisant défiler les franges d'interférence à une vitesse plus élevée que la vitesse des gouttes par l'intermédiaire d'une cellule de Bragg.

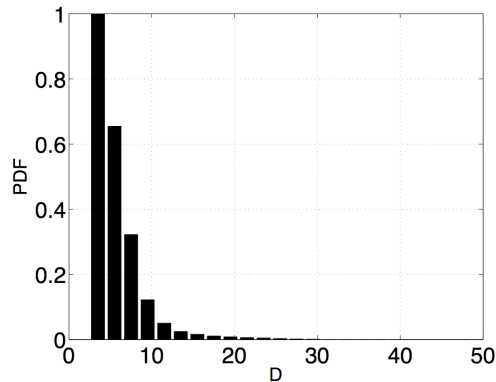
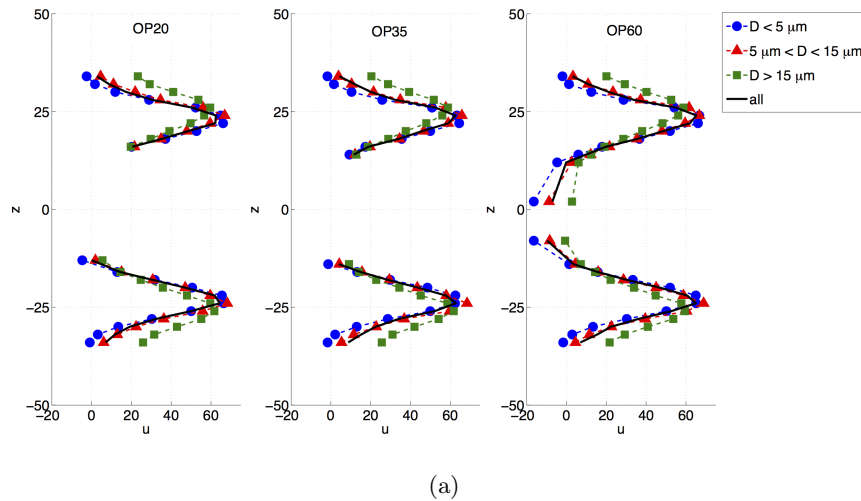


FIGURE 1.7 – Exemples de mesures expérimentales possibles avec la PDA : profil 1D moyen de vitesse axiale ($x=15$ mm) pour trois étagements différents $\alpha = 20, 35, 60$ % et pour trois classes de gouttes, et fonction de densité de probabilité (PDF pour probability density function) de diamètre de gouttes (*Providakis 2013*).

1.3.3 Vélocimétrie par image de particules (PIV)

La vélocimétrie par image de particules ou Particle Image Velocimetry (PIV) est un diagnostic optique non-intrusif qui permet de mesurer à l'aide d'un plan laser et d'une caméra les deux composantes de vitesse contenues dans ce plan de mesure. Cette technique utilise la corrélation par zone –ou fenêtres d'interrogation– sur deux images successives de diffusion de Mie de particules –présentes naturellement dans l'écoulement ou non–, prises dans un intervalle de temps suffisamment court pour que le déplacement instantané le plus probable des particules contenues dans cette zone soit estimé. Connaissant le délai entre les deux images, les deux composantes comprises dans ce plan de la vitesse instantanée peuvent ainsi être calculées.

Plusieurs paramètres influent sur la précision de la mesure. Les particules doivent avoir un nombre de Stokes faible pour répondre aux fluctuations de vitesse de l'écoulement. L'ensemencement doit être le plus homogène possible pour permettre une mesure sur tout le plan laser. La densité de particules ne doit pas être trop élevée, afin de ne pas modifier l'écoulement. Le pas de temps entre les prises de vue doit être suffisamment faible afin d'éviter que les particules ne sortent du domaine de mesure. A l'opposé, un pas de temps trop faible diminue la précision de la mesure, car le déplacement sera très faible et donc plus sensible au bruit de mesure. L'algorithme de calcul doit aussi être correctement paramétré : taille des fenêtres d'interrogations, rejet des valeurs improbables, etc.

Dans le cas d'une mesure dans un milieu chaud, les particules doivent de plus pouvoir résister aux hautes températures des gaz. Les campagnes de mesures PIV en écoulement d'air préchauffé seul ont été menées avec des particules d'oxyde de titane (TiO_2) dont la température de fusion est proche de 1900 K. Les mesures avec injection de carburant à froid et en réactif ont été faites grâce aux gouttes de carburant encore présentes dans l'écoulement. Le dispositif mis en place permet de réaliser des mesures à hautes cadence (10 kHz, HSPIV).

1.3.4 Fluorescence induite par plan Laser (PLIF)

La fluorescence induite par Plan Laser ou Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) est une technique de mesure non-intrusive qui permet des mesures instantanées de concentration, et de température dans certaines configurations bien adaptées. Elle est basée sur l'excitation d'une raie d'absorption par une nappe laser pulsée. Les molécules excitées perdent alors l'énergie absorbée en émettant rapidement un photon à une longueur d'onde différente de celle de l'onde incidente.

Cependant, les transferts d'énergie pouvant aussi se faire par collision, les me-

sures quantitatives restent difficiles à mettre en œuvre. Le choix de radicaux chimiques produits par la flamme (OH, CH, C₂, etc.) permet en revanche une détection simple du front de flammes.

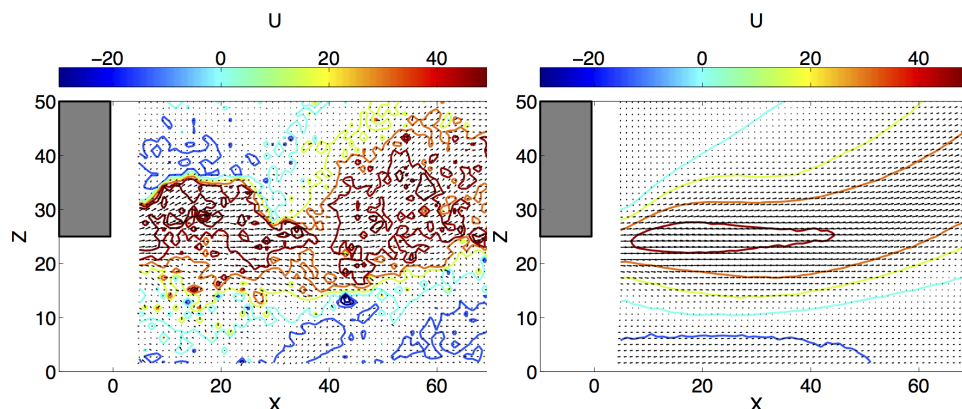


FIGURE 1.8 – Exemples de champs PIV instantané et moyen. Le champ de norme de vitesse –créé à partir des deux composantes mesurées uniquement– dans le plan est superposé au champ des vecteurs obtenus à partir des dites composantes (Providakis 2013).

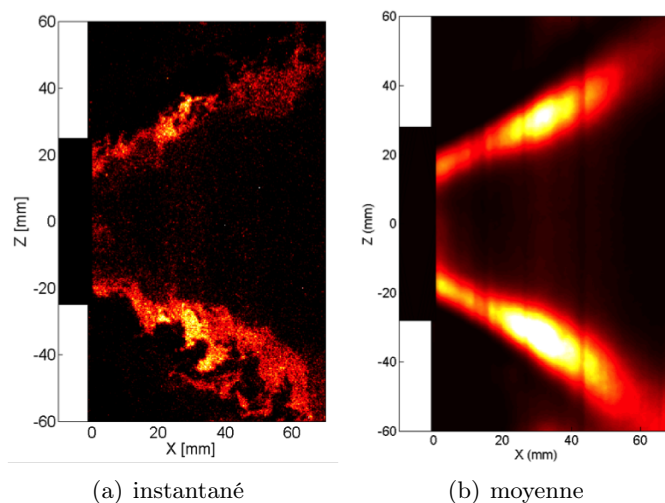


FIGURE 1.9 – Illustrations de mesures PLIF sur le radical OH. Champs instantané et moyen sur le plan de symétrie de la chambre de combustion pour les conditions d'injection correspondant à $\alpha = 60\%$ (Providakis 2013).

1.3.5 Mesures de pression et de dégagement de chaleur

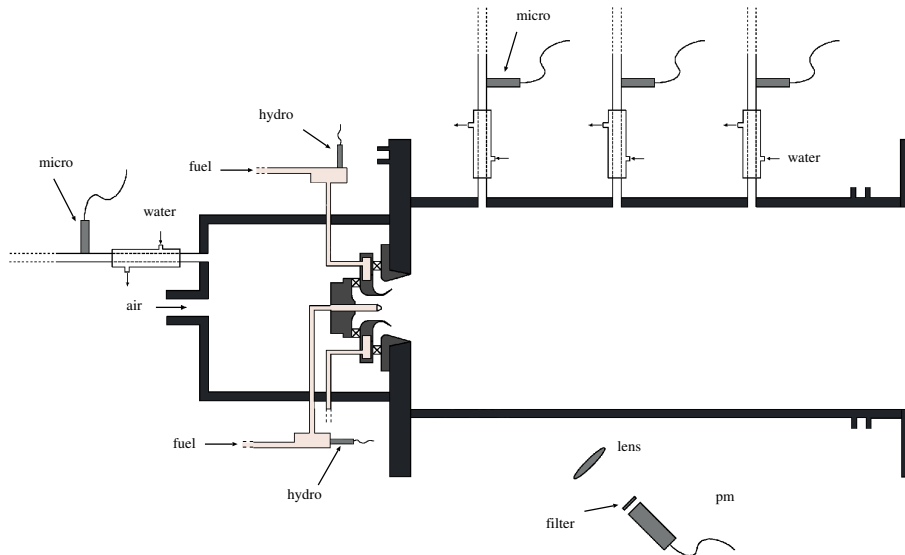


FIGURE 1.10 – Schéma du banc de combustion expérimental avec les diagnostics de dégagement de chaleur et d'acoustique.

Afin de mieux comprendre les couplages thermo-acoustiques qui peuvent se produire dans certaines conditions de fonctionnement, les variations de la pression et de dégagement de chaleur sont mesurés dans la chambre. C'est notamment la phase entre ces deux grandeurs qui nous intéressent, car les instabilités thermo-acoustiques ne se développeront dans la chambre que lorsque les fluctuations de pression et de taux de dégagement de chaleur sont en phases –condition nécessaire. Ce critère, dit de Rayleigh, peut s'écrire mathématiquement sous la forme suivante :

$$\int_T p' q' dt > 0 \quad (1.5)$$

Pour répondre complètement à la question de la stabilité thermo-acoustique du foyer, il est alors nécessaire de quantifier l'amortissement dans le système.

Les fluctuations de pression dans la chambre et le plenum sont mesurées à la paroi par plusieurs microphones (Fig. 1.10) placés dans des guides d'ondes semi-infinis refroidis à l'eau afin de pouvoir mesurer la pression en continu lorsque le banc est en fonctionnement. Des analyses spectrales sont alors réalisées et étudiées (Fig. 1.11). Afin de compléter ce diagnostic, les mesures de fluctuations de pression dans les lignes de carburant sont aussi caractérisées grâce à des hydrophones. Les informations concernant le dégagement de chaleur

sont obtenues en observant l'émission chimiluminescente produite par le radical OH^* dans la chambre avec un photomultiplicateur muni d'un filtre adapté. Ce radical est un indicateur qualitatif de la position et du comportement d'une flamme de prémélange pauvre. Pour des mesures de plus grande précision, il est nécessaire de mettre en œuvre des diagnostics plus sophistiqués, ce qui va au-delà du périmètre des études menées jusqu'à ce jour.

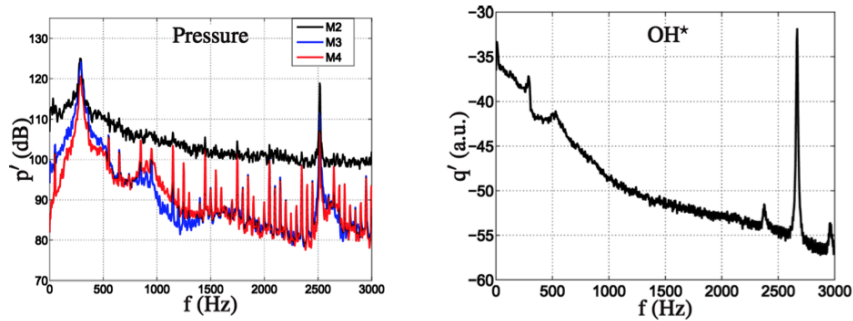


FIGURE 1.11 – Exemples de spectres obtenus à partir de signaux de pression acoustique (gauche) et de chimiluminescence sur le radical OH^* dans la chambre. Le premier pic à basse fréquence correspond à l'instabilité thermo-acoustique. Le second pic correspond au PVC (Providakis et al. 2012).

1.4 Conclusion

Cette rapide présentation des moyens expérimentaux et des diagnostics associés permet de tracer le périmètre des données disponibles pour comparaison avec les résultats des calculs numériques qui seront présentés dans la suite. Ces données seront utilisées tout au long de cette étude afin de valider la stratégie de simulation et de quantifier et limiter au maximum les erreurs introduites par les modèles retenus.

Chapitre 2

Modélisations des écoulements diphasiques réactifs

Le banc de combustion BIMER a fait l'objet de plusieurs études expérimentales sur des aspects variés (allumage, stabilisation, instabilités thermo-acoustiques, etc.). Pour poursuivre la compréhension des phénomènes étudiés, des études numériques ont été proposées. Les simulations numériques peuvent donner accès à des informations résolues en temps et en espace, à des zones de l'écoulement peu ou pas accessibles expérimentalement. Les résultats obtenus offrent une vision globale et simultanée de toutes les grandeurs physiques simulées. Les résultats expérimentaux pourront nourrir la simulation, en permettant aux études numériques de se focaliser sur les points de fonctionnement importants et en rendant possible la validation des résultats numériques.

2.1 Stratégies de simulation

La simulation numérique de la dynamique des écoulements (ou CFD pour Computational Fluid Dynamics) consiste à reproduire le mouvement d'un fluide grâce à l'utilisation d'un code de calcul adapté. C'est maintenant un outil largement répandu qui donne accès à des grandeurs telles que les niveaux de turbulence, les transferts de chaleur, les pertes de charges ou le mélange, parfois difficilement quantifiables de manière expérimentale. Cet outil flexible et applicable à des configurations très complexes a permis des avancées technologiques majeures dans de nombreux domaines par l'optimisation de paramètres physiques cruciaux. La simulation numérique des écoulements intervient ainsi à tous les niveaux de conception (recherche, développement, validation). Les résultats obtenus par le calcul sont généralement validés par comparaison avec l'expérience. Cette étape tend néanmoins à diminuer en raison de la fiabilité croissante des prédictions (et du coût important des expériences).

La mécanique des fluides reste un domaine complexe de la physique (viscosité, couches limites, turbulence, compressibilité, ondes de choc, acoustique, ...). Les phénomènes physiques intervenant en mécanique des fluides couvrent généralement de larges gammes d'échelles spatiales et temporelles. Leur résolution complète demande des moyens de calcul coûteux voir simplement inaccessibles. Des approximations sont nécessaires suivant le cas étudié, le niveau de description souhaité et les moyens à disposition. Certains phénomènes physiques sont alors représentés par des modèles simplifiés qui permettent de s'affranchir de la résolution numérique des plus petites échelles, de phénomènes peu important ou statistiquement homogènes.

Les équations de Navier-Stokes sont utilisées en physique pour décrire les mouvements des liquides et des gaz. La résolution de ces équations est complexe, et pour des cas complexes réalistes, doit se faire numériquement, et doit aussi faire appel à des modèles, étant donné le large spectre d'échelles en temps et en espace qui doit être résolu dans des cas réalistes à haut nombre de Reynolds et/ou hautement multiphysiques. Plusieurs niveaux de simplification de ces équations ont été développés et le choix de la stratégie de simulation est souvent un compromis entre le niveau de description désiré et les moyens de calcul à disposition.

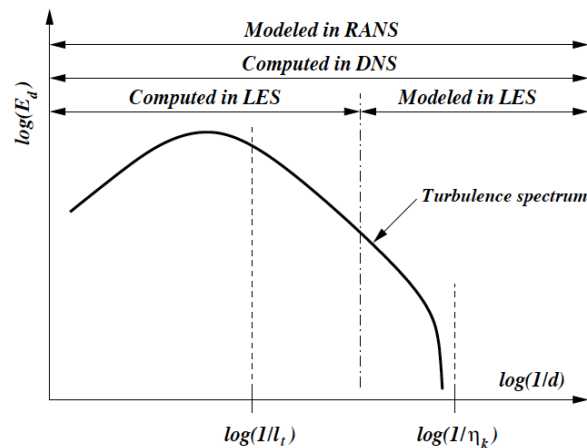


FIGURE 2.1 – Niveaux de résolution des échelles de la turbulence suivant les principes de simulations numériques (Schmitt 2005).

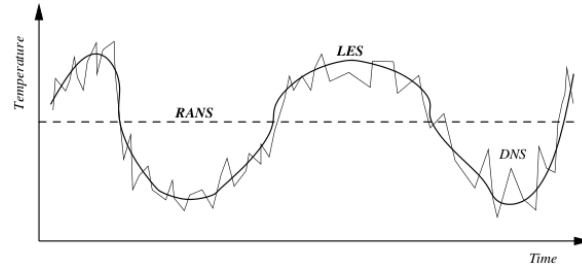


FIGURE 2.2 – Exemple des différences de résultats obtenus par RANS, LES et DNS en fonction du temps (Poinsot and Veynante 2011).

Pour résoudre ces équations, trois principales méthodes de simulation se distinguent (Figs. 2.1 et 2.2) :

- La simulation numérique directe (Direct Numerical Simulation ou DNS) résout toutes les échelles de la turbulence. Généralement aucun modèle n'est utilisé pour la représentation du fluide. C'est une méthode très coûteuse qui n'est actuellement applicable qu'à faible nombre de Reynolds et/ou sur des configurations simples.
- La méthode RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) résout l'écoulement moyen, les différentes échelles de la turbulence étant modélisées dans leur totalité. C'est la méthode la moins coûteuse et la plus répandue, notamment dans l'industrie.
- La Simulation aux Grandes Échelles (SGE, ou LES pour Large Eddy Simulation) est une méthode intermédiaire en termes de coût et d'hypothèses. On utilise un filtre spatial qui sépare le spectre d'énergie entre les grandes échelles qui sont résolues et les petites qui doivent être modélisées. On parlera alors de modèle de sous-maille.

Ce travail ayant pour sujet les chambres de combustion aéronautiques, la DNS est inaccessible du fait de la large gamme d'échelles et de phénomènes physiques et chimiques à simuler, de la chambre de combustion aux échelles les plus fines de la turbulence en passant par le brouillard de carburant et la flamme. L'objectif étant d'étudier le comportement dynamique du banc de combustion BIMER, en particulier les instabilités hydrodynamiques et les couplages thermo-acoustiques, la description moyenne proposée par la simulation RANS n'est pas suffisamment détaillée. De plus les débits importants et les vitesses très élevées des points de fonctionnement étudiés créent un écoulement fortement turbulent, ce qui va dans le sens du choix de la simulation aux grandes échelles.

2.2 Simulation aux grandes échelles des écoulements réactifs monophasiques

2.2.1 La simulation aux grandes échelles

Les équations de la LES sont obtenues en réalisant le produit de convolution entre la grandeur instantanée et le filtre G_Δ de taille caractéristique Δ (Pope 2000) :

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{y}, t) G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) d\mathbf{y} \quad (2.1)$$

Les grandeurs se décomposent alors de la manière suivante :

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.2)$$

avec \bar{f} la partie résolue et f' la contribution de sous-maille qui est modélisée. Dans le cas des écoulements à masse volumique ρ variable, on utilise une opération de filtrage se basant sur les grandeurs pondérées par la masse. Cette moyenne est appelée moyenne de Favre et est généralement notée « $\tilde{\cdot}$ ». Pour une grandeur arbitraire f , elle s'écrit :

$$\tilde{f} = \frac{\rho f}{\bar{\rho}} \quad (2.3)$$

Pour un filtrage au sens de Favre, on obtient les équations de Navier-Stokes multi-espèces pour la simulation aux grandes échelles suivantes (Poinsot and Veynante 2011) :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{s}_{\text{mass}} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij}^{\text{sgs}} \right) + \bar{s}_{\text{mo},i} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i (\bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij}) + \bar{q}_j + q_j^{\text{sgs}} \right] + \bar{s}_{\text{en}} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{J}_{j,k} + J_{j,k}^{\text{sgs}} \right) + \bar{s}_{\text{sp},k} + \bar{\omega}_k \quad (2.7)$$

pour $k = 1, \dots, N_s$

avec ρ la masse volumique du fluide, u_j la composante de la vitesse suivant la direction x_j , et p la pression. δ_{ij} représente le symbole de Kronecker, τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses, E l'énergie massique totale et q_i le flux de chaleur par les espèces. On note N_s le nombre d'espèces dans le fluide, et pour chacune des espèces k , Y_k la fraction massique, D_k le coefficient de diffusion et $J_{i,k}$ le flux de diffusion (dans l'espèce i). Le terme source $\bar{\omega}_k$ correspond aux

réactions chimiques de l'espèce k .

Le couplage avec une éventuelle phase liquide se fait au travers des termes sources \bar{s}_{mass} , $\bar{s}_{\text{mo},i}$, \bar{s}_{en} , $\bar{s}_{\text{sp},k}$, respectivement pour la masse volumique, la quantité de mouvement, l'énergie et la fraction massique de l'espèce k . La fermeture des différents termes de ces équations est discutée en section 2.3.3.3. Les termes de sous-maille sont différenciés par l'exposant $\langle \cdot \rangle^{sgs}$, pour subgrid scale.

2.2.2 Fermeture des termes de flux moléculaires

Les termes de flux moléculaires filtrés $\overline{\tau_{ij}}$, $\overline{q_i}$, $\overline{J_{i,k}}$, respectivement présents dans les équations 2.5, 2.6, 2.7, doivent être fermés. En négligeant les corrélations d'ordres supérieurs entre les différentes variables filtrées, une nouvelle formulation des ces termes devient possible.

Le flux de diffusion $\overline{J_{i,k}}$ de l'espèce k devient :

$$\overline{J_{i,k}} = \overline{-\rho \left(D_k \frac{W_k}{W} \frac{\partial X_k}{\partial x_i} - Y_k V_i^c \right)} \approx -\bar{\rho} \left(\overline{D_k} \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i} - \tilde{Y}_k \tilde{V}_i^c \right) \quad (2.8)$$

avec D_k le coefficient de diffusion, X_k la fraction molaire et W_k la masse molaire de l'espèce k , W est la masse molaire du mélange et V_i^c une vitesse de correction assurant la conservation de la masse (Poinsot and Veynante 2011).

Dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq, le tenseur des contraintes visqueuses $\overline{\tau_{ij}}$ s'exprime en fonction du tenseur des déformations \tilde{S}_{ij} :

$$\overline{\tau_{ij}} = 2 \overline{\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)} \approx 2\bar{\mu} \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.9)$$

avec μ la viscosité dynamique du fluide et :

$$\tilde{S}_{ij} \approx S_{ij}(\tilde{u}) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

Le terme de flux de chaleur q_i dans la direction i s'écrit :

$$\overline{q_i} = - \overline{\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}} + \sum_k^{N_{sp}} \overline{J_{i,k} h_{s,k}} \approx -\bar{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^{N_{sp}} \overline{J_{i,k}} \tilde{h}_{s,k} \quad (2.10)$$

avec λ le coefficient de diffusion de la chaleur du mélange et $h_{s,k}$ l'enthalpie sensible de l'espèce k .

2.2.3 Flux de sous-maille

Le rôle du modèle de sous-maille est de modéliser le comportement du fluide pour les échelles de l'écoulement qui sont filtrées. Idéalement, la partie résolue du spectre de turbulence est majoritaire comparativement à la partie non-résolue. Lors d'une simulation LES, les grandes échelles de l'écoulement sont calculées et les petites échelles sont modélisées. Ces échelles sont principalement responsables de la dissipation de l'énergie par viscosité et leur modélisation est facilitée parce qu'elles sont souvent statistiquement homogènes et isotropes. Plusieurs modèles de sous-maille sont disponibles dans la littérature. Ils sont généralement classés en trois catégories (Baya Toda 2011; Pope 2000; Garnier et al. 2009) :

- Les modèles fonctionnels qui modélisent les effets des petites échelles non résolues sur les grandes échelles sans en supposer la structure. Elles prennent généralement la forme d'un scalaire appelé viscosité de sous-maille qui dissipe les petites échelles de la turbulence. Ce sont les modèles les plus répandus (Smagorinsky 1963; Ducros et al. 1998; Nicoud et al. 2011).
- Les approches structurelles qui essaient de trouver la meilleur approximation de la structure du tenseur de sous-maille à partir du champs de vitesse résolu. Elles peuvent permettre de prendre en compte l'anisotropie de l'écoulement et de ré-introduire du transfert d'énergie des petites échelles vers les grandes (Bardina et al. 1980).
- La dernière approche considère qu'il est difficile de distinguer la dissipation physique des erreurs numériques et se contente d'une opération de filtrage implicite (Grinstein et al. 2007).

Nous utiliserons ici une approche fonctionnelle.

Les termes de sous-maille présents dans les équations 2.5, 2.6, et 2.7 s'expriment de la manière suivante (Boileau 2007) :

$$\tau_{ij}^{sgs} = \bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \approx 2\bar{\rho}\nu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{kk} \right) \quad (2.11)$$

$$J_{i,k}^{sgs} = -\bar{\rho} \left(\widetilde{u_j Y_k} - \tilde{u}_j \tilde{Y}_k \right) \approx -\bar{\rho} \left(D_t \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i} - \tilde{Y}_k \tilde{V}_j^c \right) \quad (2.12)$$

$$q_i^{sgs} = -\bar{\rho} \left(\widetilde{u_j E} - \tilde{u}_j \tilde{E} \right) \approx -\lambda_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} + \sum_{k=1}^N J_{i,k}^{sgs} \tilde{h}_{s,k} \quad (2.13)$$

avec $D_t = m_t/Sc_t$ le coefficient de diffusion moléculaire turbulent et $\lambda_t = \bar{\rho}\nu_t \bar{C}_p Pr_t$ le coefficient de diffusion thermique turbulent. Sc_t et Pr_t sont les nombres de Schmidt et de Prandtl turbulents.

Le modèle de sous-maille utilisé pour les calculs présentés ici est le modèle de WALE, pour Wall-Adapting Local Eddy-viscosity (Nicoud and Ducros 1999). Il est conçu pour reproduire le comportement asymptotique en $(y^+)^3$ de la viscosité turbulente près de la paroi. Il ne nécessite pas de modélisation des couches limites ou de loi de paroi. La viscosité turbulente de ce modèle s'écrit :

$$\nu_t = C_W^2 \bar{\Delta}^2 \frac{\left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{3/2}}{\left(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}\right)^{5/2} + \left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{5/4}} \quad (2.14)$$

avec s_{ij}^d la partie symétrique sans trace du carré du tenseur des gradients de vitesses :

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2}(\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij}$$

où $\bar{\Delta}$ est la taille caractéristique du filtre LES et $\tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}$ le gradient de vitesse résolue. Grâce à des simulations numériques de turbulence homogène et isotrope, la constante C_W est estimée égale à 0.5 (Nicoud and Ducros 1999).

2.2.4 Modélisation de la chimie

La combustion des carburants utilisés en aéronautique fait intervenir des centaines de réactions élémentaires impliquant de nombreuses espèces ou radicaux chimiques intermédiaires. Chacune de ces réactions se produit à des vitesses différentes, simultanément, en chaîne ou en compétition. En effet, une grande majorité des réactions ne sont pas totales. Les réactifs et les produits coexistent donc dans un état à l'équilibre, la réaction directe (forward) étant en compétition avec la réaction inverse (backward). Par ailleurs, les carburants ne sont pas tous des corps purs et ils peuvent être composés de plusieurs molécules différentes. Ces carburants peuvent présenter une composition qui varie suivant leur origine ou même le processus de raffinage. Le kérosène est par exemple composé de centaines d'espèces différentes (Shepherd et al. 2000). La complexité de la combustion provient autant de la chimie et de son nombre d'espèces à transporter et de réactions chimiques à résoudre, que des nombreux phénomènes physiques qui interagissent avec elle (diffusion, turbulence, étirement, transferts thermiques, évaporation, etc.). Il faut donc utiliser des méthodes permettant de réduire la complexité de la description chimique, tout en préservant les principaux phénomènes. Ces méthodes sont brièvement décrites ci-après.

2.2.4.1 Méthodes de réduction de la chimie

La réduction des schémas cinétiques a fait l'objet de nombreuses études. Suivant les moyens disponibles, la précision attendue et la complexité de la confi-

guration à étudier, différents niveaux de description peuvent être demandés allant du comportement thermodynamique global à la prédiction des émissions polluantes ou des radicaux. Parfois, des schémas complets sont disponibles et peuvent alors être réduits au niveau de description recherché. Ces méthodes de réduction sont généralement classées en plusieurs groupes :

- **Les chimies réduites** : Un premier groupe de méthodes de réduction consiste à construire un schéma simplifié avec un nombre d'espèces et de réactions limité, ceci afin d'obtenir un coût calcul très réduit. Ce genre de méthode nécessite une étape d'ajustement des paramètres du schéma, qui est rendu possible par le nombre limité de paramètres. On retrouve notamment dans la littérature des mécanismes réactionnels à une ou deux étapes proposés par [Westbrook and Dryer 1981](#) pour une grande variété d'hydrocarbures. Plus récemment, les travaux de [Franzelli et al. 2010](#) ont permis de construire un schéma réduit à 6 espèces et 2 réactions pour le kerosene, appelé BFER.

- **Les chimies virtuelles** : Proche des chimies réduites, on trouve récemment dans la littérature la notion de chimie virtuelle, notamment dans [Cailler 2018](#); [Cailler et al. 2017](#). Ces mécanismes se basent sur la possibilité d'utiliser des espèces et des réactions virtuelles, pour lesquels tous les paramètres peuvent être calibrés, et utilisent des algorithmes d'optimisation (en l'occurrence génétiques) pour retrouver les paramètres des espèces et des réactions.

- **Les chimies analytiques** : Récemment, avec la montée en puissance des capacités de calcul, des chimies comprenant beaucoup plus d'espèces et de réactions ont commencé à être utilisées sur des chambres réalistes : ce sont les chimies analytiques. Ces chimies sont construites à partir de schémas « squelettiques », qui sont déjà une première réduction de schémas complets. En utilisant différentes hypothèses sur les espèces (QSS ([Luche et al. 2004](#)), PEA ([Keck and Gillespie 1971](#)), ASE ([Peters et al. 2014](#)), ...) ou les réactions (PCA ([Peters and Rogg 2008](#)), DRG ([Lu and Law 2005](#)), DRGEP ([Pepiot-Desjardins and Pitsch 2008](#)), ...), ces schémas descendent à un nombre d'espèces à transporter autour de la vingtaine d'espèces, ce qui est aujourd'hui accessible pour des simulations 3D turbulentes ([Vié et al. 2015](#); [Jaravel 2017](#)) pour le dodecane.

- **Les chimies tabulées** : La deuxième approche consiste à exprimer les schémas cinétiques en fonction d'un nombre de paramètres réduit, généralement des variables thermochimiques (variable d'avancement, fraction de mélange, enthalpie ([Fiorina et al. 2003](#)), taux de dissipation ([Franzelli et al. 2013](#)), ...) qui seront transportés. La tabulation chimique est réalisée lors d'une étape préliminaire. La chimie est calculée à partir des schémas complets ou détaillés afin de cartographier l'ensemble des valeurs que peuvent prendre les paramètres d'entrée choisis sous la forme de trajectoires thermochimiques. Une part im-

portante du travail se trouve dans la définition de ces trajectoires, souvent associées à des archétypes de flammes. Les approches de type chimie tabulée peuvent être adaptées facilement à de nouvelles conditions plus spécifiques. En effet, l'utilisation de schémas cinétiques détaillés et la possibilité de générer une nouvelle table rapidement permet de l'adapter aux conditions particulières de la simulation. Le coût CPU des méthodes de tabulation chimiques pendant la simulation est généralement plus faible que celui des chimies réduites mais elles demandent plus de mémoire, d'autant plus que la table comporte de dimensions. En revanche une connaissance a priori des régimes de combustion ainsi qu'une idée des valeurs que vont prendre les paramètres d'entrée de la table pendant la simulation sont nécessaires.

2.2.5 Modélisation de la combustion en LES

La flamme étant souvent plus petite que la taille de maille, la fermeture des équations de conservation nécessite de modéliser la combustion qui se déroule en sous-maille. La modélisation des interactions entre la flamme et la turbulence est l'un des enjeux majeurs et de nombreuses théories ont été développées. Plus de détails sur les modèles pour la combustion turbulente sont disponibles dans [Poinsot and Veynante 2011](#); [Pitsch 2006](#). On distingue principalement trois types d'approches.

- **Les modèles géométriques** : Les approches de type géométrique supposent que le front de flamme peut être représenté comme une surface fine et mobile. De par cette hypothèse, elles sont le plus souvent utilisées pour les flammes de prémélange. Les principaux modèles de combustion sont les modèles de type Level-Set ([Peters 2000](#); [Pitsch 2005](#)) ou G-equation ([Kerstein et al. 1988](#)) et les modèles à densité de surface de flamme ([Fichot et al. 1993](#); [Vervisch et al. 1995](#); [Boger et al. 1998](#); [Van Kalmthout and Veynante 1998](#)). On trouve aussi le modèle F-TACLES (Filtered Tabulated Chemistry for Large Eddy Simulation) qui utilise une tabulation chimique améliorant l'utilisation des table de flammes 1D filtrées ([Fiorina et al. 2010](#)).

- **Les modèles statistiques** : Ces modèles utilisent une approche statistique et décrivent les interactions entre la turbulence et la chimie de sous-maille en utilisant une fonction de densité de probabilité (PDF) qui peut être transportée ([Xu and Pope 2000](#); [Tang et al. 2000](#)), résolue ou présumée ([Bray and Moss 1977](#); [Bray et al. 1985](#); [Pope 1985](#); [Pierce and Moin 2004](#); [Ihme and Pitsch 2008](#)). A l'origine, ces modèles ont été développés pour les flammes non-prémélangées, mais il est possible aujourd'hui de les utiliser pour décrire des flammes prémélangées.

• **Les modèles algébriques :** Une autre méthode a été proposée en se basant sur les travaux de [Butler and O'Rourke 1977](#), initialement pour une flamme laminaire et prémélangée. Elle consiste à augmenter artificiellement l'épaisseur de flamme afin de résoudre celle-ci directement sur le maillage. Elle est appelée méthode de la flamme épaissie (Thickened Flame Model TFM). La flamme épaissie est construite par analyse dimensionnelle de manière à avoir le même comportement que la flamme 1D non épaissie, en diminuant les termes sources chimiques et en augmentant la diffusion par un facteur \mathcal{F} :

$$\dot{\omega}_k^{\text{TF}} = \frac{\dot{\omega}_k}{\mathcal{F}}, \quad \dot{\omega}_T^{\text{TF}} = \frac{\dot{\omega}_T}{\mathcal{F}} \quad \text{et} \quad D_k^{\text{TF}} = \mathcal{F}D_k, \quad D_{th}^{\text{TF}} = \mathcal{F}D_{th} \quad (2.15)$$

La vitesse de flamme est conservée et l'épaisseur de flamme augmentée d'un facteur \mathcal{F} .

$$s_L^{\text{TF}} = \sqrt{\dot{\omega}_T^{\text{TF}} D_{th}^{\text{TF}}} = s_L, \quad \delta_L^{\text{TF}} = \frac{D_{th}^{\text{TF}}}{s_L^{\text{TF}}} = \mathcal{F}\delta_L \quad (2.16)$$

L'épaississement artificiel du front de flamme impacte les interactions entre la flamme et la turbulence à une échelle supérieure, le Damkhöler Da diminuant d'un facteur \mathcal{F} . La flamme épaissie étant moins plissée (Fig.2.3), la modélisation des interactions flamme-turbulence est critique dans le cas des flammes épaissies. La surface de flamme perdue est corrigée par l'ajout d'une fonction d'efficacité \mathcal{E} ([Charlette et al. 2002a](#), formulation non dynamique) ([Charlette et al. 2002b](#), formulation dynamique) :

$$\bar{\omega}_k = \frac{\mathcal{E}\dot{\omega}_k}{\mathcal{F}} \quad \text{et} \quad \bar{\omega}_T = \frac{\mathcal{E}\dot{\omega}_T}{\mathcal{F}} \quad (2.17)$$

$$D_k \rightarrow \mathcal{E}\mathcal{F}D_k \quad \text{et} \quad D_{th} \rightarrow \mathcal{E}\mathcal{F}D_{th} \quad (2.18)$$

De nouveaux modèles ont été développés (voir [Wang et al. 2011](#), [Wang et al. 2012](#), [Stefanin Volpiani 2017](#)), afin notamment de proposer des formulations dynamiques globales, voire locales. Des formulations ont aussi été proposées pour les cas de flammes de diffusion ([Legier et al. 2000](#)).

2.2.6 Modélisation des propriétés physiques du carburant

Dans l'expérience, le dodécane a été choisi comme carburant de substitution du kérosène. N'ayant pas accès à un schéma cinétique simplifié ou réduit de la combustion du dodécane pour la simulation, on reprend finalement le kérosène comme carburant et un modèle simplifié pour ce carburant est recherché parmi les modèles simplifiés de kérosène de la littérature : [Dagaut 2002](#); [Luche et al.](#)

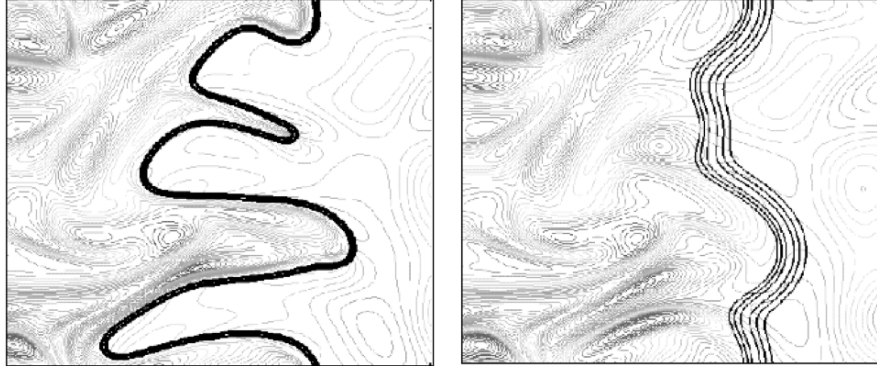


FIGURE 2.3 – Exemple de flamme résolue et épaissie (DNS et $F=5$). Iso-lignes de taux de réaction et champ de vorticité (Poinsot and Veynante 2011).

TABLE 2.1 – Propriétés thermodynamiques des combustibles considérés pour l tude expérimentale et numérique.

Combustible	Décane $C_{10}H_{22}$	Dodécane $C_{12}H_{26}$	Kérosène -	Kero_Luche $C_{10}H_{20}$
masse volumique ρ [$kg \cdot m^{-3}$]	730	750	780	781
Masse molaire W [$g \cdot mol^{-1}$]	142	170	-	137
Température d'évaporation ¹ T_{vap} [K]	450	490	477	450
PCI ² ($MJ \cdot kg^{-1}$)	44.24	44.15	43.1	43.3

2004; Edwards et al. 2007; Honnet et al. 2009. On retient finalement le modèle de Luche pour sa simplicité et sa robustesse, en l'adaptant très légèrement.

2.3 Modélisation de la phase liquide dispersée

De même que pour la modélisation de la phase gazeuse, de nombreuses méthodes numériques de résolution des écoulements de phase dispersée sont disponibles dans la littérature. Balachandar 2009 propose de classer ses méthodes suivant deux critères principaux, ce qui permet de différencier les régimes et les hypothèses associés à ceux-ci (Fig. 2.4). Le premier, le nombre de Stokes, quantifie l'équilibre entre la phase gazeuse et la particule à partir du rapport :

1. La température d'ébullition est la température à laquelle la pression de vapeur saturante est égale à la pression atmosphérique : 101 325 Pa

2. Le Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) est calculé dans les conditions normales de pression et température en prenant en compte l'enthalpie de vaporisation du carburant liquide.

$$\text{St} = \frac{\tau_p}{\tau_g} \quad (2.19)$$

où $\tau_p = \rho_p u_p d_p^2 / 18 \mu_g$ est le temps de relaxation des particules, et τ_g un temps caractéristique de l'écoulement gazeux (le temps de Kolmogorov, ou dans le cas d'une LES, le temps de l'échelle de coupure).

Le second paramètre permet de déterminer le niveau de résolution nécessaire ou possible. Il correspond au ratio de la taille des gouttes sur la plus petite échelle résolue de la phase porteuse d_l/η , avec η l'échelle de Kolmogorov.

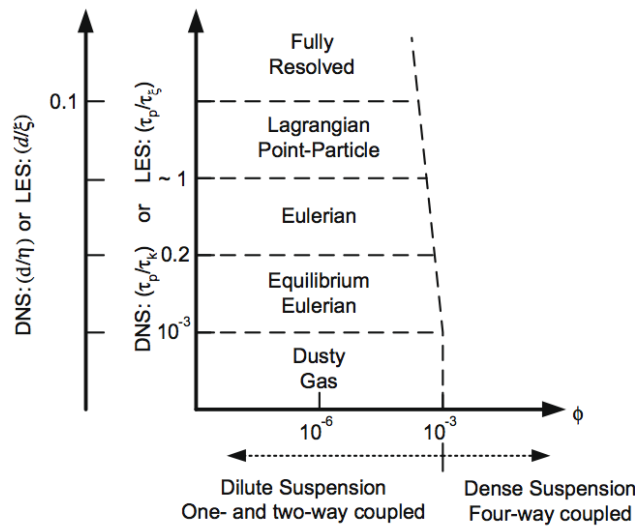


FIGURE 2.4 – Les différentes approches de simulation pour les écoulements multiphasiques en fonction de l'échelle de temps, le nombre de Stokes, et de l'échelle de longueur caractéristique, le diamètre des particules divisé par la plus petite échelle résolue (Balachandar 2009).

2.3.1 Approches directes de simulation de phase dispersée

Lorsque la résolution de la phase gazeuse est suffisamment précise pour résoudre l'écoulement autour de chacune des particules, une simulation complète, "Fully resolved" (Fig. 2.4) est utilisée. Ces études sont très coûteuses en moyens numériques et sont généralement limitées à quelques particules.

Dans les cas où la taille des particules est plus petite que les échelles de l'écoulement résolue ("Lagrangian Point-Particle", Fig. 2.4), une hypothèse de particule ponctuelle est possible (Discrete Particles Simulation). Chaque particule

physique est associé à une particule numérique qui est suivie d'un point de vue Lagrangien et est soumise au système d'équation résultant d'un bilan de forces (Maxey and Riley 1983) :

$$\frac{dx_{p,i}}{dt} = u_{p,i} \quad (2.20)$$

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = \sum F_i \quad (2.21)$$

avec x_p , $u_{p,i}$, m_p la position, la vitesse, la masse de la particule, et F_i les forces massiques extérieures appliquées à cette particule.

Le couplage de cette résolution Lagrangienne, et donc discrète, du transport de ces particules par la phase porteuse, qui est quant à elle continue, nécessite une étape d'interpolation à mener avec attention. Cette approche est très répandue et est implémentée dans de nombreux codes de calcul. Même si elle est applicable dans les écoulements contenant de très nombreuses particules, elle peut rapidement devenir très lourde, notamment lorsque les particules ne disparaissent pas.

2.3.2 Approches statistiques

Dans un contexte de simulation aux grandes échelles, et pour un grand nombre de gouttes, il peut être intéressant de prendre un point de vue statistique en s'intéressant aux statistiques de la phase dispersée. Cela passe par la description de la fonction de densité de probabilité f_p (FDP) associée à l'espace des phases $(t, \vec{x}, \vec{u}_p, S, T)$, dont l'évolution est régie par l'équation de Williams-Boltzmann :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \frac{\partial u_{p,j} f_p}{\partial x_j} + \frac{\partial F_{p,j} f_p}{\partial u_{p,j}} + \frac{\partial R_S f_p}{\partial S} + \frac{\partial E_T f_p}{\partial T} = Q_p + \Gamma_p \quad (2.22)$$

où le terme $F_p = \frac{du_p}{dt}$ est l'accélération de la particule, la résultante massique des forces extérieures qui lui sont appliquées, $R_S = \frac{dS}{dt}$ est le taux de changement en surface des particules (évaporation, condensation, croissance, ...), et $E_T = \frac{dT}{dt}$ correspond à la loi d'évolution en temps de la température de la particule (conduction, rayonnement, ...). Q_p et Γ_p sont des termes prenant en compte le changement en nombre des particules par atomisation ou nucléation et par collision ou coalescence. La FDP vit dans un espace avec un grand nombre de dimensions, ce qui rend la résolution de l'équation de Williams-Boltzmann inaccessible dans des cas 3D réalistes. On va donc chercher à réduire le coût calcul à l'aide de méthodes cherchant à approcher cette équation.

2.3.2.1 Modélisation Lagrangienne stochastique

L'approche Lagrangienne stochastique (Dukowicz 1980) fait l'hypothèse d'une indépendance des variables d'espace physique, de taille et de température pour décomposer la fonction de densité de probabilité :

$$f_l = \phi_l(t, \vec{x}, \vec{v}_p) \varphi_l(S) \Phi(T) \quad (2.23)$$

Les équations de transport lagrangiennes sont obtenues par l'intégration de cette fonction de densité de probabilité :

$$\frac{dM_p}{dt} = \dot{m}_p \quad (2.24)$$

$$\frac{dX_{p,i}}{dt} = U_{p,i} \quad (2.25)$$

$$\frac{dU_{p,i}}{dt} = F_{p,i} \quad (2.26)$$

$$\frac{dT_p}{dt} = E_T \quad (2.27)$$

avec M_p , X_p , U_p , T_p , la masse, la position, la vitesse et la température de la particule.

Certaines simulations lagrangiennes regroupent des particules, ces groupes étant alors nommés parcelles, afin de diminuer le coût de calcul. Ces parcelles correspondent alors à des distributions en nombre, en taille et en température qu'il faut fermer.

2.3.2.2 Modélisation Eulérienne

Les approches eulériennes évitent de résoudre directement la fonction de densité de probabilité en travaillant avec les moments de celle-ci. L'obtention des équations de conservation des moments dans l'espace physique (temps et espace) se fait en intégrant l'équation de Williams-Boltzmann sur l'espace de tailles, des températures et des vitesses.

$$M_S^k(\vec{x}, t) = \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}^+} \int_{\mathbb{R}^+} S^k f_p d\vec{u}_p dS dT \quad (2.28)$$

$$M_u^{ijk}(\vec{x}, t) = \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}^+} \int_{\mathbb{R}^+} u_{p,1}^i u_{p,2}^j u_{p,3}^k d\vec{u}_p dS dT \quad (2.29)$$

Certains de ces moments correspondent à des quantités physique communes : la densité en masse et en nombre sont par exemple $M_S^{3/2}$ et M_S^0 , et la quantité de mouvement dans la direction i se retrouve avec le moment M_u^{100} .

Suivant les hypothèses utilisées, les méthodes eulériennes couvrent un large panel de niveaux de description et de nombreuses méthodes sont disponibles. Elles sont généralement classées suivant leur capacité à capturer la polydispersion des différentes variables. Il existe aussi des méthodes de quadrature, qui proposent une résolution différente, en approchant l'intégrale des fonctions de densité de probabilité par des méthodes discrètes.

2.3.3 Modélisation des moments de la phase liquide

La simulation eulérienne aux moments utilise plusieurs hypothèses physiques pour simplifier la modélisation de la phase dispersée (Sanjose 2009) :

- H1 - les gouttes sont supposées sphériques et indéformables (Maxey and Riley 1983),
- H2 - l'effet de la gravité est négligeable,
- H3 - le rapport de masse volumique entre le liquide et le gaz permet de supposer que la seule force exercée par le fluide porteur sur les gouttes est la traînée,
- H4 - la température (donc l'enthalpie sensible) est homogène à l'intérieur de chaque goutte.
- H5 - la phase dispersée est diluée ($\alpha_l < 0.01$).

Lorsque la phase liquide est diluée (hypothèse H5), les effets d'encombrement volumique de la phase dispersée sur la phase porteuse sont négligeables, la fraction volumique gazeuse peut être approchée $1 - \alpha_l \equiv 1$. En outre, la faible présence de gouttes dans l'écoulement rend les interactions goutte-goutte peu probable, ce phénomène pouvant donc être négligé.

2.3.3.1 Hypothèses simplificatrices

Des hypothèses supplémentaires peuvent être aussi utilisées pour simplifier la fermeture des équations aux moments. On considèrera que le spray est localement :

- H6 - monokinétique (même vitesse),
- H7 - monodisperse (diamètre identique),
- H8 - mono-température.

Monokinétique : Dans des écoulements turbulents, la distribution locale de vitesse des particules peut devenir très complexe, en raison des effets d'historiques individuelles de chaque particule. Ces effets n'apparaissent que pour des grands nombres de Stokes. L'hypothèse d'une vitesse unique n'est ainsi

valide qu'à faible Stokes. Dans la littérature, plusieurs modèles de fermetures ont été proposés afin de prendre en compte ce mouvement (Kaufmann et al. 2008; Masi and Simonin 2014; Masi et al. 2013; Vié et al. 2015). Faire une telle hypothèse peut conduire à surestimer les accumulations de particules en raison de l'impossibilité de se croiser pour les particules.

Monodisperse : La caractérisation d'un spray se fait principalement par la mesure d'un diamètre statistique des gouttes. Le diamètre statistique le plus généralement utilisé en combustion est le SMD (pour Sauter Mean Diameter). Il a pour particularité de conserver le rapport volume/surface de l'ensemble du spray, ce qui est intéressant pour les transferts de masse et les réactions chimiques (Lefebvre 1989). Il est défini par :

$$\text{SMD} = \frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i^2} \quad (2.30)$$

Il est aussi appelé diamètre D_{32} . D'après les travaux de Ballal and Lefebvre 1981 et Lancien et al. 2016, le SMD est le diamètre statistique le plus représentatif du spray en combustion. C'est ce diamètre moyen qui a été choisi pour la comparaison entre simulation numérique et expérimentation.

Dans la simulation numérique, le spray est caractérisé localement par deux variables. Les grandeurs transportées sont la fraction volumique liquide et le nombre de gouttes. Le diamètre est alors déduit par l'expression suivante :

$$\alpha_l = \frac{\pi n_l d_l^3}{6} \quad (2.31)$$

avec α_l la fraction volumique liquide, d_l le diamètre des gouttes et n_l le nombre de gouttes dans la maille.

Température locale unique : Il a été montré que l'hypothèse selon laquelle des gouttes d'un même diamètre ont localement la même température était une hypothèse raisonnable (Dombard et al. 2012). L'hypothèse d'un brouillard de gouttes localement monodisperse nous est donc favorable et cette hypothèse sera faite dans les calculs menés ici.

Limites de l'approche eulérienne : Le choix d'une description localement monodisperse du liquide est faite pour trois raisons principales : (1) parce que les descriptions polydisperses étaient toujours en développement au moment de mettre en place ces calculs ; (2) parce que la question de la fiabilité de l'implémentation dans le code se posait également (campagnes de validation à mener)

et (3) pour limiter le coût de la simulation. Ce choix impose celui du diamètre qui représentera l'ensemble hétérogène des diamètres produit par l'injecteur et résultant des différents processus d'atomisation. Il devra être bien choisi pour que les différents phénomènes physiques tels que la trainée, les échanges thermiques ou l'évaporation conserve un ordre de grandeur pertinent, sous peine de fausser la trajectoire du carburant, sa répartition dans la chambre, le mélange avec la phase gazeuse et donc à terme, la combustion.

2.3.3.2 Équations de conservation

De la même manière que pour le gaz, un filtrage au sens de Favre est utilisé pour la phase liquide. Cette opération est notée « $\hat{\cdot}$ ». La diffusion de sous-maille de l'enthalpie étant négligée, le système d'équation final s'écrit (Hannebique et al. 2013) :

$$\frac{\partial \bar{n}_l}{\partial t} + \frac{\partial \bar{n}_l \hat{u}_{l,j}}{\partial x_j} = 0 \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,j}}{\partial x_j} = -\bar{\Gamma}_l \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,i}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,i} \hat{u}_{l,j}}{\partial x_j} = \bar{F}_{d,i} - \hat{u}_{l,i} \bar{\Gamma}_l + \frac{\partial (\tau_{l,ij}^{sgs})}{\partial x_j} \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{h}_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,j} \hat{h}_l}{\partial x_j} = -\hat{h}_l \bar{\Gamma}_l + \bar{\Phi}_l \quad (2.35)$$

avec \hat{h}_l l'enthalpie de la phase liquide filtrée, F_d la contribution de force de trainée, Γ_l le taux d'évaporation et Φ_l le flux conductif, côté liquide à la surface de la goutte. $\tau_{l,ij}^{sgs}$ est le tenseur de sous-maille de la phase liquide, déterminé grâce au modèle de Smagorinsky-Yoshizawa (Moreau et al. 2010).

Le flux conductif reçu par le liquide est différent de celui du gaz du fait de l'évaporation :

$$\Phi_l = -\Phi_g + h_s \left(0, T_l^{ref} \right) - L_v \left(T_l^{ref} \right) \quad (2.36)$$

avec Φ_g le flux conductif reçu par le gaz, L_v la chaleur latente massique d'évaporation et h_s l'enthalpie sensible.

À la différence des équations de la phase gazeuse, les équations de conservation de la phase liquide font apparaître un terme de pression très faible. Cette structure mathématique correspond à celle des gaz sans pression. La phase liquide est dite « hyper-compressible ». Cette hypothèse d'hypersensibilité conduit à des difficultés numériques évoquées dans la suite.

2.3.3.3 Couplage de la phase gazeuse avec la phase liquide

Lors d'une simulation diphasique, les équations de transport de la phase gazeuse sont modifiées pour être couplées à la phase liquide. Des termes d'échanges respectivement de masse, de moment, d'énergie et d'espèces sont ajoutés aux équations 2.4, 2.5, 2.6 et 2.7 :

$$\bar{s}_{\text{mass}} = \bar{\Gamma}_l \quad (2.37)$$

$$\bar{s}_{\text{mo},i} = \bar{\Gamma}_l \hat{u}_{l,i} - \bar{F}_{d,i} \quad (2.38)$$

$$\bar{s}_{\text{en}} = -\bar{\Phi}_l + \bar{\Lambda}_g + \left(\frac{1}{2} \hat{u}_{l,i}^2 \right) \bar{\Gamma}_l - \hat{u}_{l,i} \bar{F}_{d,i} \quad (2.39)$$

$$\bar{s}_{\text{sp},k} = \bar{\Gamma}_l \delta_{k,F} \quad \text{for} \quad \text{pour } k = 1, \dots, N_{\text{sp}} \quad (2.40)$$

Où $\delta_{k,F} = 1$ si l'espèce k est le carburant, $\delta_{k,F} = 0$ sinon. L'expression de ces grandeurs est développée dans la suite de ce manuscrit.

Fermeture des flux de sous-maille : Le tenseur de sous-maille $\tau_{l,ij}^{\text{sgs}}$ de cisaillement des vitesses filtrées pour la phase liquide est calculé grâce au modèle de Smagorinsky-Yoshizawa qui prend en compte l'hypercompressibilité de la représentation eulérienne de la phase dispersée.

$$\tau_{l,ij}^{\text{sgs}} = \rho_l \bar{\alpha}_l \left(\widehat{u_{l,i} u_{l,j}} - \widehat{u_{l,i}} \widehat{u_{l,j}} \right) \quad (2.41)$$

$$\tau_{l,ij}^{\text{sgs}} \approx 2\bar{\rho}_l \bar{\alpha}_l \nu_{l,t} \left(\hat{S}_{l,ij} - \frac{1}{3} \hat{S}_{l,kk} \delta_{ij} \right) + 2\bar{\rho}_l \bar{\alpha}_l \hat{S}_{l,ij} \delta_{ij} \kappa_{l,t} \quad (2.42)$$

La partie déviatrice du tenseur de sous-maille est calculée avec une version compressible du modèle de Smagorinsky (Smagorinsky 1963) :

$$\nu_{l,t} = C_{l,S}^2 \bar{\Delta}^2 \sqrt{2\hat{S}_{l,ij} \hat{S}_{l,ij}} \quad (2.43)$$

Où $\hat{S}_{l,ij}$ est le tenseur sans trace des contraintes des vitesses corrélées filtrées :

$$\hat{S}_{l,ij} \approx S_{ij}(\hat{u}_l) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_{l,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_{l,j}}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \hat{u}_{l,k}}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.44)$$

Et la partie diagonale, l'énergie corrélée de sous-maille est adaptée du modèle de Yoshizawa 1986 :

$$\kappa_{l,t} = 2 C_{l,Y}^2 \bar{\Delta}^2 \hat{S}_{l,ij}$$

avec $C_{S,l} = 0,14$ et $C_{Y,l} = 0,11$ les constantes du modèle qui ont été déterminées par des tests a priori (Moreau et al. 2010). Dans cette étude, la diffusion de l'enthalpie de sous-maille est négligée.

Termes sources de traînée : Les hypothèses suivantes sont rappelées : les gouttes sont sphériques ; le rapport de densité fluide-particule est très faible ; la gravité n'est pas prise en compte. La traînée de Stokes est utilisée avec une correction pour la vitesse relative (Schiller and Naumann 1935) :

$$\bar{F}_{d,i} = \frac{\rho_l \bar{\alpha}_l}{\tau_p} (\hat{u}_{l,i} - \tilde{u}_i) \approx \frac{\rho_l \bar{\alpha}_l}{\tau_p} (\hat{u}_{l,i} - \hat{u}_i) \quad (2.45)$$

$$\tau_p = \frac{\rho_l d_l^2}{18\mu} \frac{1}{1 + 0.15 Re_p^{0.687}} \quad (2.46)$$

où Re_p est le nombre de Reynolds de la particule. La vitesse filtrée au sens de Reynolds \tilde{u}_i n'est pas accessible dans la simulation, elle est approchée par la vitesse filtrée au sens de Favre \hat{u}_i .

Termes sources d'évaporation : L'évaporation est déterminée en utilisant le modèle d'Abramzon-Sirignano (Abramzon and Sirignano 1989). Un terme de viscosité variable est ajouté pour prendre en compte l'effet de la modification de la composition du mélange à la surface de la goutte (Sierra 2012). Cette viscosité dépend de la température, de la composition du gaz à la surface et des nombres de Prandtl et Schmidt du mélange.

Les valeurs du taux de transfert de masse Γ_g , du flux conductif Φ_g et du flux d'enthalpie Λ_g gazeux s'écrivent alors :

$$\Gamma_g = -\pi d \text{Sh} [\rho D_F] \ln(1 + B_M) \quad (2.47)$$

$$\Phi_g = -\pi d \text{Nu} \lambda (T_\infty - T_l) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T} \quad (2.48)$$

$$\Lambda_g = \Gamma h_{s,F}(T_l) \quad (2.49)$$

$$(2.50)$$

avec Nu et Sh les nombres de Nusselt et de Sherwood, D_F la diffusivité du carburant, B_T et B_M les nombres de Spalding thermique et massique.

2.3.3.4 Combustion diphasique :

Les interactions entre la flamme et les gouttes de carburant liquide jouent un rôle important sur l'évaporation, le mélange, le régime de combustion ou encore la turbulence. La simulation de tous ces phénomènes et leurs interactions est très complexe, voire impossible. Leur modélisation est encore un travail en cours et souvent de nombreuses hypothèses sont faites pour simplifier le

problème [Jenny et al. 2012](#), par exemple en se limitant aux sprays dilués, ou encore en ignorant certains phénomènes : propriétés locales, échanges radiatifs, gradients de vapeur à la surface sur la goutte, combustion hors équilibre, représentation statistique, . . . Ceci est particulièrement vrai lors de simulations LES de chambres de combustion industrielles, dont la géométrie est souvent complexe. Les modèles de combustion diphasiques se limitent généralement dans ces cas-là aux sprays dilués et aux phénomènes physiques les plus critiques.

Modèle TFM et Liquide : L'adaptation du modèle de flamme épaissie TFM à la combustion diphasique a d'abord été étudiée par [Boileau 2007](#) en partant d'analyses dimensionnelles visant à retrouver les caractéristiques de la flamme non-épaissie sur des cas 1D, puis finalisée et validée par [Paulhiac 2015](#). Un autre modèle du même type est proposé par [Filho et al. 2017](#). La prise en compte de l'épaississement pour la phase liquide modifie l'expression de la trainée τ_p (éq. 2.45), du taux d'évaporation Γ (éq. 2.47) et du transfert de chaleur (éq. 2.48) :

$$\tau_p^{\text{TFLES}} = \mathcal{F}\tau_p \quad (2.51)$$

$$\Gamma_g^{\text{TFLES}} = \frac{\Gamma_g}{\mathcal{F}} \quad (2.52)$$

$$\Phi_g^{\text{TFLES}} = \frac{\Phi_g}{\mathcal{F}} \quad (2.53)$$

Dans la zone de réaction, la trainée est multipliée par un facteur \mathcal{F} alors que l'évaporation et le transfert de chaleur sont divisés par \mathcal{F} .

2.3.3.5 Conditions aux limites pour la phase dispersée

Modélisation des systèmes d'injections : Les conditions aux limites pour la phase liquide sont généralement du même type que pour le gaz pour les entrées ou sorties classiques du domaine numérique, bien que des conditions de Neumann soient aussi très répandues pour les injections de carburant.

En revanche, avec le choix d'une simulation eulérienne de la phase liquide et en l'absence de modélisation de l'atomisation, des conditions limites d'injection du carburant liquide particulières sont nécessaires pour représenter au mieux les caractéristiques (diamètre, température, trajectoire, entrainement d'air, . . .) du spray injecté dans la chambre de combustion. Suivant le type d'injecteur, différentes conditions sont aujourd'hui proposées dans la littérature : cône creux, cône plein ou injection multipoint en aéronautique (FIM-UR par [Sanjosé et al. 2011](#)), injection haute pression pour les applications automobile (DITurBC par [Martinez et al. 2010](#)), etc.

Modélisation des interactions gouttes-parois : Les modèles de film en paroi sont en cours de développement. Ils nécessitent la prise en compte de phénomènes extrêmement complexes et leur validation est difficile. Une condition de glissement de la phase liquide avec une condition d'adhérence du gaz est ce qui se fait de plus simple pour représenter même de manière grossière la physique du film. C'est la stratégie retenue pour cette première étude.

2.4 Méthodes numériques

2.4.1 Le code de calcul : AVBP

Le code de calcul AVBP est un code de CFD massivement parallèle développé par le CERFACS et IFP énergies nouvelles. Il résout les équations 3D compressibles de Navier-Stokes sur des maillages non-structurés. Ces options en font un code extrêmement flexible dont les applications couvrent de nombreux domaines. Il est utilisé à la fois dans des laboratoires de recherche (EM2C, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse) et les industries (Safran, Air Liquide, Gaz de France, Alstom, ...), ce qui lui permet d'intégrer les derniers modèles et de profiter d'une utilisation plus large en entreprise. Une présentation des principales caractéristiques de ce code est proposée dans cette partie.

2.4.2 Schémas numériques

AVBP calcule les grandeurs suivant le modèle « cell-vertex » (Fig 2.5), les variables étant stockées sur les nœuds du maillage. Le calcul pour le volume de contrôle est alors effectué au centre de la cellule. Les principaux schémas d'AVBP utilisés pour la simulation numérique sont des schémas centrés. De nature instable en présence de non-linéarités, ils nécessitent l'introduction de viscosité artificielle dans le calcul. Le schéma Lax-Wendroff (*LW*) utilisé est de type volume fini. C'est un schéma explicite qui utilise une approximation de type Euler pour l'intégration temporelle des grandeurs. Il est d'ordre deux en temps et en espace. C'est un schéma connu pour être diffusif, ce qui en fait un bon schéma pour initier une simulation. Le schéma *TTGC* pour Two step Taylor Galerkin (Colin and Rudgyard 2000), de AVBP est une version à deux étapes du schéma de Taylor-Galerkin qui utilise une approche éléments finis. Il est explicite, d'ordre trois en temps et en espace et a été spécifiquement développé pour les calculs LES. Les propriétés dispersives et diffusives des schémas numériques sont aussi influencées par le choix du pas de temps (Fig. 2.6). Le choix du *CFL* modifie aussi le comportement dispersif et diffusif des schémas numériques (Fig. 2.6) suivant le rapport entre la longueur de l'onde transportée et la taille du maillage.

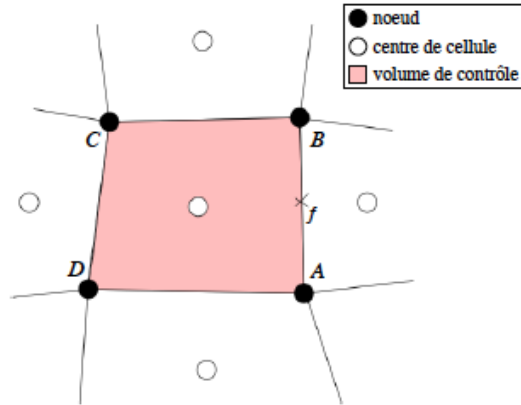


FIGURE 2.5 – Principe d'un maillage de type cell-vertex (Lamarque 2007).

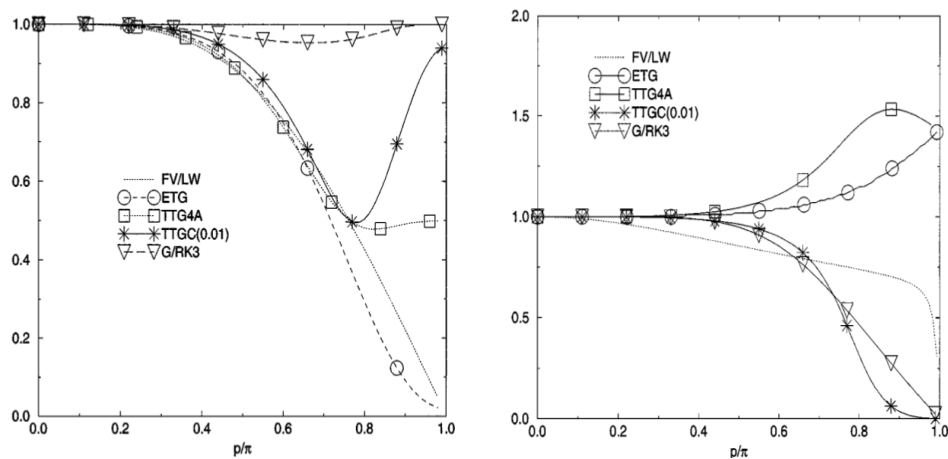


FIGURE 2.6 – Erreur de dissipation et de dispersion pour différents schémas à $CFL = 0.7$ en fonction du nombre d'onde adimensionné par le filtre d'espace (tirée de Colin 2000).

La simulation de la phase liquide se fait avec les mêmes types de schémas numériques. Un schéma supplémentaire est proposé pour stabiliser les simulations des écoulements denses, le schéma *PSI*, « upwind » d'ordre un en temps et en espace, construit pour être stable (défini monotone).

2.4.3 Viscosité artificielle et senseurs

La viscosité artificielle est utilisée dans AVBP pour dissiper les forts gradients ou les oscillations hautes fréquences afin d'assurer la convergence de la simulation. Les deux schémas retenus étant centrés, ils sont sujets au phénomène de Gibbs (oscillations numériques ou « wiggles ») au niveau des discontinuités.

Pour dissiper ces instabilités et stabiliser la simulation, on ajoute artificiellement une viscosité. Afin d’agir plus fortement sur ces wiggles, une viscosité d’ordre plus élevée, hyperviscosité a été implantée dans le code. L’utilisation des opérateurs de viscosité (ordre 2) et d’hyperviscosité (ordre 4) est optimisée grâce à des senseurs (Colin 2000). Ces senseurs sont utilisés pour détecter les zones à risques et appliquer localement la viscosité artificielle, afin de limiter l’effet de la diffusion introduite par cette viscosité. Les senseurs prennent des valeurs comprises entre 0 et 1, la viscosité est alors appliquée proportionnellement à ce nombre.

Certains senseurs travaillent sur toutes les variables transportées (Riber 2007) alors que d’autres se limitent à certaines variables bien choisies (Martinez 2009). Les senseurs utilisés pour la phase gazeuse fonctionnent sur les variables de pression ou d’énergie totale et de façon optionnelle sur les fractions massiques des espèces et/ou sur la quantité mouvement. Trois principaux senseurs sont disponibles dans le code de calcul AVBP. Le senseur de Jameson, calculé sur toutes les variables a été créé pour les écoulements aérodynamiques stationnaires. Le senseur de Colin cible plus particulièrement les zones de fortes non-linéarités. il utilise le même formalisme que le précédent mais fonctionne sur moins de variables. Il a aussi la particularité de se référer aux valeurs moyennes de la cellule plutôt qu’aux valeurs au nœud.

Ces senseurs ont été adaptés pour la phase liquide. La phase dispersée est différente car il n’y a pas de variable de pression. Elle peut présenter de très forts gradients et varier localement de plusieurs ordres de grandeur. L’utilisation du senseur de Colin-Martinez, utilisant la valeur moyenne à la cellule est encore plus pertinente, il fonctionne sur une valeur moins locale et donc plus représentative du champ. Un senseur supplémentaire fonctionnant sur les extrema est disponible pour la phase dispersée, il s’active lorsque le nombre de gouttes, leur diamètre ou la fraction volumique liquide approchent des valeurs prédéfinies. Il évite que des valeurs non-physiques (zone de vide, valeurs négatives, ...) soient créées.

2.4.4 Contraintes spécifiques liées à la phase liquide eulérienne

La résolution numérique des équations eulériennes de la phase dispersée présente un certain nombre de difficultés qui ne sont pas rencontrées lors de la simulation de la phase gazeuse. La phase liquide présente en effet des gradients très forts, parce qu’elle se concentre souvent dans des zones particulières du domaine (zone d’injection, zones d’accumulations, création de film en paroi, ...).

À l’inverse, d’autres parties du domaine en sont complètement dépourvue

(zone en amont de l'injection de la phase liquide, gaz brûlés, zone de recirculations, ...). La résolution numérique de ces dernières pose des problèmes numériques (instabilité, convergence, problème mal posé). Pour éviter ce vide, une faible quantité de liquide est ajoutée à chacune des conditions limites où du gaz est introduit, et elle est conservée en définissant une valeur seuil, définie par l'utilisateur, à partir de laquelle l'évaporation de la goutte est bloquée. Cette phase liquide résiduelle est rendue inerte en la découplant numériquement de la phase gazeuse (échanges de quantité de mouvement, d'énergie et d'espèces).

2.5 Résumé des choix de modélisation

Les deux objectifs principaux de ce travail sont (1) une étude paramétrique de l'influence de l'injection du carburant liquide sur les transitions de forme de flamme et (2) l'étude des couplages thermo-acoustiques présents dans le système (Providakis 2013). Ces objectifs nécessitent donc la résolution complète de la chambre de combustion, une approche compressible des écoulements et la simulation des interactions avec la phase liquide, le tout pour plusieurs cas de calculs et avec des temps de simulations importants.

La taille de maille et la méthode de résolution ne permettant pas de résoudre les premières étapes de l'atomisation, celle-ci est modélisée. L'injection de carburant dans l'étage pilote de type cône creux est modélisée par le modèle d'injection FIM-UR (Sanjosé et al. 2011) et l'injection multipoint par une condition de Dirichlet. Le diamètre des trous d'injection multipoint a été augmenté dans la simulation afin qu'ils puissent être suffisamment résolus par le maillage.

En revanche, la formation des polluants ne faisant pas partie des objectifs de ces travaux, le modèle de cinétique chimique n'a pas besoin d'être très sophistiqué. Nos choix de simulation se sont donc orientés vers une chimie à six espèces et deux étapes résolues sur le maillage par l'intermédiaire du modèle de flamme épaissie. Dans le cadre de cette thèse, les calculs réactifs eulériens ont été réalisés avec une correction de l'épaississement faite uniquement sur l'évaporation des gouttes, dans la continuité des études précédentes, afin d'éviter des modifications trop fortes des trajectoires des gouttes dans les zones épaissies (Hannebique 2013).

Au cours des campagnes expérimentales, des flammes détachées et très probablement prémélangées ont été observées. Cependant les observations expérimentales simultanées de Mie et de taux de dégagement de chaleur ont montré un chevauchement entre les zones contenant du liquide et la combustion (Renaud 2015). La flamme vient s'attacher près de l'injecteur et des interactions entre le liquide et des flammes partiellement prémélangées, voire

non-prémélangées diphasiques peuvent apparaître. Il s'agit clairement d'une limitation de l'étude et le besoin d'un modèle qui peut être utilisé pour ces dernières flammes a clairement été ressenti.

Notre choix s'est porté sur la formulation de Luche ([Luche et al. 2004](#)). Ce carburant de substitution, bien qu'il ait des propriétés thermodynamiques et une composition chimique très proche du dodécane (Tab. 2.1), ne permet pas de conserver exactement l'ensemble des paramètres physiques. Il a été choisi de conserver les grandeurs aéro-thermodynamiques (débit, température de flamme), entraînant ainsi des modifications mineures des caractéristiques chimiques (richesse, température des gaz brûlés, vitesse de flamme). Pour des raisons de simplicité et d'efficacité, un schéma réactionnel réduit comportant six espèces et deux réactions, proposé par [Franzelli et al. 2010](#), a été choisi pour notre étude. Il est issu de la réduction du schéma squelettique proposé par Luche et validé par comparaison avec celui-ci ainsi qu'avec le mécanisme détaillé de Dagaut ([Dagaut and Cathonnet 2006](#)). Pour améliorer la prédiction de la vitesse de flamme laminaire lors de mélanges riches, une constante pré-exponentielle dépendant de la richesse est ajoutée (méthode PEA [Légier 2001](#)). Ce schéma de cinétique chimique correspond à la plage de fonctionnement (attendue) et est validé pour celle-ci tout en se limitant à un faible nombre d'espèces chimiques. Il représente donc un bon compromis coût/précision.

Deuxième partie

Étude de l'écoulement
non-réactif

Chapitre 3

Description de la maquette numérique

3.1 Domaine numérique et discrétisation

Cette étude numérique étant la première pour ce banc, nous devons d'abord définir la maquette numérique, c'est-à-dire la géométrie et le maillage. Ces deux éléments sont détaillés dans cette section.

3.1.1 Maquette numérique

Comparativement à l'expérience, notre maquette numérique ne peut pas contenir tous les détails géométriques, des choix ont donc été effectués, en se focalisant sur les éléments qui nous apparaissent nécessaires pour bien représenter le banc.

La maquette a été construite en se basant sur le modèle utilisé pour la construction du banc expérimental. Elle intègre l'entrée d'air, le plenum, le brûleur et son support ainsi que la chambre de combustion (Fig. 3.1). Une atmosphère associée à un écoulement d'air à basse vitesse (co-flow) est ajoutée en sortie de chambre pour faciliter la sortie des ondes entropiques et acoustiques. Les conditions limites étant repoussées loin de la chambre, les problèmes de réflexions acoustiques non-physiques sont limités par la même occasion.

La géométrie réelle est épurée des petits détails dont la représentation serait coûteuse et de peu d'intérêt (chanfrein, vis de fixation, instrumentation expérimentale, ...). Les arrivées de carburant dans le plenum n'ont pas été modélisées, pour des raisons de complexité (Fig. 3.2). La "fleur", dénommée ainsi en raison de sa forme composée de quatre lobes, est une pièce structurelle qui sert à fixer le brûleur à la chambre. Elle est néanmoins représentée dans le domaine numérique parce qu'elle occupe une section importante du plenum et pourrait avoir des effets non négligeables sur l'écoulement d'air dans les vrilles, ou sur la réponse acoustique du brûleur.

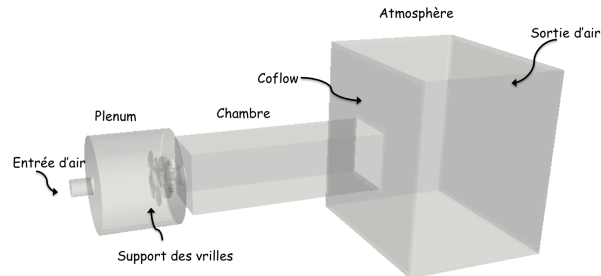
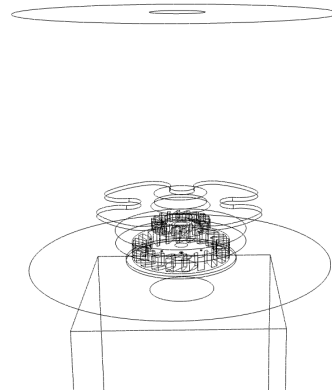


FIGURE 3.1 – Maquette numérique du banc expérimental



(a) Photo du brûleur monté avec la fleur. (b) Représentation numérique centrée sur la partie plenum.

FIGURE 3.2 – Représentation numérique du brûleur : visualisation de la partie plenum avec la fleur et les flexibles d'injection (a) et représentation numérique (b).

3.1.2 Maillages

Le choix d'un maillage de type non-structuré est imposé par la complexité de la géométrie du brûleur, les éléments de type tétraédrique permettront alors de suivre au plus près le profil des pièces. La discrétisation du domaine est réalisée sur l'ensemble de la chambre de combustion, plenum compris afin de bien prendre en compte l'acoustique de l'ensemble du système et le couplage qu'il pourrait y avoir entre ces deux cavités (Fig. 3.3).

Les vrilles pilote et décollage, bien que de faible taille (2×6 et 5×10 mm), vont jouer un rôle primordial, à la fois dans la mise en rotation de l'écoulement et dans la répartition de carburant dans les différents étages du brûleur. Afin

de garantir la meilleure représentation possible, les plus petites mailles sont situées dans ces zones (Fig. 3.4).

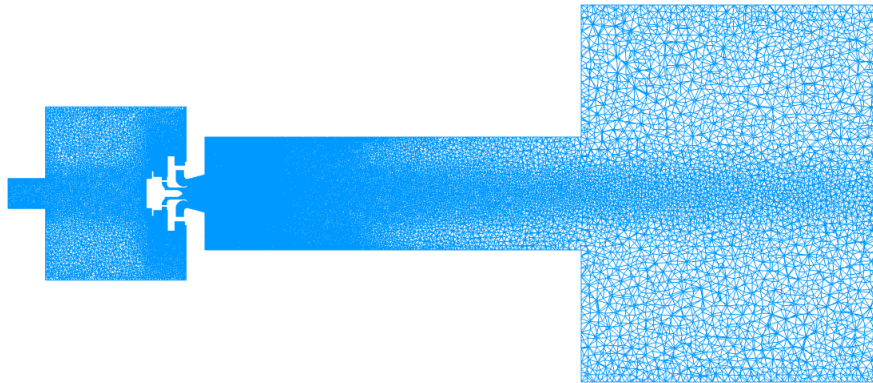
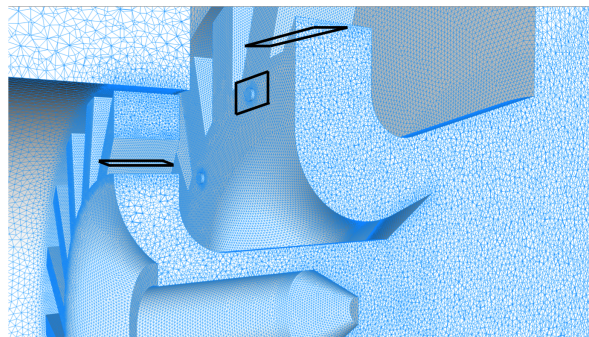
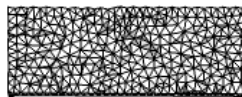


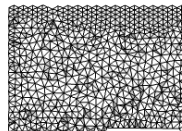
FIGURE 3.3 – Exemple de maillage sur le plan central $z = 0$ mm du domaine numérique.



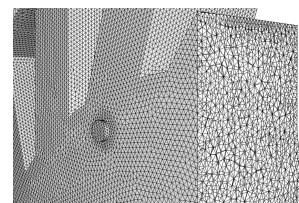
(a) Maillage du brûleur et vue des cadres de détails



(b) Vrilles Pilote



(c) Vrilles Décollage



(d) Injection Multipoint

FIGURE 3.4 – Coupe axiale du maillage réactif - Vue du maillage dans le brûleur. Vue en coupe de la section de passage dans chacune des vrilles et d'un patch d'injection multipoint.

Dans le cadre de cette étude, l'opération de filtrage pour la LES étant implicite, un ordre de grandeur de l'échelle de coupure peut être calculé. Au premier ordre, le maillage ne permet pas de capturer des structures plus petites que les mailles. La taille de ces structures est donc approchée par la racine cubique du volume d'une maille :

$$\Delta_c = \sqrt[3]{V}, \quad \lambda_c = 2\Delta_c, \quad k_c = \frac{\pi}{\Delta_c} \quad (3.1)$$

avec V le volume de la maille (m^3), Δ_c l'échelle de coupure (m), λ_c la longueur d'onde de coupure (m), k_c le nombre d'onde de coupure (rad.m^{-1}).

La dépendance en maillage des résultats obtenus lors des simulations numériques de l'écoulement a été vérifié. Pour ce faire, trois maillages avec des niveaux de raffinement différents ont été générés (*Grossier*, *Fin* et *Très fin*, respectivement de 5, 10 et 40 millions de mailles). Pour les études réactives, un quatrième maillage (*Fin-Réac*, 20 millions de mailles) a été obtenu en améliorant le maillage *Fin* afin d'assurer une résolution suffisante des zones d'injection du liquide et de combustion. Ces différents maillages et leurs principales caractéristiques sont présentés en Tab. 3.1.

TABLE 3.1 – Présentation des différents maillages.

	Grossier	Fin	Très fin	Fin-Réac
Nombre d'éléments (10^6)	5,2	10,2	42,3	20,1
Nombre de nœuds (10^6)	1,1	2,0	7,7	3,7
V_{min} (m^3)	$6.7 \cdot 10^{-13}$	$4.3 \cdot 10^{-13}$	$3.5 \cdot 10^{-14}$	$5.26 \cdot 10^{-13}$
Surcoût estimé	1	2,43	20,6	4,01
λ_c (m)	$1.75 \cdot 10^{-4}$	$1.51 \cdot 10^{-4}$	$6.54 \cdot 10^{-5}$	$1.63 \cdot 10^{-4}$
Sliver	4.00	4.00	4.00	1.85
Skew (vol)	0.95	0.95	0.925	0.85
Skew (ang)	0.85	0.85	0.825	0.68
Aspect ratio	5.50	5.10	5.00	2.32
Edge length ratio	5	4.2	4.6	3.32

Les critères de qualité présentés sont les suivants :

- Surcoût estimé : les coûts de simulation peuvent être grossièrement comparés, en supposant un comportement linéaire du code de calcul avec le nombre de nœuds et que le pas de temps de la simulation est limité par le temps convectif, proportionnel à la racine cubique du volume de la plus petite maille du domaine. Le maillage le plus grossier sert de référence.

- Sliver : rapport du volume d'un tétraèdre régulier ayant la même longueur moyenne de côté que le tétraèdre actuel divisé par le volume du tétraèdre actuel.

$$Sliver = \max \left(\frac{\frac{\sqrt{2}}{12} L_{moy}^3}{V} \right)_{maillage}$$

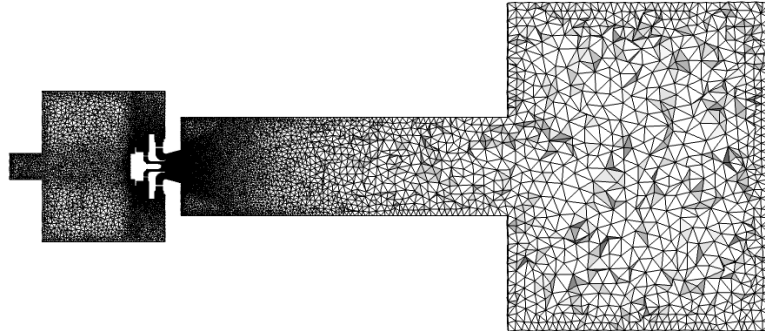
- Skewness (obliquité) : ratio de la différence du volume d'un tétraèdre équilatéral ayant la même sphère circonscrite que le tétraèdre actuel et le volume du tétraèdre actuel au volume de ce tétraèdre équilatéral.

$$Skew = \max \left(\frac{V_{ideal} - V_{reel}}{V_{ideal}} \right)_{maillage}$$

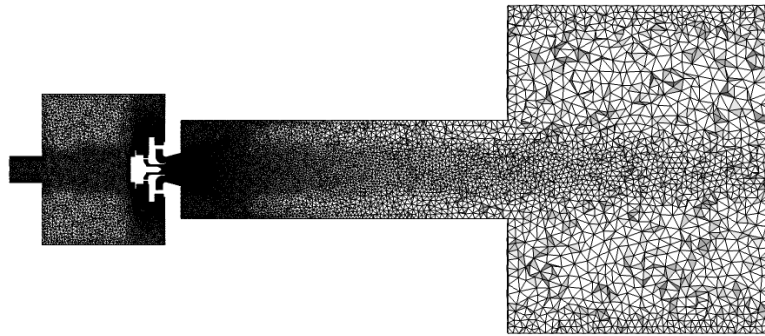
- Edge length ratio (Rapport de longueur des arêtes) : valeur maximale du rapport entre la plus longue et la plus courte des arêtes d'une face d'un tétraèdre.

$$R = \max \left(\frac{a_{max\,face}}{a_{min\,face}} \right)_{maillage}$$

Les résultats de ces validations de maillages ont permis de réaliser des améliorations a posteriori. Nous avons constaté que la zone de recirculation interne s'étendait sur une plus longue distance qu'attendue dans la chambre de combustion et que l'atmosphère n'était pas suffisamment résolu. Les zones de l'écoulement qui étaient ciblées plus particulièrement par le senseur de viscosité ont pu être maillées plus finement lors de l'ajout des patches d'injection liquide nécessaires à l'injection du carburant (Fig. 3.5).



(a) Maillage grossier.



(b) Maillage non-réactif.

FIGURE 3.5 – Exemple d'amélioration de maillage non-réactif amenée par l'étude en dépendance de maillage lors des simulations aérodynamiques sur le plan $y = 0$ mm.

3.2 Point de fonctionnement numérique

Le point de fonctionnement étudié numériquement (Tab. 3.2) correspond aux conditions expérimentales de la thèse de Théodore Providakis (Providakis 2013). C'est un point de forte puissance où le débit d'air et la puissance sont fixés, le paramètre de l'étude étant l'étagement (voir sec. 1.1.5), la répartition de carburant entre les deux étages d'injection.

3.3 Phase liquide

La modélisation de la phase liquide impose sa présence dans tout le domaine. Une quantité de liquide résiduelle est donc conservée en imposant un diamètre minimum aux gouttes et une fraction volumique à partir desquels les lois physiques ne s'appliquent plus (couplage liquide-gaz, échanges de masse, échanges thermiques). Pour nos simulations, un diamètre minimum de $2\ \mu\text{m}$ et une frac-

TABLE 3.2 – Point de fonctionnement du brûleur étudié numériquement.

Global		
Mélange	air / dodécane	
T_a [K]	473	
T_f [K]	300	
\dot{m}_a [$g \cdot s^{-1}$]	53	
ϕ [-]	0,6	
Pw [kW]	85	
α [%]	0 - 100	
Étages		
	Pilote Σ_p	Décollage Σ_d
Type d'injection	cône creux	multi-injection 10 trous (diamètre 0.3 mm)
Proportion d'air [%]	15	85

tion volumique α_l de $1,0 \times 10^{-7}$ ont été retenus. Afin de garantir une présence homogène de la fraction volumique de liquide minimale, celle-ci est aussi injecté/ajouté aux entrées gazeuses. Les conditions limites utilisées pour la phase liquide sont présentées dans les tableaux 3.4 et 3.5.

3.4 Traitement des conditions limites

Le détail des conditions aux limites est donné en tableau. 3.3 pour la phase gazeuse et dans le tableau 3.4 pour la phase liquide résiduelle.

Les conditions aux limites utilisées pour la simulation avec phase liquide sont données en Tab. 3.4 et 3.5.

TABLE 3.3 – *Conditions aux limites pour la phase gazeuse.*

Nom	Type	Paramètres physiques	
Entrée d'air	NSCBC	Température	$T_g = 473 \text{ K}$
		Débit massique	$m_{\dot{a}} = 53 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$
		Composition	Air pur/sec
		Coefficient de relaxation	$K = 1000$
Co-courant	NSCBC	Température	$T_g = 473 \text{ K}$
		Vitesse	$U = 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
		Composition	Air pur/sec
		Coefficient de relaxation	$K = 1000$
Sortie	NSCBC	Pression	$P = 101\,300 \text{ Pa}$
		Coefficient de relaxation	$K = 1000$
Parois thermalisées	Paroi	Adhérente	
		Température	$T_{\infty} = 373 \text{ K}$
		Résistance thermique	$R = 3,0 \times 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$
Parois du banc	Paroi	Adhérente Adiabatique	
Parois latérales de l'atmosphère	Paroi	Non adhérente Adiabatique	

TABLE 3.4 – Conditions aux limites pour la phase liquide résiduelle.

Nom	Type	Paramètres physiques	
Entrée d'air	Dirichlet	Température	$T_l = 473 \text{ K}$
		Fraction volumique	$\alpha_l = 1,0 \times 10^{-7}$
		Diamètre des gouttes	$d_l = 2 \mu\text{m}$
		Vitesse débitante	$U_{l,bulk} = 60 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Co-courant	Dirichlet	Température	$T_l = 473 \text{ K}$
		Fraction volumique	$\alpha_l = 1,0 \times 10^{-7}$
		Diamètre des gouttes	$d_l = 2 \mu\text{m}$
		Vitesse débitante	$U_{l,bulk} = 60 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Injection multipoint ($\alpha = 0\%$)	Dirichlet	Température	$T_l = 360 \text{ K}$
		Débit massique	$\dot{m}_l = 1,92 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$
		Diamètre des gouttes	$d_l = 20 \mu\text{m}$
		Vitesse débitante	$U_{l,bulk} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Injection pilote ($\alpha = 100\%$)	Dirichlet	Injection FIMUR	<i>voir Tab. 3.5</i>
Sortie	NSCBC	Pression	$P = 101\,300 \text{ Pa}$
Parois du banc	Paroi	Non adhérente Adiabatique	
Parois latérales de l'atmosphère	Paroi	Non adhérente Adiabatique	

TABLE 3.5 – Paramètre de l'injection pilote ($\alpha = 100\%$) cône creux FIM-UR (*San-josé et al. 2011*).

Débit de calibration	$\dot{m}_l = 1,92 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$
Demi-angle de spray	$\theta_S = 40^\circ$
Température du liquide	$T_l = 360 \text{ K}$
Diamètre des gouttes	$d_l = 40 \mu\text{m}$
Sens de rotation	horaire
Rayon de décharge	$R_0 = 0,125 \text{ mm}$
Rayon de la surface d'injection	$R_i = 1,5 \text{ mm}$

Chapitre 4

Caractérisation de l'aérodynamique

Le premier travail de simulation est la modélisation de l'écoulement gazeux seul. Cette étape permet une première validation et une initialisation du calcul moins coûteuse. Elle permet aussi de qualifier la structure aérodynamique de l'écoulement, qui va nécessairement conditionner l'évolution du spray et de la flamme.

4.1 Structure globale de l'écoulement aérodynamique

4.1.1 Écoulement moyen

La simulation de l'écoulement moyen a débuté après convergence et obtention d'une solution stabilisée dont les principales grandeurs moyennes sont stationnaires. Les résultats aérodynamiques présentés sont moyennés sur 140 ms avec le maillage *Fin* et le schéma numérique *TTGC*.

Le champ de vitesse (Fig. 4.1) fait apparaître des vitesses très élevées dans le brûleur, en particulier autour de l'injecteur pilote. La vitesse de flamme laminaire étant de l'ordre de 1 ms, des vitesses d'écoulement bien supérieures permettent, a priori, de prévenir les remontées de flamme. La structure de l'écoulement est typique d'un écoulement fortement swirlé. Les zones de recirculation internes et externes sont caractérisées par l'isoligne de vitesse axiale nulle (Fig. 4.2) ou par les pseudo lignes de courant (Fig. 4.3). La zone de recirculation présente aussi de très fortes vitesses axiales négatives, jusqu'à $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et remonte jusqu'à l'injecteur pilote. Cette recirculation très en amont est un point positif si l'on considère qu'elle doit assurer un réallumage permanent à la base de l'écoulement par les gaz brûlés.

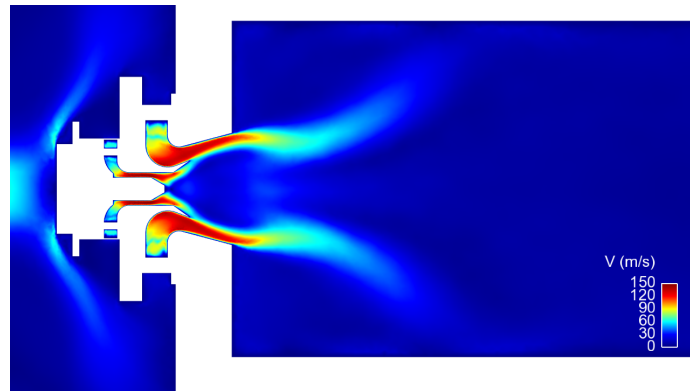


FIGURE 4.1 – Vitesse moyenne dans le plan $z = 0$ mm. À gauche : la fin du plénum, à droite le début de la chambre de combustion.

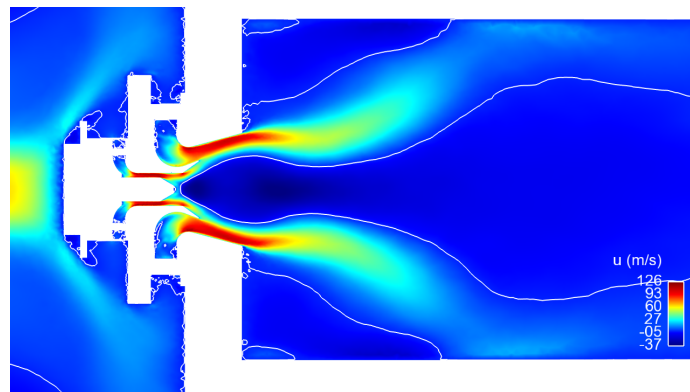


FIGURE 4.2 – Vitesse axiale moyenne et zone de recirculation ($U = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) dans le plan $z = 0$ mm.

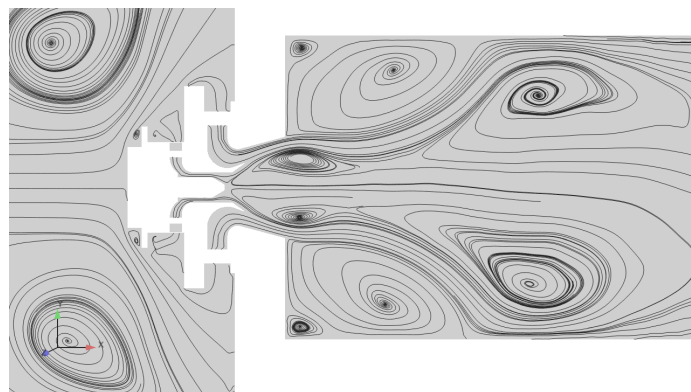


FIGURE 4.3 – Pseudo-lignes de courant 2D dans le plan $z = 0$ mm. Structures typiques d'un écoulement swirlé.

4.1.2 Écoulement instantané

Les champs instantanés montrent un écoulement différent de l'écoulement moyen. Il est en effet très turbulent avec de larges structures convectées dans la chambre. Les deux étages du brûleur semblent aussi interagir très tôt dans le divergent, tout comme la zone de recirculation.

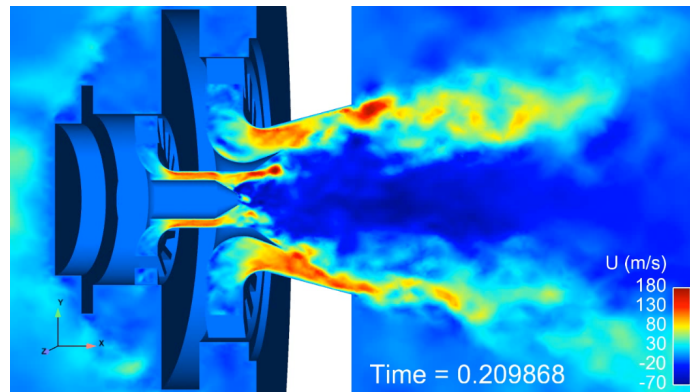


FIGURE 4.4 – Vitesse axiale instantanée dans le plan $z = 0$ mm. Pour faciliter la lecture, la représentation 3D de l'injecteur a été conservée.

4.2 Impact du choix du maillage et du schéma numérique

Afin de vérifier que la solution est valide et que la topologie de l'écoulement est suffisamment résolue pour être correctement simulée par le code de calcul, on réalise une étude de dépendance en maillage. Cette étude est réalisée sur trois maillages raffinés différemment. En plus du maillage ciblé, comportant 10 millions d'éléments (appelé *Fin* dans la suite), des simulations sur des maillages de 5 (*Grossier*) et 40 millions (maillage *Très fin*) d'éléments sont réalisées (voir Tab. 3.1).

Le calcul de l'écoulement moyen a été réalisé sur chacun des maillages. L'initialisation de l'écoulement ayant été faite au préalable sur le maillage fin, les solutions initiales sont interpolées sur chacun des maillages. Les résultats sont obtenus pour une durée simulée de 80 ms pour chaque cas, sauf pour la simulation *Fin LW* qui a tournée 140 ms afin d'assurer la convergence, les valeurs étant prélevées toutes les 100 itérations (autour de 100 MHz pour le maillage *Grossier*). La convergence n'est pas complète dans les régions de faibles vitesses (zones de recirculation), mais cela a peu d'influence sur le résultat dans les zones d'intérêt.

Les pas de temps physiques obtenus lors des simulations aérodynamiques sont

respectivement de $1,05 \times 10^{-7}$ s, $7,99 \times 10^{-8}$ s, $3,78 \times 10^{-8}$ s. Les simulations aérodynamiques ont été réalisées avec des niveaux de viscosité très faibles avec le schéma appliquant en moyenne le moins de viscosité possible. Avec le schéma numérique *LW*, la viscosité du second ordre est de 5×10^{-3} et celle du quatrième ordre de 5×10^{-4} . Le schéma est le schéma de Colin. La valeur du CFL est fixée à 0,7. Pour la simulation aérodynamique en *TTGC*, le schéma étant naturellement moins dissipatif, les valeurs de viscosité sont légèrement augmentées : 1×10^{-2} pour le 2^e ordre, 5×10^{-3} pour le 4^e. Ce schéma étant d'un ordre plus élevé en temps, il est plus stable en CFL, et sa valeur a pu être augmentée à 0,9.

La diffusion du schéma *LW* est très visible sur la figure 4.5 : les profils de vitesses sont larges et courts. Comme on le verra par la suite, le schéma *TTGC* reprend mieux la forme de l'écoulement obtenue expérimentalement, en particulier, la capture de la CTRZ et de la longueur du tourbillon (position du vortex breakdown). Les RMS, sur la figure 4.6, apparaissent aussi mieux résolues en *TTGC* et sur le maillage *Très fin*, en particulier au contact de la zone de recirculation. La capture des couches de mélange semble meilleure.

L'écoulement dans les vrilles de l'étage décollage présente un rapport largeur sur longueur élevé. Des zones de recirculation inégalement réparties dans cet étage sont observées. Ces zones apparaissant par groupe de quatre, elles ont pu être reliées au support de fixation du brûleur qui possède quatre larges lobes visibles en figure 3.1. La poursuite de l'étude a montré que l'influence du support disparaissait avec un raffinement du maillage ou l'utilisation d'un schéma numérique d'ordre plus élevé.

La simulation sur le maillage *Fin* avec le schéma *TTGC* présente des résultats très proches de ceux obtenus sur le maillage *Très fin* avec le schéma *LW*. Ces résultats étant obtenus pour un coût trois fois inférieurs, c'est cette configuration qui a été retenue pour la suite de travail, le schéma *LW* étant tout de même utilisé pour les convergences lors de modifications des conditions de fonctionnement.

On se propose maintenant de comparer ces résultats à ceux obtenus expérimentalement.

4.3 Comparaisons et validations

Les résultats de la simulation numérique sont comparés à ceux obtenus lors des mesures par PIV sur le banc expérimental (Providakis 2013). Pour faciliter leur interprétation, tous les résultats sont présentés sur les mêmes régions avec

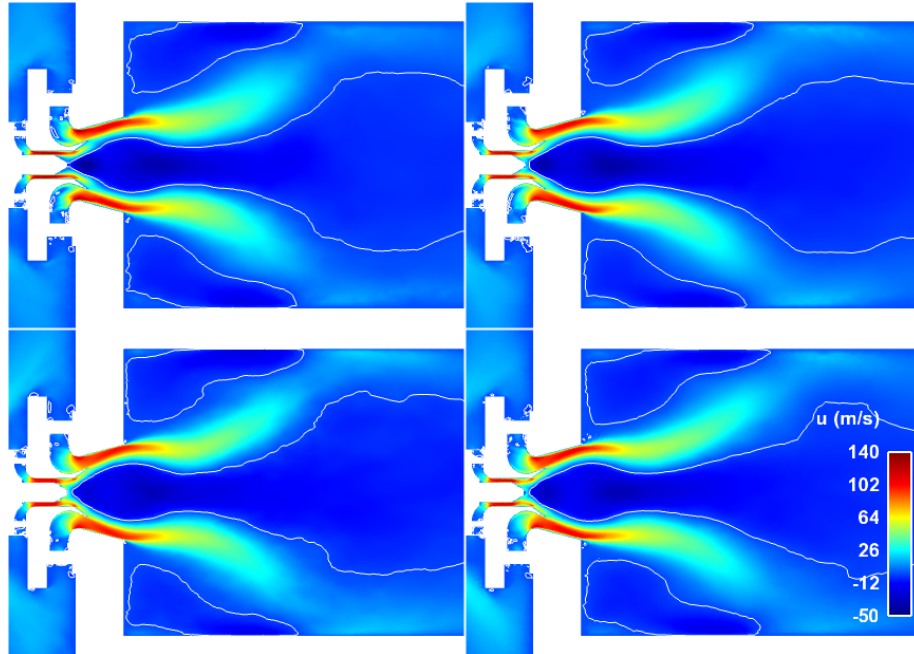


FIGURE 4.5 – Vitesse axiale moyenne sur les maillages Grossier (en haut à gauche), Fin (en haut à droite), Très fin (en bas à gauche) en LW et Fin en TTGC (en bas à droite) dans le plan $z = 0$ mm.

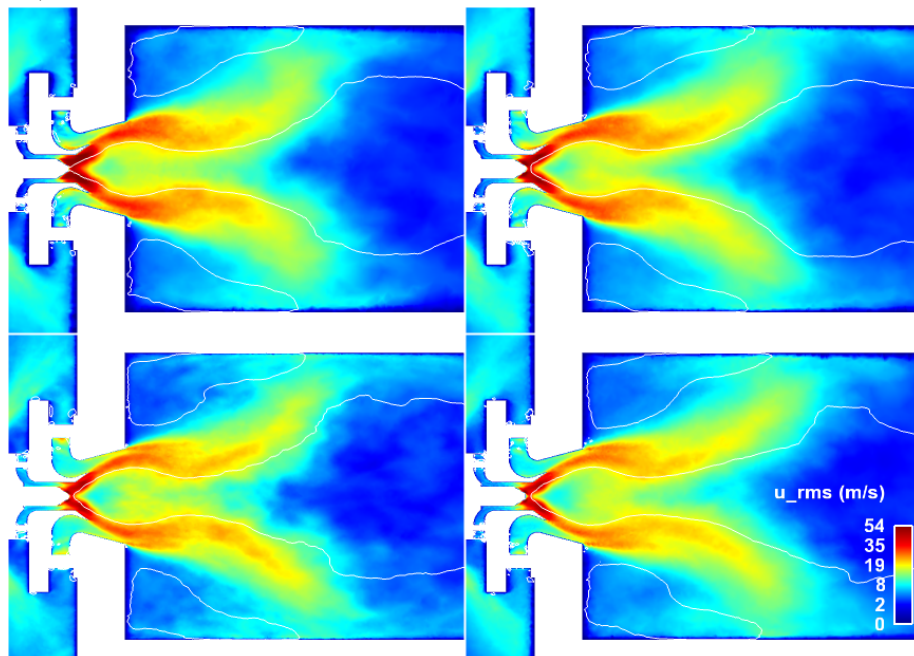


FIGURE 4.6 – RMS de la vitesse axiale moyenne sur les maillages Grossier (en haut à gauche), Fin (en haut à droite), Très fin (en bas à gauche) en LW et Fin en TTGC (en bas à droite) dans le plan $z = 0$ mm. Échelle quadratique.

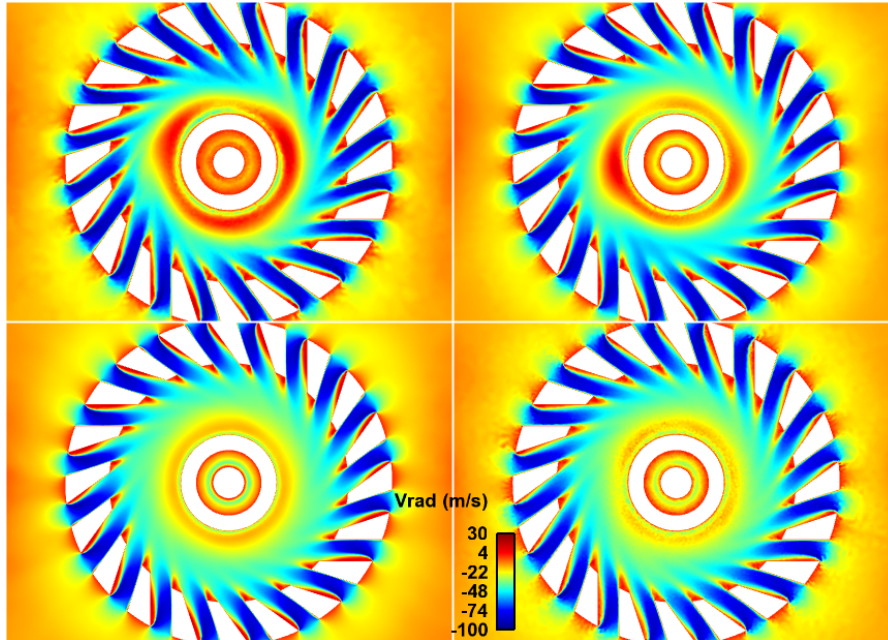


FIGURE 4.7 – Vitesse radiale moyenne sur les maillages Grossier (en haut à gauche), Fin (en haut à droite), Très fin (en bas à gauche) en LW et Fin en TTGC (en bas à droite) au milieu de la vrille décollage ($x = -33,5$ mm).

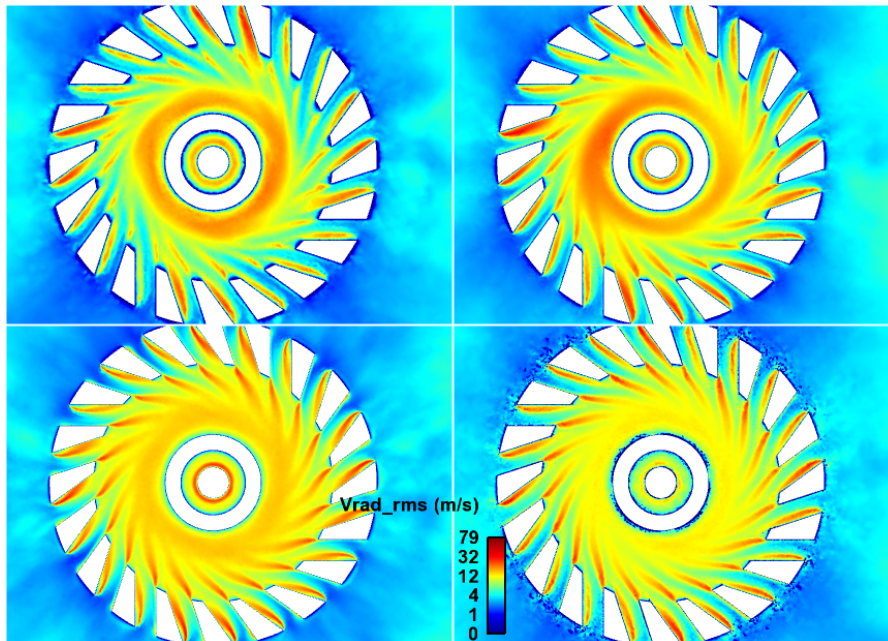


FIGURE 4.8 – RMS de la vitesse radiale moyenne sur les maillages Grossier (en haut à gauche), Fin (en haut à droite), Très fin (en bas à gauche) en LW et Fin en TTGC (en bas à droite) au milieu de la vrille décollage ($x = -33,5$ mm). Échelle quadratique

des échelles identiques. Une présentation des positions des coupes utilisées est faite sur la figure 4.9. Dans chaque cas, c'est le résultat expérimental qui sert de référence, c'est donc cette échelle qui est utilisée pour la représentation de la simulation numérique. Bien que ce choix introduise parfois une saturation des résultats numériques, cette méthode a été conservée pour l'ensemble de la comparaison.

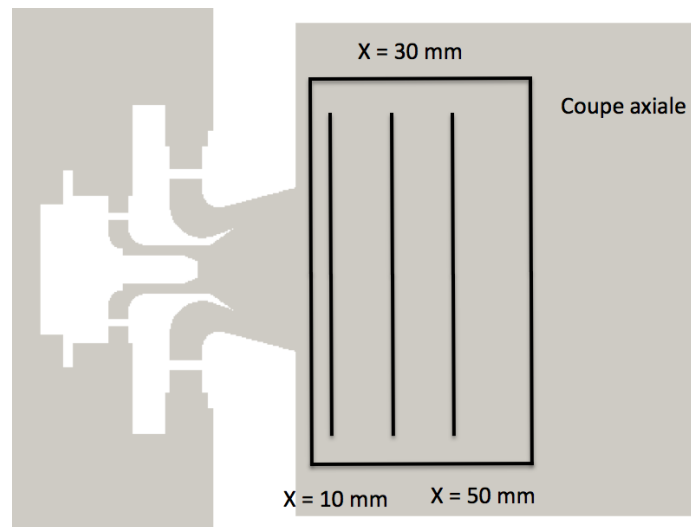


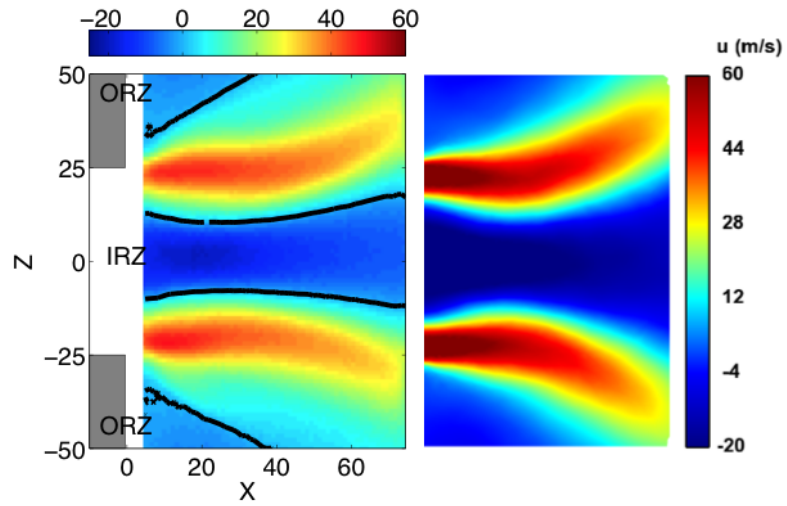
FIGURE 4.9 – Position des coupes axiales et transverses pour les comparaisons.

4.3.1 Comparaisons qualitatives

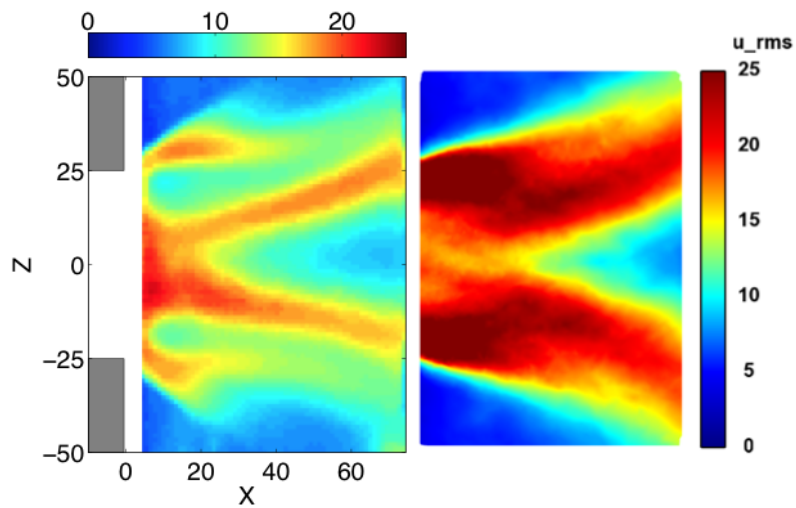
Les Figures 4.10-4.11 comparent qualitativement les champs de vitesses moyens et RMS obtenus expérimentalement par PIV et numériquement par LES pour le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul.

L'accord entre l'expérience et la simulation numérique pour la vitesse moyenne axiale est correct, les vitesses numériques étant tout de même légèrement plus importantes. Les champs RMS montrent des valeurs plus élevés en numérique. La comparaison des vitesses verticales entre les mesures expérimentales et les résultats numériques ne présentent pas un accord satisfaisant, sans qu'il ait été possible d'apporter une explication qui éclaircirait les raisons de ces différences. On remarque néanmoins une dissymétrie importante dans les mesures de vitesses verticales moyenne et RMS de l'expérience.

Le rapport très élevé RMS/moyennes est le fait de la turbulence, mais aussi à des structures cohérentes de l'écoulement telles que des lâchés tourbillonnaires ou le PVC (Providakis 2013; Barbosa 2008).



(a) Moyenne de vitesse axiale



(b) RMS de vitesse axiale

FIGURE 4.10 – *Comparaison entre les résultats expérimentaux (gauche) et numériques (droite) dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul. Valeurs moyennes et RMS des vitesses axiales.*

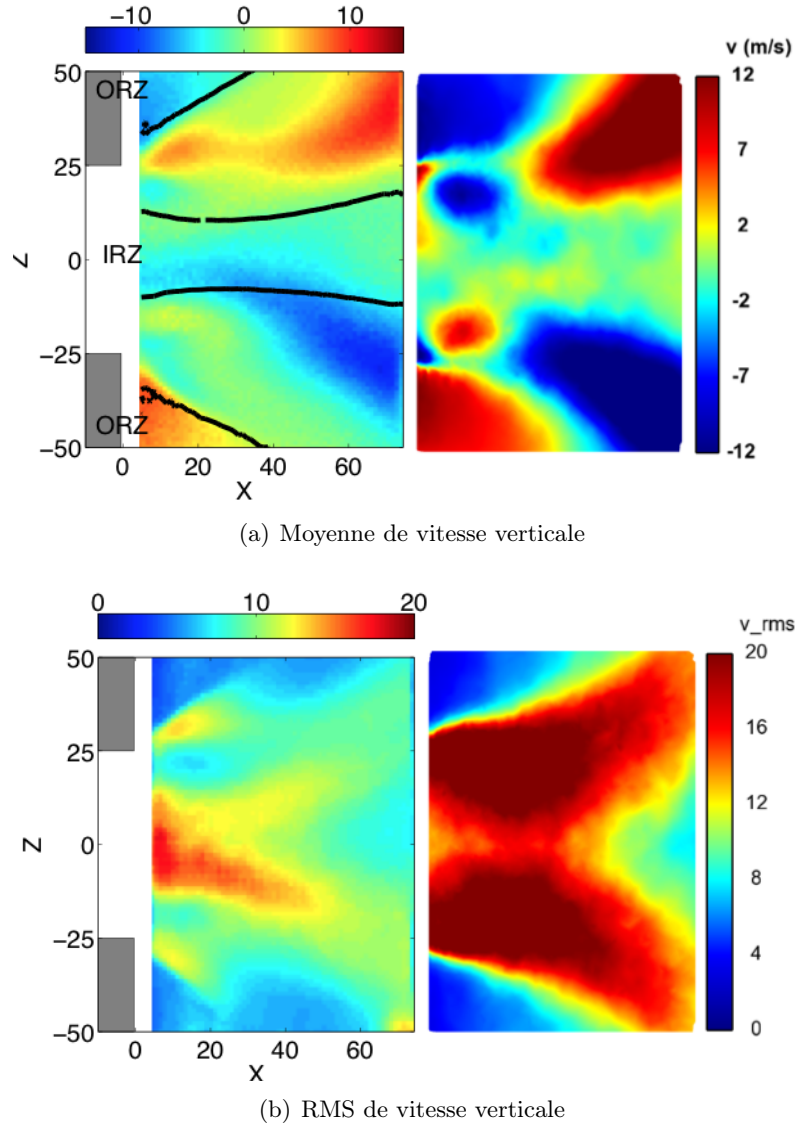


FIGURE 4.11 – *Comparaison entre les résultats expérimentaux (gauche) et numériques (droite) dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul. Valeurs moyennes et RMS des vitesses verticales.*

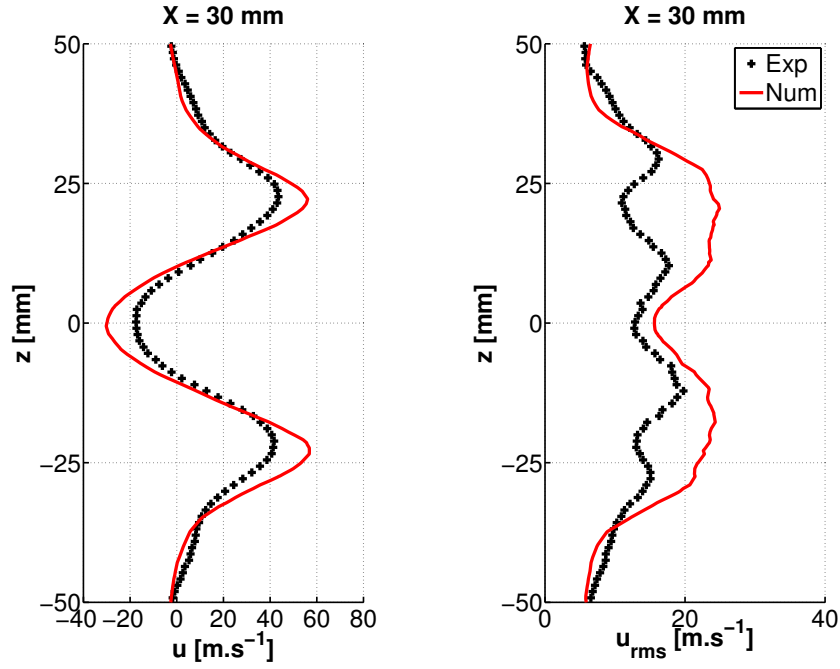
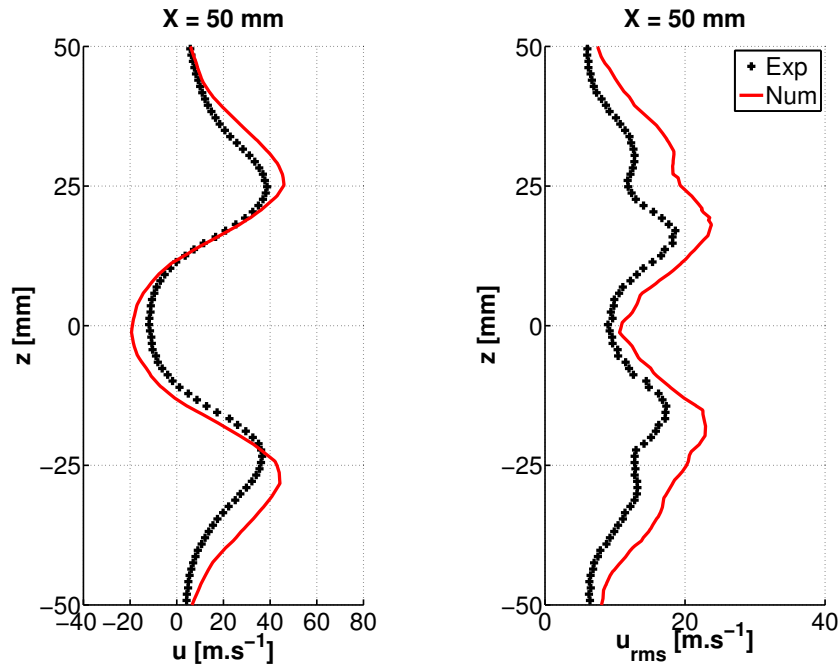
4.3.2 Comparaisons quantitatives

Les résultats quantitatifs présentent deux composantes de vitesse, la vitesse axiale et la vitesse verticale. Les grandeurs moyennes sont associées à leur valeur RMS. Pour cela, les résultats obtenus expérimentalement pour les coupes axiales et radiales sont regroupés.

Les Figures 4.12-4.13 comparent les vitesses moyennes et RMS obtenues ex-

périmentalement par PIV et numériquement par LES pour des coupes en $x = 30$ mm et 50 mm, dans le plan $z = 0$ mm. La position et l'amplitude des extrema de vitesses axiale sont correctement reproduites. Comme on le verra par la suite, leur surestimation dans les calculs est probablement due à la surestimation des pertes de charges en LES (voir section 4.4.2). Les profils RMS numériques retrouvent certaines petites variations également visibles sur les résultats expérimentaux.

L'accord entre les vitesses verticales restent, sans surprise, limité.

(a) Vitesse axiale moyenne et RMS à $x = 30$ mm.(b) Vitesse axiale moyenne et RMS à $x = 50$ mm.**FIGURE 4.12** – Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux dans le plan $z = 0$ mm dans le cas d'un écoulement d'air seul.

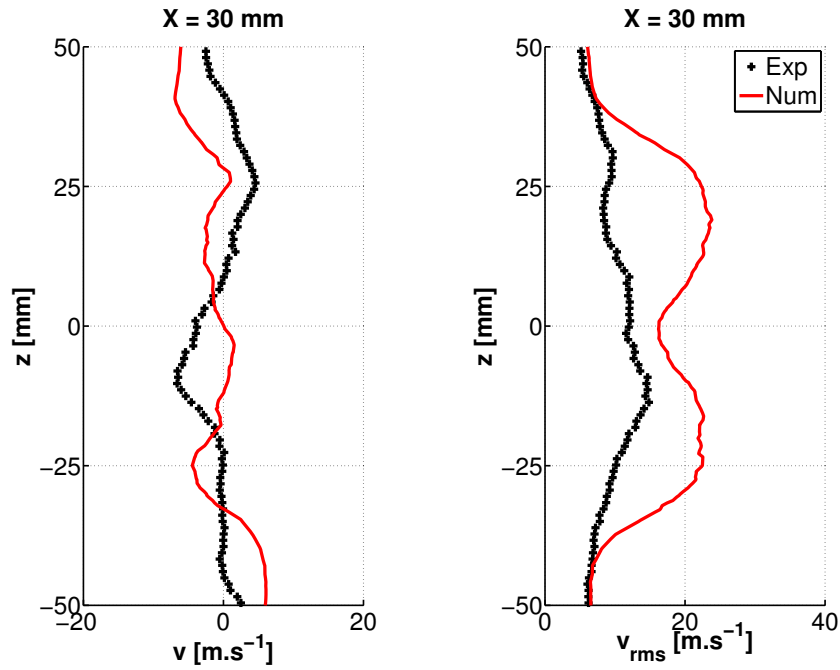
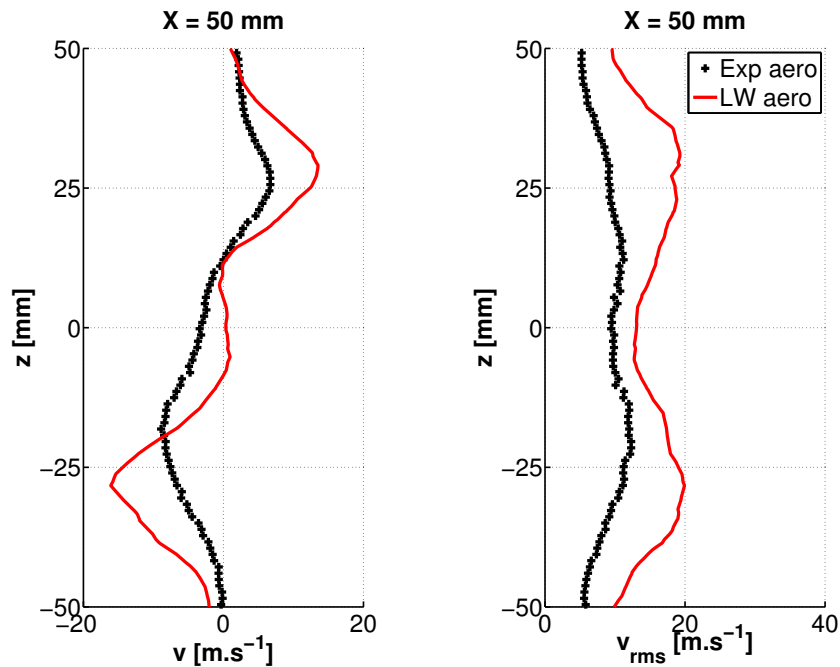
(a) Vitesse verticale moyenne et RMS à $x = 30 \text{ mm}$.(b) Vitesse verticale moyenne et RMS à $x = 30 \text{ mm}$.

FIGURE 4.13 – Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux dans le plan $z = 0 \text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement d'air seul.

4.4 Répartition de débit et pertes de charge

4.4.1 Répartition du débit dans les étages du brûleur

Les répartitions de débit massique par étage ont été calculés sur les champs moyens aérodynamiques (Fig. 4.14). La simulation numérique permet d'accéder facilement à ce genre d'information, alors que ce n'est pas aisé dans l'expérience. Le développement des équations est disponible dans l'ouvrage suivant (Candel 2001).

Cette vérification a montré que l'évolution du banc expérimental, de la configuration combustible gazeux à celle à combustible liquide, a modifié la répartition de débit entre les étages. L'injecteur pilote ayant été avancé, la section de passage minimale qui contrôle la répartition de débit n'est plus située dans les vrilles comme précédemment, mais autour de l'injecteur. Une configuration initiale de 80% décollage et 20% pilote avait été mesurée par S. Barbosa (Barbosa 2008). La répartition extraite des données numériques donne 87,4% décollage et 12,4% pilote. Les 0,2% de débit massique numérique manquant ont été associés aux effets de moyennes temporelles et/ou aux erreurs d'interpolations numériques. Cette nouvelle répartition du débit d'air a été confirmée par de nouvelles mesures sur le banc diphasique effectuées par A. Renaud (Renaud 2015). Les estimations obtenues par mesures des pertes de charges sur un manomètre différentiel, puis calcul du débit grâce au théorème de Bernoulli sont, à un débit d'air total de $53 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, de 87,6% pour l'étage décollage et 13,4% pour l'étage pilote.

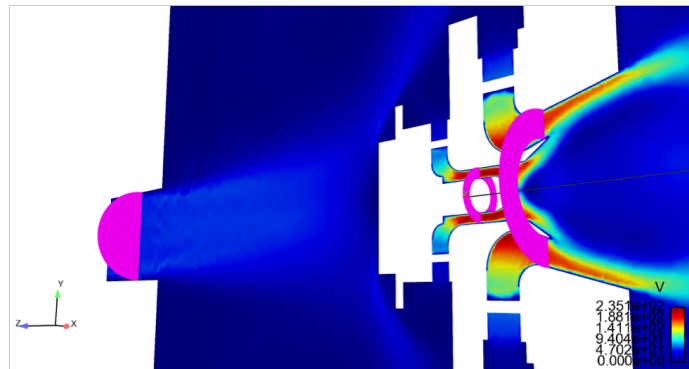


FIGURE 4.14 – Exemple de surfaces utilisées pour les calculs de débits.

4.4.2 Pertes de charge

Les pertes de charge ont été mesurées numériquement entre le plénum et la chambre de combustion (Fig. 4.15). Les pertes de charges moyennes dans la simulation avec le schéma *LW* sur le maillage *Fin* sont de 6800 Pa pour le point de fonctionnement étudié expérimentalement. Cette valeur est assez éloignée

de la mesure expérimentale qui se situe autour de 5500 Pa (Renaud 2015). La LES est connue pour surestimer cette grandeur sans que les raisons réelles de cette différence ne soient parfaitement connues même si l'on suspecte une sur-estimation des pertes de charge régulières (couches limites). On remarque une convergence vers la valeur expérimentale avec le raffinement des maillages. En effet, en *LW*, sur les maillages *Grossier*, *Fin*, *Très Fin*, on obtient respectivement 6910, 6800, 6100 Pa. L'utilisation d'un schéma d'ordre plus élevé semble aussi aller dans le bon sens puisque l'on passe de 6800 à 6600 Pa sur le maillage *Fin* en passant du schéma *LW* au schéma *TTGC*. Dans ce dernier cas, l'erreur commise par rapport au résultat expérimental est de l'ordre de 14%, ce qui reste raisonnable.

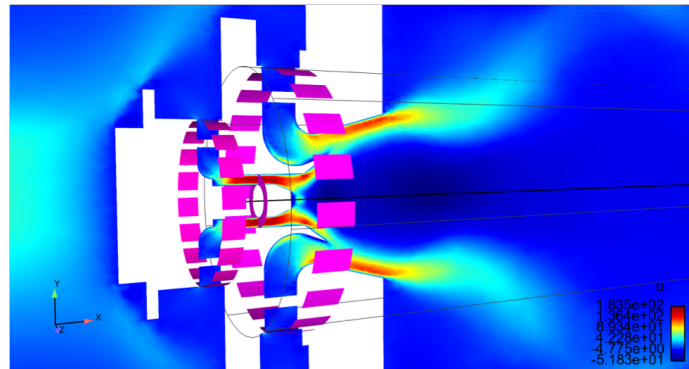


FIGURE 4.15 – Exemple de surfaces utilisées pour les calculs de pertes de charges.

Chapitre 5

Écoulement diphasique non-réactif

L'objectif de ce chapitre est de faire une validation préliminaire de la simulation de la phase liquide à froid, pour les deux types d'injections utilisées dans ce banc. Les cas d'injections purement multipoint ou purement pilote n'étant pas disponibles expérimentalement, nous comparerons nos données de simulation aux deux cas expérimentaux disponibles, à savoir $\alpha_{exp} = 20\%$ et $\alpha_{exp} = 60\%$. Les détails des conditions aux limites utilisées pour la phase liquide sont données dans les tableaux 3.4 et 3.5.

5.1 Analyse qualitative

5.1.1 Injection du carburant

Pour une première analyse quantitative, nous nous intéressons à la distribution de fraction volumique de liquide générée par chacun des deux types d'injection (Fig. 5.1). Pour l'injection pilote, on reconnaît la forme de type cône, mais si la forte diffusion numérique nécessaire à la stabilisation du calcul Eulérien conduit à un fort lissage de ce champ. On remarque que cet injecteur est capable de charger en particule aussi bien l'étage pilote que l'étage décolage, mais la population de gouttes dans la zone de recirculation centrale reste faible, les gouttes contournant majoritairement cette zone.

Pour $\alpha = 0\%$, l'injection de carburant dans l'étage décolage se fait grâce à une injection multipoint, en écoulement transverse (cross flow), par 10 trous de faible diamètre ($D_{exp} = 0,3\text{ mm}$). La distribution de carburant obtenue est présentée en figure 5.1. Une trace de la zone de recirculation est visible à travers l'absence de liquide devant l'injecteur pilote. Le régime de combustion ciblé, partiellement prémélangé, et le préchauffage de l'air, ne permettent pas de conserver du carburant liquide dans les zones de recirculation où les temps des séjours sont plus importants.

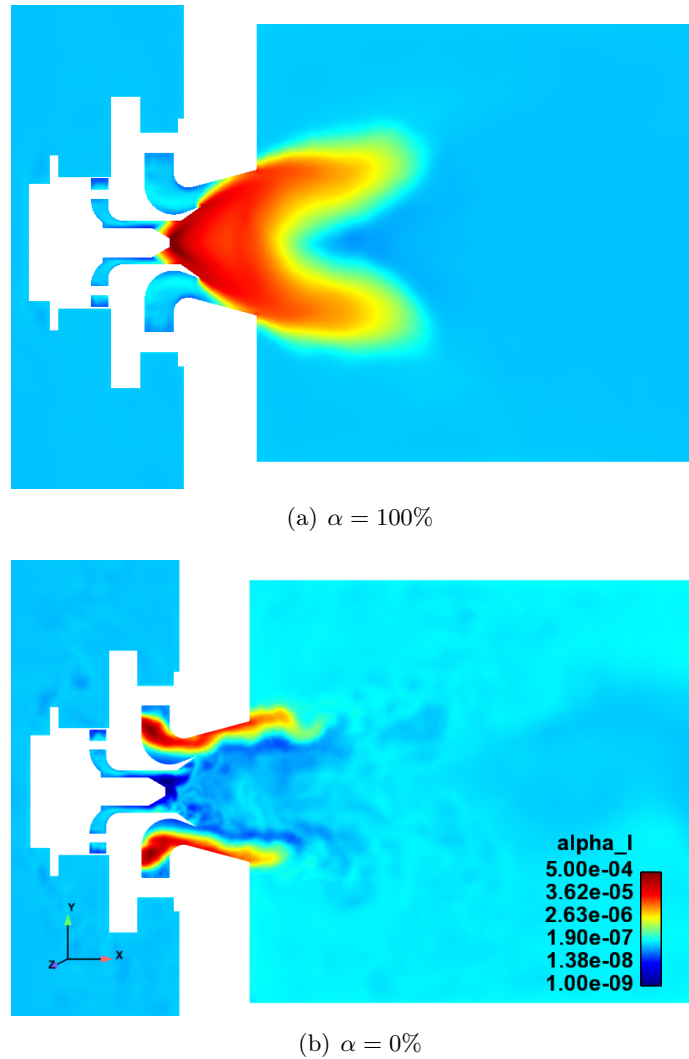


FIGURE 5.1 – Fraction volumique de liquide pour l'injection pilote ($\alpha = 100\%$, a) ou purement multipoint ($\alpha = 0\%$, b) sur le plan $z=0$. Échelle logarithmique.

La modélisation de cette injection n'a pas fait l'objet d'une étude extensive pour plusieurs raisons. Au moment de l'étude, il n'y a pas de modèle d'injection en écoulement transverse (« cross flow ») disponible dans la littérature qui permette une représentation correcte de la quantité de mouvement de la colonne de liquide et du diamètre des gouttes produits au moment de l'étude. De plus, par son design, cet étage vise à réaliser un mélange pré-évaporé et prémélangé dans la chambre de combustion, l'exactitude de la représentation de la phase liquide est donc certainement moins cruciale. Enfin, notre modélisation eulérienne introduit de nombreuses sources d'erreurs, dont certaines sont probablement d'ordre comparable. Une représentation correcte du spray

en entrée de chambre, comparable au mesure expérimental semble être un compromis acceptable.

D'un point de vue numérique, la résolution de l'écoulement au niveau de l'injecteur nécessiterait des mailles de très petite taille qui dégraderaient fortement le pas de temps de la simulation. Leur diamètre a été augmenté d'un facteur 5 ($D_{num} = 1,5 \text{ mm}$) pour les besoins de la simulation et cette modification géométrique a été compensée en diminuant la densité de gouttes injectée afin de conserver un débit et une vitesse du carburant liquide identique à ceux de l'expérience (Hannebique et al. 2013).

Le diamètre initial des gouttes a été choisi pour que des gouttes d'un faible diamètre soient présentes dans la chambre, comme l'a montré la caractérisation du spray faite par T. Providakis (Providakis 2013). Pour le cas d'une injection par l'étage décollage seule ($\alpha = 0\%$), un film liquide a été observé dans l'expérience. La vitesse d'injection a donc été choisie pour que les gouttes arrivent très près de la paroi pour cette condition d'injection. Cette vitesse a été pré-calculée par une simulation 2D de la trajectoire d'une goutte injectée en crossflow.

5.1.2 Champs de vitesse liquide

Nous nous intéressons maintenant au champ de vitesse liquide. Les champs de vitesse à $\alpha = 0\%$ et $\alpha = 100\%$ étant qualitativement similaire, nous nous limitons à présenter les champs pour l'injection pilote seule (Figs. 5.2-5.3).

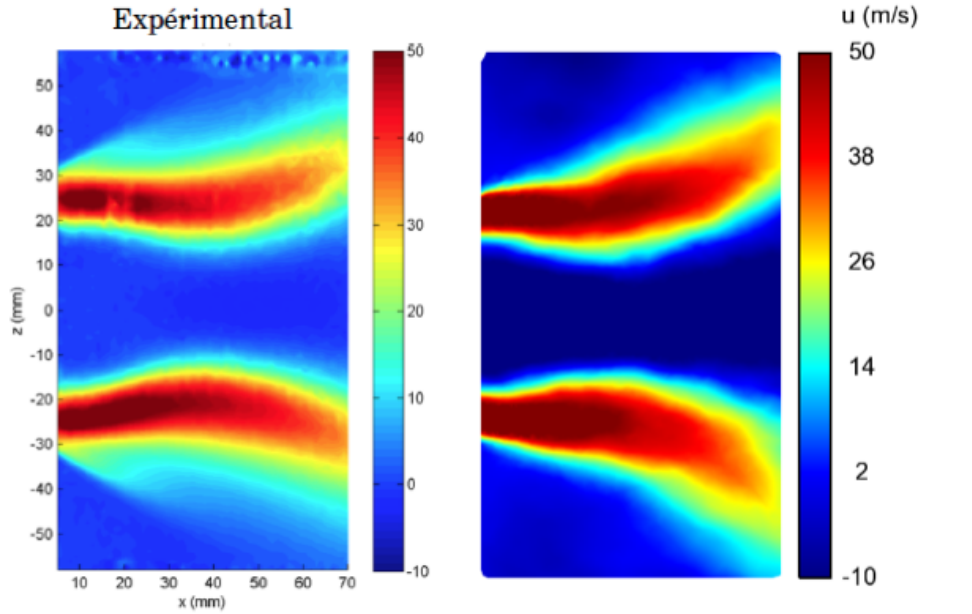
Il est important de noter que le manque de traceur de l'écoulement induit par l'évaporation des gouttes, n'a pas été suffisamment pris en compte lors des mesures expérimentales. Cela se traduit, a minima, par une absence de signal et une valeur nulle sur les graphiques, en particulier dans les zones où les temps de résidence sont plus élevé, dans les zones de recirculation centrale (CRZ) et de coins (CTRZ).

L'accord entre expérience et simulation est nettement meilleur pour la simulation diphasique que pour la simulation aérodynamique proposée au chapitre précédent. En particulier, l'accord sur la structure de l'écoulement moyen est très satisfaisant, comme on peut le voir sur les figures 5.4-5.5.

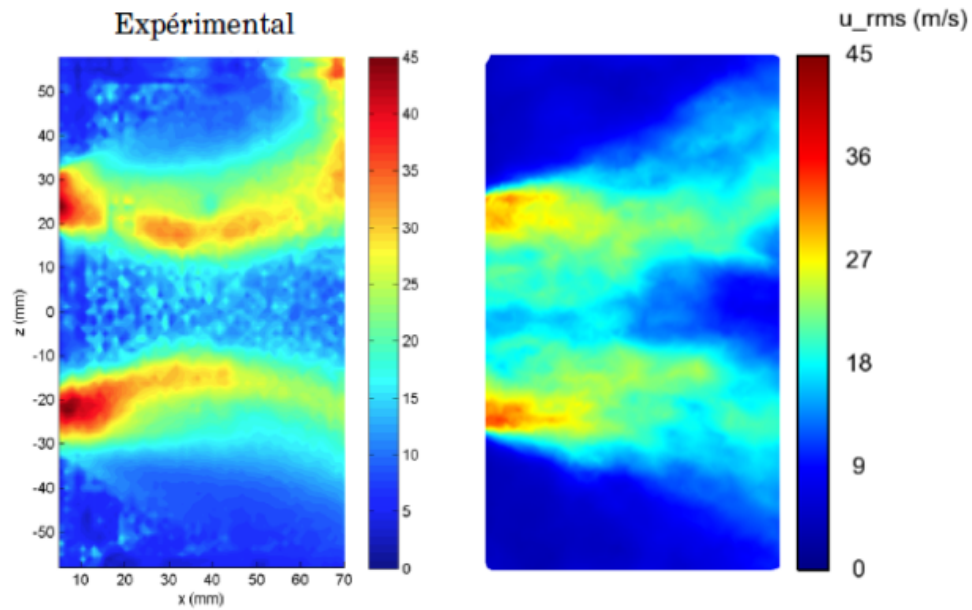
5.2 Profils de vitesse

Sur les figures 5.4-5.5, on peut voir que les valeurs et les positions des vitesses moyennes sont relativement bien prédites par la simulation pour la vitesse axiale. Les champs de vitesse RMS obtenues numériquement présentent un meilleur accord avec les données expérimentales que pour le cas de l'écoulement d'air. Les vitesses verticales moyennes sont surestimées par la simulation pour $x = 50 \text{ mm}$. Le désaccord pour les vitesses verticales à $x = 30 \text{ mm}$ est

dû à une position légèrement différente de la "bulle" de recirculation : l'expérience montre une coupe avec l'inversion de vitesse verticale alors que, dans le cas de la simulation la coupe se situe après cette inversion de vitesse (Fig 5.4).

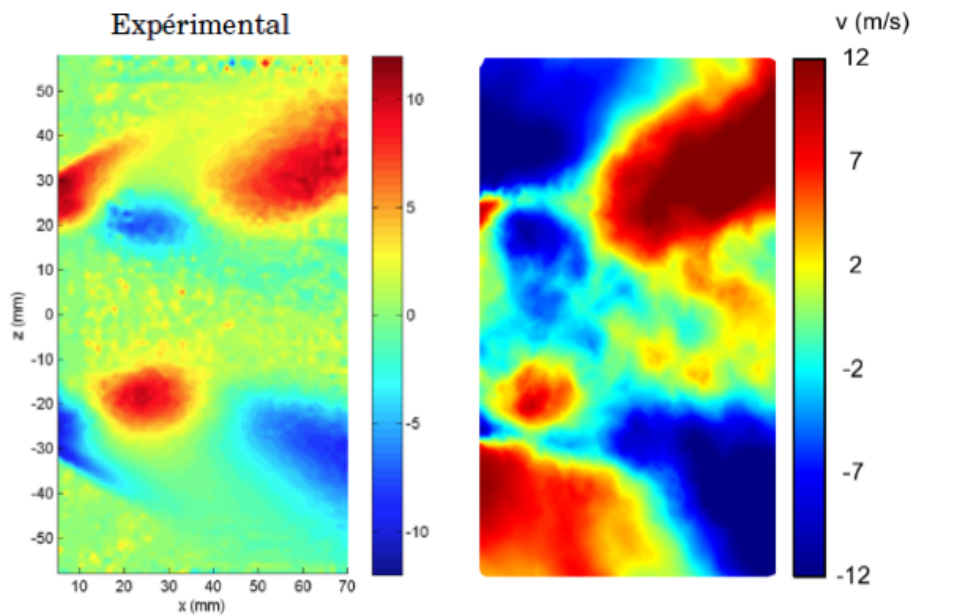


(a) Moyenne de vitesse axiale

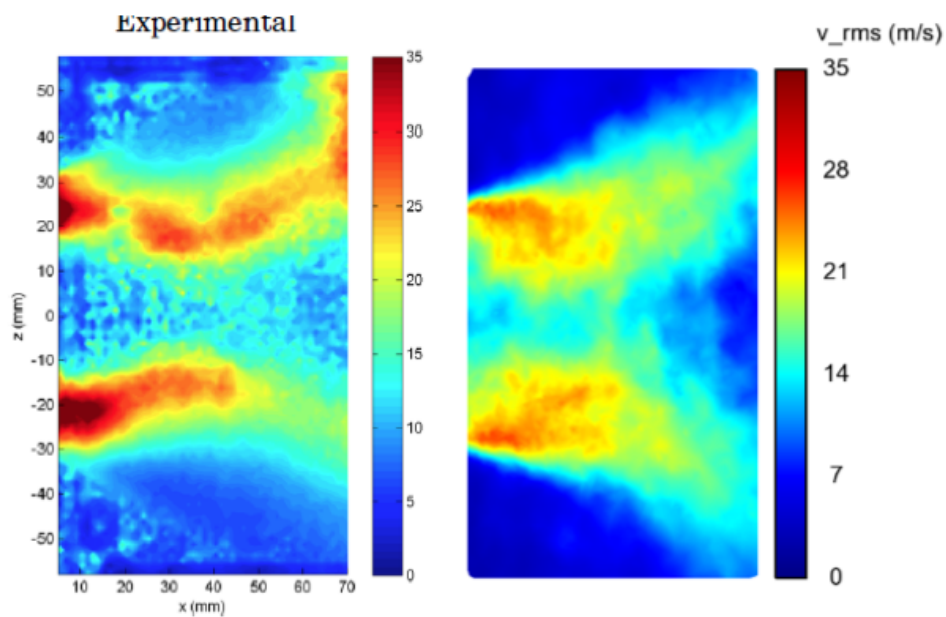


(b) RMS de vitesses axiale

FIGURE 5.2 – Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur le plan $z = 0$ mm dans le cas d'une injection pilote seule ($\alpha_{num} = 100\%$, $\alpha_{exp} = 60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses axiales.



(a) Moyenne de vitesse verticale



(b) RMS de vitesses verticale

FIGURE 5.3 – *Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur le plan $z = 0$ mm dans le cas d'une injection pilote seule ($\alpha_{num} = 100\%$, $\alpha_{exp} = 60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses verticales.*

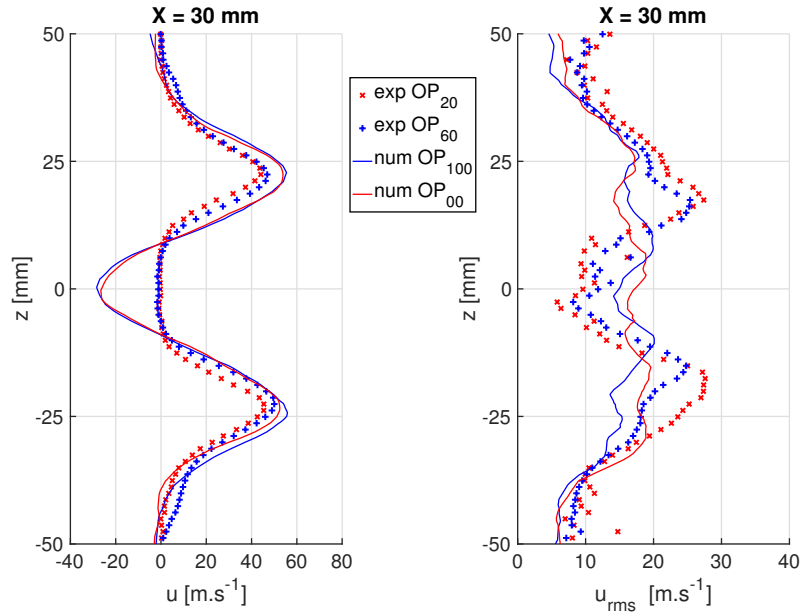
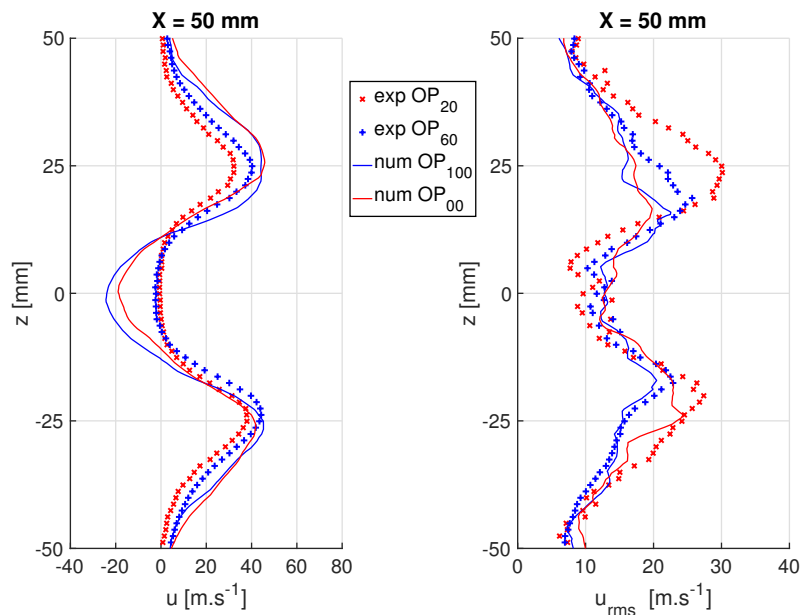
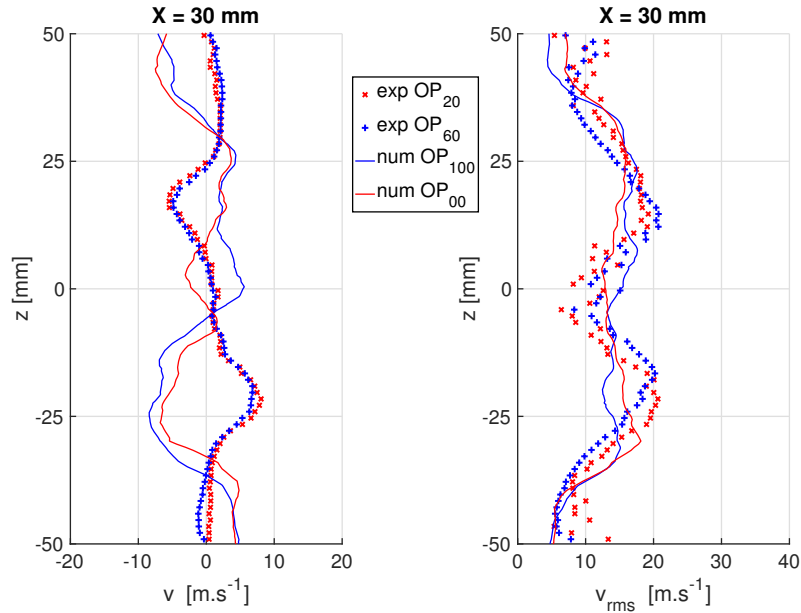
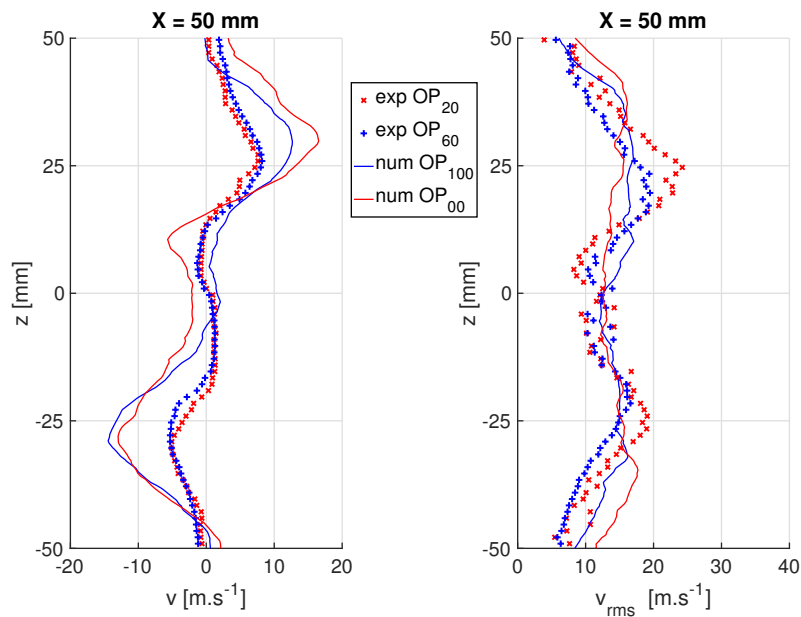
(a) Vitesse axiale liquide moyenne et RMS à $x = 30$ mm.(b) Vitesse axiale liquide moyenne et RMS à $x = 50$ mm.

FIGURE 5.4 – Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur l'axe z pour deux coupes en $x = 30$ mm et $x = 50$ mm dans le cas d'un écoulement diphasique purement pilote ou multipoint ($\alpha_{num} = 100\%$ ou $\alpha_{num} = 0\%$) et pour des résultats expérimentaux à des étagements intermédiaires, $\alpha_{exp} = 20\%$ ou $\alpha_{exp} = 60\%$. Vitesses moyennes et RMS des vitesses axiales et verticales.



(a) Vitesse verticale liquide moyenne et RMS à $x = 30 \text{ mm}$.



(b) Vitesse verticale liquide moyenne et RMS à $x = 50 \text{ mm}$.

FIGURE 5.5 – Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur l'axe z pour deux coupes en $x = 30 \text{ mm}$ et $x = 50 \text{ mm}$ dans le cas d'un écoulement diphasique pilote ($\alpha_{\text{num}} = 100\%$, $\alpha_{\text{exp}} = 20 - 60\%$). Vitesses moyennes et RMS des vitesses axiales et verticales.

Troisième partie

Étude de l'écoulement réactif

Chapitre 6

Mise en place des calculs réactifs

6.1 Raffinement de maillage dans la zone de réaction

Les contraintes de raffinement dans un calcul réactif sont bien importantes en raison de la présence de la flamme, qui est caractérisée par des zones de réactions chimiques de petite taille. Même si la stratégie d'épaississement permet de limiter les contraintes de maillage, il reste quand même nécessaire de raffiner les zones où passera la flamme. Nous avons ainsi porté le nombre d'éléments de notre maillage de 10 à 20 millions d'éléments, en se concentrant sur la zone de combustion.

Sur la figure 6.1, on peut voir une comparaison entre le maillage à froid et le maillage réactif sur tout le domaine. Cette vue nous permet de voir le raffinement de la zone où se trouvera la recirculation centrale, notre raffinement s'étendant jusqu'à la fin de l'atmosphère.

Sur la figure 6.2, un zoom de la zone de réaction est montré. On voit que la densité de mailles a fortement augmenté aussi bien dans la chambre que dans le swirler. Ce nouveau maillage a été généré en faisant attention à ne pas rajouter de plus petites mailles pour éviter d'affecter le pas de temps. Les zones d'injection du carburant liquide, les sections de passage dans les vrilles, et la zone où se développe le PVC ont été maillées préférentiellement. En effet, la répartition de l'air dans les vrilles, la bonne distribution des gouttes de carburant dans la chambre, et le fort mélange généré par le PVC sont des éléments essentiels qui ont des influences fortes sur le fonctionnement de la chambre de combustion.

6.2 Description de la procédure d'allumage

Dans les expériences, l'allumage a été réalisé à l'aide d'une bougie traditionnelle. [Providakis 2013](#) s'est notamment intéressé à la position optimale de la bougie, au regard des conclusions de [Marchione et al. 2009](#) qui suggère d'éviter l'allumage dans les zones de recirculation de coin et la zone centrale. La bougie a ainsi été placée à 60 mm de la sortie du diffuseur proche sur la paroi latérale, ce qui permet, d'une part d'éviter la zone de recirculation de coin, et d'autre part de profiter de la présence de gouttes de carburant dans cette zone pour alimenter le noyau d'allumage.

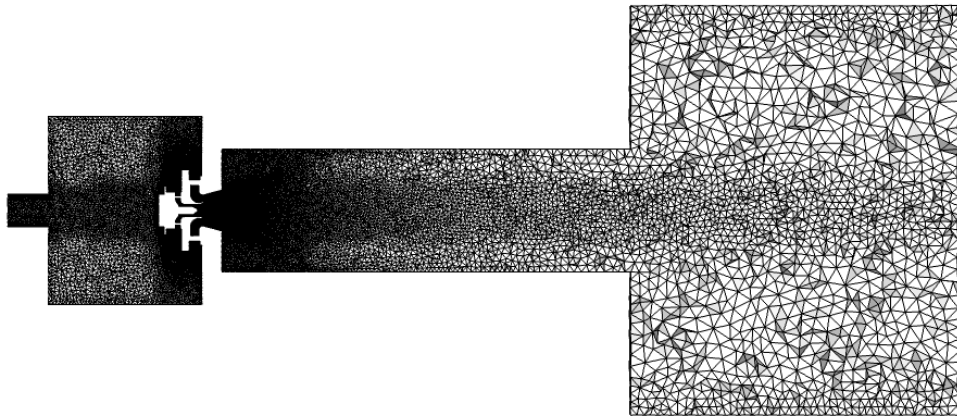
Concernant le point de fonctionnement, l'allumage est réalisé pour un débit d'air plus faible $\dot{m}_a = 10 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la même richesse globale, et pour des injections purement pilote ou purement multipoint. Pour ces points expérimentaux, les essais d'allumage ont montré la stabilisation de deux flammes différentes (Fig. 6.3) : en purement pilote, la flamme se stabilise en flamme de type V, ancrée à l'intérieur du diffuseur, alors qu'en purement multipoint, elle se stabilise en un point en sortie du diffuseur sans se propager à tout le domaine. Ceci a été expliqué par [Providakis 2013](#) par une structure dissymétrique du spray en sortie du diffuseur.

Dans le cadre de cette étude, l'objectif n'est pas de décrire précisément la phase d'allumage, il a donc été décidé de ne pas tenter de reproduire précisément la procédure expérimentale. Premièrement, nous avons effectué nos allumages directement sur le point de fonctionnement nominal à $\dot{m}_a = 53 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. Deuxièmement, nous n'avons pas utilisé un noyau d'allumage réel, mais nous avons mis en œuvre une procédure classique d'allumage consistant à remplir la chambre de combustion de gaz brûlés. Ces allumages ont été eux aussi réalisés sur les deux points de fonctionnement extrêmes, à savoir purement multipoint et purement pilote. Les flammes ainsi obtenues sont présentées sur la figure 6.4 : on observe que l'on obtient pour l'injection purement multipoint une flamme de type M, alors qu'on obtient une flamme de type tulipe pour l'injection purement pilote.

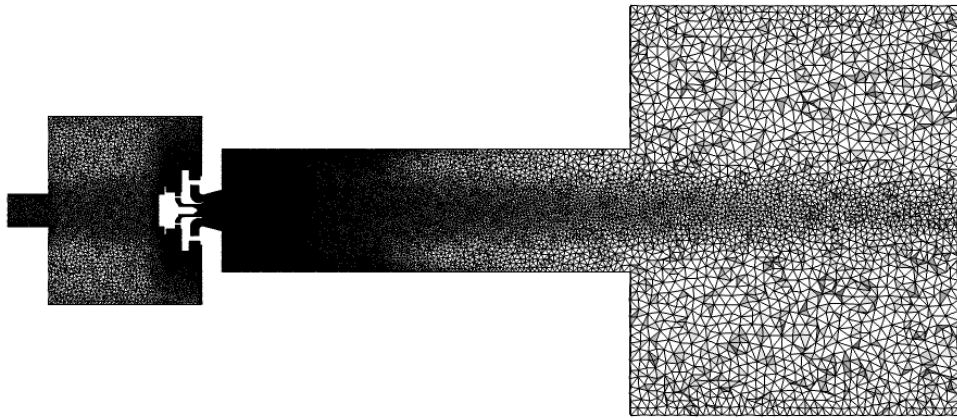
6.3 Variation d'étagement et cycle numérique

A partir des points d'allumage, nous allons décrire le cycle complet en faisant varier l'étagement. Expérimentalement, les points de fonctionnement à pleine puissance pour des injections purement pilote/multipoint ne sont pas accessibles en raison des limitations des systèmes d'injection. Par ailleurs, les variations d'étagement expérimentales s'effectuent sur des temps de l'ordre de la seconde, ce qui est numériquement hors d'atteinte en raison du coût calcul (l'ensemble des calculs réalisés dans cette thèse couvre un peu plus d'une seconde).

Afin de décrire les variations d'étagement, la stratégie numérique suivante a

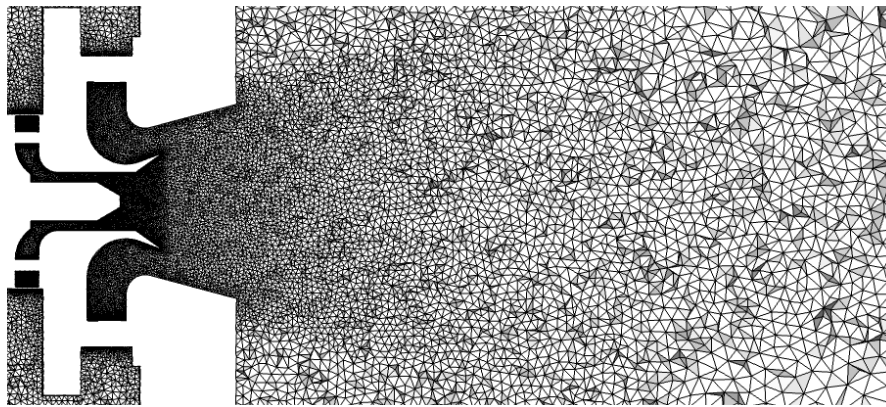


(a) Maillage non-réactif.

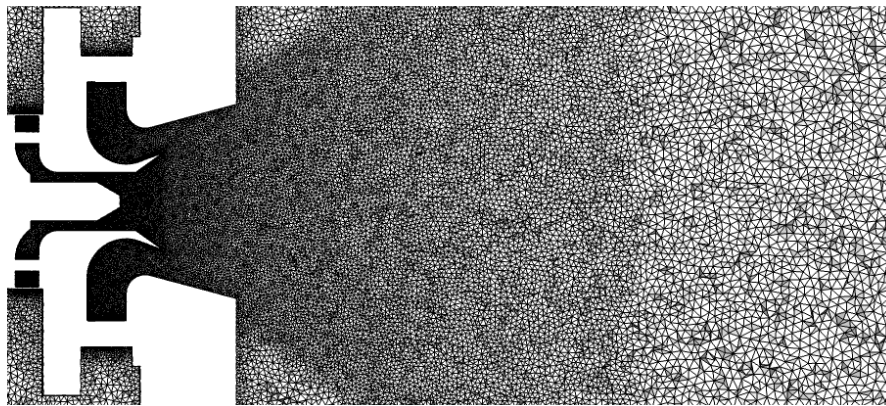


(b) Maillage réactif.

FIGURE 6.1 – *Comparaison entre les maillages utilisé pour résoudre l'écoulement aérodynamique et réactif sur la plan central $y = 0$ mm.*



(a) Maillage non-réactif.



(b) Maillage réactif.

FIGURE 6.2 – *Comparaison entre les maillages utilisés pour résoudre l'écoulement aérodynamique et réactif sur la plan central $y = 0$ mm.*

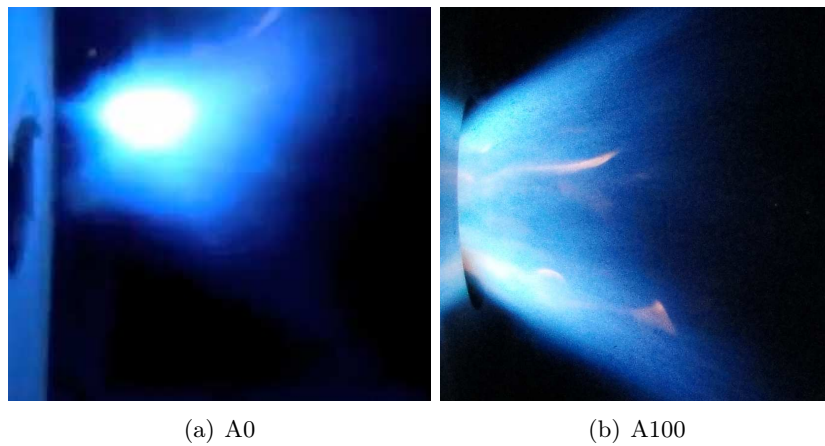


FIGURE 6.3 – Structure de flamme pendant l'allumage pour une injection purement multipoint (a) ou purement pilote (b). Figures tirées de *Providakis 2013*.

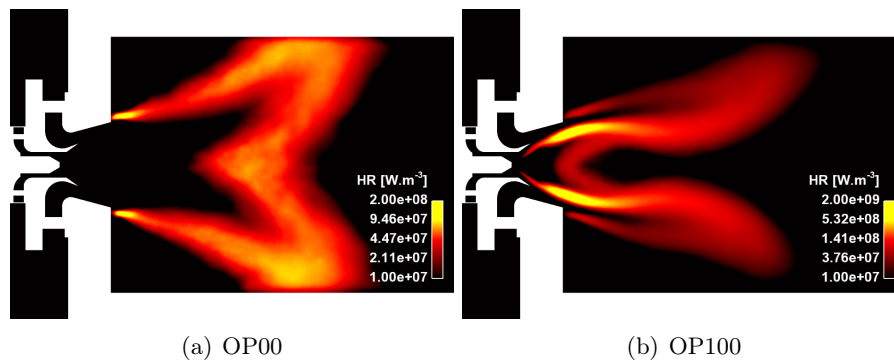


FIGURE 6.4 – Structure de flamme moyenne obtenues numériquement après allumage pour une injection purement multipoint (a) ou purement pilote (b).

été utilisée :

1. Partant d'un point de fonctionnement stabilisé, l'étagement est changé de 1 point de pourcentage par milliseconde ;
2. Après avoir atteint l'étagement cible, une phase de stabilisation d'au moins 20 ms est simulé afin d'atteindre le régime établi de la flamme ;
3. Finalement, la simulation au nouvel étagement est effectuée sur 80 ms afin de procéder aux moyennes et aux analyses temporelles et/ou fréquentielles.

Le cycle numérique ainsi obtenu est présenté sur la figure. 6.5, sur laquelle sont représenté le cycle simulé effectivement, c'est à dire en partant de chaque point extrême, et la vue "développée" de ce cycle. En effet, il a été constaté que la flamme obtenue après allumage en injection purement multipoint est identique à la flamme obtenue en partant de l'injection purement pilote et en réduisant l'étagement jusqu'à zero.

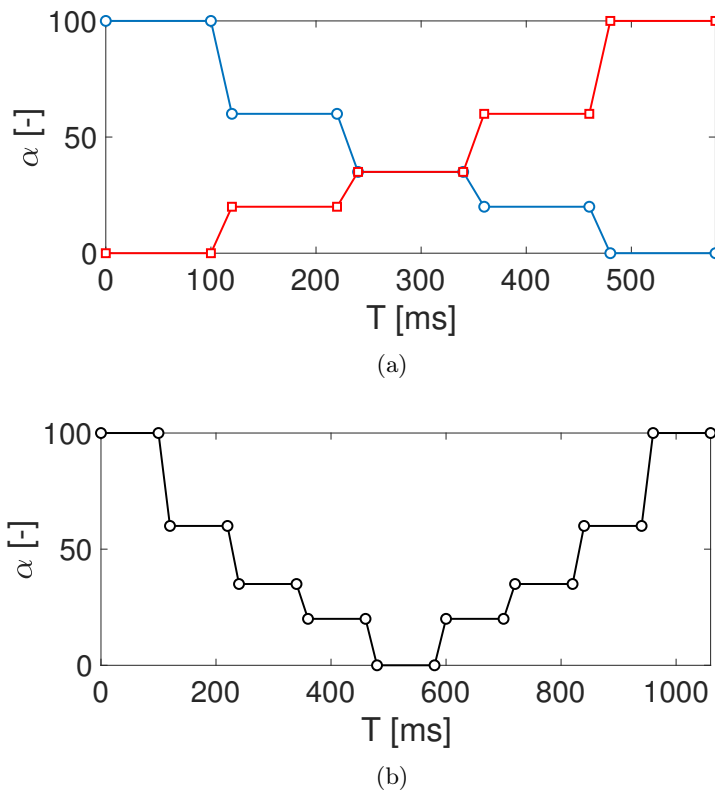


FIGURE 6.5 – *Représentation du cycle numérique de variation d'étagement : évolution en partant des deux points d'allumage (a), et vue "développée" (b).*

La description de ce cycle avec des temps de simulation très limités est une nécessité, mais elle n'est pas complètement sans significations. En effet, l'ensemble

des calculs sont réalisés avec des conditions initiales et finales identiques, ce qui implique que seules les zones proches de l'injecteur sont concernées par les modifications de la répartition du carburant dans les étages. Les vitesses élevées dans les vrilles et la forte turbulence présente dans le diffuseur favorisent une convergence rapide des simulations. Par exemple, le temps de trajet d'une goutte entre l'injecteur et la flamme est de l'ordre de la milliseconde, et donc d'un point de pourcentage de variation de l'étagement.

6.4 Utilisation de murs "conformes"

Pour certains points de fonctionnement, une forte oscillation transverse a été rencontrée, non-présente dans les expériences, visible sur les figures 6.6 et 6.7. Elle est identifiable au fort pic autour de 5000 Hz et conduit à un énorme niveau de bruit dans la chambre.

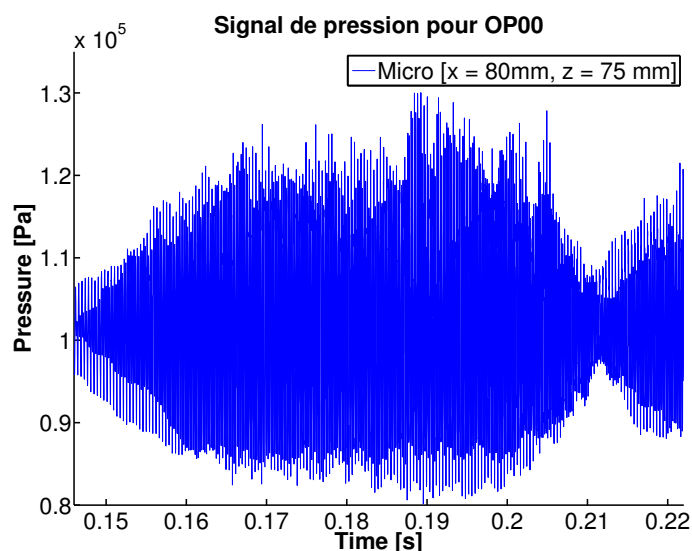


FIGURE 6.6 – Signal de pression pour une injection purement multipoint, pour une mesure à $X = 80$ mm, centrée sur la paroi supérieure.

Ce type d'oscillation a été rencontré dans d'autres études, notamment dans les travaux de thèse de Ghani 2015, pour la chambre LOTAR de l'ONERA, ou dans les travaux de thèse de Lancien 2018. Le point commun de toutes ces configurations est la présence de parois refroidies. A la découverte du problème, une méthode efficace a été recherchée pour amortir au mieux ces oscillations non physiques. Différentes valeurs de viscosité numérique ou encore l'utilisation d'un autre schéma numérique ont été essayés, sans succès (Fig. 6.8 et 6.8). Afin de contrôler ces oscillations, Ghani 2015 a proposé d'utiliser des murs "conformes" pour certaines parois (ou ACC-walls pour Active Control through

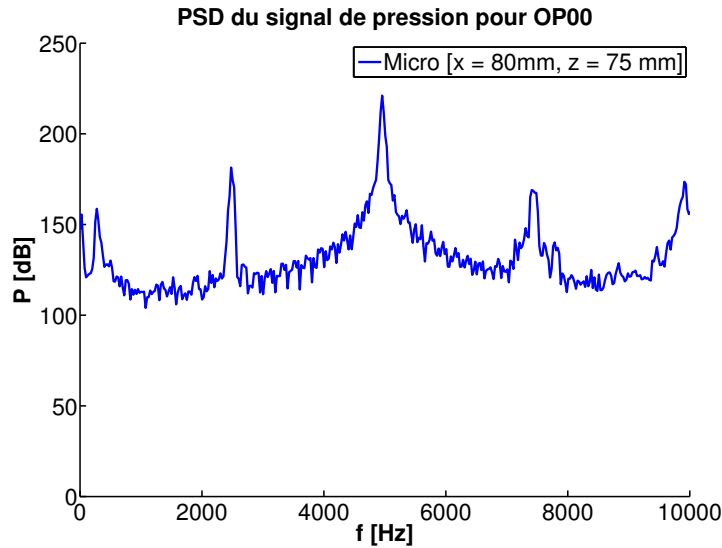


FIGURE 6.7 – PSD de ce même signal pour une injection purement multipoint, pour une mesure à 80 mm dans la chambre, au centre de la paroi supérieure.

Compliant walls dans les travaux de Ghani 2015), afin de pouvoir calmer les oscillations transverses.

Numériquement parlant, la solution proposée revient à utiliser des murs NSCBC, pour lesquels la vitesse moyenne à la paroi est nulle, mais pour lesquels on autorise une fluctuation avec un coefficient de relaxation pour la pression. Le coefficient de relaxation doit être ainsi choisi pour affecter le minimum possible la chambre tout en amortissant les oscillations « parasites ». De plus, un comportement non-souhaité de ce type de conditions limites est de donner la possibilité d'une « fuite » au niveau de la paroi concernée. Il faut donc bien choisir les paramètres de ces murs afin d'en limiter au maximum les effets néfastes.

Dans cette thèse, les parois conformes ont été utilisé sur les deux murs non-refroidis, qui sont expérimentalement les deux parois à accès optique en quartz (parois latérales). Afin d'améliorer la convergence vers des oscillations de pression normales, une succession de coefficient de relaxation a été utilisé, l'objectif étant de tendre vers la valeur de coefficient la plus élevée, afin que cette paroi « conforme » soit la plus rigide possible (Fig. 6.9).

De plus, il faut choisir la composition du mélange potentiellement entrante dans la chambre. Enfin de limiter encore l'influence de l'utilisation de cette condition limite, la composition des gaz entrant par les fluctuations a été choisie comme étant la valeur moyenne de celle observée au niveau du mur conforme (Tab. 6.1).

Le résultat de la procédure de relaxation est présenté sur la figure 6.8. On remarque clairement la décroissance de l'oscillation transverse, qui était l'effet

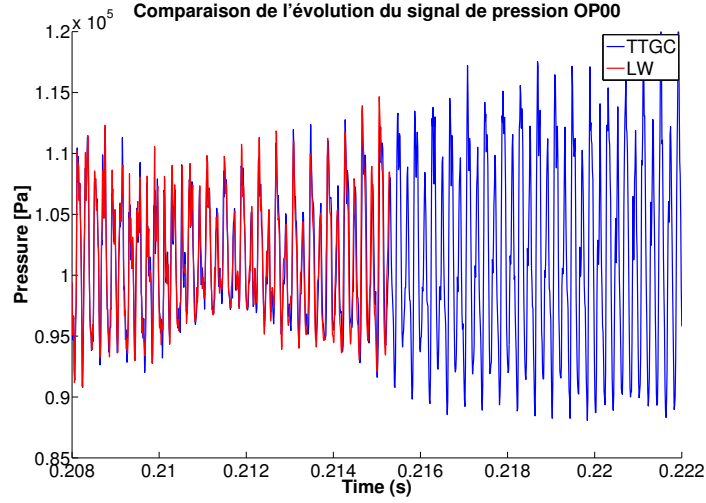


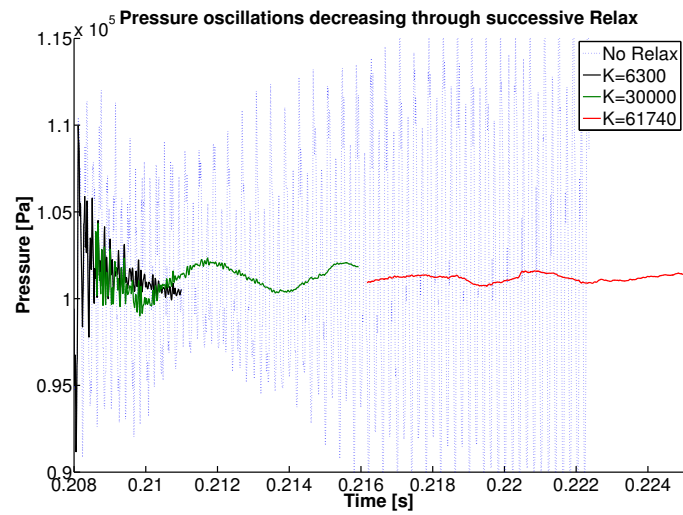
FIGURE 6.8 – Impact du schéma numérique sur l'oscillation transverse

TABLE 6.1 – Valeurs utilisées pour les murs conformes.

Grandeur	Valeur
Vitesse	$U = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
	$V = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
	$W = 0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Température	$U = 1500 \text{ K}$
Composition	$Y_{CO_2} = 0.114 [-]$
	$Y_{CO} = 0$
	$Y_{O_2} = 0.100 [-]$
	$Y_{H_2O} = 0.047 [-]$
	$Y_{N_2} = 0.739 [-]$

recherché. Les « fuites » associées ont été suivies pour l'ensemble des cas simulés. Il s'avère qu'en moyenne, l'utilisation de cette condition limite fait entrer un peu de gaz dans la chambre de combustion. Cette quantité reste acceptable, elle n'a jamais dépassé les 5 % du débit d'entrée. La flamme en est peu affectée, les réactions se concentrent sur les 150 premiers millimètres de la chambre, alors que le débit des parois conformes se distribue sur toute la longueur de la chambre (500 mm).

Finalement, la solution utilisée ne répond pas à la question de la raison de cette oscillation transverse. Il sera intéressant dans des études futures d'investiguer les raisons fondamentales de cette oscillation transverse, qui semblent dues à l'utilisation de parois refroidies avec résistance thermique.



(a) PSD

FIGURE 6.9 – *Impact de la stratégie de relaxation sur le signal de pression. La ligne bleue correspond au cas non-amorti. Les autres lignes correspondent aux coefficients de relaxation successivement utilisés pour d’abord contrôler l’oscillation, puis limiter au maximum l’impact de la stratégie d’amortissement.*

Chapitre 7

Analyse des points expérimentaux 20+ et 60+/-

Ce chapitre présente le comportement du brûleur à deux étages dans des conditions réactives lorsque l'un ou l'autre des systèmes d'injections est utilisé seul, pour une injection purement multipoint ou purement pilote. Ces analyses sont conduites avec des conditions initiales identiques afin d'identifier séparément les mécanismes de stabilisation et les principales caractéristiques/particularités/comportements de chacun des systèmes d'injections. Les détails de cette étude sont présentés dans le format de l'article dont ils ont fait l'objet :

Numerical study of flame shapes and structures in a two-stage two-injection aeronautical burner with variable fuel staging using Eulerian large eddy simulations

Keywords : Large Eddy Simulation ; Two-phase flow ; Reactive simulations ; Swirl ; Aeronautical burner ; Multi-stage burner.

Abstract

The aim of the present work is to evaluate the ability of Large Eddy Simulation to predict flame shape and structures in a two-stage two-injection burner representative of new generation staged aeronautical engine. To do so, the two-staged multipoint burner BIMER has been jointly developed by Laboratoire EM2C and Safran Aircraft Engine, with the objective of mimicking key features of real scale combustor dynamics, including two-phase, turbulent, swirled reactive flows. This injector is a unique design because of an additional control

parameter, the staging factor, which controls the fuel mass flow rate splitting between the two swirl stages. Experiments conducted on the BIMER combustor at atmospheric pressure and for a constant power output have revealed that (1) the shape of the flame changes with the fuel distribution between both stages (the staging factor); (2) this shape also depends on the staging factor evolution history (SFEH).

Targeting a single operating point and three different staging situations, the main objectives here are to prove the ability of the chosen simulation strategy to predict the proper shapes by reproducing these stabilization processes and to participate in their explanation, using various numerical post-treatments. After validation through extensive comparisons with experimental data, the present study focuses on these three configurations, two of them only differing by their SFEH. Remarkably, correct flame shapes are obtained numerically for the same operating point, fuel staging factors and SFEH. Qualitative and quantitative comparisons show very satisfactory agreement. In a second step, the three flame shapes are analyzed in depth. The key role played by the central and corner recirculation zones in the flames' existence and stabilization processes is emphasized. An original composition space analysis highlights the combustion regimes observed in these three cases, confirming the distinct stabilization scenarios proposed here for the three operating points.

7.1 Introduction

As restrictions on pollutant emissions become stricter with time, a potential solution is the use of Lean Premixed Prevaporized (LPP) combustion regimes. By targeting a lean operating point, this type of combustion can reach low temperatures that reduce both CO and NO_x emissions (Lefebvre 1999) in a given range of equivalence ratios. To do so, the pre-evaporation of the liquid fuel must be achieved, in association with high-swirl flows that enhance the mixing and stabilize the flame through burnt gas recirculation. However, this may lead to unsteady phenomena such as vortex breakdown and precessing vortex core (Syred 2006; Galley et al. 2011), and LPP combustion is known to be prone to unstable behavior. Phenomena such as flashback, auto-ignition or thermo-acoustic couplings are often observed (Ducruix et al. 2003; Lieuwen and Yang 2005; Durox et al. 2013), sometimes caused or amplified by the swirling motion. To gain better control on the burner behavior, several solutions have been envisaged such as multiple aerodynamic stages or multiple injection devices. The main idea here is to try and allow for adjusting the local fuel distribution, with the objective of controlling the flame shape and structure. This strategy increases the system complexity and thus requires new in-depth studies to analyze and understand the behavior of such complex combustors. The BIMER test bench (Providakis 2013) has been jointly developed by Laboratoire EM2C and Safran Aircraft Engine, with the objective of mimicking key

features of real scale combustor dynamics, including two-phase, turbulent, swirled reactive flows. Composed of two swirl stages and two liquid fuel injection systems, it has been shown to be an appropriate configuration for such studies. Compared to existing configurations in the literature (Jaegle et al. 2011), one of its most significant design characteristics is that the amount of fuel injected in each stage can be changed while keeping the overall power constant. This allows for modifying the flame stabilization processes, thus structure and shape while keeping the same global operating point. Experiments conducted on the BIMER combustor at atmospheric pressure and for a constant power output have revealed that the shape of the flame changes with the fuel distribution between both stages (namely the staging factor as defined in Section 7.2). Moreover this shape also strongly depends on the staging factor evolution history (SFEH) as observed and studied in (Providakis et al. 2012; Providakis et al. 2013; Renaud et al. 2015; Renaud et al. 2017).

To improve our understanding of the BIMER combustor, Large Eddy Simulation (LES) offers a complementary insight to experiments, by giving access to time and space resolved information. In recent works (Cheneau et al. 2015; Cheneau et al. 2019), we have numerically simulated using LES the full range of staging factors, in order to investigate the possible flame archetypes and the transition mechanisms. We have shown the existence of three flame archetypes, a tulip flame, a V-flame or a M-flame, depending on the SFEH, as in the experiments. We have also investigated the impact of fuel staging on the combustion regime.

In the present work, our objective is to complement these studies by a thorough validation of our simulations against experiments, and by a more detailed analysis of the flame structure. To do so, three operating points studied in details in (Providakis 2013; Providakis et al. 2012; Providakis et al. 2013) are targeted, for which experimental data are available. As two of the three operating points only differs by their SFEH, resulting however in two different flame structures and shapes, this demonstration is a key point for the future use of LES for this new injector design. This study is in fact the first validation of a two-swirl two-injection system with a variable staging factor, and is thus even more challenging for simulations than validations against a unique operating point. In a second step, the three flame shapes are analyzed in depth and an original composition space analysis is used to highlight the distinct combustion regimes observed in these three cases, in order to participate in their explanation.

The paper is organized as follows. The BIMER test bench developed by Laboratoire EM2C is first described in Sections 7.2 and 7.3. The modeling approach as well as the numerical set-up are then presented in Sections 7.4 and 7.5. Section 7.6 is dedicated to the validation of the numerical methodology and models through extensive comparisons with experimental data. Finally, the detailed analysis of the flame shape, structure and stabilization processes is proposed for the three distinct flame cases, supported among other by observations in

the composition space (Section 7.7).

7.2 The BIMER setup

The BIMER test bench studied experimentally and numerically at Laboratoire EM2C for the past ten years consists in a swirled, staged, swirled turbulent burner that is designed to study the combustion regimes that can be observed in practice, for gaseous (Barbosa et al. 2009) as well as liquid fuels (Providakis et al. 2012; Providakis et al. 2013; Renaud et al. 2015; Renaud et al. 2017). The main characteristics of this burner are presented in this section.

The primary stage, referred to as pilot stage in Fig. 7.1, is positioned at the center of the burner. Around 15 % of the air naturally flows through this stage. This air distribution has been checked experimentally and details can be found in (Providakis 2013; Renaud 2015). The primary stage includes a hollow-cone type liquid fuel injection using a pressurized nozzle. The aim of this pilot stage is to stabilize combustion in harsh conditions, to prevent lean blow-off extinction and to extend the operating map Albrecht et al. 2010.

The secondary multipoint stage, referred to as take-off stage in Fig. 7.1, is located around the pilot stage. Most of the air mass flow (85 %) goes through this stage and the liquid fuel is injected through 10 holes of small diameter (0.3 mm) in a jet-in-cross-flow configuration. It has been designed to deliver the main part of the power to the engine while ensuring an LPP combustion regime through fast evaporation and rapid mixing (Providakis 2013).

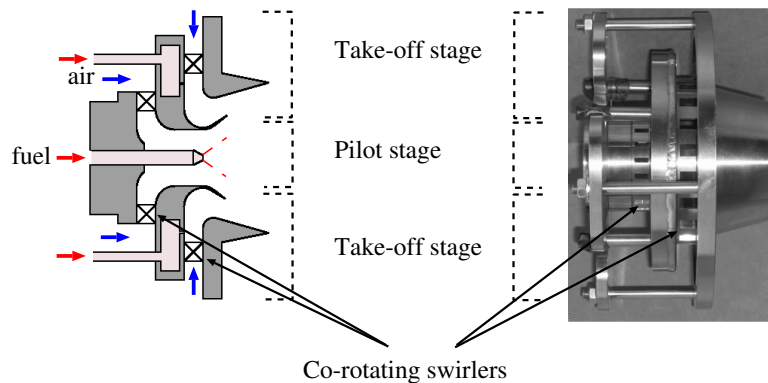


FIGURE 7.1 – Scheme (left) and side view (right) of the burner (from Providakis 2013)

As the burner includes a fuel injection staging option, the operating point is not only characterized by the global fuel mass flow rate, but also by the staging factor α . This parameter is originally defined in Barbosa et al. 2009 as follows :

$$\alpha = \frac{\dot{m}_{f,pilot}}{\dot{m}_{f,global}} \quad (7.1)$$

where $\dot{m}_{f,p}$ is the mass flow rate of fuel injected through the pilot stage and $\dot{m}_{f,g}$ is the total mass flow rate of fuel. It can then vary from 0 for a multipoint-only to 100 % for a pilot-only injection.

The burner is placed in a cylindrical plenum (Fig. 7.2) supplied with dry air at atmospheric pressure delivered by a compressor on one side and connected to the combustion chamber on the other side. The combustion chamber is rectangular with a square section of $150 \times 150 \text{ mm}^2$ and a length of 500 mm. The two quartz sidewalls allow large optical access. The upper, lower and entrance walls of the combustion chamber are water-cooled. Several thermocouples are used to control the temperature by adjusting the water flow. The objective is in particular to ensure that the water outlet temperature does not exceed 100°C but also to prevent any condensation on the inner side of the chamber walls. The exhaust of burnt gases is done through a large diameter manifold that is not shown in Fig. 7.2.

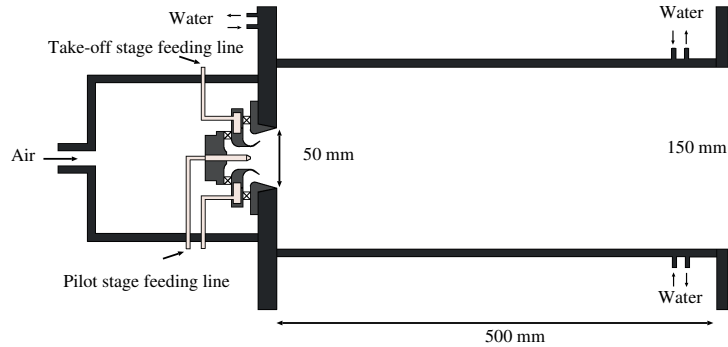


FIGURE 7.2 – Scheme of the experimental combustor BIMER

7.3 Operating conditions and reference values

The first experimental study of the BIMER test bench with liquid fuel was carried out by Providakis (Providakis 2013; Providakis et al. 2012; Providakis et al. 2013) and was devoted to a relatively high power operating point (85 kW) OP_{85} associated with an air mass flow rate of $53 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ and a global mass fuel rate of $1.94 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. The corresponding global equivalence ratio is about $\phi_{\text{global}} = 0.54$. The present study focuses on the experimental results observed on the flames obtained for the two following staging factors : $\alpha = 20 \%$ and $\alpha = 60 \%$, and for increasing and decreasing staging factor evolutions. Indeed it was shown in Providakis 2013 that the Staging Factor Evolution History

(SFEH) must also be taken into account, and leads to a bi-stable flame for $\alpha = 60$ %.

Before investing in further analysis, it is worth mentioning that even if $\phi_{\text{global}} = 0.54$, the local equivalence ratio in each stage may vary significantly with respect to the staging factor. Assuming that the injected fuel is fully evaporated and mixes only with the air of the corresponding stage (pilot or multipoint), his *stage equivalence ratio* is defined as :

$$\phi_{\text{stage}} = s \frac{\dot{m}_{f, \text{stage}}}{\dot{m}_{ox, \text{stage}}} \quad (7.2)$$

where s is the mass stoichiometric ratio, $\dot{m}_{f, \text{stage}}$ and $\dot{m}_{ox, \text{stage}}$ are the fuel (f) and air (ox) mass flow rates in the specific burner stage.

For the multipoint-dominated injection, i.e. $\alpha = 20$ %, the stage equivalence ratios are $\phi_{\text{multi}} = 0.50$ and $\phi_{\text{pilot}} = 0.72$. For the pilot-dominated injection, i.e. $\alpha = 60$ %, the stage equivalence ratios are $\phi_{\text{multi}} = 0.25$ and $\phi_{\text{pilot}} = 2.16$. This brief analysis gives an insight into the operating conditions, benefits and drawbacks that could bring the selected injection types and the burner design. The multipoint stage is expected to be associated with lean premixed conditions, whereas the pilot stage can lead to a rich mixture and a diffusion-like flame, in the vicinity of and probably thanks to the burnt gases recirculation. One of the objectives of the present paper is to confirm these design assumptions by analyzing the different flame structures and shapes.

Numerically, these cases are obtained for the given operating point by varying the staging factor from the pure pilot ($\alpha = 100$ %) and pure multipoint ($\alpha = 0$ %) injections presented in [Cheneau et al. 2015](#). A variation rate of 1 ms for 1 percentage point of pilot injection was used for the evolution of α . This time scale was used to allow the statistical convergence of the high speed zones and avoid unphysical abrupt changes. It corresponds roughly to the time taken by the injected fuel to reach the flame front. It must however be noted that this variation rate is larger than the one used experimentally, as most of the mass flowmeters are characterized by low response times. These low response times are unfortunately not affordable numerically for the moment and this point is left for future investigations.

Four configurations could be studied, based on OP₈₅ taking into account (1) the value of α (20 or 60 %) and (2) the SFEH (increasing or decreasing). In order to differentiate the cases obtained at identical staging factors from increasing or decreasing staging variations, the symbols \searrow and \nearrow are used as in the following :

- α_{20}^{\nearrow} and α_{60}^{\nearrow} for the cases obtained by increasing α starting from the full multipoint ignition case ($\alpha = 0$ %).
- α_{60}^{\searrow} and α_{20}^{\searrow} for the cases obtained by decreasing α starting from the full pilot injection ignition case ($\alpha = 100$ %).

It is shown in [Providakis 2013](#) that staging factors α_{20}^{\nearrow} and α_{20}^{\searrow} lead to the exact

same flame structure and shape. This conclusion was also obtained numerically and the case α_{20}^{\searrow} will not be presented here for this reason. Meanwhile, as illustrated in Fig. 7.3 (left), α_{60}^{\searrow} leads to the stabilization of a V-shaped flame, while α_{20}^{\nearrow} and α_{60}^{\nearrow} interestingly both lead to similar M-shaped flames.

In summary, three configurations will be described and studied in the following sections : α_{20}^{\nearrow} , α_{60}^{\nearrow} and α_{60}^{\searrow} , as they lead to different flame shapes and structures. The first challenge is to predict the correct flame shapes for these three cases, following a protocol similar to the experimental one, without any parameter changes in-between. The second objective is to analyze these different flames in order to better understand the key processes associated with their stabilization.

7.4 Modeling approach

The LES of the BIMER combustor is performed with the AVBP solver, jointly developed by CERFACS and IFPEN (Schmitt et al. 2007; Roux et al. 2005; Colin and Rudgyard 2000), using an Euler-Euler formalism for the description of the spray. A brief summary of the modeling approach is given below.

7.4.1 Filtered equations for the gaseous phase

Filtered Navier-Stokes compressible equations for gaseous density ρ , velocity components u_i , energy E and species mass fractions Y_k with liquid coupling and combustion are considered (Senoner et al. 2009; Sanjosé et al. 2011; Franzelli et al. 2017) :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{s}_{\text{mass}} \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} - \tau_{ij}^{\text{sgs}} \right) + \bar{s}_{\text{mo},i} \quad (7.4)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i (\bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij}) + \bar{q}_j + q_j^{\text{sgs}} \right] + \bar{s}_{\text{en}} \quad (7.5)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{J}_{j,k} + J_{j,k}^{\text{sgs}} \right) + \bar{s}_{\text{sp},k} + \bar{\omega}_k \quad (7.6)$$

for $k = 1, \dots, N_s$

where $\bar{\cdot}$ and $\tilde{\cdot}$ represent Reynolds- and Favre- averaged quantities, respectively, superscript sgs indicates subgrid scale contributions and N_s is the number of species. The thermodynamical pressure is denoted p , τ_{ij} , q_j and $J_{j,k}$ are the diffusive fluxes for momentum, energy and species, respectively, which are closed using classical formulations (Poinso and Veynante 2011) assuming a unity Lewis number for all species. The chemical reaction rates of the species k is $\bar{\omega}_k$. The coupling of the gaseous phase to the liquid phase is carried out

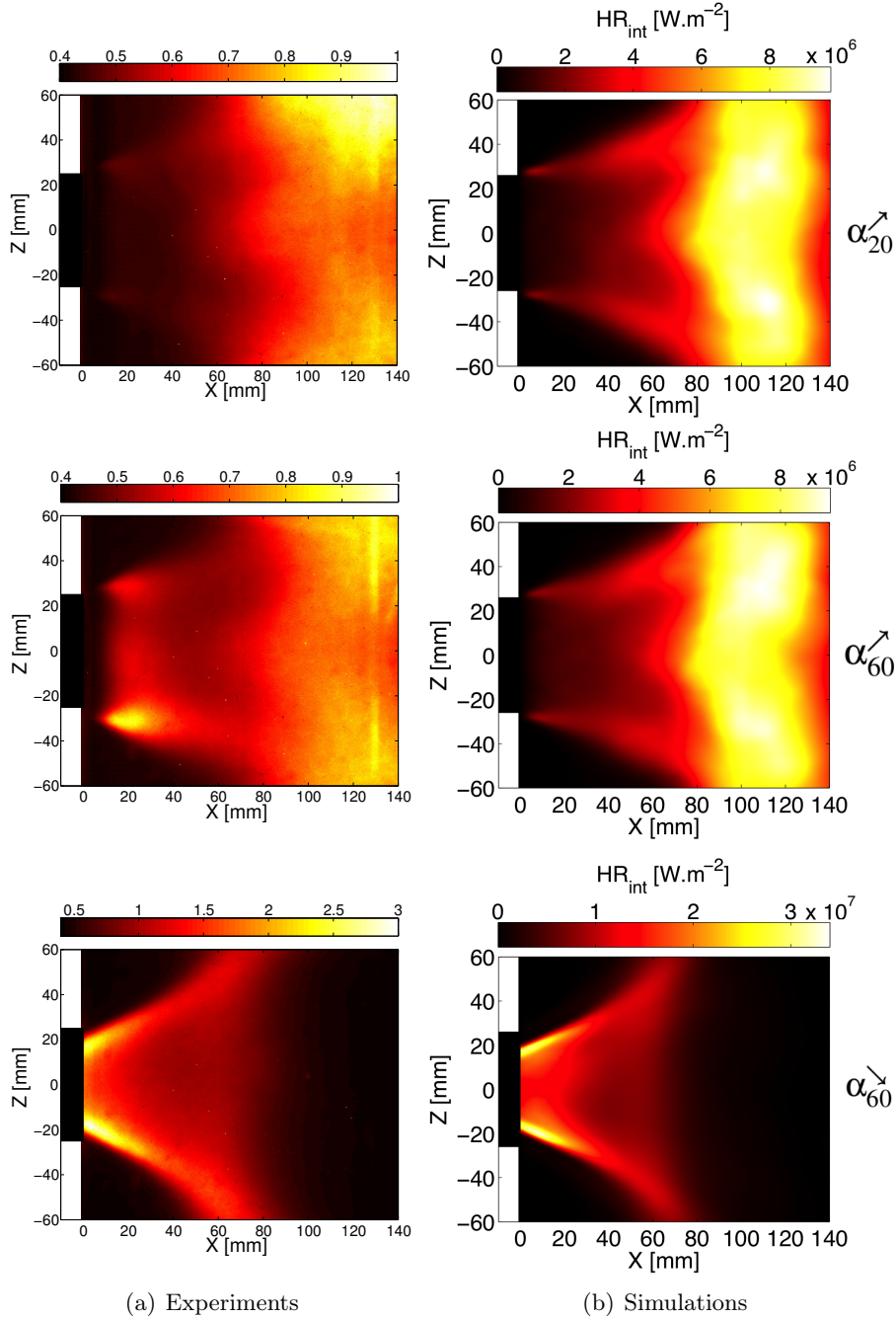


FIGURE 7.3 – Left : Mean images of OH^* chemiluminescence obtained experimentally in *Providakis et al. 2013*. Signals are normalized with the maximum value of case α_{20}^{\nearrow} . Right : Mean images of heat release rate obtained numerically, time averaged and integrated over the line of sight. From top to bottom : α_{20}^{\nearrow} , α_{60}^{\nearrow} , α_{60}^{\searrow} .

through the source terms \bar{s}_{mass} , $\bar{s}_{\text{mo},i}$, \bar{s}_{en} , $\bar{s}_{\text{sp},k}$ for the density, momentum, energy and mass concentration of species k , respectively. Subgrid scale tensor τ_{ij}^{sgs} is estimated using an eddy-viscosity assumption, for which the turbulent viscosity is given by the WALE model (Nicoud and Ducros 1999). This model ensures the correct asymptotic behavior of the gas velocity near the walls, avoiding the use of wall laws. Subgrid scale heat flux q_j^{sgs} and species flux $J_{j,k}^{\text{sgs}}$ are closed using constant turbulent Prandtl and Schmidt number assumptions. In the experiments, dodecane was chosen as a surrogate fuel for kerosene. The BFER reduced mechanism is used, which involves six species and two reactions (Franzelli et al. 2010). The interaction of combustion with turbulence is handled using the LDTF-LES combustion model (Colin et al. 2000), with the efficiency function from Charlette et al. 2002b.

7.4.2 Filtered equations for the liquid phase

The liquid phase is simulated using a filtered mono-kinetic mono-disperse Eulerian formalism (Moreau et al. 2010). This choice has been made as a trade-off between accuracy and computational cost : whereas the monodisperse assumption is known to underestimate Sauter Mean Diameter (SMD) and spray opening in swirling flows (Vié et al. 2013), recent simulations has shown that such an approach is sufficient to capture the correct flame structure (Hannebique et al. 2013; Lancien et al. 2016).

As for the gas phase, a Favre-filtering based on the liquid volume fraction is used for the liquid phase, noted $\hat{\cdot}$, while $\bar{\cdot}$ still represents Reynolds averaged quantities. The final system of equations for droplet number density n_l , liquid volume fraction α_l , velocity $u_{l,i}$ and sensible enthalpy h_l is derived in Hannebique et al. 2013 :

$$\frac{\partial \bar{n}_l}{\partial t} + \frac{\partial \bar{n}_l \hat{u}_{l,j}}{\partial x_j} = 0 \quad (7.7)$$

$$\frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,j}}{\partial x_j} = -\bar{\Gamma}_l \quad (7.8)$$

$$\frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,i}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,i} \hat{u}_{l,j}}{\partial x_j} = -\hat{u}_{l,i} \bar{\Gamma}_l + \bar{F}_{d,i} + \frac{\partial \tau_{l,ij}^{\text{sgs}}}{\partial x_j} \quad (7.9)$$

$$\frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{h}_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l \bar{\alpha}_l \hat{u}_{l,j} \hat{h}_l}{\partial x_j} = -\hat{h}_l \bar{\Gamma}_l + \bar{\Phi}_l \quad (7.10)$$

where ρ_l is the fuel density, $F_{d,i}$ is the drag force, Γ_l is the evaporation rate, and Φ_l is the conductive flux. $\tau_{l,ij}^{\text{sgs}}$ is the subgrid scale tensor of the liquid phase, given by the Smagorinsky-Yoshizawa model (Moreau et al. 2010). In this framework the subgrid enthalpy diffusion is neglected.

The coupling between the liquid phase and the gas phase follows the formalism presented in Sanjosé et al. 2011. The drag force is modeled using a Stokes law

with a modified relaxation time following Schiller-Naumann correlation (Schiller and Naumann 1935). Evaporation is computed following the Abramzon-Sirignano model (Abramzon and Sirignano 1989) taking into account the surface droplet composition (Hannebique et al. 2013).

Exchange terms between the gaseous and liquid phases are then expressed as :

$$\bar{s}_{\text{mass}} = \bar{\Gamma}_l \quad (7.11)$$

$$\bar{s}_{\text{mo},i} = \hat{u}_{l,i} \bar{\Gamma}_l - \bar{F}_{d,i} \quad (7.12)$$

$$\bar{s}_{\text{en}} = \hat{h}_l \bar{\Gamma}_l + \frac{1}{2} \hat{u}_{l,i}^2 \bar{\Gamma}_l - \bar{\Phi}_l - \hat{u}_{l,i} \bar{F}_{d,i} \quad (7.13)$$

$$\bar{s}_{\text{sp},k} = \delta_{k,f} \bar{\Gamma}_l \quad \text{for } k = 1, \dots, N_s \quad (7.14)$$

where $\delta_{k,f} = 1$ if the k -indexed species corresponds to the fuel and $\delta_{k,f} = 0$ otherwise.

7.5 Numerical set-up

The simulation domain, numerical methods and boundary conditions for gas and liquid flows are described in the present section.

7.5.1 Simulation domain

The simulation domain is very close to the experimental geometry and includes the air inlet, the plenum, the burner, the combustion chamber and a large outlet volume that mimics the atmosphere (Fig. 7.4).

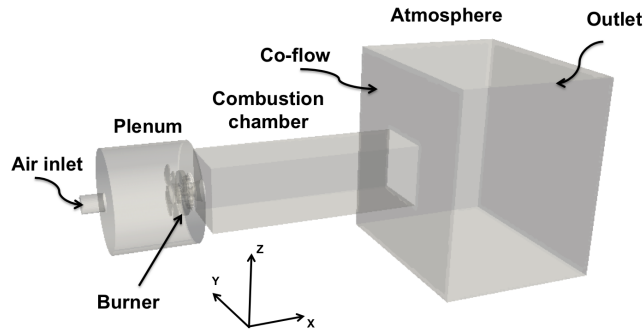


FIGURE 7.4 – Numerical domain of the BIMER experimental test bench (from Che-neau et al. 2015).

The fluid domain is discretized using unstructured tetrahedral elements, as seen in Fig. 7.5. Three meshes (5, 10 and 40 million tetrahedra) were used to evaluate the solution dependency to the mesh refinement in the non-reactive case. Meshing efforts have been focused on the burner and the first part of the combustion chamber; the 10 million cell mesh was shown to lead to converged aerodynamic fields and pressure loss. For reacting simulations, an improved resolution of the flame zone has been implemented and reactive flow fields are resolved on a 20 million element mesh.

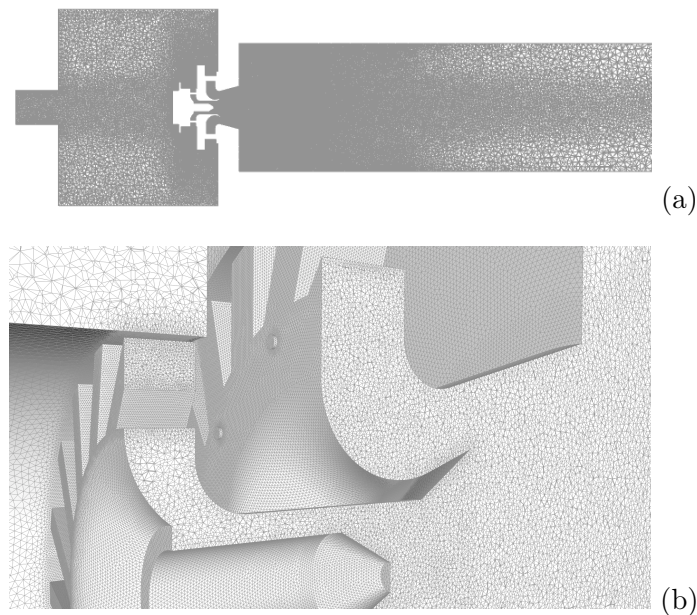


FIGURE 7.5 – *Center plane of the mesh from the air inlet to the combustion chamber (a) and zoom on a clip view of the burner (b)*

7.5.2 Numerical methods and boundary conditions

As already mentioned, computations are carried out using the AVBP code, which solves the 3D unsteady reacting compressible Navier-Stokes equations. The numerical scheme used for the gaseous and the liquid phase is the TTGC scheme [Colin and Rudgyard 2000](#), which is third order in time and space.

Concerning the gas flow, acoustic fluctuations at the inlet and outlet are treated with the characteristic boundary conditions developed by [Poinsot and Lele 1992a](#). Non-reflecting boundary conditions are set up at the inlet and outlet of the domain. Moreover, as already mentioned, part of the atmosphere is included to ensure a proper treatment of the combustion chamber outlet. Adherent wall boundary conditions are used for the gas. Water-cooled walls are represented as an external temperature associated with a thermal resistance, which has been set based on the experimental temperature rise in the water, while other walls

are considered as adiabatic. These thermal boundary conditions can certainly be improved by use of conjugate heat transfer, but this is out of the scope of the present paper. It has however to be kept in mind that this could affect the flame anchoring at the divergent exit by modifying the corner recirculation zone temperature.

Concerning the liquid phase, slipping adiabatic boundary conditions are used for liquid-wall interactions to mimic wall filming. Such approach cannot predict possible rebounds at the boundary, and can therefore be limiting. However, the only place where droplets interact with wall is at the divergent exit. At this location, wall filming is generally encountered in experiments.

In the pilot stage, the fuel injection hollow cone is modeled using the FIMUR model developed in [Sanjosé et al. 2011](#) with 40 μm diameter droplets and a spray half angle of 40°, as experimentally measured by the manufacturer. The multipoint injection is modeled by a simple Neumann condition with 20 μm diameter droplets. The diameter has been chosen by analyzing the droplet diameter distribution in the experiments and by correlating it to the staging factor, based on a narrow monodisperse diameter distribution for the multi-point injectors. To adjust the volume fraction at injection, we have performed tests on an academic jet-in-cross-flow configuration have shown that this condition properly describes the spray in the vicinity of the holes, for which no interaction with the front wall is expected.

7.6 Comparisons and validations

Validation and comparison of cold flow simulations against experimental results have been carefully conducted, and details can be found in [Cheneau et al. 2015](#). In the following, mean values are obtained over 80 ms. We first present validations of the LES against experimental data for the reactive simulations. Then, mean and instantaneous flow fields are described for each situation along with mixture fraction analysis.

In this section, comparisons of numerical results with experiments are provided in order to validate the methodology and numerical models. Validation data from experiments are available for staging factors α_{20}^{\nearrow} (M-flame), α_{60}^{\nearrow} (M-flame) and α_{60}^{\searrow} (V-flame).

7.6.1 Overall flame shape

Comparisons between OH* emission and the numerical heat release rate can only be qualitative, but they can reflect the quality of the description of the overall flame shape. In order to limit the biases in this comparison, instead of using the Abel-inverted images for OH* emission, a line-of-sight integration of the heat release rate is performed on the numerical simulation results, in order to mimic the experimental diagnostic : to mimic the experiments, the

heat release rate is numerically integrated over the y direction from the front wall to the rear wall of the chamber, and the results is represented on the plane (x, y) .

Results are shown in Fig. 7.3 for the three operating conditions. The three flame shapes are well captured with an accurate flame opening for the V-flame, and a good distribution of heat release rate for the M-flames, except close to the divergent exit : whereas simulations show similar M-flames, the experiments exhibit differences at the divergent exit. A possible explanation of these differences in the experiments could be a different liquid film atomization at the divergent exit when varying the fuel staging. In our simulations, the simple boundary condition cannot be able to correctly predict film atomization, and the liquid film does not change for the two M-flames.

7.6.2 Liquid phase

For the liquid phase, Mie scattering has been used in the experiments to analyze the location of the spray. As Mie scattering is proportional to droplet surface, we here compare the mean droplet surface to the Mie scattering, in normalized units. Results are shown in Fig. 7.6. For the M-flames, the spray spatial distribution is well-predicted for the first location at $x = 5$ mm. Farther, we observe a larger opening of the spray, which may result from the polydisperse character of the spray, which is not accounted for in our monodisperse Eulerian formulation. For the V-flame, the experimental signal shows a thinner opening of the spray, as in the simulation. Droplet surface profiles in the simulation are slightly shifted upstream compared to the experiments, which can be again the result of the monodisperse spray assumption. Nevertheless the flame angle is still correct (Fig. 7.3).

To complement this validation step, mean velocities and SMD are also compared in Fig. 7.7. For the axial velocity, simulations are in good agreement with the experiments. For the vertical velocity, a good agreement is found for the V-flame, whereas some discrepancies are observed for the M-flames. In this last case, it appears that the mismatch is mainly due to a slight displacement of the contraction zone in the velocity field of the spray. Concerning the SMD, it is highly underestimated, which is a common drawback of monodisperse Eulerian models (Franzelli et al. 2013), mainly because of the very fast evaporation of the monodisperse distribution compared to the real polydisperse one, see Vié et al. 2013 for instance.

In conclusion, the validation step shows discrepancies in the spray description in terms of SMD and spray opening, whereas its overall dynamics presents a good agreement. The flame shapes correspond well to the experimental ones.

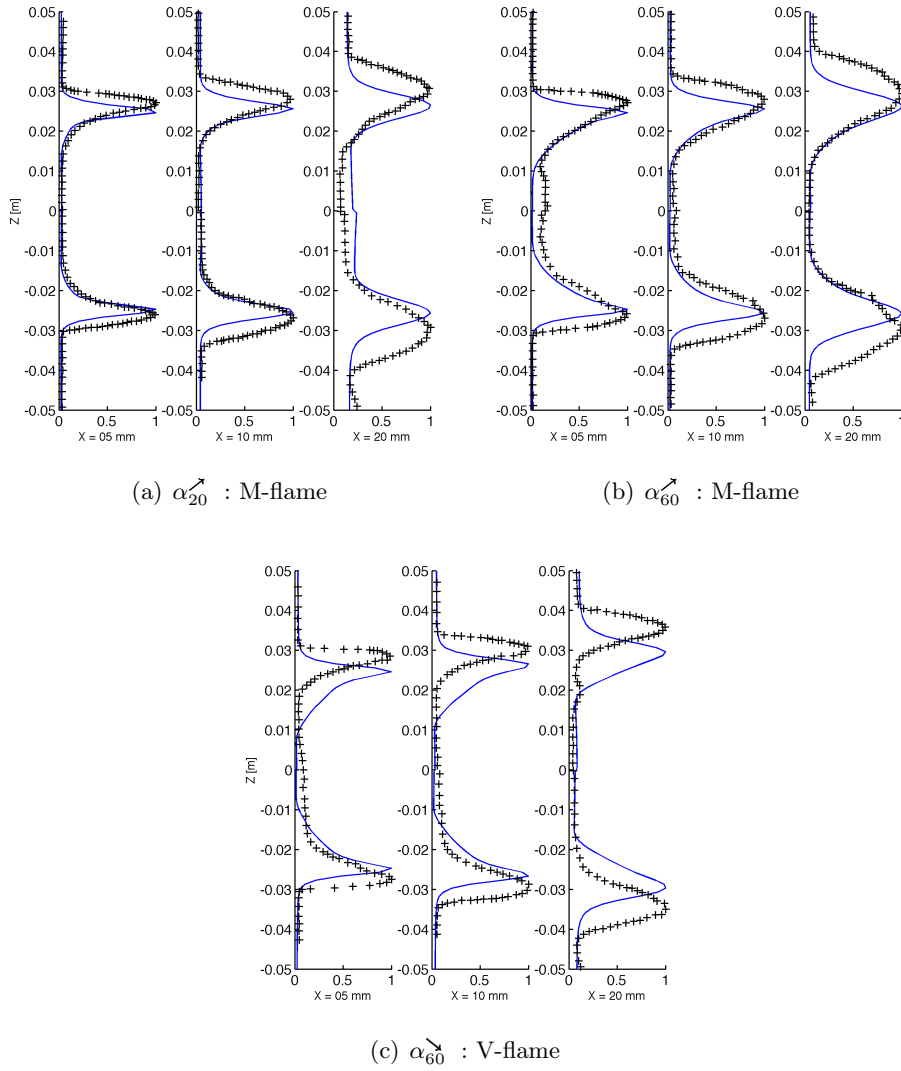


FIGURE 7.6 – Comparison of normalized experimental Mie signal (symbols) and numerical mean droplet surface (blue lines) for $\alpha_{20}^{\rightarrow}$ (M-flame, left), $\alpha_{60}^{\rightarrow}$ (M-flame, center) and $\alpha_{60}^{\rightarrow}$ (V-flame, right).

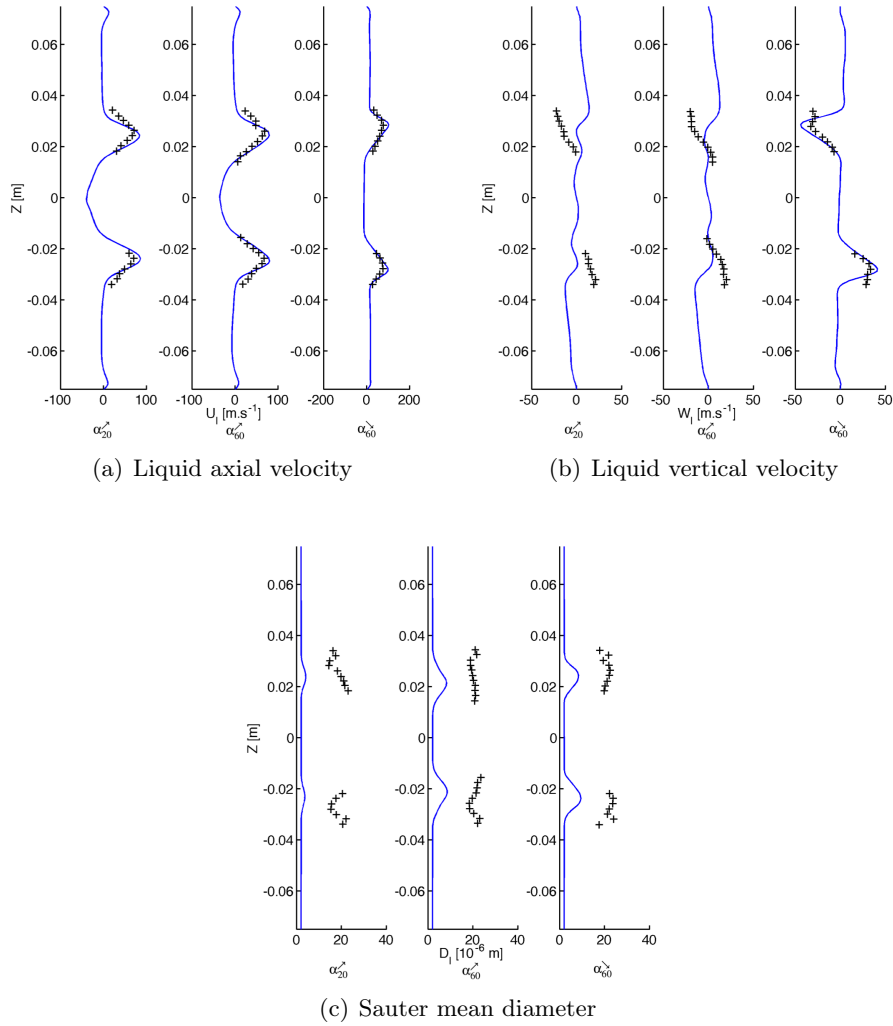


FIGURE 7.7 – Comparison of experimental (Phase Doppler Anemometry, symbols) and numerical (blue lines) axial (left) and vertical (center) velocities, and Sauter Mean Diameter (right) for $\alpha_{20}^{\rightarrow}$ (M-flame, left) and $\alpha_{60}^{\rightarrow}$ (M-flame, center) and α_{60}^{\leftarrow} (V-flame, right) at $X = 15$ mm.

7.7 Analysis and discussions

The analysis of the flame shape, structure and stabilization processes is proposed for the three distinct flame cases (but two different flame shapes only), supported among other by observations in the composition space.

7.7.1 Mean and instantaneous flow fields

In this section, the mean flame structures and shapes are analyzed by looking at temperature, equivalence ratio and heat release rate for the three distinct cases.

M-shaped flames

The mean flame structures of the two M-flames for α_{20}^{\nearrow} and α_{60}^{\nearrow} are analyzed in Fig. 7.8¹. The flame is attached at the periphery of the diffuser exit, approaches the walls of the chamber, and then reconnects in the central zone of the flow. For both cases, a rapid evaporation of the spray is observed inside the swirler because of the preheating conditions. For α_{20}^{\nearrow} , the resulting composition at the diffuser exit is then close to the global lean equivalence ratio ($\phi_{\text{global}} = 0.54$), as the contribution of the pilot injection is also on the lean side ($\phi_{\text{pilot}} = 0.72$). The operating condition is the expected lean premixed prevaporized one. However, a larger concentration of droplets is observed along the divergent wall of the diffuser, resulting in a richer mixture at the flame foot. Due to this droplet-wall interaction that is solely accounted for through a slip condition, the associated physical interpretation must be handled with care. Still, liquid filming can also be observed in the experiments. For α_{60}^{\nearrow} , even if the composition at the diffuser exit is still far from the global lean conditions, the turbulent mixing leads to the target equivalence ratio before the mixture reaches the flame. There is in fact almost no interaction between the spray and the flame front for both operating conditions.

Except the rich zones resulting from the interaction between droplets and walls, the average equivalence ratio in the fresh gases is homogeneous. This type of burner presents high-speed flows, of the order of $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ at the chamber entrance. Consequently, the flame must be stabilized by constant re-ignition through burnt gas recirculation. For an M-shaped flame, the high temperature corner recirculation zone stabilizes the foot of the M-shape while the inner recirculation zone maintains the center of the M-shape, the flow going backwards inside the isoline of null axial velocity. This assumption will be further investigated in the following sections of the paper.

Burnt gas temperature is homogeneous and corresponds to the equilibrium temperature associated with the global injection condition ($\phi_{\text{global}} = 0.54$).

1. The superimposed pseudo-streamlines are generated from the mean velocity field and thus do not represent a real streamline.

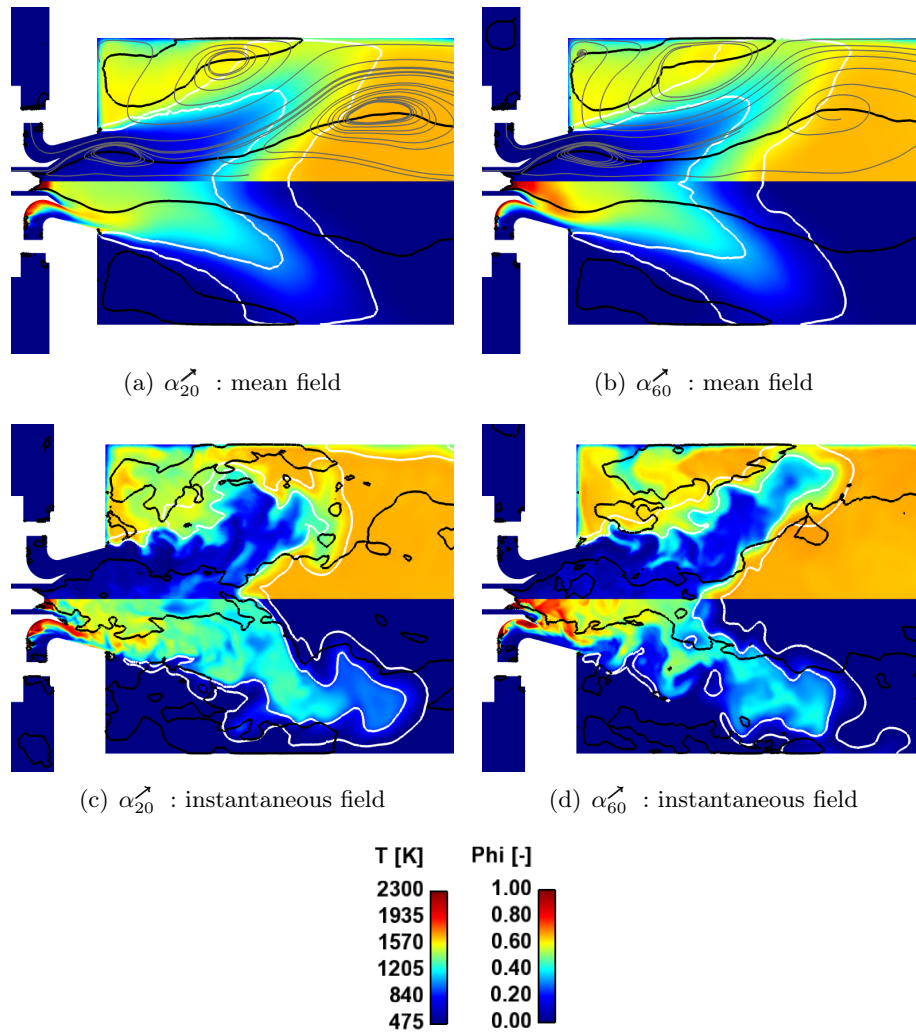


FIGURE 7.8 – *M-shaped flames : mean (top) and instantaneous (bottom) temperature (top half), and equivalence ratio (bottom half) fields at the central plane for operating conditions $\alpha_{20}^{\rightarrow}$ (left) and $\alpha_{60}^{\rightarrow}$ (right). Mean pseudo-streamlines of gas velocity (grey). Isolines of null axial velocity (black) and heat release rate at $\dot{\omega}_T = 5 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (white).*

Looking at the average flow field, the multipoint injection clearly leads to a LPP combustion regime.

The instantaneous flow field also presented in Fig. 7.8 shows nevertheless that mixing is not complete and richer fresh gas pockets may appear. Vortical structures seem to be the source of these richer zones, creating pockets with higher concentration of fuel probably caused by droplet-wall interactions. They also participate in the wrinkling of the flame and, sometimes, to detached burning zones.

To further investigate the flow and flame structure, transverse cut planes are also investigated for α_{60}^{\nearrow} ² (Fig. 7.9). The characteristic features of a swirling flow interacting with a square-section chamber are clearly exhibited : the flow is not axisymmetric and presents four quadrants anchored at each angle of the combustion chamber. Because of the swirling motion, the corner recirculation zone is also subject to a rotating motion around the chamber axis, even if the main features of the flow are axial (Fig. 7.8). Furthermore, as the top and bottom walls are water-cooled, additional dissymmetry is introduced and strong temperature inhomogeneity is observed, which may affect the flame anchoring at the divergent exit, as discussed in [Cheneau et al. 2015](#).

V-shaped flame

Figure 7.10 shows a flame that is no longer attached at the diffuser exit periphery, but is anchored at the front of the pilot injection, inside the central recirculation zone, resulting in a V-shaped flame. The inner recirculation zone bubble, located at the front of the injector, presents very high temperature burnt gases (~ 2300 K, corresponding to the adiabatic flame temperature for stoichiometric conditions). Figure 7.10 clearly shows oxygen-free burnt gases in front of the pilot injection, which flow upstream up to the injection nozzle and participate in the evaporation of the fuel. The flame is fed at its base by a hot gas mixture ; a large quantity of fuel burns in a diffusion-like regime in contact with the fresh gases coming from the pilot and multipoint stages. Oxygen is thus the limiting element for this flame. Still, the globally-lean operating condition ensures the presence of oxygen in the burnt gases ; the inner recirculation zone brings some oxygen back to the base of the flame. This mixture is first progressively diluted by the burnt gases from the conical flame located on the sides in Fig. 7.10, and is then burnt in contact with the fuel, which explains the flat flame in the middle of the V-shape that can be seen in Fig. 7.10. The pilot injection creates conditions allowing for stabilization of a diffusion-like flame, thanks to a rich and hot mixture. This type of regime is known to be more robust than the premixed one. On the other hand, the interactions between the high flame temperature and the liquid lead to a high concentration of fuel,

2. The transverse cuts for α_{20}^{\nearrow} are not presented for the M-shaped flame as they are very similar to the case at α_{60}^{\nearrow} .

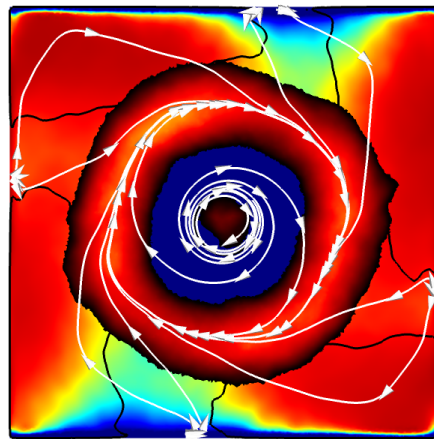
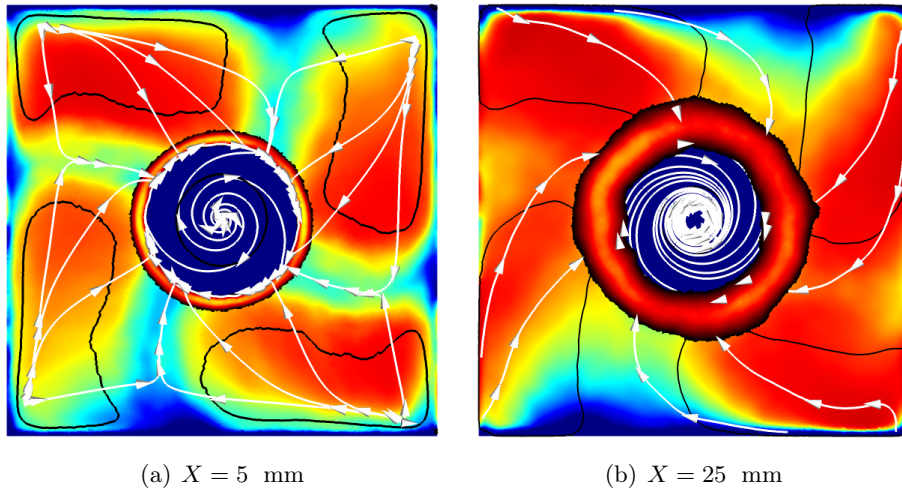
(c) $X = 50$ mm

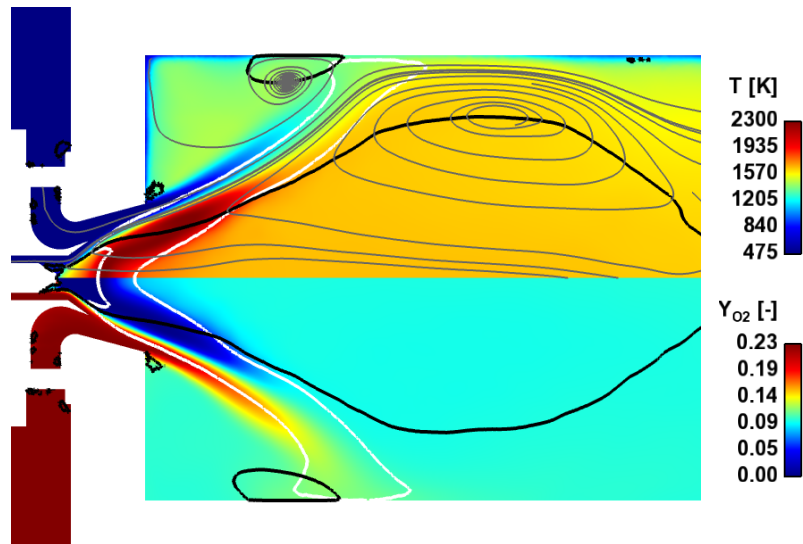
FIGURE 7.9 – *M*-shaped flame ($\alpha_{60}^{\rightarrow}$) : flow structure in transverse cuts ($X=5$, 25 and 50 mm away from the combustion chamber entrance). Mean fields of temperature with superimposed mean heat release rate. Pseudo streamlines (white) and null axial velocity isolines (black). Top and bottom walls are water-cooled.

hot burnt gas and flame temperatures.

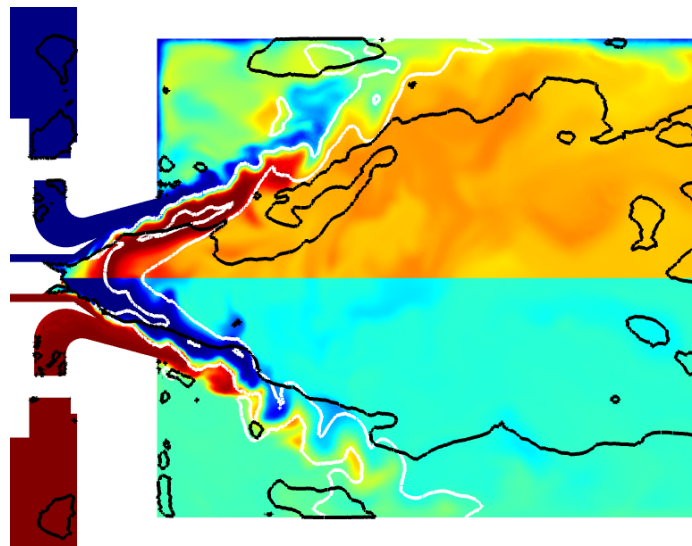
The transversal flow topology for the V-shaped flame (Fig. 7.11) is different from the M-shaped flame one (Fig. 7.9). While the M-shaped flame presents a strong asymmetry due to the rotating flow, the V-shaped flame appears more symmetrical. This symmetry persists along the chamber axis. As for the M-shaped flame, water-cooled walls induce strong temperature inhomogeneity without affecting the flow topology.

7.7.2 Combustion regimes and flame structure analysis in the mixture fraction space

In Fig. 7.12, the Takeno index in the flame region (identified by a heat release rate greater than $5 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$) is represented for each operating condition. It is shown that whereas the M-flame mainly burns in premixed regime, except close to the diffuser exit, the V-flame mixes combustion regime especially inside the diffuser.



(a) Mean field



(b) Instantaneous field

FIGURE 7.10 – *V-shaped flame (α_{60}^{\setminus}) : mean (a) and instantaneous (b) temperature (top half), and O_2 mass fraction (bottom half) fields at the central plane. Mean pseudo-streamlines of gas velocity (a/top, grey). Isolines of null axial velocity (black) and heat release rate at $\dot{\omega}_T = 5 \times 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (white).*

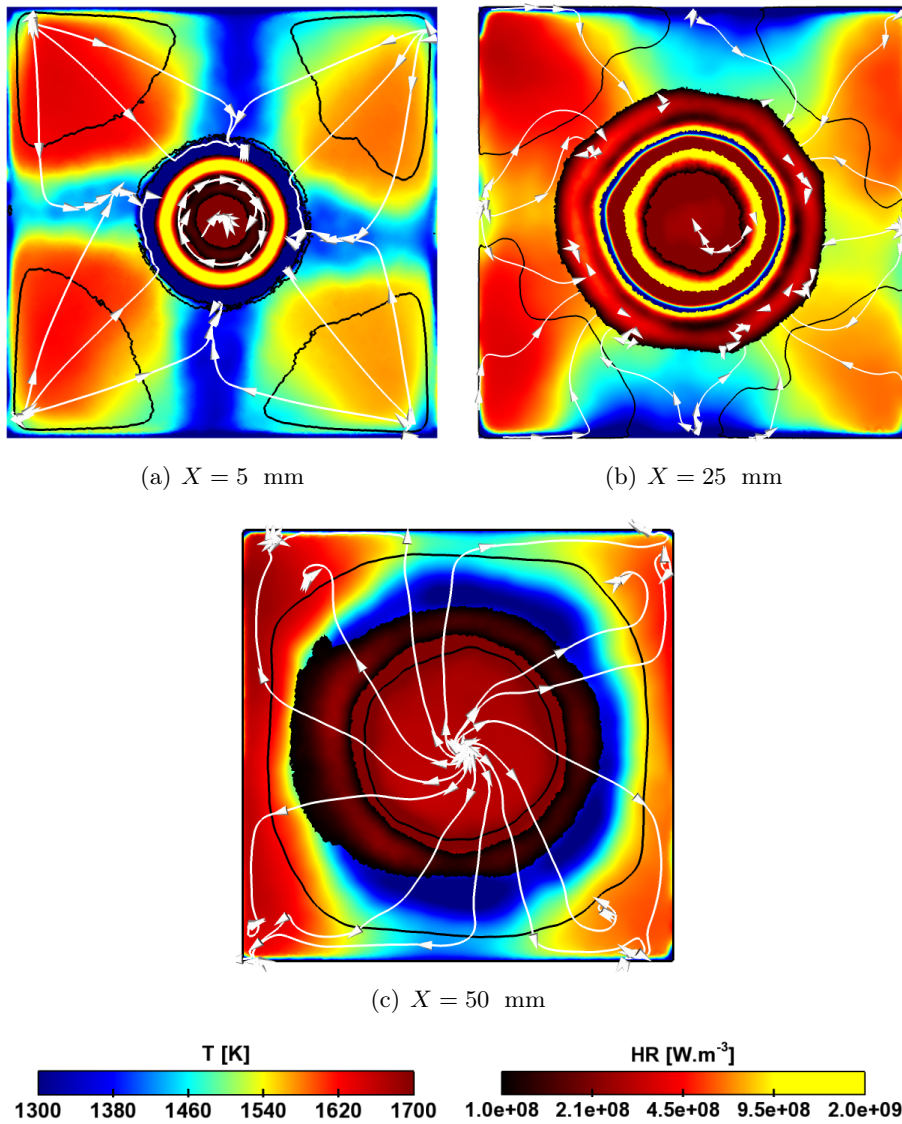


FIGURE 7.11 – *V-shaped flame ($\alpha_{60}^{\rightarrow}$) : flow structure in transverse cuts ($X=5$, 25 and 50 mm away from the combustion chamber entrance). Mean fields of temperature and superimposed mean heat release rate. Pseudo streamlines (white) and null axial velocity isolines (black). Top and bottom walls are water-cooled.*

To deepen the study of the flame structures, an analysis in the mixture fraction space is proposed. The mixture fraction ζ is defined here following Bilger's formulation (Bilger et al. 1990) based on carbon atoms :

$$\zeta = \frac{W_f}{n_{C,f}W_C} \sum_{k=1}^{N_s} Y_k \frac{n_{C,k}W_C}{W_k} \quad (7.15)$$

where W_k and $n_{C,k}$ are the molar mass and the number of carbon atoms of the species k , respectively. Subscripts f and C refer to fuel and carbon. Under the unity Lewis assumption, this quantity is not affected by combustion, but only by mixing and evaporation.

An analysis of the composition, temperature and heat release rate in the mixture fraction space is proposed. These analyses are performed on instantaneous snapshots that have been chosen because they were representative of the associated injection conditions (multipoint or pilot)³.

The presentation of the results in the mixture fraction space focuses on four points :

- the air inlet (pure air) : $\zeta = 0$ and $T = 475$ K
- the fuel injection (pure liquid fuel) : $\zeta = 0$ and $T = 360$ K
- the stoichiometry (adiabatic flame temperature) : $\zeta_{st} = 0.063$ and $T \approx T_{ad} \approx 2300$ K
- the final state (global equilibrium) : $\zeta = \zeta_{global} = 0.04$ and $T \approx 1650$ K.

In the same vein as for the equivalence ratio, we can define stage mixture fraction, by supposing that the mixing (and evaporation) occurs only in the given stage. For $\alpha = 20$ %, the theoretical value of mixture fraction is $\zeta_{multi} = 0.028$ for the multipoint stage, while for the pilot stage, the mixture fraction is $\zeta_{pilot} = 0.044$. For $\alpha = 60$ %, we obtain $\zeta_{multi} = 0.014$ and $\zeta_{pilot} = 0.132$.

Specific zones can be identified and commented, see Fig. 7.13 :

- fresh gases, $\zeta = 0$ and $T = 475$ K in green ;
- the cold evaporation line, $T < 500$ K in cyan ;
- burnt gases, $\zeta = \zeta_{global}$ and $Y_f = 0$ in brown ;
- the flame, with a heat release rate $\dot{\omega}_T > 5 \times 10^7$ W · m⁻³ in orange ;
- the hot mixing region (air + fuel + burnt bases but without reaction) in deep blue.

These colors are also used on the corresponding 2D instantaneous cuts of the flame region to precisely identify the associated zones.

For the M-shaped flames (Fig. 7.13, left and center), the cold evaporation line shows the evaporation of droplets in the swirler with the ambient air. The length of this line is determined by the competition between two phenomena : evaporation and mixing. A long cold mixing line (high mixture fraction, $\zeta > \zeta_{multi}$) means that evaporation is faster than the mixing and rich mixtures are created, at least locally. It can be observed from Fig. 7.8 that richer

3. It has been verified that the conclusions are not affected by the choices of the instantaneous snapshot

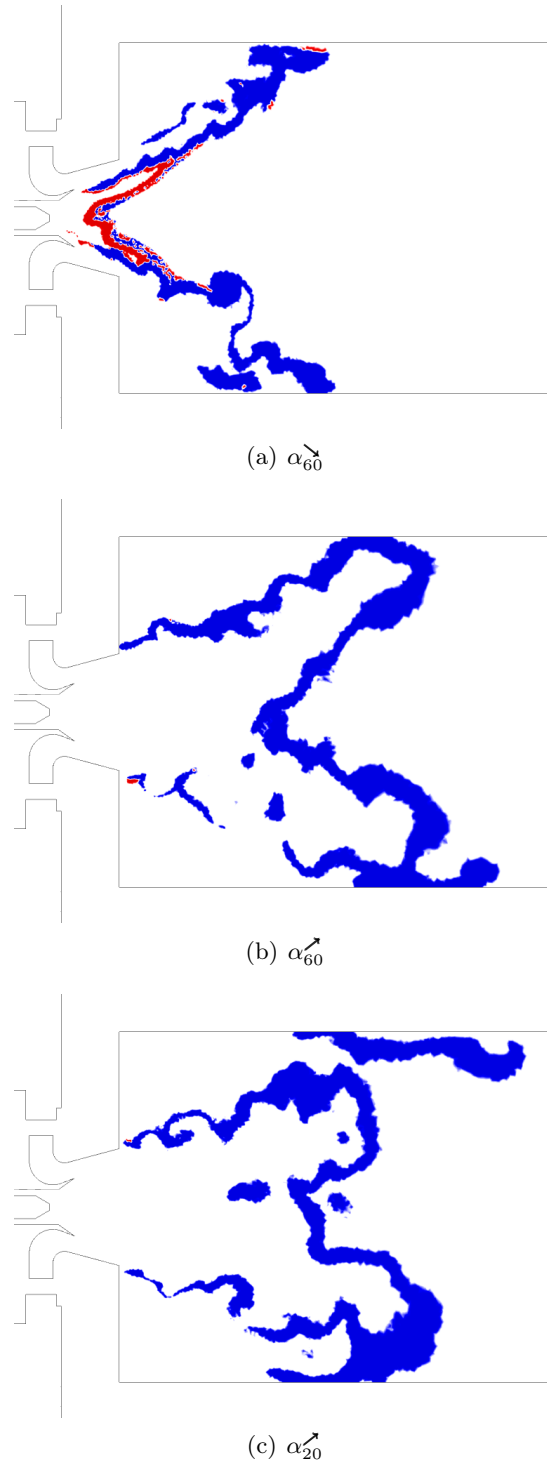


FIGURE 7.12 – Takeno index in the flame region at the central plane : blue color stands for premixed regime, and red color stands for diffusion regime.

mixtures ($\phi \sim 1$) are created near the injection devices and along the walls. However, Fig. 7.13b shows very few points increasing in temperature, meaning that these rich pockets are diluted with fresh gases before mixing with viciated gases or before reaching the flame. These fresh gases then mix with the burnt gases and react when they reach a sufficient temperature. The combustion occurs in a narrow range of mixture fraction, which is characteristic of premixed flames. As a result, the burnt gas mixture fraction is homogeneous and is the same as the global mixing mixture fraction. Pre-evaporation and mixing are achieved, confirming that the main objectives of the LPP system are globally met. One notices a temperature drop of the burnt gases (brown in Fig. 7.13) from 1650 K to 600 K, localized at the walls. This is explained by the wall's boundary condition mimicking the experimental water cooling system. Anyway, almost all the points in the scatterplots are close to the global equilibrium state at 1650 K.

Finally, a large part of the heat is released at a constant and lean mixture fraction, confirming again that the multipoint injection efficiently leads towards a lean and premixed combustion.

To analyze the V-shaped flame, additional zones are identified in Fig. 7.13 (right) :

- burnt gases « enriched » in mixture fraction by the diffusion flame in the inner recirculation zone, $\zeta_{\text{global}} < \zeta < \zeta_{\text{st}}$ and $Y_f = 0$ in red ;
- oxygen free burnt gases $Y_{O_2} = 0$ allowing spray evaporation without immediate reaction, in black.

First, compared to the M-shaped case, Figs. 7.13 (a) and (b) show higher mixture fractions and higher temperatures. The fuel injection in the pilot stage is located on the axis of the combustion chamber. As the inner recirculation zone flows back to the injection nozzle, the spray evaporates in a mix of fresh air coming from the pilot stage swirler, and recirculating burnt gases.

The fuel injected in the multipoint stage evaporates in pure air (cyan in Fig. 7.13, right) while in the pilot stage, the liquid spray mainly evaporates in the oxygen-free region (black Fig. 7.13, right). This gas mixture, composed of hot burnt gases and evaporated fuel, only needs oxygen to react. It recirculates and reacts when meeting the oxygen coming from the pilot swirler in a diffusion-like regime. As in the previous injection case, downstream and corner recirculation zone burnt gases are at the global mixture fraction $\zeta_{\text{global}} = 0.04$ and part of these burnt gases are cooled down by the walls.

Burnt gases in the inner recirculation zone are « enriched » in mixture fraction by the burnt gases from the diffusion-like reaction region (at $\zeta_{\text{st}} = 0.063$ and $T = T_{\text{ad}}$) visible in red in Fig. 7.13. Although the inner recirculation zone burnt gases are diluted, they still contain oxygen ($\phi_{\text{global}} = 0.54$) that reacts with fuel in the vicinity of the spray, creating the high-temperature oxygen-free zone, visible in black in Fig. 7.13(a). In these gases, fuel evaporates without reacting, creating very favorable conditions for the inner diffusion-like reaction region, confirming what was observed in Fig 7.10.

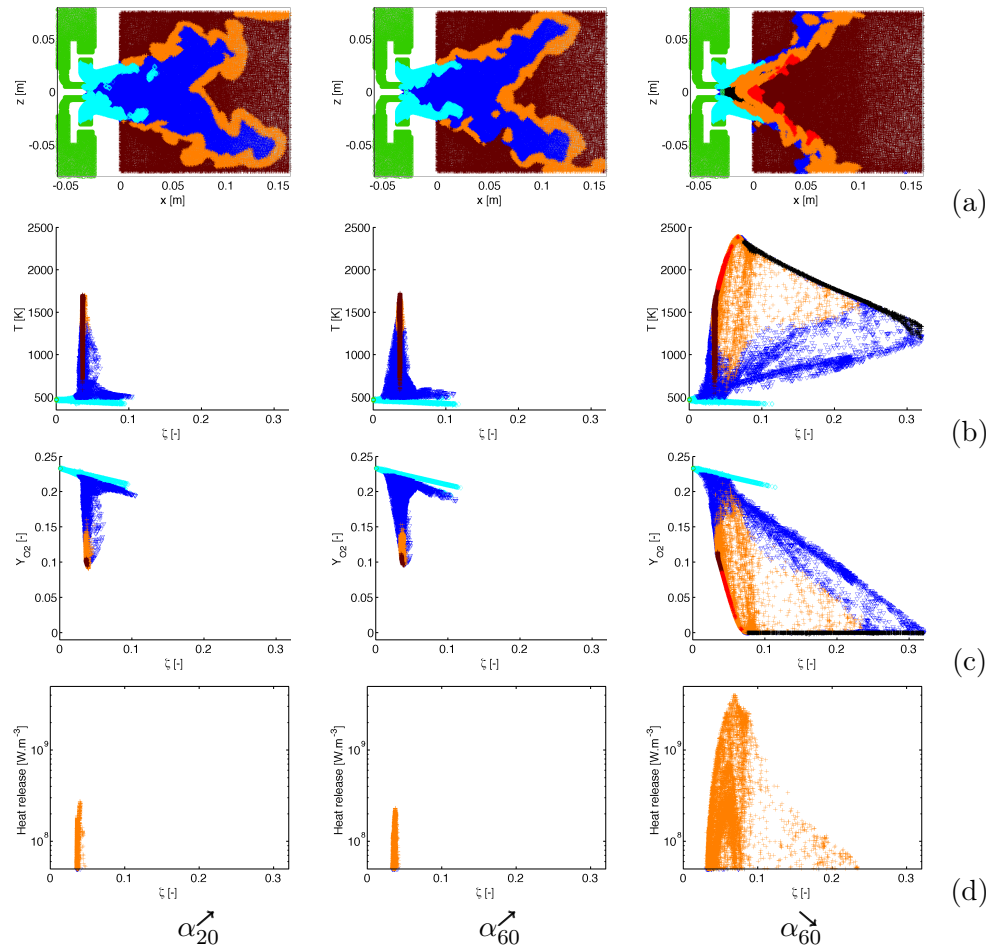


FIGURE 7.13 – Coloured 2D cut planes at $Y = 0$ (a). Temperature (b), oxygen mass fraction (c) and heat release rate (d) as functions of the mixture fraction for this plane. Left and center : M-shaped flames (α_{20} and α_{60}). Right : V-shaped flame (α_{60}).

7.8 Conclusion and perspectives

The staged multipoint BIMER combustor developed by the EM2C laboratory has been studied numerically using a 3D compressible LES solver. The chemistry has been described using a two-step mechanism (Franzelli et al. 2010) associated with a thickened flame model (Colin et al. 2000; Charlette et al. 2002b). The spray description has been performed using a LES Euler-Euler formalism (Moreau et al. 2010) and the FIMUR injection model (Sanjosé et al. 2011).

Two operating conditions were targeted : a multipoint-dominated injection design to reach a lean, premixed and prevaporized (LPP) regime, and a pilot-dominated injection for which the enhanced pilot injection is devoted to flame stabilization. While the former generates a M-shaped flame, the latter can lead to a V- or a M-shaped flame depending on history. The reactive two-phase flows obtained for the three flame scenarii have been analyzed, showing a LPP regime for M-shaped flames and a « well-stabilized » multi-regime for the V-shaped flame.

Simulations were first validated against experimental data, showing an overall good agreement in terms of flame shape. For the liquid phase, the axial velocity and spray opening are well reproduced, while some discrepancies appear in the vertical velocity. As a consequence of the monodisperse assumption, the spray diameter is underestimated.

For the M-shaped flames, rapid evaporation and mixing with air are promoted in the upstream region and a partially premixed combustion occurs in the chamber. The flame is stabilized thanks to constant reignition of fresh gases by the inner and corner burnt gas recirculations. The maximum temperature does not exceed the global equilibrium one. As targeted in this configuration, these flames achieve LPP combustion.

The V-shaped flame is stabilized thanks to very hot burnt gas recirculation at the center of the flame. This flow topology promotes a more complex diffusion-like combustion regime creating mixing between fuel and burnt gases in front of the pilot injector. This flame generates high mixture inhomogeneity as well as high temperatures. It is thus to be avoided in order to achieve the LPP regime, but corresponds well to the piloting effect it was designed for.

Acknowledgment

The support of Safran Aircraft Engine and ANRT for the PhD grant of B. Cheneau is gratefully acknowledged. This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocation 20162b0164 made available by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). The authors would also like to thanks CERFACS and IFPEN for sharing the AVBP code, and L. Zimmer and A. Renaud for fruitful discussions.

Chapitre 8

Étude de la variation d'étagement

Ce chapitre présente l'évolution des flammes suivant les variations de répartition de carburant entre les deux étages d'injection dans des conditions réactives. Cette analyse numérique reproduit et étend le cycle d'hystérésis observé expérimentalement et une flamme tri-stable est trouvée. Les trois formes de flammes sont étudiées et les deux bifurcations sont présentées.

Les détails de cette études sont présentés dans le format de l'article dont ils ont fait l'objet ([Cheneau et al. 2019](#)) :

Characterization of the hysteresis cycle in a two-stage liquid-fueled swirled burner through numerical simulation

Abstract

Lean Premixed Prevaporized combustors are today an interesting alternative to more classical configurations to reduce pollutant emissions. Still they may also give rise to strong flame dynamics and harmful combustion instabilities. In order to improve our control on such systems, multi-stage multi-injection burners offer additional degrees of freedom in the fuel distribution and thus in the combustion regime. The BIMER combustor has been expressly developed by EM2C to investigate this solution at a laboratory scale. It is composed of two swirling stages : the pilot stage, in which liquid fuel is injected through a pressure-swirl atomizer ; and the multipoint stage, in which the fuel is injected through 10 holes in a jet-in-crossflow configuration. Successive experimental campai-

gns demonstrated the key-role played by fuel distribution in the two stages and clearly showed the existence of an hysteresis cycle : several flame stabilization archetypes can exist for the same fuel distribution, depending on the flow, spray and flame history. In-depth analysis through numerous experimental diagnostics permitted to elaborate several scenarii to explain this complex behavior. In the present study, large eddy simulations are carried out with the AVBP code (CERFACS and IFPEN) to complement the experimental data in our understanding of the burner stabilization processes. Simulations from full pilot to full multipoint injections are performed, exhibiting the hysteresis cycle observed in the experiments. An original tri-stable point was also encountered for full pilot injection, with three possible flame shapes. This tri-stable point is investigated and the impact of fuel staging for a given flame shape is analyzed. The two bifurcations observed experimentally are finally presented and analyzed along with their inherent mechanisms.

8.1 Introduction

By targeting a lean and homogeneous mixture of air and vaporized fuel, Lean Premixed Prevaporized (LPP) burners achieve cleaner and more efficient combustion compared to more classical configurations. They are however prone to extinction due to the very lean mixture, close to blow-off, that is targeted, to flashback and strong thermo-acoustic instabilities risks (Ducruix et al. 2003). To get additional control on the combustion process, a pilot injection is often used to generate a so-called pilot flame with the objective of preventing blow-off and extending the operation map (Albrecht et al. 2010). The BIMER combustor has been expressly designed to study such systems at a laboratory scale (Providakis et al. 2013; Providakis et al. 2012). It is composed of two swirling stages : an outer stage in which the liquid fuel is injected through 10 equally spaced holes in a jet-in-crossflow configuration, the multipoint stage ; and an inner stage in which the liquid fuel is injected through a pressure-swirl atomizer, the pilot stage (Barbosa et al. 2009). The former stage, where most of the air is delivered, is dedicated to the LPP regime, while the latter is here to offer more control on the combustion.

In this burner, a key parameter is the staging factor, defined as the ratio between the liquid fuel mass flowrate in the pilot stage to the total liquid fuel mass flowrate. This is a potentially powerful tool to modify and locally control the fuel-to-air ratio, the flame shape and consequently the thermo-acoustic behavior of the combustor (Durox et al. 2009), without changing the power delivered by the engine, a critical point in most of the applications. It was shown in Providakis et al. 2013; Providakis et al. 2012 that modifying this parameter can lead to a bifurcation from a V-shaped to an M-shaped flame, resulting in an hysteresis cycle depending on the flow, spray and flame history. A third flame shape was also evidenced in Renaud et al. 2015; Renaud

et al. 2017, the Tulip-shaped flame. While these flames are well-known flame archetypes in the context of swirling flows, and bi-stable flames were well-known in the literature (Huang and Yang 2009b; Hermeth *et al.* 2013; Durox *et al.* 2016; Oberleithner *et al.* 2015; Stöhr *et al.* 2017), the possibility to trigger a specific shape by varying a single parameter was a novel aspect.

Successive experimental campaigns on the BIMER test bench made it possible to map the flame shapes as a function of the staging factor for given operating points at constant powers. Moreover, they also led to possible scenarios of transitions, thanks to detailed analysis of the spray and flow field. However, the detailed mechanisms leading to a given shape as well as a fine description of the impact of fuel staging on the flame characteristics is still of interest. To this purpose, Large Eddy Simulation (LES) will no doubt prove useful to access time- and space-resolved information. In the present work, the objective is thus to show how LES can complement the experimental studies and thus to improve our understanding of the operation of such a multi-staged burner. In the following, the test bench is first described along with the associated numerical domain in Sec. 8.2. The simulation code and the numerical models are presented and commented in Sec. 8.3. Then, the targeted operating conditions as well as the numerical representation of the hysteresis cycle -as observed experimentally- are specified in Sec. 8.4. A qualitative description of the cycle is proposed in Sec. 8.5, relating flame shapes and bifurcations. An original tri-stable point was also encountered for full pilot injection, with three possible flame shapes. This tri-stable point for full pilot injection is detailed in Sec. 8.6, whereas the impact of fuel staging for a given flame shape is shown in Sec. 8.7. Finally, the scenarios for the two bifurcations are analyzed in Sec. 8.8.

8.2 The BIMER combustor

The BIMER test bench (Fig. 8.1) is a LLP combustor including a staged multipoint injection burner, based on an industrial geometry, and operating at atmospheric conditions (Providakis *et al.* 2013; Providakis *et al.* 2012). It is fed with preheated air at 473 K to enhance evaporation of dodecane, used as a surrogate of kerosene, and help in stabilizing combustion.

The injection device is composed of two swirling stages. The pilot stage is composed of 18 radial vanes and 15% of the total air mass flowrate is injected through this stage. A pressurized nozzle is integrated in the primary zone, on the injection device axis of symmetry, and creates a hollow cone of droplets with a 60° angle. The multipoint stage is composed of 20 radial vanes and delivers the remaining 85% of the total air mass flowrate. A multi-injection ring composed of 10 holes of 0.3 mm in diameter is used to inject fuel at high speed in a jet-in-crossflow configuration in this second stage. Multipoint injection is selected to enhance evaporation and mixing in order to prepare fresh gases for LPP combustion. Both stages are in a co-rotating configuration. They

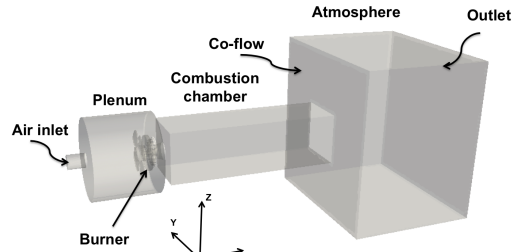


FIGURE 8.1 – BIMER setup, numerical domain. Flow from left to right.

have been designed to create a strong recirculation zone thanks to the induced swirling motion. The geometrical swirl number is around 1.0 for the multipoint stage and 0.6 for the pilot stage following (Galley et al. 2011; Renaud et al. 2015).

One of the key parameters of this study is the staging parameter α , defined as ratio between the mass flowrate of fuel injected in the pilot stage to the total mass flowrate of fuel (Barbosa et al. 2009). The injection device is placed in a cylindrical plenum (see Fig. 8.1). The combustion chamber has a rectangular cross-section ($150 \times 150 \text{ mm}^2$) and its length is 500 mm. Two silica windows are located on lateral sides for optical access. The chamber top, bottom and entrance plane walls are water-cooled to ensure thermal regulation for long duration tests. Numerous diagnostics are available experimentally for the gas phase and the spray (Providakis et al. 2013; Providakis et al. 2012; Renaud et al. 2015) at low or high rates of acquisition.

The operating point of the present work is the one studied in (Providakis et al. 2013; Providakis et al. 2012). It corresponds to a global air mass flowrate of 53 g.s^{-1} and a global mass fuel rate of 1.94 g.s^{-1} . The global equivalence ratio is around 0.54, and the power developed is approximately 85 kW. It is important to note that for various practical reasons detailed in Providakis et al. 2013; Providakis et al. 2012, the range of staging factor available experimentally is bounded : $\alpha \in [20; 60]\%$. As it will be shown below, this is not the case numerically.

The ignition sequence is started with pure pilot injection, but for a lower mass flowrate and a higher equivalence ratio, for safety reasons. This will not be the case on the simulation side, where the nominal operating point can be used for ignition (pure pilot case also).

8.3 Modeling and numerical set-up

The present configuration is simulated using LES with the 3D unstructured AVBP solver developed by CERFACS and IFPEN (Wolf et al. 2012). The two-phase flow formalism detailed in Sanjosé et al. 2011 is considered here.

For the gaseous phase, the multi-species Navier-Stokes equations for reacting flows are computed. Unity Lewis number is assumed for all species and the BFER reduced mechanism (Franzelli et al. 2010), which accounts for 5 species and 2 reactions, is used. Sub-grid scales are modeled with the WALE model (Nicoud and Ducros 1999), to ensure a satisfactory behavior for the near wall flow. The combustion is modeled using the LDTF-LES model with a dynamic thickening of the flame front in order to guarantee a good representation of the reaction zone on the mesh (Colin et al. 2000). The thickening factor depends on the mesh resolution and the filtered wrinkling surface of the flame is corrected by an efficiency function (Charlette et al. 2002b). The liquid phase is represented using a LES monodisperse-monokinetic Eulerian formalism, as in Franzelli et al. 2017. The domain (Fig. 8.1) is numerically represented with an unstructured mesh of 10 million tetrahedra. A mesh refinement up to 40 million cells has been carried out to guarantee that the solution is not dependent on the mesh (not shown here). The domain starts a few centimeters before the cylindrical plenum entrance and ends with an additional volume mimicking the room atmosphere, in order to avoid non-physical interactions between the combustion chamber and the domain outlet. A slight co-flow is added to the atmosphere to prevent unwanted recirculation. To simulate the set of equations, a TTGC finite element scheme, 3rd order time and space, is used.

Gaseous inlet and outlet boundary conditions are treated using the NSCBC framework (Poinsot and Lele 1992b). A no-slip condition is used on walls for the gas, while droplets slip freely on them. All walls are considered adiabatic, except top, bottom and entrance plane walls of the combustion chamber that are water-cooled in the experiment. For the latter, a constant isothermal condition is tuned to obtain the same power extraction as in the experiments. For the liquid phase, the pilot injection is modeled using FIMUR (Sanjosé et al. 2011), while the multipoint injection is represented by a Neumann boundary condition with imposed flowrate. The surface of the 10 multipoint holes is numerically increased by a factor five on the diameter in order to alleviate the constraint on the mesh smaller cell. The associated inlet momentum is chosen in order to avoid direct impact of the droplets on the wall facing the injection hole, as observed experimentally.

8.4 Operating conditions and numerical cycle

The two liquid injection types were tested in a preliminary study (Cheneau et al. 2015). While inaccessible experimentally (see Sec. 8.2), this first work validated the injection procedures and highlighted their dramatic influence on the flame stabilization process. Indeed, when fuel is solely injected through the multipoint stage, evaporation and mixing are fast and the mixture that enters the combustion chamber is quite well-premixed. The flame then takes

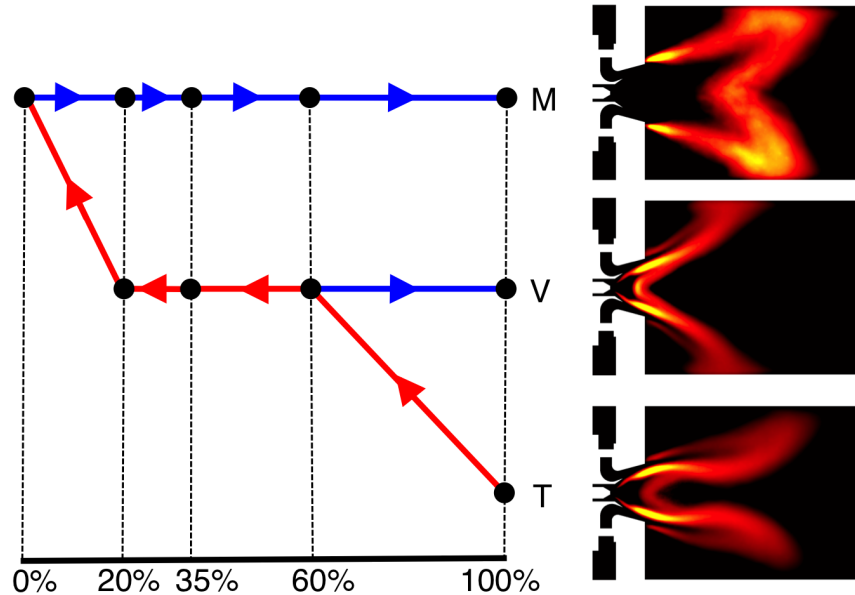


FIGURE 8.2 – Schematic description of the cycle followed numerically. *T* stands for Tulip shape, *V* for V shape and *M* for M shape. Arrows indicate the direction of variation of α . Stabilized mean flame archetypes are shown : M-flame (top), V-flame (center) and Tulip flame (bottom).

an M-shape, mainly controlled by the large inner and outer recirculation zones associated with the highly swirling chamber flow and in which trapped burnt gases guarantee permanent ignition of the fresh mixture entering the chamber. The situation is much more complex when fuel is solely injected through the pilot nozzle. Due to the large amount of liquid fuel present in the pilot zone, premixing is not achieved and the flame must stabilize itself in a hybrid combustion regime. This is only possible thanks to a very complicated mixing process in this region, where hot evaporated fuel is trapped in front of the nozzle and oxygen is mainly coming from the large central recirculation zone. In that case, the flame takes a Tulip-shape, with a stabilization point inside the injection device. Details can be found in [Cheneau et al. 2015](#).

Besides these pure pilot ($\alpha = 100\%$) and multipoint ($\alpha = 0\%$) cases, the staging factors $\alpha = 60, 35$ and 20% , accessible experimentally were simulated. As history plays a key role, the following protocol, faithful to the experimental one, was implemented (Fig. 8.2). After a pure pilot ignition ($\alpha = 100\%$), α is decreased by successive steps at 60, 35 et 20% towards zero (red line and arrows on Fig. 8.2). To end the cycle, α is increased back to $\alpha = 100\%$, starting from (1) $\alpha = 0\%$ (blue line and arrows at the top of Fig. 8.2) and (2) $\alpha = 60\%$ (blue line and arrow in the middle of Fig. 8.2). In order to be more precise,

and to differentiate the cases obtained at identical staging factors, but from increasing or decreasing variations, four steps and the symbols ↗ and ↘ are introduced in the following :

1. $\alpha_{100}^{\text{ign}}$ is the ignition case.
2. α_{60}^{\searrow} , α_{35}^{\searrow} , α_{20}^{\searrow} and α_{00}^{\searrow} are obtained by decreasing α starting from the $\alpha_{100}^{\text{ign}}$ case.
3. α_{20}^{\nearrow} , α_{35}^{\nearrow} , α_{60}^{\nearrow} and α_{100}^{\nearrow} are obtained by increasing α back starting from the above α_{00}^{\searrow} case.
4. $\alpha_{100\text{bis}}^{\nearrow}$ is obtained by increasing α back, but starting from the above α_{60}^{\searrow} case this time.

Variations of α are expressed in percentage point (pp) of pilot injection. A variation rate of 1 ms for 1 pp was used for α . This time scale corresponds roughly to the time taken by the injected fuel to reach the flame front. Each staging factor variation is followed by a stabilization period of 20 ms, after which the main physical parameters (kinetic energy, pressure, heat release, temperature, etc.) are checked for convergence. Finally the average flow field is recorded over an additional time of 80 ms. The convergence of the simulations for each staging factor is generally very fast. Indeed, initial and final states are the same in the sense of equilibrium. In addition, at least at first view, only high-speed and highly turbulent zones are concerned by staging factor variations.

8.5 Full cycle description

Following this protocol, eleven simulations have been carried out leading to several changes of the flame shape that are also visible on Fig. 8.2 and now summarized following the four steps introduced in Sec. 8.4 :

1. We start from the Tulip flame obtained by ignition at the full pilot injection ($\alpha_{100}^{\text{ign}}$) (Cheneau et al. 2015) ;
2. α is decreased down to α_{60}^{\searrow} . A first bifurcation occurs leading to a V-flame. The flame keeps a V-shape when stabilizing α_{35}^{\searrow} and α_{20}^{\searrow} . Then, going down to α_{00}^{\searrow} , a second bifurcation occurs, leading to an M-shape ;
3. Increasing α back, this M-shape is preserved up to full pilot injection : α_{20}^{\nearrow} , α_{35}^{\nearrow} , α_{60}^{\nearrow} and α_{100}^{\nearrow}) show very similar flame shapes and structures ;
4. An additional point has been simulated from the V-flame at α_{60}^{\searrow} : increasing α up to $\alpha_{100\text{bis}}^{\nearrow}$, the flame keeps a V-shape.

To sum-up, two bifurcations occur during the whole cycle, leading to a remarkable tri-stable point for full pilot injection : $\alpha_{100}^{\text{ign}}$, α_{100}^{\nearrow} and $\alpha_{100\text{bis}}^{\nearrow}$. Moreover,

two flame shapes are observed for a wide range of staging factors (V and M). In the following, we will first compare the three flame shapes obtained for full pilot injection. Then we will analyze the impact of fuel staging for a given flame shape. Finally, we will investigate the two bifurcations that were observed here.

8.6 Tri-stable point for full pilot injection

As demonstrated in Sec. 8.5, three flame stabilization scenarii are obtained for the same injection conditions. The three flames are presented in Fig. 8.3 and their -common or distinct- features are described below.

The M-flame is anchored at the diffuser exit and crosses the Central Recirculation Zone (CRZ) in its narrowing region. The Tulip flame shares with the M-flame the same aerodynamical features, although completely surrounding the CRZ. Unlike the M-flame, it is anchored at the pilot stage exit. The V-flame shares with the Tulip flame the same stabilisation and anchorage process but shows different aerodynamical features : the CRZ is now widely open without any narrowing, and the flame reaches the chamber side walls.

Apart from the flame shape, an interesting aspect concerns the combustion regime(s) encountered in each flame, which can be identified through the reactive Takeno index, as in [Hannebique et al. 2013](#). Very briefly, this index makes it possible to discriminate premixed and diffusion reaction zones depending on its sign. In Fig. 8.4, the Takeno index is presented in the physical space (left). Scatterplots of the temperature versus the mixture fraction based on carbon atoms are also shown (right). The V- and Tulip flames share a similar flame structure : they both reach the equilibrium in the diffusion-like zone in the burner diffuser region, while premixed regions are visible at the corners and CRZ borders. The main difference comes from the potential overlap between the high temperature region and the spray region, due to the proximity of the central diffusion flame to the injection region. On the other side, the M-flame is essentially burning in a premixed regime, thus achieving the expected LPP regime. The local diffusion-like zones are essentially due to a bias of the Takeno index that can lead to "diffusion artefact" in the case of **premixed** spray flames.

8.7 Impact of fuel staging

The focus is now on two given flame shapes (M and V). The impact of fuel staging on their inner structure -mixing and combustion regime- is investigated. As schematically shown in Fig. 8.2, when increasing α from 0 to 100% (resp. 60 to 100%), the overall M- (resp. V-) shape of the flame is not affected by fuel staging (not shown here). Section 8.6 already described qualitatively the global

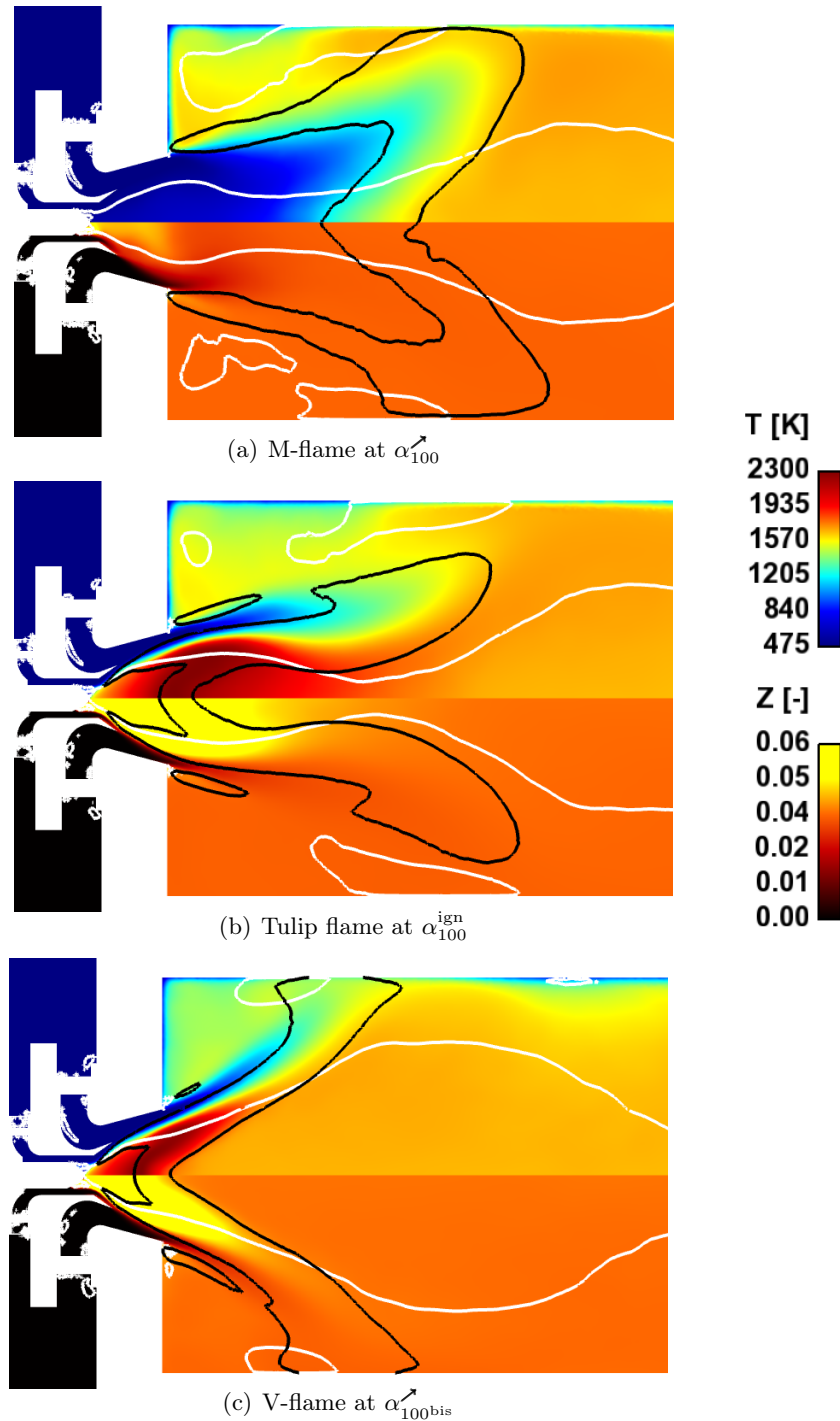


FIGURE 8.3 – Cut plane of the time-averaged temperature and mixture fraction fields for the three flame archetypes. Isocontours of null axial velocity (white line) and heat release rate at $5 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ (black line).

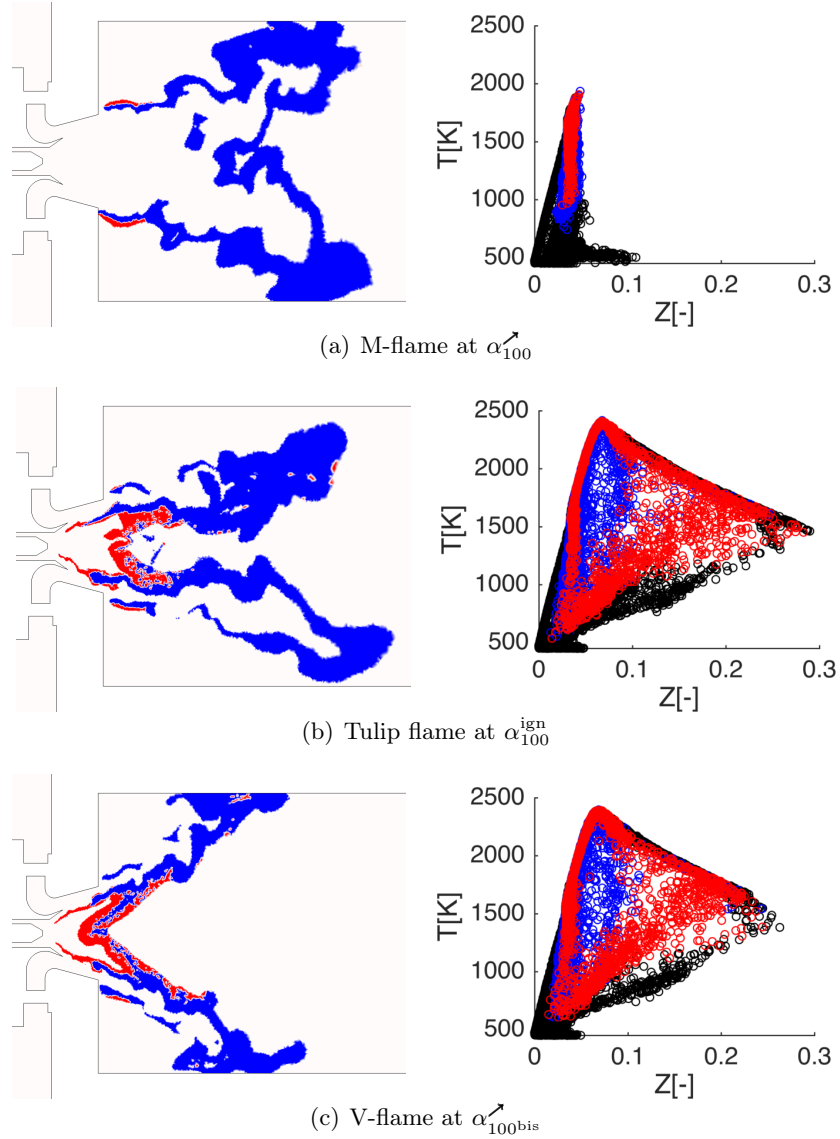


FIGURE 8.4 – Instantaneous cut plane of the Takeno index in the reaction zone (left) and Scatterplot of the temperature versus mixture fraction colored by the takeno index when the heat release rate is higher than 10^6 W.m^{-3} (right) for the three flames for full pilot injection. Premixed regime in blue and diffusion regime in red.

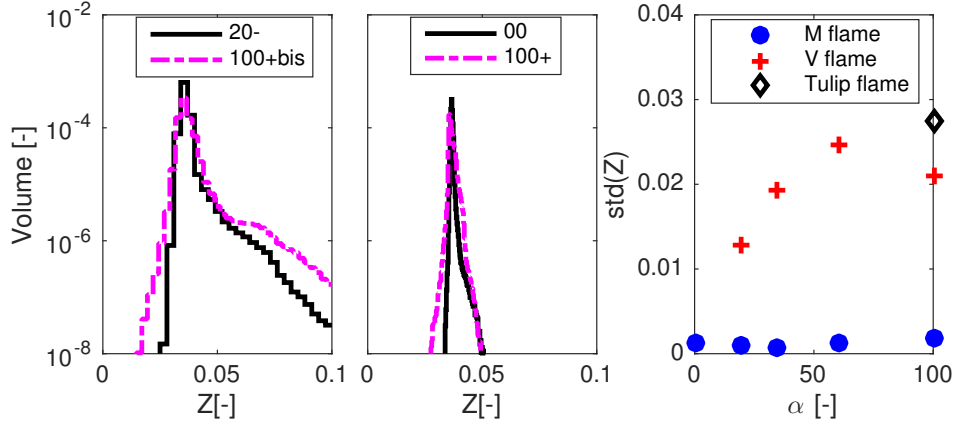


FIGURE 8.5 – Mixture fraction distribution for V (left) and M (center) flames for minimum and maximum staging factor that stabilizes these flames. Standard deviation of the mixture fraction as a function of the staging factor for all flame shapes. Distributions are taken in the flame region where the heat release is higher than 10^6 W.m^{-3} .

flame structure. This kind of tridimensional analysis could not be carried out experimentally, and simulations clearly bring a key asset to the understanding of this type of burner behavior.

The first variable of interest is the mixture fraction distribution in the flame region, see Fig. 8.5. Since the objective of the LPP burner is to ensure a lean homogeneous combustion, this metric is important as it quantifies how far from the expected scenario the flame burns. Figure 8.5 shows that both flames are mainly burning at the global mixture fraction, meaning that the objective is fulfilled by both flame archetypes. However, the V-flame generates richer mixtures and thus richer combustion because of the flame interaction with the spray at the pilot nozzle exit. Observing the two extreme staging for both flame archetypes, it is also noticeable that the overall mixture fraction distribution is not affected by the change in α , the only impact being on the standard deviation (Fig. 8.5(right)).

To identify the combustion regimes, we define two indices :

1. the Diffusion Index (I_{diff}) that evaluates the ratio between flame volume in diffusion regime to the overall flame volume,
2. the Gaseous Combustion Index ($I_{gaseous}$) that estimates the ratio between flame volume in pure gaseous combustion to the overall flame volume.

The diffusion regime is identified using the Takeno Index, as in Sec. 8.6. The two indices are presented in Fig. 8.6. While the M-flame mainly burns in a premixed regime, there are still more occurrences of diffusion-like regime as we increase α . The same trend can be found for the gaseous character of the flame, increasing α generating more and more overlapping regions between the spray

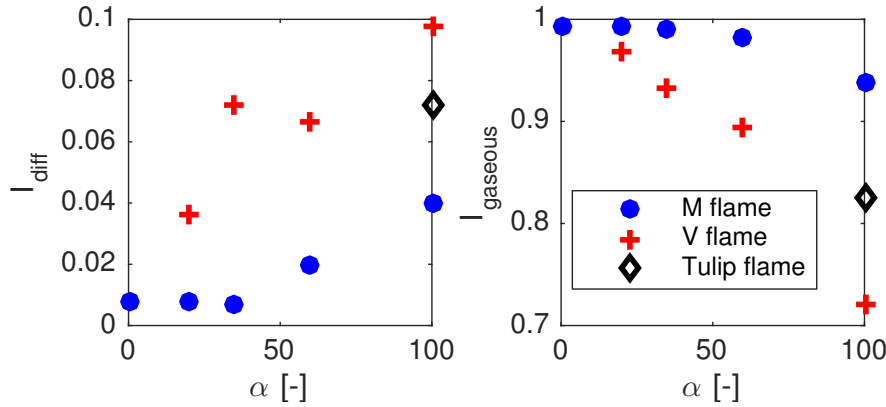


FIGURE 8.6 – Diffusion (left) and Gaseous combustion indices (right) as a function of the staging factor. Indices are measured in the flame region where the heat release is higher than 10^6 W.m^{-3} .

and the reaction zones.

8.8 Flame shape bifurcations

Studying the flame shape transitions experimentally is possible (Renaud et al. 2015; Renaud et al. 2017), but remains a difficult task due to the lack of information. As two transitions could be obtained by simulations, the physical mechanisms leading to them are investigated. For both transitions, we first describe their time evolution and we then propose possible mechanisms and scenarii.

8.8.1 Tulip-to-V transition

Starting from a stable Tulip flame (Fig. 8.7 a), α is decreased. It is first observed that the rich flame at the divergent exit moves inside the divergent because of the decrease of the local mixture fraction (b). The length (and thus volume) of the flame stabilized around the CRZ is increased, since more fuel directly goes into this region thanks to the multipoint injection. Secondly, the flow adapts itself to this modification by opening the CRZ (c). This opening is a slow and progressive event that ends to the final V-flame with the fully open CRZ (d). The transition is somewhat similar to what can be observed when increasing the swirl number : starting from a narrow CRZ, the swirl increase leads to a wide opening of the CRZ. In the spirit of this scenario, we thus expect this transition to be due to the local modification of the aerodynamical features of the flow at the divergent exit. Thus, we do not observe a modification of the flame structure, but only a modification of the aerodynamics because of the flame displacement in the divergent.

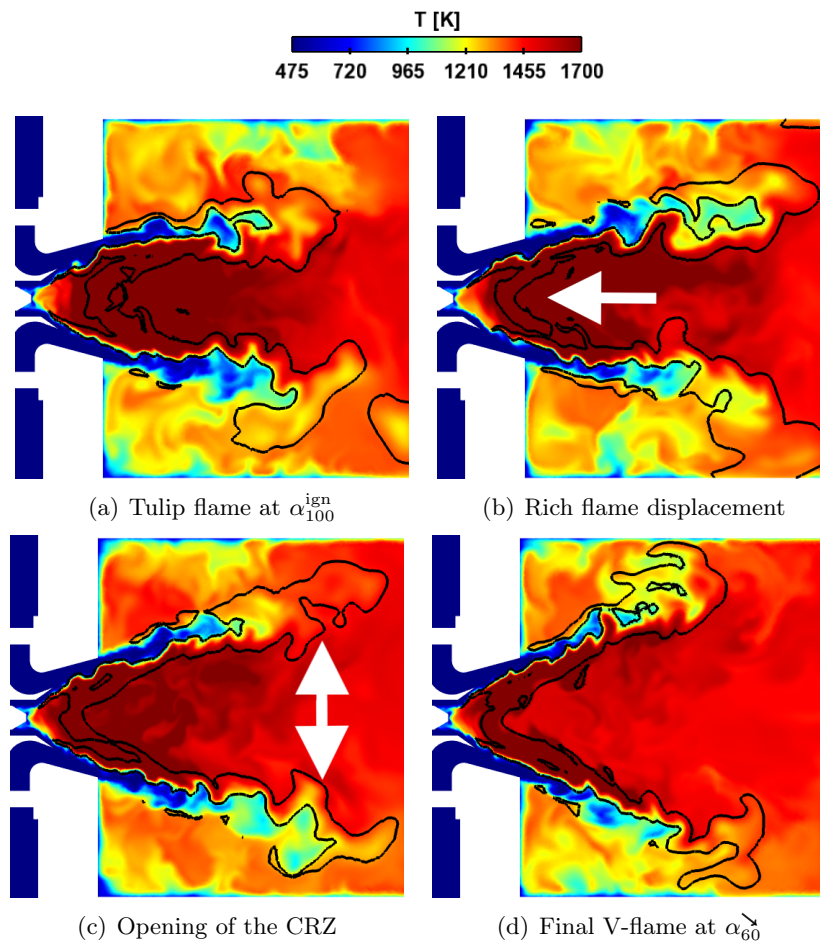


FIGURE 8.7 – Tulip-to-V flame transition : temperature field cut plane and isoline of heat release rate at $\dot{\omega} = 5.10^7 \text{ W.m}^3$ (black) at main events.

8.8.2 V-to-M transition

Compared to the Tulip-to-V transition, the V-to-M transition is more complex, as visible in Fig. 8.8. Starting from the V-flame at $\alpha = 20\%$, the interruption of the pilot injection leads to the flame extinction at the injector exit and to the so-called V^* flame. This V^* flame is no longer attached to the pilot injector but it keeps the same stabilisation between the CRZ and the Outer Recirculation Zone. The flame persists in this meta-stable state during nearly 100 ms after the end of the extinction ramp of the pilot injection. Meanwhile, we observed several vortices that are affecting the inner flame front (c) without modifying the flame structure. However, when this perturbation is large enough, it leads to the merging of the inner flame inside the recirculation zone (d). The resulting flame front propagates back to the pilot injection (e) and then extinguishes as no fuel is available in this zone anymore, to finally lead to the M-flame.

This transition seems to be due to a random event, i.e. a vortical perturbation large enough to merge the inner surface of the flame inside the CRZ. This random event leads to a dramatic modification of both the flame and the aerodynamics, finally leading to the stable M-flame state. The precise features of this random event are not known yet and it is left for future work.

8.9 Conclusion

The influence of fuel staging on the flame structure of a two-staged multipoint burner has been investigated to improve the understanding of this burner behavior. In the scope of completing experimental studies, simulation were conducted over the whole range of staging factor, from fully pilot to fully multipoint injection. The hysteresis phenomenon found in the experiments is retrieved. For $\alpha \in [20, 65]\%$ two flames can be generated depending on the flow history : a M- and a V-flame. Moreover, for full pilot injection at $\alpha = 100\%$ an additional Tulip flame can also be found, resulting in a tri-stable point. Two bifurcations of flame structure are also detected : the transition from Tulip to V-flame, and from V- to M-flame.

The tri-stable point at $\alpha = 100\%$ is then analyzed. Comparisons of the flame shape showed that the M- and Tulip flame share the same aerodynamics, with a contracted CRZ, whereas the V-flame CRZ presents no contraction. Additionally, Tulip and M-flames share the same flame structure with highly rich regions burning in a diffusion-like regime, where the M-flame mainly burns in a lean premixed regime.

To further investigate the impact of fuel staging, the reaction region has been characterized regarding the quality of the mixing and the combustion regime. As expected the V and Tulip flames exhibit highly non-homogeneous mixtures with rich regions, promoting diffusion-like combustion regime with a strong interaction with the spray, this tendency being enhanced as we increased the

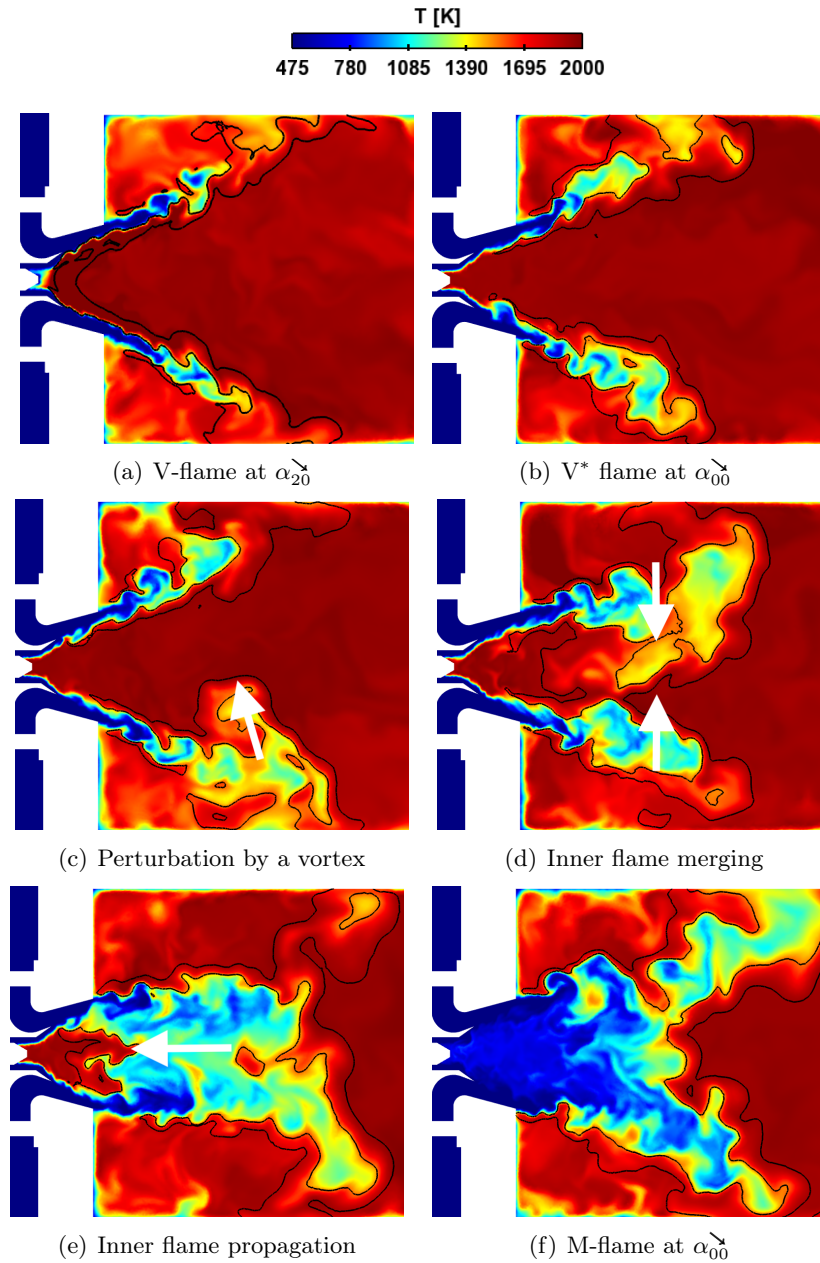


FIGURE 8.8 – *V-to-M flame transition : temperature field cut plane and isoline of heat release rate at $\dot{\omega} = 5.10^7 \text{ W.m}^3$ (black) at main events.*

staging factor.

Finally, the two bifurcations are investigated, in order to highlight the mechanisms of the transitions. The Tulip-to-V flame is shown to be mainly driven by a smooth adaptation of the flow field to the new conditions in the divergent. On the contrary, the V-to-M transition is driven by a "catastrophic" event that collapse the inner flame inside the CRZ. The main perspective of this work is thus to identify the reasons of the occurrence of this event which was not observed for higher staging factors.

Acknowledgments

This work was granted access to the HPC resources of CINES under the allocation x20152b6172 of GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

Chapitre 9

Analyses complémentaires

9.1 Analyse du mélange entre les deux étages

Un élément important de cette chambre de combustion est la séparation de l'air et du carburant en deux étages. Il peut être intéressant de regarder comment se distribue le carburant injecté par chacun des étages dans la chambre de combustion. Pour cela, nous allons regarder la distribution de fraction de mélange, d'abord pour les injections purement pilote et purement multipoint (Fig. 9.1). Comme attendu, l'injection purement pilote crée un mélange très riche devant l'injecteur. Dans les cas de flammes tulipe et V qui sont accrochées à l'injecteur, l'évaporation est renforcée et le mélange est encore plus riche que pour la flamme M, pour laquelle les gouttes s'évaporent uniquement au contact de l'air préchauffé. Un deuxième aspect remarquable est que dans le cas de l'injection purement multipoint (a), la zone devant l'injecteur est quand même pourvue en carburant, même si le mélange associé est relativement pauvre. Cet apport de carburant est assuré par la turbulence et la zone de recirculation centrale, qui ramène du carburant vers le nez de l'injecteur. La faible richesse de cet apport n'est pas suffisante pour maintenir une flamme au nez de l'injecteur pendant des faibles étagements.

Nous allons maintenant nous intéresser aux étagements intermédiaires, toujours pour voir comment se distribue le carburant injecté dans chaque étage. Dans ce but nous avons introduit un jeu d'équations supplémentaire afin de suivre séparément le carburant issu de l'injection multipoint. Pour cela nous transportons une équation supplémentaire liquide pour la densité en nombre de gouttes issue du multipoint. Cette équation est couplée à une espèce fictive gazeuse, dans laquelle elle s'évapore, mais qui ne réagit pas. On obtient ainsi la fraction de mélange de l'étage multipoint Z_c^m .

Sur la figure 9.2 nous nous intéressons au cas α_{60} pour les deux types de flamme rencontrés. On remarque dans les deux cas une fraction de mélange totale importante devant le nez de l'injecteur, due à l'apport de l'injection pilote et de l'injection multipoint ramenée ici par la recirculation. On voit clairement

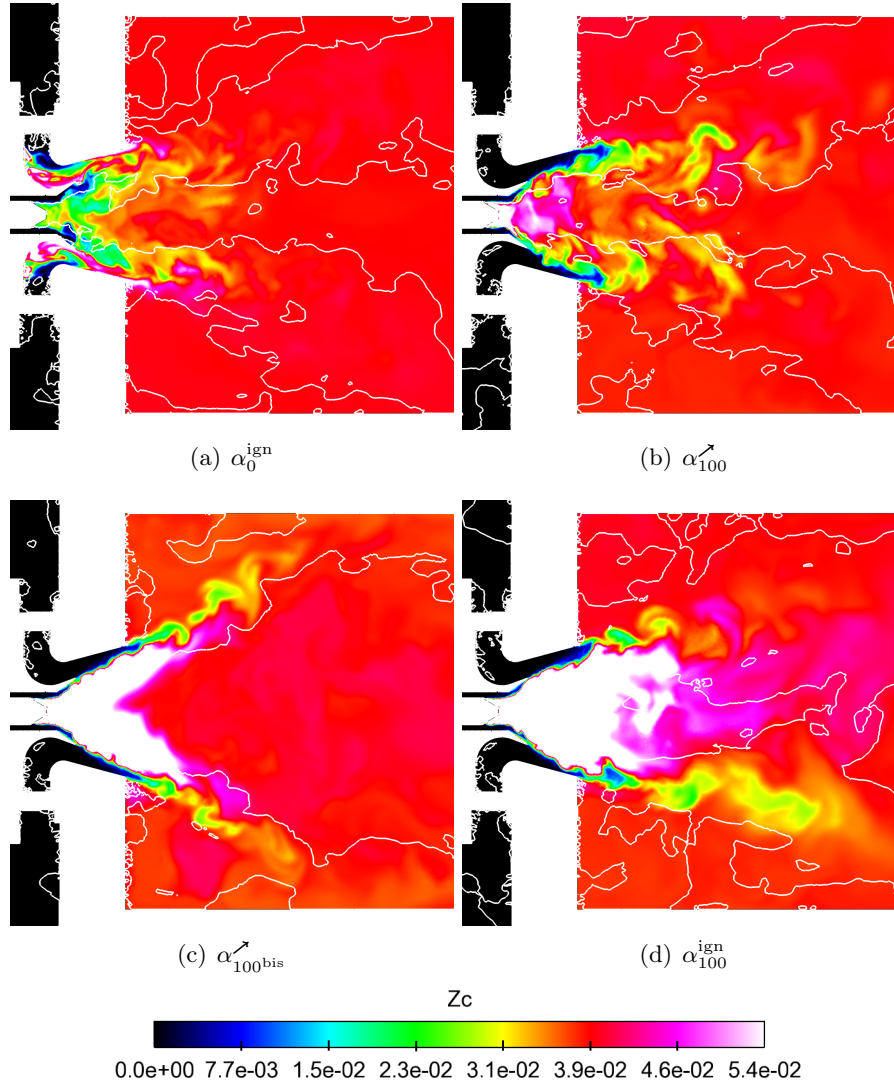


FIGURE 9.1 – *Distribution spatiale de fraction de mélange pour chaque flamme rencontrée en injection purement pilote ou purement multipoint. Les lignes blanches correspondent à des isolignes de vitesse axiale nulle.*

grâce à Z_c^m que l'apport venant de l'étage multipoint est complètement différent selon la flamme, la flamme V faisant recirculer une quantité beaucoup plus importante d'atomes de carbone en raison de la forte ouverture de la flamme. Cela voudrait dire que la flamme V peut maintenir des mélanges riches devant l'injecteur, et pourrait donc se maintenir même pour des très faibles débits d'injection pilote.

Pour donner des éléments supplémentaires dans le sens de cette analyse, nous avons récupéré le signal de fraction de mélange dans la zone de recirculation

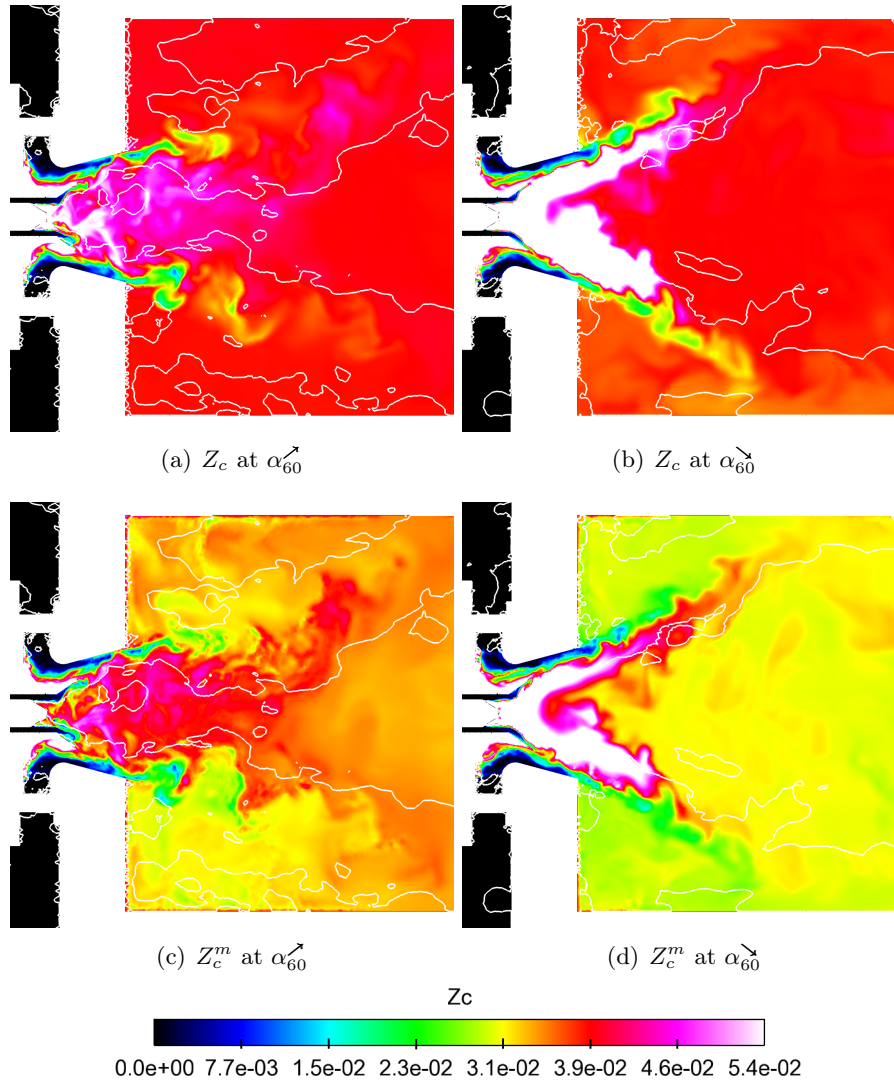


FIGURE 9.2 – *Distribution spatiale de fraction de mélange pour chaque flamme rencontrée à α_{60} . Les lignes blanches correspondent à des isolignes de vitesse axiale nulle.*

à l'intérieur du diffuseur, et nous en avons extrait la moyenne et la RMS (Fig. 9.3). On peut voir clairement que la fraction de mélange dans cette zone d'attachement de la flamme V est relativement constante pour des étagement intermédiaires, avec très peu de variabilité. On remarque par contre qu'en injection purement pilote les fractions de mélange atteintes sont beaucoup plus grandes avec une très forte variabilité.

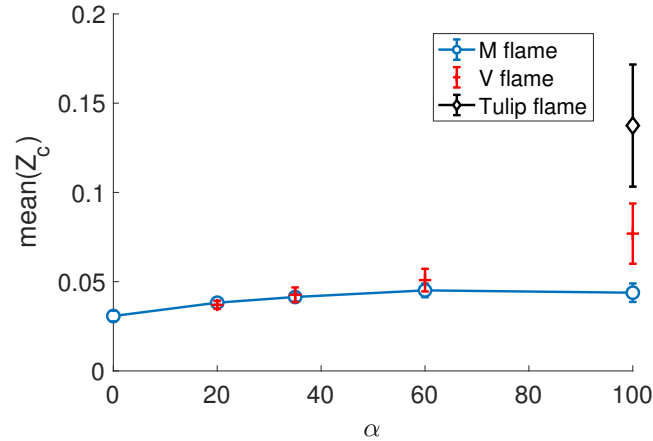


FIGURE 9.3 – Moyenne temporelle de la fraction de mélange sur un un point dans la zone de recirculation dans le diffuseur ($X = -10$ mm) en fonction de l'étagement et de la forme de flamme (les lignes verticales représentent l'écart-type).

9.2 Combustion de groupe ou de gouttes isolées

Dans le cadre de cette thèse, nous sommes restés sur un modèle de combustion de spray "classique", au sens où nous avons considéré que les gouttes ne faisaient que fournir la flamme en carburant par l'évaporation. Cependant, cette vision peut être une forte simplification dans le cas où l'espace entre les gouttes est grand et où chaque goutte brûle de manière isolée, avec une flamme de diffusion qui entourerait la goutte. [Paulhiac 2015](#) s'est intéressé à cette problématique et a proposé un modèle pour prendre en compte le changement de régime entre une combustion de goutte isolée et une combustion d'un nuage de gouttes. Dans son modèle, le premier critère est évidemment la distance inter-gouttes S : en effet, en comparant la distance inter-gouttes S avec le diamètre potentiel d'une flamme d_f autour d'une goutte, on peut dire si cette flamme isolée peut exister ($S > d_f$) ou si on brûlera de manière groupée ($S < d_f$). Comme expliqué par [Paulhiac 2015](#), ce critère n'est pas suffisant et est à compléter avec la probabilité d'allumage du mélange autour de la goutte.

Notre but ici n'est pas d'utiliser le modèle de [Paulhiac 2015](#) directement, mais de voir si a-posteriori, les densités de gouttes rencontrées auraient pu conduire à la présence de combustion de gouttes isolées. Pour cela nous mesurons l'espace inter-gouttes dans la zone de réaction. Sur la figure 9.4 est représentée la distribution volumique d'espace inter-gouttes dans la flamme, pour chaque archétype de flamme dans les cas d'injection purement pilote. On peut voir trois distributions clairement différentes en fonction de la flamme. Il est intéressant de noter que les flammes tulipe et V, jusqu'ici très similaires sur de nombreux d'aspects, excepté sur la forme de la zone de recirculation centrale, présentent une distribution d'espace inter-goutte bien différente. Avec ce résultat on ob-

serve que, à la différence de la flamme V, la flamme tulipe a une répartition plus uniforme, qui se prolonge avec des distances entre les gouttes plus importantes.

Pour qualifier la présence de combustion de gouttes isolées, il faut maintenant comparer cette distance avec le diamètre de la flamme de diffusion potentiellement présente autour de la goutte, d'après la théorie de la percolation de [Kernstein and Law 1982](#). Pour calculer ce diamètre de flamme, nous suivons le modèle d'évaporation de goutte de [Paulhiac 2015](#), basé sur les hypothèses de [Kuo 2005](#), qui donne le diamètre de la flamme d_f en fonction de la composition à l'infini et du nombre de Spalding B_M^{comb} :

$$\frac{d_f}{d_l} = \frac{\ln(1 + B_M^{comb})}{\ln(1 + Y_{O_x}^\infty)} \quad (9.1)$$

Le calcul de B_M^{comb} demande de définir l'état à la surface de la goutte. Nous allons pour cela considérer deux situations : soit la goutte est simplement dans l'écoulement d'air frais à 473 K, soit elle est dans les gaz brûlés à 1650 K. En calculant la température d'équilibre des gouttes (temperature dite « wet-bulb »), et en utilisant la loi de Clausius-Clapeyron on peut calculer B_M^{comb} , et donc le diamètre de flamme d_f . Pour ces deux conditions, nous obtenons $d_f^{fresh} = 3,8 d_l$ et $d_f^{burnt} = 19,4 d_l$. Avec le diamètre d'injection des gouttes de $40 \mu m$, on obtient finalement $d_f^{fresh} = 152 \mu m$ et $d_f^{burnt} = 776 \mu m$. En associant ces valeurs aux distributions d'espace inter-gouttes, on peut voir que dans le cadre d'une combustion alimentée par les gaz brûlés, les flammes M et V brûleront exclusivement en combustion de groupe alors que le deuxième pic de la flamme tulipe devrait brûler en combustion isolée, ce qui conduit à penser que le modèle de [Paulhiac 2015](#) serait intéressant pour notre configuration.

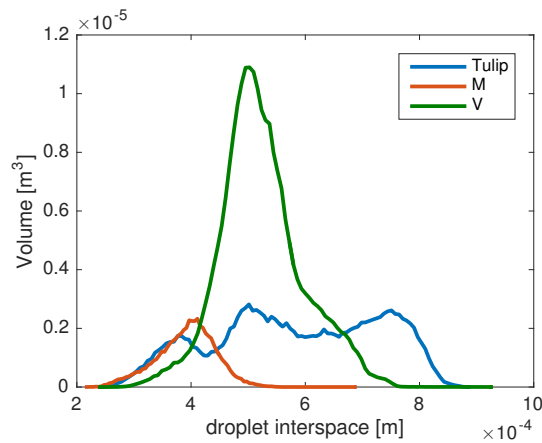


FIGURE 9.4 – Distribution volumique d'espace inter-gouttes dans la zone de flamme pour une injection purement pilote et pour les trois archétypes de flamme.

9.3 Analyse du comportement hydrodynamique et acoustique

L'objectif de cette section est d'analyser le comportement hydrodynamique et acoustique de ce banc, par des études temporelles et fréquentielles des signaux de pression. Sur la figure. 9.5 est représentée la densité spectrale de puissance (DSP) obtenue à partir des signaux de pression aux parois de la chambre. Cette DSP est définie ici comme la moyenne des DSP sur les quatre parois latérales de la chambre pour deux positions axiales ($X = 80$ mm ou $X = 250$ mm). On remarque sur la DSP à $X = 80$ mm que les flammes de type V présentent un bruit haute fréquence non-présent sur les flammes tulipe et M. On remarque cependant que le premier pic autour de 300 Hz dû au mode quart d'onde de la chambre de combustion est plus élevé pour les flammes M et tulipe que pour les flammes V. On remarque aussi un deuxième pic aux alentours de 2500 Hz correspondant au PVC, et qui est clairement identifiable pour toutes les flammes à une distance de $X = 250$ mm.

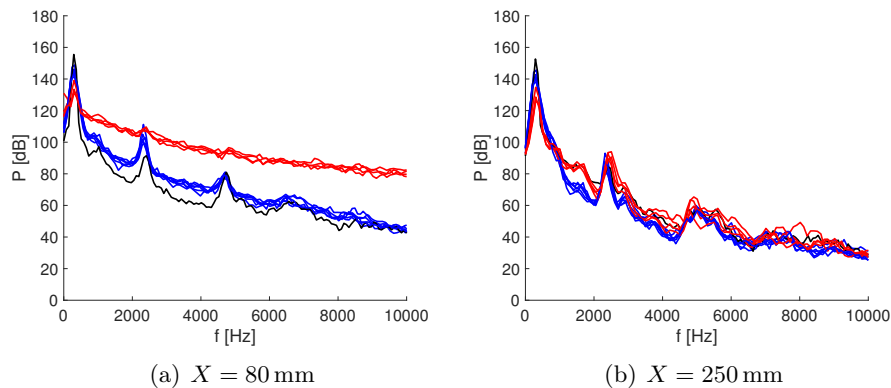


FIGURE 9.5 – Densité spectrale de puissance du signal de pression au niveau de la paroi de la chambre de combustion à $X = 80$ mm (a) et $X = 250$ mm (b) pour les flammes M (lignes bleues), V (lignes rouges), et tulipe (ligne noire).

Pour analyser plus avant les différents signaux, on s'intéresse au niveau de bruit dans la chambre en fonction de l'étagement et du type de flamme (Fig. 9.6). On remarque que les flammes V, préférentiellement de type diffusion, présentent un niveau de bruit nettement inférieur aux flammes M, brûlant majoritairement en prémélange. On remarque cependant que la flamme tulipe, qui s'avère avoir la même structure que la flamme M, a un niveau de bruit supérieur, faisant de cette flamme une situation à éviter sous tous les critères. Il est cependant à noter que cette flamme n'existe qu'à l'allumage, et un état transitoire dans la campagne expérimentale de Renaud 2015, effectuée à une puissance inférieure. Si l'on s'intéresse maintenant au premier mode longitudinal de la chambre, source

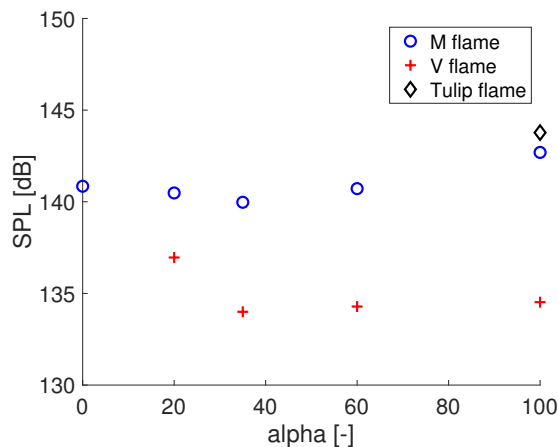


FIGURE 9.6 – Niveau de bruit mesuré au niveau de la paroi de la chambre de combustion à $X = 250$ mm pour les flammes M (symboles bleus), V (symboles rouges), et tulipe (symbole noir).

principale de bruit quelque soit la forme flamme, on remarque que la fréquence varie entre 250 Hz et 350 Hz, selon le type de flamme et l'étagement (Fig. 9.7). La flamme V présente cependant toujours une fréquence plus élevée que la flamme M.

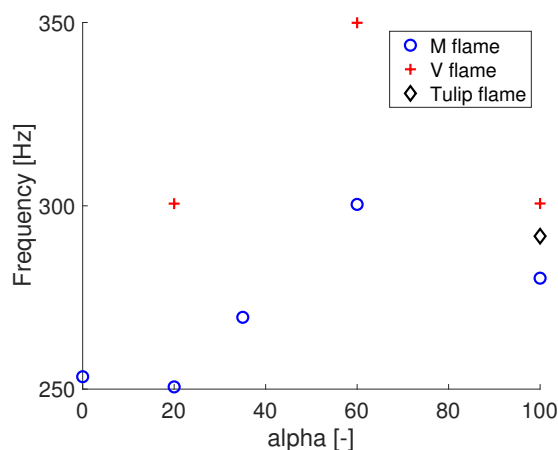


FIGURE 9.7 – Fréquence du mode quart d'onde de la chambre mesurée à $X = 250$ mm pour les flammes M (symboles bleus), V (symboles rouges), et tulipe (symbole noir).

Enfin, si l'on s'intéresse à la fréquence du PVC (Fig. 9.8), on remarque encore une fois que la flamme V présente une fréquence supérieure. Cela peut être dû à la modification de l'aérodynamique en sortie du diffuseur, en raison de la présence de la flamme, le débit volumique dans l'étagé pilote serait impacté et en conséquence la fréquence du PVC.

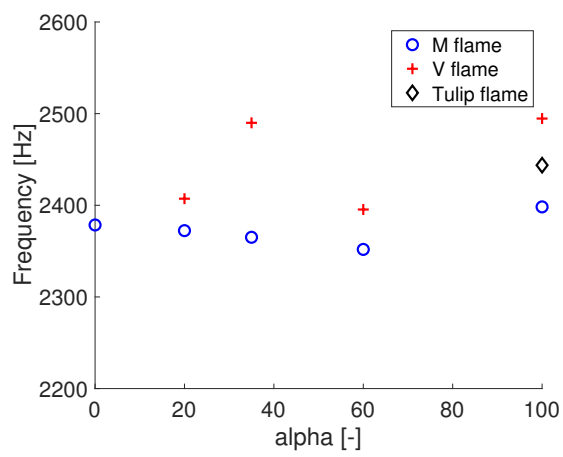


FIGURE 9.8 – Fréquence du PVC mesurée à $X = 250$ mm pour les flammes M (symboles bleus), V (symboles rouges), et tulipe (symbole noir).

Conclusion

Dans ce manuscrit de thèse, une première étude numérique détaillée du banc de combustion BIMER a été réalisée. Ce banc a été conçu pour être représentatif de la technologie LPP visant à fortement diminuer la richesse du mélange pour réduire les émissions polluantes. Le brûleur associé a pour spécificité la présence de deux étages de swirl possédant chacun une injection liquide indépendante, et permet un contrôle de la répartition de carburant par le biais du paramètre d'étagement à puissance fixée. Cette étude a été effectuée avec la méthode de Simulation aux Grandes Échelles, en utilisant une description Eulérienne de la phase dispersée et une description réduite de la chimie, à l'aide du code AVBP. Les choix de modélisation ont été faits au regard de l'état de l'art et la nécessité d'un coût calcul et d'une robustesse compétitifs. La capacité de l'outil de simulation à prédire l'aérodynamique et le spray en conditions réactives et non-réactives a été démontrée, et la présente thèse a pu ainsi permettre d'étudier le fonctionnement de ce brûleur, en se concentrant sur l'effet de l'étagement. Plusieurs enseignements ont pu être tirés de cette analyse.

Principaux enseignements sur le brûleur

Multi-stabilité

Lors de la comparaison avec l'étude expérimentale ([Providakis 2013](#)), il a été retrouvé que la dépendance à l'historique de variation du paramètre d'étagement α , point central de l'étude de ce brûleur, est respectée, et deux formes de flammes sont bien obtenues pour un même point de fonctionnement, dans des conditions d'injections identiques. Les simulations réactives ont même permis d'obtenir une troisième structure de flamme en fonction de l'historique de l'étagement.

Deux formes de flammes partagent la même aérodynamique que l'écoulement non-réactif, caractérisée par une bulle de recirculation contractée : la flamme M, attachée en sortie du diffuseur, et la flamme tulipe, ancrée devant l'injecteur pilote. Cette topologie est identique à celle de l'écoulement non-réactif et ne

diffère que par la position des zones de réaction. Une troisième forme de flamme conduit à une zone de recirculation complètement ouverte : la flamme V, qui est elle-aussi ancrée en sortie de l'injecteur pilote. Ces trois flammes pouvant être trouvées pour une injection purement pilote, la configuration présente donc une tri-stabilité pour cet étage. Il est cependant à noter que la flamme tulipe n'apparaît pour cette puissance qu'à l'allumage (même si elle est stable).

Pour une injection purement multipoint, seule la flamme M s'est stabilisée, la flamme V ne pouvant s'attacher au nez du brûleur. Pour des étagements intermédiaires, les flammes V et M sont finalement possibles, en fonction de l'historique de l'étagement.

Le caractère multi-stable de cette configuration rend la validation des stratégies numériques plus ambitieuse. En effet, la validation d'une simulation se fait souvent sur un unique point de fonctionnement pour une unique flamme. Ici, nous avons pu valider notre outil de simulation sur sa capacité à reproduire deux formes de flammes, mais aussi sur sa capacité à respecter la dépendance à l'historique de variation de ce paramètre d'étagement. Nous avons pu ainsi acquérir une confiance dans l'outil à capturer les états stables.

Transitions et hystérésis

La deuxième transition apparaît lorsque, en partant d'une flamme V, on coupe complètement l'injection pilote. Cela conduit à une extinction du pied de flamme devant l'injecteur, et la flamme V passe dans un état métastable. Cet état transite alors de manière brutale vers une flamme M. L'explication de cette transition nous semble venir de la croissance de structures tourbillonnaires qui, après avoir atteint une taille critique, conduisent à la diminution de la zone de recirculation interne, rattachant la flamme en son centre, et à la stabilisation de la nouvelle flamme M. Les raisons de cette croissance spécifique au cas V métastable restent encore à expliquer. La flamme M ainsi obtenue est stable sur toute la gamme d'étagement. Le cycle d'hystérésis n'est pas fermé, au sens où on ne peut quitter l'état flamme M à partir du moment où on l'a atteint, un résultat en accord avec l'étude expérimentale de ([Providakis 2013](#)).

Mélange et mode de combustion

Un deuxième élément intéressant est la caractérisation du mélange entre les étages. En effet, le fonctionnement de ce brûleur va dépendre fortement de la manière avec laquelle chaque étage alimente les zones de réaction. On a notamment pu constater que, alors qu'il est attendu que l'injection de l'étage pilote alimente la combustion dans la zone de recirculation centrale, les niveaux de turbulence importants dans cette zone permettent aussi à l'injection multipoint de l'étage décollage de jouer ce rôle, même si elle le fait sur des

gammes de richesse beaucoup plus faibles. À l'aide de la résolution d'équations supplémentaires diphasiques et gazeuses, pour suivre séparément le liquide et la fraction de mélange ici du multipoint, nous avons ainsi pu constater que l'étage multipoint est capable de fournir des richesses raisonnables même à faible étage, lors d'une faible injection pilote.

Un autre aspect intéressant de la distribution du mélange entre les deux étages et des formes de flammes ainsi générées, est la nécessité ou non de prendre en compte une combustion de type goutte isolée. En effet, le modèle de combustion utilisé dans nos simulations ne prend en compte qu'une combustion de type groupe. En s'intéressant à l'espace inter-gouttes, comparé à un potentiel diamètre de flamme autour de la goutte, nous avons ainsi pu constater a posteriori que les flammes M et V respectaient le critère de combustion de groupe. En revanche, une partie de la flamme tulipe se trouve dans le régime de combustion de goutte isolée, pour lequel un modèle de combustion adapté devrait être implanté.

Structures de flamme et régimes de combustion

La structure spatiale et les mélanges de chacune des flammes ont été analysés. Nous avons ainsi montré que la flamme M réalise bien une combustion pauvre de type LPP, alors que les flammes V et tulipe présentent de très fortes températures liées à la présence de flammes en régime de combustion de diffusion, ces zones étant confinées au nez de l'injecteur. De plus, les flammes tulipe et V présentent une zone importante de combustion diphasique, qui complexifie nécessairement la modélisation de la combustion. Cette zone est en effet la zone de combustion de type diffusion devant le nez de l'injecteur. L'étagement a cependant un effet important sur la propension à brûler en régime diphasique et/ou de diffusion, la diminution de l'étagement permettant de grandement diminuer le volume de flamme associée, et ainsi de se rapprocher de la combustion de type LPP.

Comportement acoustique et PVC

Finalement, un dernier point concerne la caractérisation de l'acoustique de la chambre, par le biais de signaux de pression. Nous avons pu ainsi montrer que la flamme M présente cependant un niveau de bruit élevé quelque soit l'étagement, classiquement associé à une combustion de type LPP. La flamme V permet de diminuer ce bruit mais au prix d'une combustion de type diffusion. Il n'y a malheureusement pas d'optimum clair en matière de choix d'étagement, la zone où la flamme V présentant un faible indice de diffusion étant aussi celle où elle génère quasiment le même bruit que la flamme M.

Perspectives

Amélioration de la modélisation de la phase liquide

La modélisation de la phase liquide est certainement une des pistes d'amélioration les plus importantes. La prise en compte de la polydispersion du spray, par exemple au travers d'une modélisation Lagrangienne de la phase liquide, permettrait de représenter plus fidèlement le comportement des gouttes de carburant. Cette piste est à l'étude dans les travaux de thèse de L. Cunha Caldeira Mesquita ((Cunha Caldeira Mesquita et al. 2017; Cunha Caldeira Mesquita et al. 2018)). Une autre possibilité intéressante serait d'utiliser des modèles plus complexes pour simuler les injections liquides. Ce sont des zones importantes de l'écoulement, et une description plus précise ferait peut-être apparaître des comportements plus fins. Il a par exemple été montré par T. Providakis, en utilisant un hydrophone sur les lignes d'alimentations en carburant, que les ondes de pressions acoustiques sont retrouvées en amont de l'injecteur multipoint. Ces fluctuations de pressions induites peuvent avoir un effet important sur l'atomisation, les interactions avec la paroi ou le mélange, créant des fluctuations locales de richesse et conduisant à une amplification des niveaux acoustiques dans la chambre de combustion.

Amélioration de la modélisation de la combustion

Un autre point qui mérite d'être investigué est la modélisation de la combustion diphasique multi-régime. En effet, nous sommes limités ici à une chimie à deux étapes, pour cette première campagne de simulation. Cependant, on rencontre dans nos flammes des zones très riches et des zones de réallumage par recirculation de gaz brûlés, qui ne sont pas nécessairement bien capturées par cette chimie. De plus, les transitions voient intervenir des allumages et extinctions de flamme qui ne sont eux aussi pas forcément bien reproduits. Bien que beaucoup plus coûteuse, une chimie analytique (Vié et al. 2015; Jaravel 2017), prenant en compte plus d'espèces et de réactions serait plus à même de simuler ces particularités. L'utilisation de chimies virtuelles (Cailler et al. 2017; Cailler 2018), ayant un bon rapport coût/prédictivité, pourrait être aussi intéressante étant donné le nombre de calculs élevé nécessaires pour caractériser un point de fonctionnement.

Analyses supplémentaires

De nombreuses données ont été obtenues lors de cette thèse et leur exploitation n'est pas complète. L'utilisation de post-traitements complémentaires, par exemple, est possible. L'utilisation de moyennes de phases n'a pas donné de résultats concluants, et la mise en œuvre de la DMD pour Dynamic Mode Decomposition (Schmid 2010) est une alternative prometteuse. Les scénarios

de transition de formes de flamme proposés sont à confirmer, ils peuvent être approfondis avec les données numériques actuelles, ou encore testés par des simulations numériques spécifiques. Des informations cruciales sur le mélange pourraient aussi être découvertes en modifiant le code de calcul et en permettant des simulations multi-fluides, en discriminant l'air, le carburant et les gaz brûlés issus des différents étages, comme initié dans la présente thèse.

Réponses de flamme

La dynamique de combustion et la réponse de ce brûleur aux instabilités de combustion peuvent être étudiées numériquement plus en profondeur, en s'appuyant sur les mesures expérimentales obtenues par A. Renaud [Renaud 2015](#) en condition de forçage acoustique. Ces simulations numériques permettraient entre autres de déterminer les fonctions de transfert, ou de description, de flamme du brûleur (FTF pour Flame Transfer Function ou FDF pour Flame Describing Function). Une étude du même genre, dans l'espace temporel, est aussi réalisable, en suivant les travaux de ([Mery 2010](#); [Hakim 2013](#); [Gonzalez Flesca 2016](#)). Ces informations pourraient alors être utilisées pour réaliser des modèles d'ordre réduit (ROM pour Reduced Order Modelling), donnant ainsi des outils aux industriels pour faciliter la conception de chambre de combustion de ce type, ou envisager un système de contrôle actif limitant les instabilités de combustion.

Nouveaux points de fonctionnement

Cette étude numérique s'est focalisée sur les résultats expérimentaux de T. Providakis ([Providakis 2013](#)), elle pourrait être étendue à d'autres points de fonctionnements, en particulier, en s'appuyant sur les mesures réalisées par de A. Renaud ([Renaud 2015](#)), comme entamé dans les travaux de thèse de Leo Cunha Caldeira Mesquita. Il sera aussi intéressant de cartographier plus complètement le brûleur en fonction de l'étagement et de la puissance, mais aussi de regarder l'influence du nombre de swirl, ce dernier ayant un impact sur la possibilité de transition.

Références

- Abramzon, B. and W. Sirignano (1989). Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32(9), 1605 – 1618. (p. 49, 112)
- Agarwal, T. (2013, February). *Development of diagnostics for the experimental studies of ignition in sprays*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris. (p. 10, 22)
- Albrecht, P., S. Bade, A. Lacarelle, C. O. Paschereit, and E. Gutmark (2010). Instability control by premixed pilot flames. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132(4), 041501–8. (p. 106, 132)
- Bahr, D. W. (1987). Technology for the design of high temperature rise combustors. *Journal of Propulsion and Power* 3(2), 179–186. (p. xiii, 3)
- Balachandar, S. (2009). A scaling analysis for point–particle approaches to turbulent multiphase flows. *International Journal of Multiphase Flow* 35(9), 801 – 810. Special Issue : Point-Particle Model for Disperse Turbulent Flows. (p. xiv, 41, 42)
- Ballal, D. and A. Lefebvre (1981). Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air. *Symposium (International) on Combustion* 18(1), 321 – 328. (p. 46)
- Baranger, P., M. Orain, and F. Grisch (2005). Fluorescence spectroscopy of kerosene vapour : application to gas turbines. In *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, pp. 828. (p. 9)
- Barbosa, S. (2008). *Etude expérimentale de la dynamique de combustion d'un injecteur pauvre pré-mélangé étage swirlé*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris, France -EM2C. (p. 12, 17, 19, 75, 81)
- Barbosa, S., P. Scoufflaire, and S. Ducruix (2008). Characterization of the reactive flow field dynamics in a gas turbine injector using high frequency PIV. ArXiv e-prints, available at <https://arxiv.org/abs/0807.1871>. (p. 17)
- Barbosa, S., P. Scoufflaire, and S. Ducruix (2009). Time resolved flowfield, flame structure and acoustic characterization of a staged multi-injection burner. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(2), 2965 – 2972. (p. 17, 106)

- Barbosa, S., P. Scoufflaire, and S. Ducruix (2009). Time resolved flow-field, flame structure and acoustic characterization of a staged multi-injection burner. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(2), 2965–2972. (p. 132, 134)
- Bardina, J., J. H. Ferziger, and W. C. Reynolds (1980). Improved subgrid scale models for Large Eddy Simulation. In *13th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, Number 80-1357. AIAA Paper No. (p. 36)
- Baya Toda, H. (2011). *LES modeling and experimental study LES modeling and experimental study of wall-bounded flows in complex geometries*. Ph. D. thesis, Université Montpellier II. (p. 36)
- Bilger, R., S. Stårner, and R. Kee (1990). On reduced mechanisms for methane-air combustion in nonpremixed flames. *Combustion and Flame* 80(2), 135 – 149. (p. 125)
- Boger, M., D. Veynante, H. Boughanem, and A. Trouvé (1998). Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion. *Symposium (International) on Combustion* 27(1), 917 – 925. (p. 39)
- Boileau, M. (2007). *SGE de l’allumage diphasique des foyers aeronautiques*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France - CERFACS. (p. 36, 50)
- Bray, K., P. A. Libby, and J. Moss (1985). Unified modeling approach for premixed turbulent combustion—part I : General formulation. *Combustion and Flame* 61(1), 87 – 102. (p. 39)
- Bray, K. and J. Moss (1977). A unified statistical model of the premixed turbulent flame. *Acta Astronautica* 4(3), 291 – 319. (p. 39)
- Butler, T. and P. O’Rourke (1977). A numerical method for two dimensional unsteady reacting flows. *Symposium (International) on Combustion* 16(1), 1503 – 1515. (p. 40)
- Cailler, M. (2018). *Virtual chemical mechanisms optimized to capture pollutant formation in turbulent flames*. Ph. D. thesis, Université Paris-Saclay. (p. 38, 158)
- Cailler, M., N. Darabiha, D. Veynante, and B. Fiorina (2017). Building-up virtual optimized mechanism for flame modeling. *Proceedings of the Combustion Institute* 36(1), 1251 – 1258. (p. 38, 158)
- Candel, S. (2001). *Mécanique des fluides : cours*. Dunod. (p. 81)
- Charlette, F., C. Meneveau, and D. Veynante (2002a). A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion part I : non-dynamic formulation and initial tests. *Combustion and Flame* 131(1–2), 159 – 180. (p. 40)
- Charlette, F., C. Meneveau, and D. Veynante (2002b). A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion part II : dy-

- dynamic formulation. *Combustion and Flame* 131(1–2), 181 – 197. (p. 40, 111, 129, 135)
- Chen, R.-H., D. J. F., J. Kelly, M. Namazian, and R. W. Schefer (1990). A comparison of bluff-body and swirl-stabilized flames. *Combustion Science and Technology* 71(4-6), 197–217. (p. 5)
- Cheneau, B., A. Vié, and S. Ducruix (2015). Large eddy simulations of a liquid fuel swirl burner : Flame characterization for pilot and multi-point injection strategies. *ASME Turbo Expo 2015 : Turbine Technical Conference and Exposition Volume 4A : Combustion, Fuels and Emissions*(56680), V04AT04A064–V04AT04A064. (p. xvii, 105, 108, 112, 114, 120, 135, 136, 137)
- Cheneau, B., A. Vié, and S. Ducruix (2019). Characterization of the hysteresis cycle in a two-stage liquid-fueled swirled burner through numerical simulation. *Proceedings of the Combustion Institute (In press)*. (p. 105, 131)
- Colin, O. (2000). *Simulations aux grandes échelles de la combustion turbulente prémélangée dans les statoréacteurs*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. xiv, 52, 53)
- Colin, O., F. Ducros, D. Veynante, and T. Poinsot (2000). A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Physics of Fluids (1994-present)* 12(7), 1843–1863. (p. 111, 129, 135)
- Colin, O. and M. Rudgyard (2000). Development of high-order Taylor-Galerkin schemes for LES. *Journal of Computational Physics* 162(2), 338 – 371. (p. 51, 109, 113)
- Cunha Caldeira Mesquita, L., A. Vié, and S. Ducruix (2017, June). Two-phase flow large eddy simulations of a staged multipoint swirling burner : comparisons between euler-euler and euler-lagrange descriptions. GT2017-64489. In *Proceedings of the ASME 2017 : Turbine Technical Conference and Exposition*, Charlotte, NC, USA. (p. 158)
- Cunha Caldeira Mesquita, L., A. Vié, and S. Ducruix (2018). Large eddy simulation of a two-phase staged swirling burner using an euler-lagrange approach : Validation of the injection strategy. In *Proceedings of the ASME 2018 : Turbine Technical Conference and Exposition*, Volume Volume 4B, Oslo, Norway, pp. V04BT04A004. (p. 158)
- Dagaut, P. (2002). On the kinetics of hydrocarbons oxidation from natural gas to kerosene and diesel fuel. *Physical Chemistry Chemical Physics* 4(11), 2079–2094. (p. 41)
- Dagaut, P. and M. Cathonnet (2006). The ignition, oxidation, and combustion of kerosene : A review of experimental and kinetic modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* 32(1), 48 – 92. (p. 55)
- Dhanuka, S., J. Driscoll, and H. Mongia (2008, 2018/06/21). Instantaneous flow structures in a reacting gas turbine combustor. In *44th*

- AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. (p. 9)
- Dhanuka, S. K. (2008). *An experimental study of the stable and unstable operation of an LPP gas turbine combustor*. Ph. D. thesis, University of Michigan. (p. 9)
- Dombard, J., B. Leveugle, L. Selle, J. Reveillon, T. Poinso, and Y. D'Angelo (2012). Modeling heat transfer in dilute two-phase flows using the mesoscopic eulerian formalism. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55(5), 1486 – 1495. (p. 46)
- Ducros, F., F. Nicoud, and T. Poinso (1998). Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries. In *Proceedings of 6th ICFD Conference on Numerical Methods for Fluid Dynamics*, pp. 293–299. (p. 36)
- Ducruix, S., T. Schuller, D. Durox, and S. Candel (2003). Combustion dynamics and instabilities : Elementary coupling and driving mechanisms. *Journal of Propulsion and Power* 19(5), 722–734. (p. 104, 132)
- Dukowicz, J. K. (1980). A particle-fluid numerical model for liquid sprays. *Journal of Computational Physics* 35(2), 229 – 253. (p. 44)
- Durox, D., J. P. Moeck, J.-F. Bourgo, P. Morenton, M. Viallon, T. Schuller, and S. Candel (2013). Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control. *Combustion and Flame* 160(9), 1729 – 1742. (p. 104)
- Durox, D., K. Prieur, T. Schuller, and S. Candel (2016, 04). Different flame patterns linked with swirling injector interactions in an annular combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 138(10), 101504–101504–8. (p. 133)
- Durox, D., T. Schuller, N. Noiray, and S. Candel (2009). Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(1), 1391–1398. (p. 132)
- Edwards, T., M. Colket, N. Cernansky, F. Dryer, F. Egolfopoulos, D. Friend, E. Law, D. Lenhert, P. Lindstedt, H. Pitsch, et al. (2007). Development of an experimental database and kinetic models for surrogate jet fuels. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, pp. 770. (p. 41)
- Fichot, F., F. Lacas, D. Veynante, and S. Candel (1993). One-dimensional propagation of a premixed turbulent flame with a balance equation for the flame surface density. *Combustion Science and Technology* 90(1-4), 35–60. (p. 39)
- Filho, F. L. S., G. Kuenne, M. Chrigui, A. Sadiki, and J. Janicka (2017). A consistent artificially thickened flame approach for spray combustion using les and the fgm chemistry reduction method : Validation in lean partially pre-vaporized flames. *Combustion and Flame* 184, 68 – 89. (p. 50)

- Fiorina, B., R. Baron, O. Gicquel, D. Thevenin, S. Carpentier, N. Darabiha, et al. (2003). Modelling non-adiabatic partially premixed flames using flame-prolongation of ildm. *Combustion Theory and Modelling* 7(3), 449–470. (p. 38)
- Fiorina, B., R. Vicquelin, P. Auzillon, N. Darabiha, O. Gicquel, and D. Veynante (2010). A filtered tabulated chemistry model for les of premixed combustion. *Combustion and Flame* 157(3), 465 – 475. (p. 39)
- Foust, M., D. Thomsen, R. Stickles, C. Cooper, and W. Dodds (2012, 2018/06/22). Development of the ge aviation low emissions taps combustor for next generation aircraft engines. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. (p. 9)
- Franzelli, B., B. Fiorina, and N. Darabiha (2013). A tabulated chemistry method for spray combustion. *Proceedings of the Combustion Institute* 34(1), 1659 – 1666. (p. 38)
- Franzelli, B., E. Riber, M. Sanjosé, and T. Poinsot (2010). A two-step chemical scheme for kerosene–air premixed flames. *Combustion and Flame* 157(7), 1364 – 1373. (p. 38, 55, 111, 129, 135)
- Franzelli, B., A. Vié, M. Boileau, B. Fiorina, and N. Darabiha (2017, Mar). Large eddy simulation of swirled spray flame using detailed and tabulated chemical descriptions. *Flow, Turbulence and Combustion* 98(2), 633–661. (p. 109, 135)
- Franzelli, B., A. Vié, B. Fiorina, and N. Darabiha (2013). Large eddy simulation of swirling kerosene/air spray flame using tabulated chemistry. In *ASME Turbo Expo 2013 : Turbine Technical Conference and Exposition*, Volume Volume 1A : Combustion, Fuels and Emissions, pp. V01AT04A034–V01AT04A034. (p. 115)
- Freitag, S. and C. Hassa (2008). Spray characteristics of a kerosene jet in cross flow of air at elevated pressure. In *22nd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Como Lake, Italy. (p. xiii, 8)
- Galley, D. (2006). *Etude de la stabilisation de flammes turbulentes pré vaporisées prémélangées pauvres*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris, France -EM2C. (p. 5)
- Galley, D., S. Ducruix, F. Lacas, and D. Veynante (2011). Mixing and stabilization study of a partially premixed swirling flame using laser induced fluorescence. *Combustion and Flame* 158(1), 155–171. (p. 104, 134)
- García Rosa, N. (2008). *Phenomenes d’allumage d’un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude*. Ph. D. thesis, Toulouse, ISAE. (p. 9)
- Garnier, E., P. Sagaut, and N. Adams (2009). *Large Eddy Simulation for Compressible Flows*. Scientific Computation. Springer. (p. 36)
- Ghani, A. (2015). *Simulation aux grandes échelles des instabilités de combustion transverses des flammes parfaitement prémélangées et swirlées*

- diphases*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. 99, 100)
- Gonzalez Flesca, M. (2016). *Simulation, experimentation and modeling contributions to the analysis of high frequency combustion instabilities in liquid propellant rocket-engines*. Ph. D. thesis, Université Paris-Saclay. (p. 159)
- Grinstein, F., L. Margolin, and W. Rider (2007). *Implicit Large Eddy Simulation : Computing Turbulent Fluid Dynamics*. Cambridge University Press. (p. 36)
- Guiberti, T. F., D. Durox, L. Zimmer, and T. Schuller (2015). Analysis of topology transitions of swirl flames interacting with the combustor side wall. *Combustion and Flame* 162(11), 4342 – 4357. (p. xiii, 6)
- Gupta, A., D. Lilley, and N. Syred (1984). *Swirl flows*. Energy and engineering science series. Abacus Press. (p. 5)
- Hakim, L. (2013). *Dynamics of transcritical coaxial flames in high-frequency transverse acoustic fields : Application to liquid rocket engine instabilities*. Ph. D. thesis, Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris, France. (p. 159)
- Hannebique, G. (2013, April). *Etude de la structure des flammes diphases dans les brleurs aéronautiques*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -Dynamique des Fluides. (p. 54)
- Hannebique, G., P. Sierra, E. Riber, and B. Cuenot (2013). Large eddy simulation of reactive two-phase flow in an aeronautical multipoint burner. *Flow, Turbulence and Combustion* 90(2), 449–469. (p. 47, 85, 111, 112, 138)
- Hermeth, S., G. Staffelbach, L. Y. M. Gicquel, V. Anisimov, C. Cirigliano, and T. Poinot (2013). Bistable swirled flames and influence on flame transfer functions. *Combustion and Flame* 161(1), 184 – 196. (p. 133)
- Honnet, S., K. Seshadri, U. Niemann, and N. Peters (2009). A surrogate fuel for kerosene. *Proceedings of the Combustion Institute* 32(1), 485 – 492. (p. 41)
- Huang, Y. and V. Yang (2009a). Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *Progress in Energy and Combustion Science* 35(4), 293 – 364. (p. 5)
- Huang, Y. and V. Yang (2009b, August). Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *Progress in Energy and Combustion Science* 35(4), 293–364. (p. 133)
- Ihme, M. and H. Pitsch (2008). Prediction of extinction and reignition in nonpremixed turbulent flames using a flamelet/progress variable model : 2. application in LES of sandia flames D and E. *Combustion and Flame* 155(1), 90 – 107. (p. 39)
- Jaegle, F. (2009). *Large eddy simulation of evaporating sprays in complex geometries using Eulerian and Lagrangian methods*. Ph. D. thesis, Insti-

- tut National Polytechnique de Toulouse, France -Dynamique des Fluides. (p. 9)
- Jaegle, F., J.-M. Senoner, M. Garcia, F. Bismes, R. Lecourt, B. Cuenot, and T. Poinso (2011). Eulerian and lagrangian spray simulations of an aeronautical multipoint injector. *Proceedings of the Combustion Institute* 33, 2099–2107. (p. 105)
- Jaravel, T. (2017). *Prediction of pollutants in gas turbines using Large Eddy Simulation*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. 38, 158)
- Jenny, P., D. Roekaerts, and N. Beishuizen (2012). Modeling of turbulent dilute spray combustion. *Progress in Energy and Combustion Science* 38(6), 846 – 887. (p. 50)
- Kaufmann, A., M. Moreau, O. Simonin, and J. Helie (2008). Comparison between Lagrangian and mesoscopic Eulerian modelling approaches for inertial particles suspended in decaying isotropic turbulence. *J. Comput. Phys.* 227, 6448–6472. (p. 46)
- Keck, J. C. and D. Gillespie (1971). Rate-controlled partial-equilibrium method for treating reacting gas mixtures. *Combustion and Flame* 17(2), 237 – 241. (p. 38)
- Kernstein, A. R. and C. K. Law (1982). Percolation in combustion sprays I : Transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays. In *Symposium (International) on Combustion*, pp. 961–969. (p. 151)
- Kerstein, A. R., W. T. Ashurst, and F. A. Williams (1988). Field equation for interface propagation in an unsteady homogeneous flow field. *Physical Review A* 37(7), 2728. (p. 39)
- Kuo, K. (2005). *Principles of combustion*. John Wiley. (p. 151)
- Lamarque, N. (2007). *Schemas numeriques et conditions limites pour la simulation aux grandes echelles de la combustion diphasique dans les foyers d’hélicoptere*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. xiv, 9, 52)
- Lancien, T. (2018). *Étude numérique de l’allumage diphasique de foyers annulaires multi-brûleurs*. Ph. D. thesis, Université Paris-Saclay. (p. 99)
- Lancien, T., N. Dumont, K. Prieur, D. Durox, S. Candel, O. Gicquel, and R. Vicquelin (2016). Uncertainty quantification of injected droplet size in mono-dispersed eulerian simulations. In *9th International Conference on Multiphase Flow*, Firenze, Italy, pp. 1–6. (p. 46, 111)
- Lavedrine, J. (2008). *SGE de l’écoulement diphasique dans des modèles d’injecteur de moteurs aéronautiques*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. xiii, 6, 7, 9)
- Lefebvre, A. (1989). *Atomization and Sprays*. Combustion (New York, N.Y. : 1989). Hemisphere Publishing Corporation. (p. 8, 46)

- Lefebvre, A. (1999). *Gas Turbine Combustion (2nd Edition)*. Philadelphia, USA : Taylor and Francis. (p. 104)
- Lefebvre, A. and D. Ballal (2010). *Gas Turbine Combustion : Alternative Fuels and Emissions*. Taylor & Francis. (p. xiii, 1, 2, 4)
- Légier, J.-P. (2001). *Simulations numériques des instabilités de combustion dans les foyers aéronautiques*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France - Mécanique des fluides. (p. 55)
- Legier, J.-P., T. Poinso, and D. Veynante (2000). Dynamically thickened flame les model for premixed and non-premixed turbulent combustion. In *Proc. of the summer program*, pp. 157–168. (p. 40)
- Li, G. and E. J. Gutmark (2006). Boundary condition effects on nonreacting and reacting flows in a mul- tiswirl combustor. *AIAA journal* 44(3), 444–456. (p. 7)
- Lieuwen, T. and V. Yang (2005). *Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines : Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling*, Volume 210. Progress in Astronautics and Aeronautics, American Institute of Aeronautics and Astronautics. (p. 104)
- Litvinov, I. V., S. I. Shtork, P. A. Kuibin, S. V. Alekseenko, and K. Hanjalic (2013). Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 42(0), 251 – 264. (p. 6)
- Lu, T. and C. K. Law (2005). A directed relation graph method for mechanism reduction. *Proceedings of the Combustion Institute* 30(1), 1333 – 1341. (p. 38)
- Lucca-Negro, O. and T. O’Doherty (2001). Vortex breakdown : a review. *Progress in Energy and Combustion Science* 27(4), 431 – 481. (p. 5)
- Luche, J., M. Reuillon, J.-C. Boettner, and M. Cathonnet (2004). Reduction of large detailed kinetic mechanisms : application to kerosene/air combustion. *Combustion Science and Technology* 176(11), 1935–1963. (p. 38, 41, 55)
- Malbois, P. (2017). *Experimental investigation by laser diagnostics of the kerosene/air mixing and high-pressure swirl-stabilized lean premixed combustion from a low-NOx injection system*. Ph. D. thesis, Université de Normandie. (p. 9)
- Malbois, P., E. Salaün, F. Frindt, G. Cabot, L. Bouheraoua, H. Verdier, S. Richard, M. Boukhalfa, B. Renou, and F. Grisch (2017). Simultaneous equivalence ratio and flame structure measurements in a lean-premixed aero-engine injection system under relevant operating conditions. In *European Combustion Meeting*, Dubrovnik (Croatia). (p. 9)
- Malbois, P., E. Salaün, F. Frindt, G. Cabot, B. Renou, F. Grisch, L. Bouheraoua, H. Verdier, and S. Richard (2017). Experimental investigation with optical diagnostics of a lean-premixed aero-engine injection system

- under relevant operating conditions. In *ASME Turbo Expo 2017 : Turbine Technical Conference and Exposition*, Volume Volume 4B : Combustion, Fuels and Emissions, pp. V04BT04A022–V04BT04A022. (p. 9)
- Marchione, G., S. Ahmed, and E. Mastorakos (2009). Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple sparks. *Combustion and Flame* 156(1), 166–180. (p. 94)
- Martinez, L. (2009). *SGE de l'injection de carburant liquide dans les moteurs à combustion interne*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. 53)
- Martinez, L., A. Benkenida, and B. Cuenot (2010). A model for the injection boundary conditions in the context of 3d simulation of diesel spray : Methodology and validation. *Fuel* 89(1), 219 – 228. (p. 50)
- Masi, E. and O. Simonin (2014). Algebraic-closure-based moment method for unsteady eulerian simulations of non-isothermal particle-laden turbulent flows at moderate stokes numbers in dilute regime. *Flow, turbulence and combustion* 92(1-2), 121–145. (p. 46)
- Masi, E., O. Simonin, E. Riber, P. Sierra, and L. Gicquel (2013). Development of an algebraic-closure-based moment method for unsteady Eulerian simulations of particle-laden turbulent flows in very dilute regime. *International Journal of Multiphase Flow* 58, 257–278. (p. 46)
- Maxey, M. R. and J. J. Riley (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *The Physics of Fluids* 26(4), 883–889. (p. 43, 45)
- Meier, U., S. Freitag, J. Heinze, L. Lange, E. Magens, M. Schroll, C. Willert, C. Hassa, I. K. Bagchi, W. Lazik, and M. Whiteman (2013). Characterization of lean burn module air blast pilot injector with laser techniques. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 135(12), 121508–121508–7. (p. 10)
- Meier, U., J. Heinze, L. Lange, C. Hassa, L. Rackwitz, and T. Doerr (2012). Characterisation of the combustion performance of low emission fuel injectors with laser measurements. *CEAS Aeronautical Journal* 3(1), 45–53. (p. 10)
- Meier, U., L. Lange, J. Heinze, C. Hassa, S. Sadig, and D. Luff (2015). Optical methods for studies of self-excited oscillations and the effect of dampers in a high pressure single sector combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 137(7), 072505–072505–9. (p. 10)
- Mery, Y. (2010). *Mechanisms of instabilities of high-frequency combustion and application in engines-rockets - Non confidentiel*. Ph. D. thesis, École Centrale Paris. (p. 159)
- Moin, P. and S. V. Apte (2006). Large-eddy simulation of realistic gas turbine combustors. *AIAA journal* 44(4), 698–708. (p. 7)
- Moreau, M., O. Simonin, and B. Bédard (2010). Development of gas-particle

- Euler-Euler LES approach : a priori analysis of particle sub-grid models in homogeneous isotropic turbulence. *Flow Turbulence and Combustion* 84(2), 295–324. (p. 47, 48, 111, 129)
- Nicoud, F., H. Baya Toda, O. Cabrit, S. Bose, and J. Lee (2011). Using singular values to build a subgrid-scale model for Large Eddy Simulations. *Physics of Fluids* 23(085106), 1–12. (p. 36)
- Nicoud, F. and F. Ducros (1999). Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion* 62(3), 183–200. (p. 37, 111, 135)
- Oberleithner, K., M. Stöhr, S. H. Im, C. M. Arndt, and A. M. Steinberg (2015). Formation and flame-induced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor : Experiments and linear stability analysis. *Combustion and Flame* 162(8), 3100 – 3114. (p. 133)
- Orain, M., F. Grisch, E. Jourdanneau, B. Rossow, C. Guin, and B. Tréout (2009). Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using PLIF. *Comptes Rendus Mécanique* 337(6-7), 373–384. (p. 9)
- Paulhiac, D. (2015). *Modélisation de la combustion d’un spray dans un brûleur aéronautique*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -Dynamique des Fluides. (p. 50, 150, 151)
- Pepiot-Desjardins, P. and H. Pitsch (2008). An efficient error-propagation-based reduction method for large chemical kinetic mechanisms. *Combustion and Flame* 154(1), 67 – 81. (p. 38)
- Peters, N. (2000). *Turbulent Combustion*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press. (p. 39)
- Peters, N. and B. Rogg (2008). *Reduced kinetic mechanisms for applications in combustion systems*, Volume 15. Springer Science & Business Media. (p. 38)
- Peters, N. D., B. Akih-Kumgeh, and J. M. Bergthorson (2014, 09). Comparative analysis of chemical kinetic models using the alternate species elimination approach. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 137(2), 021505–021505–9. (p. 38)
- Pierce, C. D. and P. Moin (2004). Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion. *Journal of Fluid Mechanics* 504, 73–97. (p. 39)
- Pitsch, H. (2005). A consistent level set formulation for large-eddy simulation of premixed turbulent combustion. *Combustion and Flame* 143(4), 587 – 598. Special Issue to Honor Professor Robert W. Bilger on the Occasion of His Seventieth Birthday. (p. 39)
- Pitsch, H. (2006). Large-eddy simulation of turbulent combustion. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 38, 453–482. (p. 39)

- Poinsot, T. and S. Lele (1992a). Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics* 101(1), 104 – 129. (p. 113)
- Poinsot, T. and S. Lele (1992b). Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics* 101(1), 104–129. (p. 135)
- Poinsot, T. and D. Veynante (2011). *Theoretical And Numerical Combustion*. Edwards. (p. xiv, 33, 34, 35, 39, 41, 109)
- Pope, S. (1985). Pdf methods for turbulent reactive flows. *Progress in Energy and Combustion Science* 11(2), 119 – 192. (p. 39)
- Pope, S. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge University Press. (p. 34, 36)
- Providakis, T. (2013). *Compétition entre Structures Aérodynamiques et Modes Acoustiques dans une Flamme Swirlée : Influence de la Répartition de Carburant*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris. (p. xiii, xiv, xvi, xvii, 10, 12, 17, 19, 20, 22, 24, 25, 27, 54, 64, 72, 75, 85, 94, 97, 104, 105, 106, 107, 108, 155, 156, 159)
- Providakis, T., L. Zimmer, P. Scoufflaire, and S. Ducruix (2012). Characterization of the acoustic interactions in a two-stage multi-injection combustor fed with liquid fuel. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 134(11), 111503–8. Cat. A. (p. xiv, 17, 29, 105, 106, 107, 132, 133, 134)
- Providakis, T., L. Zimmer, P. Scoufflaire, and S. Ducruix (2013). Characterization of the coherent structures in swirling flames stabilized in a two-stage multi-injection burner : influence of the staging factor. *Comptes Rendus Mécanique* 341(1-2), 4–14. (p. xvii, 17, 105, 106, 107, 110, 132, 133, 134)
- Renaud, A. (2015). *High-speed diagnostics for the study of flame stabilization and transient behaviour in a swirled burner with variable liquid-fuel distribution*. Ph. D. thesis, Université Paris-Saclay. (p. 10, 12, 17, 19, 22, 54, 81, 82, 106, 152, 159)
- Renaud, A., S. Ducruix, P. Scoufflaire, and L. Zimmer (2015). Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner. *Proceedings of the Combustion Institute* 35(3), 3365–3372. (p. 17, 105, 106, 133, 134, 142)
- Renaud, A., S. Ducruix, and L. Zimmer (2017). Bistable behaviour and thermo-acoustic instability triggering in a gas turbine model combustor. *Proceedings of the Combustion Institute* 36(3), 3899–3906. (p. 17, 105, 106, 133, 142)
- Riber, E. (2007). *Développement de la méthode de simulation aux grandes échelles pour les écoulements diphasiques turbulents*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -Dynamique des Fluides. (p. 53)
- Roux, S., G. Lartigue, T. Poinsot, U. Meier, and C. Bérat (2005). Studies of

- mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations. *Combustion and Flame* 141(1-2), 40 – 54. (p. 109)
- Salaün, E., P. Malbois, A. Vandel, G. Godard, F. Grisch, B. Renou, G. Cabot, and A. Boukhalfa (2016). Experimental investigation of a spray swirled flame in gas turbine model combustor. In *18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*. (p. 9)
- Sanjose, M. (2009). *Evaluation de la méthode Euler-Euler pour la SGE des chambres à carburant liquide*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -Dynamique des Fluides. (p. xiii, 9, 45)
- Sanjosé, M., J.-M. Senoner, F. Jaegle, B. Cuenot, S. Moreau, and T. Poinsot (2011). Fuel injection model for Euler-Euler and Euler-Lagrange Large-Eddy Simulations of an evaporating spray inside an aeronautical combustor. *International Journal of Multiphase Flow* 37(5), 514–529. (p. xi, 50, 54, 67, 109, 111, 114, 129, 134, 135)
- Schiller, L. and A. Naumann (1935). A drag coefficient correlation. *Vdi Zeitung* 77, 318–320. (p. 49, 112)
- Schmid, P. J. (2010). Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics* 656, 5–28. (p. 158)
- Schmitt, P. (2005). *SGE de la combustion étagée dans les turbines a gaz et son interaction stabilité - polluants - thermique*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. xiv, 32)
- Schmitt, P., T. Poinsot, B. Schuermans, and K. Geigle (2007). Large-eddy simulation and experimental study of heat transfer, nitric oxide emissions and combustion instability in a swirled turbulent high pressure burner. *Journal of Fluid Mechanics* 570, 17–46. (p. 109)
- Schneider, D., U. Meier, W. Quade, J. Koopman, T. Aumeier, A. Langfeld, T. Behrendt, C. Hassa, and L. Rackwitz (2010). A new test rig for laser optical investigations of lean jet engine burners. 27th International Congress of the aeronautical sciences. (p. 10)
- Senoner, J.-M. (2010). *SGE de l'écoulement diphasique dans un brûleur aéronautique par une approche Euler-Lagrange*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France -CERFACS. (p. 9)
- Senoner, J.-M., M. Sanjosé, T. Lederlin, F. Jaegle, M. García, E. Riber, B. Cuenot, L. Gicquel, H. Pitsch, and T. Poinsot (2009). Eulerian and lagrangian large-eddy simulations of an evaporating two-phase flow. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Mécanique* 337(6-7), 458–468. (p. 109)
- Shepherd, J., C. Nuyt, J. Lee, and J. Woodrow (2000). Flash point and chemical composition of aviation kerosene (jet A). Technical report, California Institute of Technology. (p. 37)

- Sierra, P. (2012). *Modelling the dispersion and evaporation of sprays in aeronautical combustion chambers*. Ph. D. thesis, Université de Toulouse - INPT, MEGEP. (p. 49)
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review* 91(3), 99–164. (p. 36, 48)
- Stefanin Volpiani, P. (2017, February). *Dynamic wrinkling flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion*. Ph. D. thesis, Université Paris-Saclay. (p. 40)
- Stöhr, M., K. Oberleithner, M. Sieber, Z. Yin, and W. Meier (2017, 09). Experimental study of transient mechanisms of bistable flame shape transitions in a swirl combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 140(1), 011503–011503–8. (p. 133)
- Syred, N. (2006). A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science* 32(2), 93 – 161. (p. 5, 6, 104)
- Tang, Q., J. Xu, and S. B. Pope (2000). Probability density function calculations of local extinction and no production in piloted-jet turbulent methane/air flames. *Proceedings of the Combustion Institute* 28(1), 133–139. (p. 39)
- Tong, Y. (2017, 10). *Experimental and Numerical Investigations of Flames Stabilized by Swirl Flow and Bluff-body :Flame Structures and Flame Instabilities* (Media-Tryck ed.). Ph. D. thesis, Lund University. (p. 5)
- Van Kalmthout, E. and D. Veynante (1998). Direct numerical simulations analysis of flame surface density models for nonpremixed turbulent combustion. *Physics of Fluids* 10(9), 2347–2368. (p. 39)
- Vervisch, L., E. Bidaux, K. Bray, and W. Kollmann (1995). Surface density function in premixed turbulent combustion modeling, similarities between probability density function and flame surface approaches. *Physics of Fluids* 7(10), 2496–2503. (p. 39)
- Vié, A., F. Doisneau, and M. Massot (2015). On the Anisotropic Gaussian closure for the prediction of inertial-particle laden flows. *Comm. in Comp. Physics* 17(1), 1–46. (p. 46)
- Vié, A., B. Franzelli, Y. Gao, T. Lu, H. Wang, and M. Ihme (2015). Analysis of segregation and bifurcation in turbulent spray flames : A 3d counter-flow configuration. *Proceedings of the Combustion Institute* 35(2), 1675–1683. (p. 38, 158)
- Vié, A., S. Jay, B. Cuenot, and M. Massot (2013). Accounting for polydispersion in the eulerian large eddy simulation of the two-phase flow in an aeronautical-type burner. *Flow, Turbulence and Combustion* 90(3), 545–581. (p. 111, 115)
- Wang, G., M. Boileau, and D. Veynante (2011). Implementation of a dynamic thickened flame model for large eddy simulations of turbulent pre-

- mixed combustion. *Combustion and Flame* 158(11), 2199 – 2213. (p. 40)
- Wang, G., M. Boileau, D. Veynante, and K. Truffin (2012). Large eddy simulation of a growing turbulent premixed flame kernel using a dynamic flame surface density model. *Combustion and Flame* 159(8), 2742 – 2754. Special Issue on Turbulent Combustion. (p. 40)
- Weigand, P., W. Meier, X. Duan, W. Stricker, and M. Aigner (2006, January). Investigations of swirl flames in a gas turbine model combustor i. flow field, structures, temperature, and species distributions. *Combustion and Flame* 144(1-2), 205–224. (p. 7)
- Westbrook, C. K. and F. L. Dryer (1981). Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames. *Combustion Science and Technology* 27(1-2), 31–43. (p. 38)
- Wolf, P., R. Balakrishnan, G. Staffelbach, L. Gicquel, and T. Poinot (2012). Using les to study reacting flows and instabilities in annular combustion chambers. *Flow, Turbulence and Combustion* 88(1-2), 191–206. (p. 134)
- Wulff, A. and J. Hourmouziadis (1997). Technology review of aeroengine pollutant emissions. *Aerospace Science and Technology* 1(8), 557 – 572. (p. 2)
- Xu, J. and S. B. Pope (2000). Pdf calculations of turbulent nonpremixed flames with local extinction. *Combustion and Flame* 123(3), 281 – 307. (p. 39)
- Yoshizawa, A. (1986). Statistical theory for compressible turbulent shear flows, with the application to subgrid modeling. *The Physics of Fluids* 29(7), 2152–2164. (p. 48)

Titre : Étude numérique de la dynamique de combustion dans un brûleur diphasique turbulent à deux étages

Mots clés : Dynamique de combustion ; Brûleur LPP ; Carburant liquide ; hystérésis ; Simulation aux Grandes Échelles

Résumé : Les normes environnementales de plus en plus contraignantes imposées au transport aérien poussent les industriels à faire évoluer les chambres de combustion actuelles. Pour réduire les émissions polluantes, la combustion pauvre, prémélangée et préévaporisée est une alternative intéressante. Cette technologie peut cependant conduire à une flamme moins stable et peut générer des instabilités de combustion néfastes pour le moteur. Afin d'améliorer le contrôle sur de tels systèmes de combustion, les brûleurs à plusieurs étages offrent une flexibilité supplémentaire par l'intermédiaire de la répartition du carburant entre les différents systèmes d'injection, et permet donc d'influencer la position de la flamme ou le régime de combustion. Le banc expérimental BIMER a été spécialement développé au laboratoire EM2C pour étudier cette solution. Il a été conçu pour être représentatif d'un moteur aéronautique réel et d'en reproduire les caractéristiques essentielles : une configuration à deux étages, de l'air préchauffé et du carburant liquide sont utilisés. Il fonctionne néanmoins à pression atmosphérique et développe une puissance thermique élevée à l'échelle du laboratoire. Le brûleur est composé de deux vrilles radiales : l'étage pilote dans lequel le carburant liquide est injecté sous la forme d'un cône creux, et l'étage multipoint où le mélange du carburant et de l'air est favorisé par une injection multipoint, grâce à dix jets de carburant injectés transversalement à l'écoulement d'air. Les études expérimentales ont montré le rôle clé de

la distribution carburant, et sans modifier la puissance développée, l'existence d'un cycle d'hystérésis : plusieurs archétypes de flammes peuvent se stabiliser, suivant l'écoulement, le spray ou l'historique de la flamme. L'objectif de cette thèse est de compléter les données expérimentales et la compréhension des processus de stabilisation de flammes pauvres, prémélangées et préévaporisées dans les brûleurs étagés au moyen de simulations numériques aux grandes échelles diphasique et réactives. Cette approche numérique est appliquée au banc BIMER avec le code AVBP. Des simulations successives, allant de l'injection purement pilote à l'injection purement multipoint, et réciproquement, ont permis de retrouver le cycle d'hystérésis observé expérimentalement. Un point de fonctionnement tri-stable original a été rencontré numériquement pour des cas d'injection de carburant dans l'étage pilote seul, trois formes de flammes distinctes étant observées pour cette unique condition d'injection. La comparaison aux résultats expérimentaux pour les points de fonctionnement pour lesquels des données de validation sont disponibles montrent un bon accord entre le calcul et l'expérience pour différents étagements. Une analyse originale dans l'espace de composition met en évidence les régimes de combustion observés dans ces trois cas, confirmant les différents scénarios de stabilisation. Les deux transitions de formes de flammes observées expérimentalement sont finalement présentées et analysées.

Title : Numerical study of the combustion dynamics of a two-stage turbulent liquid fuel burner

Keywords : Combustion dynamics ; LPP burner ; Liquid fuel ; hysteresis ; Large Eddy Simulation

Abstract : The increasingly stringent environmental standards imposed on air transport are pushing manufacturers to upgrade the existing combustion chambers. To reduce pollutant emissions, lean, premixed and pre-evaporated combustion is an interesting alternative. This technology, however, can lead to a less stable flame and can generate combustion instabilities harmful to the engine. In order to improve control over such combustion systems, multi-stage burners provide additional flexibility through the distribution of fuel between the different injection systems, and thus influence the position of the flame or the burning regime. The BIMER experimental bench has been specially developed in the EM2C laboratory to study this solution. It has been designed to be representative of a real aviation engine and to reproduce its essential characteristics : a two-stage configuration, preheated air and liquid fuel are used. It nevertheless operates at atmospheric pressure and develops a high thermal power at the laboratory scale. The burner consists of two radial swirlers : the pilot stage in which the liquid fuel is injected in the form of a hollow cone, and the multipoint stage where the mixture of fuel and air is favored by a multipoint injection, thanks to ten jets of fuel injected transversely to the air flow. Experimental studies have shown the key role of

the fuel distribution, and without modifying the power developed, the existence of a hysteresis cycle : several archetypes of flames can be stabilized, depending on the flow, spray or history of the flame. The objective of this thesis is to complete the experimental data and understanding of poor, premixed and pre-vaporized flame stabilization processes in staged burner using two-phase reactive large-eddy simulations. This numerical approach is applied to the BIMER bench with the AVBP code. Successive simulations, ranging from pure pilot injection to purely multipoint injection, and vice versa, have made it possible to trace the hysteresis cycle observed experimentally. An original tri-stable operating point was encountered numerically for fuel injection cases in the pilot stage alone, with three distinct flame shapes being observed for this single injection condition. The comparison to the experimental results for the operating points for which validation data are available shows a good agreement between the calculation and the experiment for different stages. An original analysis in the composition space shows the combustion regimes observed in these three cases, confirming the different stabilization scenarios. The two transitions of flame shapes observed experimentally are finally presented and analyzed.