



HAL
open science

Etude expérimentale des processus d'interaction spray, flamme et turbulence dans des conditions de rallumage en haute altitude

Marie-Eve Clavel

► **To cite this version:**

Marie-Eve Clavel. Etude expérimentale des processus d'interaction spray, flamme et turbulence dans des conditions de rallumage en haute altitude. Milieux fluides et réactifs. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMIR28 . tel-04444264

HAL Id: tel-04444264

<https://theses.hal.science/tel-04444264v1>

Submitted on 7 Feb 2024

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

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



THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **MECANIQUE DES FLUIDES, ENERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION, ACOUSTIQUE**

Préparée au sein de l'**INSA Rouen Normandie**

Etude expérimentale des processus d'interaction spray, flamme et turbulence dans des conditions de rallumage en haute altitude

Présentée et soutenue par
MARIE-EVE CLAVEL

Thèse soutenue le 20/10/2023
devant le jury composé de :

M. MARC BELLENOUE	PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS - ENSMA Poitiers	Rapporteur
MME CHRISTINE ROUSSELLE	PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS - Polytech Orléans	Rapporteur
M. FÉLIX COLLIN	DOCTEUR - SAFRAN Aircraft Engines	Membre
MME ELEONORE RIBER	DOCTEUR - CERFACS, Toulouse	Membre
M. ABDELKRIM BOUKHALFA	PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS - INSA de Rouen Normandie	Président du jury
M. BRUNO RENO	PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS - INSA de Rouen Normandie	Directeur de thèse
M. GILLES CABOT	PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS - Université de Rouen Normandie	Co-directeur de thèse

Thèse dirigée par **BRUNO RENO** (COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE) et **GILLES CABOT** (COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE)



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le grade de Docteur de Normandie Université

Spécialité Énergétique

Préparée au sein de l'École Doctorale Physique, Science de l'ingénieur, Matériaux, Énergie

Étude expérimentale des interactions spray, flamme et turbulence dans des conditions de rallumage en altitude : Application à des injecteurs RQL

Présentée et soutenue par

Marie-Eve CLAVEL

Dirigée par Bruno RENO et Gilles CABOT, laboratoire CORIA

Encadrée par Alain CAYRE (SAFRAN AIRCRAFT ENGINES) dans le cadre du financement CIFRE

Thèse soutenue publiquement le 20 Octobre 2023
devant le jury composé de

M. Marc BELLENOUE,	Professeur des Universités ENSMA Poitiers - PPrime	Rapporteur
Mme Christine ROUSSELLE,	Professeure des Universités Polytech Orléans - PRISME	Rapporteuse
M. Mourad BOUKHALFA,	Professeur des Universités INSA Rouen Normandie - CORIA	Examinateur
Mme Eléonore RIBER,	Docteure CERFACS	Examinatrice
M. Félix COLLIN,	Docteur-ingénieur Conception Aéro-Combustion Safran Aircraft Engines	Examinateur
M. Bruno RENO,	Professeur des Universités INSA Rouen Normandie - CORIA	Directeur de thèse
M. Gilles CABOT,	Professeur des Universités IUT de Rouen - CORIA	Codirecteur de thèse

Résumé

Le développement et l'amélioration des systèmes de propulsion des aéronefs présentent plusieurs défis technologiques pour satisfaire à des normes de plus en plus restrictives. De nos jours, de nombreuses études se concentrent sur la réduction de la consommation et des émissions polluantes. Bien que les technologies s'améliorent dans ce domaine, il est toujours nécessaire de garantir et d'augmenter l'opérabilité de l'avion. L'allumage et le rallumage dans les moteurs aéronautiques sont des caractéristiques majeures qui doivent être assurées et bien contrôlées dans les nouvelles conceptions de chambres de combustion aéronautiques. Le rallumage en vol des avions doit faire l'objet d'une attention particulière, en raison des faibles débits d'air utilisés et des conditions de basse pression et basse température en entrée de chambre de combustion. Ces conditions ont un impact important sur la qualité de l'atomisation et donc de l'évaporation du carburant, pouvant conduire à des instabilités de combustion ou à des extinctions de flamme lors des différentes phases d'allumage. Cette thèse vise à caractériser l'impact des conditions thermodynamiques et de différents paramètres géométriques du système d'injection, sur l'efficacité et la stabilisation de la combustion lors de la remontée en puissance (enroulement ou *pull-away*) qui prend place après le rallumage en vol de la chambre de combustion.

Un nouveau banc d'essai a ainsi été conçu, développé et mis au point pour étudier la combustion déprimée froide : il s'agit du banc HARTur. Il permet de reproduire les conditions de pression et température rencontrées après un rallumage à une altitude de 25000 ft. Ce banc d'essai a permis de caractériser les performances en enroulement de 5 systèmes d'injection RQL, en se focalisant sur quatre conditions qui se trouvent sur la courbe de montée en puissance.

Le développement d'une technique de mesure de température en sortie de chambre de combustion a permis de mesurer le rendement de combustion sur une large plage de richesse, jusqu'aux limites d'extinction pauvre.

L'utilisation de diagnostics optiques a contribué à la compréhension de l'origine des chutes de rendement et de la plage de stabilité de la flamme. La morphologie du spray et ses instabilités ont été étudiés par tomographie laser haute cadence. L'imagerie par fluorescence du kérosène (PLIF-Kero) a permis de visualiser les zones de carburant en phase gazeuse. L'impact de la détérioration de la qualité de l'atomisation et de l'évaporation à basse pression et basse température sur la structure de flamme a été caractérisée par imagerie de fluorescence OH (PLIF-OH). Enfin, la vélocimétrie par imagerie de particule (PIV) a permis d'observer les changements de géométrie d'écoulement, en particulier sur l'importance de la zone de recirculation interne dans la stabilisation de la flamme.

En parallèle de ces travaux sur les injecteurs aéronautiques, une étude a été menée sur la mesure de la vitesse laminaire de flamme à basse pression. Pour des pressions sub-atmosphériques, il existe très peu de donnée expérimentale de cette grandeur qui régit le positionnement et la stabilisation de la flamme, et qui est nécessaire lors de la validation de mécanismes réactionnels. Le travail effectué a permis de mettre en avant les biais de mesure qui peuvent affecter les résultats. Une méthode alternative a été proposée, et une base de données a été constituée pour les vitesses de flamme de mélanges basse pression méthane/air stœchiométrique, pauvre et riche, et décane/air stœchiométrique.

L'ensemble de ces travaux offre donc une avancée sur la compréhension des phénomènes multi-physiques présents dans la chambre de combustion lors de la phase d'enroulement du rallumage en altitude, et leur impact sur les limites d'extinction et les rendements de combustion. Il permet également la création de bases de données pour le développement et la validation de modèles numériques.

Abstract

The development and improvement of aircraft propulsion systems present a number of technological challenges to meet increasingly restrictive standards. Today, many studies focus on reducing fuel consumption and pollutant emissions. Although technologies are improving in this area, it is still necessary to guarantee and increase aircraft operability. Ignition and re-ignition in aero-engines are some of the major features that must be guaranteed and well-controlled in new aero-engine combustor designs. Particular attention must be paid to in-flight re-ignition in aircraft, due to the low air flows, the low pressures and the low-temperatures experienced at the combustion chamber inlet. These conditions have a major impact on the quality of fuel atomization and hence its evaporation, which could result in combustion instabilities or flame extinction during the various ignition phases. The aim of this thesis is to characterize the impact of thermodynamic conditions and various geometric parameters of the injection system on the efficiency and stabilization of the combustion during the power rise (pull-away) that takes place after in-flight re-ignition of the combustion chamber.

A new test rig has been designed, developed and validated to study cold depressurized combustion, the HARTur test rig. It reproduces the pressure and temperature conditions encountered after re-ignition at an altitude of 25000 ft. This test bench was utilised to characterize the pull-away performance of 5 RQL injection systems, focusing on four conditions that lie on the power rise curve.

The development of a temperature measurement technique at the outlet of the combustion chamber enabled measurements of combustion efficiency over a wide range of fuel-to-air ratios, spanning all the way down to the lean blowout limits.

The use of optical diagnostics has contributed to our understanding of the origin of the efficiency decline and the range of the flame stability. Spray morphology and instabilities were studied using high-speed laser tomography. Kerosene fluorescence imaging (PLIF-Kero) was used to visualize areas of vapor fuel presence. OH fluorescence imaging (PLIF-OH) was utilised to investigate the impact of the deterioration in atomization quality and evaporation at low pressure and low temperature on the flame structure. Finally, particle imaging velocimetry (PIV) was employed to observe changes in flow geometry, highlighting the importance of the internal recirculation zone in flame stabilization.

In parallel with this work on aeronautical injectors, a study was carried out on the measurement methodology of laminar burning velocity at low pressure. It governs the flame positioning and stabilization, and is essential for validating reaction mechanisms. At present, there are very few experimental data sets available at sub-atmospheric pressures. The presented work highlights the measurement biases that can affect the interpretation of previous results. An alternative measurement method has been proposed, along with the creation of a database of the laminar burning velocities of low-pressure stoichiometric, lean and rich methane/air mixtures, and low-pressure stoichiometric decane/air mixtures.

This work represents a new step forward in our understanding of the multi-physical phenomena present in the combustion chamber during the pull-away phase of high-altitude re-ignition, and demonstrates their impact on extinction limits and combustion efficiencies. It also provides the databases which can be used for the development and validation of numerical models.

Remerciements

Avant toute chose, ce travail n'aurait pas été possible sans le financement de Safran Aircraft Engines et de l'ANRT (Association Nationale Recherche et Technologie) qui ont financé cette thèse. Merci à eux.

Mes seconds remerciements vont aux deux rapporteurs de ma thèse, Christine Roussele et Marc Bellenoue, qui ont accepté de relire et de juger mon travail, malgré le retard avec lequel j'ai rendu ce manuscrit. Je souhaite également remercier les autres membres du jury, Eléonore Riber, Félix Collin et Mourad Boukhalfa qui ont pris de leur temps pour venir écouter et examiner mes travaux de thèse.

J'adresse ensuite mes plus sincères remerciements à mon équipe d'encadrement au laboratoire CORIA, Bruno Renou et Gilles Cabot, ils ont su m'accompagner et orienter ma recherche tout au long de cette thèse. Merci pour vos conseils, votre confiance (parfois mise à rude épreuve) et votre patience. Je tiens aussi à remercier Alain Cayre, pour son encadrement coté industriel, ainsi que Félix Collin, qui a suivi le projet APLAREP. Tous les deux, m'ont permis d'avancer et de me poser des questions pertinentes. L'ensemble de cette équipe d'encadrement m'a permis d'acquérir de nouvelles compétences, autant scientifique que d'expression et de transmission.

La réussite de cette thèse n'a été possible que grâce à l'implication de nombreuses personnes du laboratoire. Je tiens à remercier en premier lieu Alexis, qui a été un réel soutien pour les différentes campagnes de mesure, et bien plus encore...

Je me dois aussi de citer tous les membres de l'équipe métrologie : Gilles, Carole, Franck, Guillaume et Florian qui connaissent bien le parc laser, les caméras et tout ce qui touche aux optiques. Ils savent être réactif et arrangeant, pour que chacun ait l'équipement dont il a besoin dans les délais les plus courts. Mention spéciale à l'indispensable Gilles qui a à cœur de transmettre son savoir malgré son planning très chargé.

Mes remerciements vont ensuite au membre de l'atelier, Benjamin, Romain, Philippe, Bruno, Romain, Thierry et Nathan sans qui le banc HARTur n'aurait jamais vu le jour, ni ses adaptations et réparations nécessaires au fil de son utilisation.

La thèse est aussi un partage de connaissances, d'attente, de résultats, de frustration et de joie avec une super équipe de doctorants et post-doctorants. Je me dois de citer en premier Sylvain. Il me supporte depuis le début du cycle ingénieur, et a partagé beaucoup avec moi durant cette thèse, le bureau (au moins au début), les questionnements, les cafés, le TDL et la plomberie, les soirées à rallonge au labo... Puis Aurélien qui a commencé en même temps que moi, c'est à dire en janvier à la place d'octobre. En étant sur le même projet, on a fait forcément beaucoup de choses ensemble, mais je tiens à souligner toutes les fois où il a su me remotiver, surtout après les réunions avec SAE ou autres présentations où j'avais l'impression que mon travail était nul, et mes présentations encore

pires... L'équipe est nombreuse et je suis restée longtemps, donc je remercie aussi Andrei et son énergie; Antoine aussi bon cycliste que scientifique (qui adore comprendre toute la théorie et la spectro); Clément P. un autre cycliste, voisin de labo, acolyte de voyage pro à Oléron et Vancouver; Victor, le nouveau doctorant de Bruno, qui reste tard le soir; Vincent le dernier arrivé; Maxim camarade de bureau, de labo et de chef, qui sait nous rassurer sur la thèse en tant que post-doc; Tanguy, j'espère qu'on a partagé plus que de l'azote liquide; Clément B., Sylvain et Maxime, les anciens du groupe de doctorants à mon arrivée; Émilie, une des rares filles, que j'ai appris à connaître au Sympo; Clément V. pour sa bonne humeur; Mostafa, discret mais présent, qui comme moi a eu des difficultés à la fin de sa thèse et enfin Wenel, qui assure la relève sur le banc HARTur. Merci à tous! Je remercie aussi les stagiaires, qui sont là pour apprendre, mais nous aident quand même bien dans notre travail, Clément, Marius, Pierre, Lina et Paul. Je tiens aussi à remercier quelques professeurs, maitres de conférences et docteurs qui n'ont pas encore été cités : Marcos, Florence, Frédéric G., Emilien, Martine, Pradip, Alexandre R. et Frédéric C. et Said. Pour finir cette longue liste, je remercie les mathématiciens avec qui j'ai partagé de nombreux repas : Timothée, Étienne, Nathan, Augustin, Averil...

Merci aussi à la section théâtre de l'INSA et à la chorale Anima qui m'ont permis de garder un équilibre de vie pendant ma thèse.

Mes derniers remerciements, et non des moindres, vont à ma famille et mes amis (bien évidemment certains ont déjà été mentionnés) qui m'ont soutenu pendant toute la durée de cette thèse et surtout à la fin. Sans chacun d'entre vous, avec vos encouragements et votre bienveillance je ne serais probablement allée au bout. Papa, maman, Claire, Véro, Diane, Théo, JB, Meewan, Pierre, Mathieu, Paul (6 mois de coloc quand même, et pas les plus simples), Marion, Morgane, Constance, Tiphaine, Théophile, Nico, Véro & Jean, et d'autres que je ne peux pas citer tant vous êtes à m'avoir encouragé ou aidé à un moment ou à un autre, merci!

Je terminerais par une mention spéciale à Claire, maman, Antoine et surtout Diane qui ont relu l'entièreté de mon manuscrit au dernier moment pour corriger la multitude de fautes d'orthographe et de grammaire que j'ai faite.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Remerciements	v
Table des matières	vii
Liste des figures	xi
Liste des tableaux	xiv
CHAPITRE 1 Introduction : Contexte et objectifs de la thèse	1
Introduction	2
I Les turbomachines	4
I.1 Structure d'un turboréacteur	4
I.2 Chambre de combustion	5
II L'atomisation	7
II.1 Injecteur et système d'injection	7
II.2 Caractéristiques de l'atomisation et d'un spray	9
II.3 Grandeurs qui régissent l'atomisation	12
III L'altitude	14
III.1 Les conditions en altitude	14
III.2 Effet de la température sur les propriétés du kérosène	15
III.3 Effet de la température et de la pression sur l'atomisation	15
IV Le rallumage	21
IV.1 Introduction sur l'opérabilité	21
IV.2 Processus de rallumage	21
IV.3 Conditions nécessaires à l'allumage du moteur	25
IV.4 Installations expérimentales pour l'étude du rallumage	28
V Objectifs de la thèse	30
V.1 Contexte industriel	30
V.2 Ensembles des besoins	30
V.3 Résumé des objectifs	32

CHAPITRE 2	Mesure de la vitesse de flamme à basse pression	33
I	Introduction : Définition de la vitesse de flamme dans le cas d'une flamme plane et pour une flamme sphérique en expansion à pression constante. . .	34
I.1	Vitesse de flamme laminaire	34
I.2	Mesurer la vitesse de flamme avec une flamme sphérique en expansion	35
I.3	Plan du chapitre	38
II	Dispositifs expérimental et numérique	38
II.1	Moyens expérimentaux	39
II.2	Simulation numérique avec le code A-SURF	41
III	Post-traitement des données	42
III.1	Mesures des profils de vitesse des gaz frais en amont du front de flamme	42
III.2	Principes généraux	42
III.3	Amélioration et validation de la méthode	44
IV	Mesure de la vitesse de flamme à base pression	46
IV.1	Experimental and numerical set-up	49
IV.2	Displacement speed relative to burned gases	50
IV.3	Displacement speed relative to fresh gases	53
IV.4	Conclusions	57
V	Conclusion	58
CHAPITRE 3	Description des moyens d'essais combustion basse pression, basse température	61
I	Banc d'essais HARTur	62
I.1	Architecture du banc d'essais	62
I.2	Régulation de la température	64
I.3	Génération de vide et contrôle de la pression	67
II	Chambre de combustion mono-secteur	68
II.1	Structure globale du module combustion	68
II.2	Structure et accès optiques de la chambre de combustion	69
II.3	Alimentation en air de la chambre	69
II.4	Allumage	72
III	Contrôle et mesures	72
III.1	Ensemble des capteurs du banc	73
III.2	Interface de contrôle du banc	75
III.3	Implémentation de diagnostics optiques	76
IV	Conditions opératoires	86
IV.1	Systèmes d'injection	86
IV.2	Conditions thermodynamiques	86
IV.3	Plans de mesures	88

CHAPITRE 4	Influence des conditions environnementales et de la géométrie du système d'injection sur le rendement de combustion	91
I	Mesure du rendement de combustion	92
I.1	Définition du rendement de combustion	93
I.2	Estimation de température moyenne dans une tuyère	97
I.3	Équation d'étalonnage	99
II	Étalonnage expérimental de la tuyère	100
II.1	Principe de l'étalonnage expérimental	100
II.2	Étude préliminaire et validation des hypothèses	101
II.3	Enregistrement d'un essai d'étalonnage	102
II.4	Compilation des essais et calcul des courbes d'étalonnage	102
II.5	Incertitudes de mesure	105
III	Résultats de performance	109
III.1	Déroulé d'un essai de performance	109
III.2	Rendement de combustion et limite d'extinction	111
CHAPITRE 5	Influence des conditions environnementales et de la géométrie du système d'injection sur les interactions spray/flamme	117
I	Géométrie de l'écoulement	118
I.1	Traitement des images	118
I.2	Résultats	120
II	Le carburant en phase liquide	128
II.1	Traitement des images	128
II.2	Résultats	129
III	Le carburant en phase vapeur	135
III.1	Difficulté inhérente à la PLIF-Kéro dans les conditions de rallumage	135
III.2	Traitement des images	137
III.3	Résultats	138
IV	La flamme	140
IV.1	Traitement des images	140
IV.2	Résultats	141
V	Couplage des résultats	145
	Conclusion et perspectives	149
	Références	153
CHAPITRE A	Compléments et précisions sur la mesure de température moyenne dans une tuyère	I
I	Étude paramétrique à partir de courbes d'étalonnage numériques	II
I.1	Modèle numérique simplifié pour HARTur	II

I.2	Dépendance à la composition des gaz dans la tuyère	V
I.3	Choix du diamètre de la tuyère	IX
I.4	Dépendance au débit injecté	X
II	Validation du protocole d'étalonnage expérimental	XI
II.1	Dépendance à la géométrie de l'écoulement	XII
II.2	Hypothèse de combustion complète	XIII
II.3	Estimation des pertes thermiques de la chambre	XVIII
II.4	Correction de l'erreur induite par le capteur de pression différentielle	XX
III	Conclusion	XXIII
ANNEXE B	Compléments et précisions algorithmiques sur les traitements d'images	
	XXV	
I	Campagne PIV-Tomo	XXVI
I.1	Algorithme de pré-traitement des images	XXVI
I.2	Difficulté de mesure d'angle de spray par tomographie	XXVIII
II	Campagne PLIF	XXIX
II.1	Définir les zones exploitables des images et le grandissement	XXIX
II.2	Traitement des images de PLIF-Kero pour visualiser uniquement la vapeur de Kérosène	XXX
II.3	Traitement préliminaire des images de PLIF-OH	XXXI
II.4	Calculer la position de la flamme	XXXV
ANNEXE C	Compléments sur les mesures effectuées sur le banc HARTur	XXXVII
I	Caractérisation de l'écoulement par PIV	XXXVIII
II	Caractérisation du spray par tomographie	XXXIX
III	Caractérisation du kérosène par PLIF-Kero	XLII
IV	Caractérisation de la flamme par PLIF-OH	XLV

Liste des figures

1.1	Schéma de principe d'un turboréacteur	4
1.2	Schéma d'une chambre de combustion	6
1.3	Classification des injecteurs	8
1.4	Schéma d'un ensemble injecteur et système d'injection	8
1.5	Schéma de l'atomisation avec un injecteur simplex	9
1.6	Étapes de développement d'un spray	10
1.7	Paramètres caractéristiques d'un spray et de son atomisation	10
1.8	Image du spray dans le système d'injection	11
1.9	Conditions thermodynamiques lors du rallumage en altitude	14
1.10	Propriétés du kérosène en fonction de la température	15
1.11	Effet de la température et de la pression d'injection sur l'atomisation	16
1.12	Effet de la température et du débit du fuel sur l'atomisation	19
1.13	Schéma des étapes d'allumage de chambre de combustion	21
1.14	Limite d'allumage chambre de combustion	25
1.15	Représentation schématique de la loi de dosage pour l'enroulement	26
1.16	Représentation schématique des limites d'allumage et d'extinction	27
1.17	Plage de fonctionnement des bancs en déprimé froids	28
1.18	Combustion pendant l'enroulement et objectifs de thèse	31
2.1	Schéma des moyens expérimentaux utilisés pour la mesure de vitesse de flamme	39
2.2	Algorithme de calcul de profils de vitesse des gaz frais : schéma de principe	43
2.3	Pics de corrélation montrant l'impact de l'intervalle de temps utilisé	45
2.4	Profils numérique et expérimental de vitesse des gaz	46
2.5	Selected samples of stretched displacement speeds $\widetilde{S}_{d,b}$	50
2.6	Flame thickness δ_L^0	52
2.7	Markstein Length \mathcal{L}_b	53
2.8	Laminar burning velocity deduced from extrapolation $\widetilde{S}_{d,b}$	54
2.9	Selected samples of stretched displacement speeds $\widetilde{S}_{d,u}$	54
2.10	Markstein Length \mathcal{L}_u	55
2.11	Laminar burning velocity deduced from extrapolation of $\widetilde{S}_{d,u}$	56
2.12	Correction factor for the density ratio	57

3.1	Photo annotée du banc d'essais HARTur	63
3.2	Schéma de principe du banc d'essais HARTur	63
3.3	Positionnement des thermocouples dans le plenum d'admission	64
3.4	CAO du refroidisseur d'air	65
3.5	Performances mesurées de l'éjecteur à vide	67
3.6	Vue en coupe de la CAO du l'ensemble combustion de banc HARTur	68
3.7	Plans annotés de vues en coupe de la chambre de combustion du banc HARTur	70
3.8	Procédure d'allumage au méthane du banc HARTur	72
3.9	Schéma de principe de la PIV	76
3.10	Photo annotée du chemin optique pour la PIV	78
3.11	Représentation schématique de la synchronisation de la PIV haute cadence	79
3.12	Position du champ PIV dans la chambre de combustion	79
3.13	Schéma de principe simplifié de la fluorescence induite par laser	80
3.14	Concentration du radicale OH	82
3.15	Utilisation du gradient de OH pour visualiser les zones de réaction	82
3.16	Spectre d'absorption du radical OH	83
3.17	Spectres relatifs à la fluorescence du kérosène	84
3.18	points de fonctionnement étudiés le long de la courbe d'enroulement	87
3.19	points de fonctionnement étudiés le long de la courbe d'enroulement	88
4.1	Schéma illustrant le calcul de rendement sur un diagramme (h,T).	93
4.2	Estimation de l'erreur engendrée par l'approximation du rendement de combustion	96
4.3	Plan d'un tuyère ISA 1932	98
4.4	Représentation temporelle d'un essai d'étalonnage	103
4.5	Courbes d'étalonnage expérimental	104
4.6	Sensibilité de l'étalonnage et fluctuations de la mesure	106
4.7	Représentation temporelle d'essais de performance	110
4.8	Rendements de combustion mesurés avec chaque SI, pour toutes les condi- tions, en fonction de la richesse	112
4.9	Limite d'extinction pauvre	113
4.10	Récapitulatif des performances des 5 SI en fonction des conditions ther- modynamiques	114
5.1	Résultats de PIV pour un essai	120
5.2	Récapitulatifs des résultats de PIV	122
5.3	Champs de PIV instantanés	124
5.4	Comparaison de résultats de PIV pour des essais point 1 redondant	125
5.5	Fluctuation de la distance de pénétration de la zone de recirculation interne	126
5.6	Résultats de PIV à des richesses différentes	127

5.7	Détection de l'angle de spray sur une image de spray instantanée	129
5.8	Image moyenne du spray	129
5.9	Fluctuation temporelle de l'angle de spray	131
5.10	Spectre des fréquences de fluctuation de l'angle de spray	132
5.11	Images du spray pendant une période d'instabilité	133
5.12	Récapitulatif de tous les angles de spray	134
5.13	Image de PLIF Kérosène avec les seuils de vapeur et de gouttes.	136
5.14	Récapitulatifs des résultats de PLIF-Kéro	139
5.15	Récapitulatifs des résultats de PLIF-OH	142
5.16	Position de la flamme dans la zone de recirculation interne mesurée sur les images de PLIF-OH	143
5.17	Images instantanées de PLIF-OH	144
5.18	Superposition des principaux résultats de diagnostics optiques	146
5.19	Superposition des principaux résultats de diagnostics optiques proche ex- tinction	147
A.1	Modèle numérique simplifié pour estimer les courbes d'étalonnage	III
A.2	Courbes d'étalonnage théoriques calculées pour deux modèles de com- bustion incomplète	VI
A.3	Différence relative entre les courbes d'étalonnage théoriques calculées pour trois facteurs de combustion incomplète	VII
A.4	Courbes d'étalonnage théoriques calculées pour différents carburants	VIII
A.5	Courbes d'étalonnage théoriques calculées pour différentes tailles de tuyère	X
A.6	Coefficients et courbes d'étalonnage théoriques	XI
A.7	Illustration de la dépendance entre la géométrie de l'écoulement et la me- sure de perte de pression.	XIII
A.8	Image instantanée de tomographie laser durant l'étalonnage	XIV
A.9	Éclairement moyen obtenu par tomographie laser durant l'étalonnage	XIV
A.10	Estimation de l'évolution temporelle de la réaction durant l'étalonnage	XV
A.11	Estimation de l'erreur sur la température pendant l'étalonnage induite par le temps de séjour dans la chambre de combustion.	XVI
A.12	Estimation de l'évolution de la quantité de CO en fonction de la tempéra- ture durant l'étalonnage	XVII
A.13	Estimation, avec la concentration en CO dans les gaz brûlés, de l'erreur sur la température pendant l'étalonnage.	XVII
A.14	Représentation schématique des parois de la chambre de combustion et des pertes thermiques.	XVIII
A.15	Rendement de combustion estimé sans correction	XXII
A.16	Rendement de combustions estimé avec correction	XXIII
B.1	Correction des images de PIV et tomographie pour retirer l'arrière plan	XXVI

B.2	Choix de la frame en tomographie pour réduire le signal de LII	XXVII
B.3	Correction images de tomographie pour retirer les artefacts et grosse zone de suie	XXVIII
B.4	Illustration de la difficulté à calculer le spectre des fréquences de fluctuation à partir des images de tomographie	XXIX
B.5	Champ PLIF	XXX
B.6	variable de progrès de PLIF-OH	XXXII
B.7	Procédure de séparation des gouttes et du OH	XXXIII
B.8	Algorithme d'identification des potentielles gouttes sur les images de PLIF-OH	XXXIV
B.9	Déterminer la position latérale de la flamme	XXXVI
C.1	Champs de vitesses moyennes et rms mesurées par PIV	XXXVIII
C.2	Fluctuations de l'angle de spray obtenue par tomographie pour les points de la matrice	XXXIX
C.3	Fluctuations de l'angle de spray obtenue par tomographie pour les points proches extinctions	XXXIX
C.4	Images moyenne du spray observé par trois méthodes	XL
C.5	Image rms du spray obtenue par tomographie	XL
C.6	Images du spray pendant une période d'instabilité	XLI
C.7	Visualisation de la phase liquide par PLIF-Kero	XLII
C.8	Visualisation de la phase vapeur par PLIF-Kero	XLIII
C.9	Images instantanées de PLIF-Kero, seuillage par phase	XLIV
C.10	Images moyenne de PLIF-OH sans gouttes	XLV
C.11	Variable de progrès moyenne mesuré par PLIF-OH	XLVI
C.12	Position préférentielle du front de flamme estimée par PLIF-OH	XLVI

Liste des tableaux

1.1	Liste de quelques études sur le rallumage	23
1.2	Liste des bancs d'essai permettant l'étude de la BP/BT	29
3.1	Matrice d'essais	89
4.1	Liste des incertitudes pour la mesure de la température par la tuyère en sortie de chambre de combustion	108

INTRODUCTION : CONTEXTE ET OBJECTIFS DE LA THÈSE

Ce chapitre introductif permet de positionner la thèse dans son contexte, et de bien comprendre les enjeux qui motivent ce travail de recherche.

Après une introduction sur le fonctionnement d'un turboréacteur, de sa chambre de combustion et de l'injection du carburant, la notion de rallumage en altitude sera présentée avec une présentation des différents travaux réalisés dans ce domaine. Cet état de l'art permettra d'introduire les différents objectifs de la thèse.

Sommaire

Introduction	2
I Les turbomachines	4
I.1 Structure d'un turboréacteur	4
I.2 Chambre de combustion	5
II L'atomisation	7
II.1 Injecteur et système d'injection	7
II.2 Caractéristiques de l'atomisation et d'un spray	9
II.2.1 L'atomisation	9
II.2.2 Régime d'atomisation	9
II.2.3 Caractéristique d'un spray	10
II.2.4 Caractériser le spray avec un injecteur hybride	11
II.3 Grandeurs qui régissent l'atomisation	12
II.3.1 Le nombre de Weber	12
II.3.2 Le nombre de Reynolds	13
II.3.3 Le nombre d'Ohnesorge	13
II.3.4 Le coefficient de décharge	13
III L'altitude	14
III.1 Les conditions en altitude	14

III.2	Effet de la température sur les propriétés du kérosène	15
III.3	Effet de la température et de la pression sur l'atomisation	15
III.3.1	Régime d'atomisation	17
III.3.2	Angle du spray	18
III.3.3	Granulométrie du spray	18
III.3.4	Conclusion sur l'atomisation à BP/BT et ouverture au injecteur hybride	20
IV	Le rallumage	21
IV.1	Introduction sur l'opérabilité	21
IV.2	Processus de rallumage	21
IV.3	Conditions nécessaires à l'allumage du moteur	25
IV.3.1	Les conditions d'allumage de la chambre	25
IV.3.2	Prolongation des besoins à la phase d'enroulement	26
IV.3.3	Contrainte de dimensionnement pour satisfaire les be- soins d'opérabilité	27
IV.4	Installations expérimentales pour l'étude du rallumage	28
V	Objectifs de la thèse	30
V.1	Contexte industriel	30
V.2	Ensembles des besoins	30
V.3	Résumé des objectifs	32

Introduction

Le développement et l'amélioration des systèmes de propulsion en aéronautique présentent plusieurs défis technologiques pour répondre à des normes de plus en plus restrictives. Aujourd'hui, de nombreuses études se concentrent sur la réduction de la consommation et des émissions polluantes. Au vu du trafic aérien toujours plus conséquent, en opposition aux enjeux environnementaux de plus en plus présents, les motoristes cherchent à optimiser les turbomachines pour réduire la consommation de carburant et les émissions polluantes, tout en améliorant le rendement propulsif. Des objectifs ont été fixés, par le conseil consultatif européen pour la recherche et l'innovation aéronautique (ACARE), pour 2050 [45]. Ces recommandations demandent une réduction drastique des émissions (moins 75% du CO₂, et moins 90% des NO_x par rapport à l'année 2000), ainsi qu'une diminution du bruit (moins 65% des émissions sonores par rapport à 2000). Le groupe d'action du transport aérien (ATAG) a également proposé des objectifs, qui demandent d'atteindre la neutralité carbone, avec une émission nette de CO₂ nulle pour le secteur aéronautique en 2050 [1]. Pour cela, il envisage d'une part, des progrès technologiques sur les aéronefs et leur système de propulsion avec l'amélioration des rende-

ments, mais aussi des modifications de la source d'énergie utilisée (bio-carburants alternatifs (SAF), hydrogène, électricité, ...), et d'autre part des améliorations des conditions opératoires (revoir les phases de taxi, optimisation des routes aériennes, ...). Toutes ces améliorations ne doivent pas se faire au détriment de la durée de vie des moteurs, de la fiabilité et de la sécurité.

Ainsi, en parallèle de la recherche sur la consommation et les émissions, il est toujours nécessaire de garantir et d'accroître l'opérabilité de l'avion. L'une des principales contraintes est sa capacité à assurer un rallumage efficace et sûr à haute altitude. Au cours d'un vol, le moteur est soumis à de multiples événements qui peuvent provoquer une extinction partielle ou totale dont la cause peut-être différente d'une panne moteur : ingestion d'eau, de glace ou de cendres, pompage ou décrochage du compresseur... Ces extinctions ne se produisent que très rarement car la plupart des scénarios sont prévus et anticipés lors du dimensionnement. Lors de la certification de son moteur, le motoriste doit montrer qu'il est capable de supporter ce type de sollicitations imprévues sans atteindre l'extinction de la chambre de combustion [44, 47]. Malgré ces précautions, il arrive que le moteur s'éteigne. Lorsque le calculateur détecte une extinction, une procédure de rallumage est amorcée. Celle-ci est généralement un succès, mais si la chambre ne se rallume pas immédiatement, l'arbre du moteur commence à décélérer, ce qui ralentit la vitesse de rotation du compresseur et de la turbine. Simultanément, le flux d'air entrant dans le moteur se refroidit progressivement à mesure que le taux de compression diminue. La pression dynamique induite par le mouvement de l'avion assure néanmoins une auto-rotation du compresseur (Windmilling). Même sans arrêt complet du compresseur, son ralentissement drastique entraîne néanmoins des conditions thermodynamiques de basse pression et de basse température dans la chambre de combustion, qui peuvent être estimées à 0,3 bar et 230 K pour une altitude de 30 000 ft. Ces conditions réduisent fortement les performances des processus d'atomisation primaire et secondaire (faible pression d'air et viscosité très élevée du carburant), en particulier pour les technologies "air-blast" [17, 57]. En outre, la température très basse réduit considérablement les taux d'évaporation des gouttelettes de combustible et donc la quantité de vapeur de combustible disponible au moment du rallumage.

Cependant, malgré ces conditions dégradées, le moteur doit être capable d'être rallumé. On parle alors de rallumage en haute altitude. Pour pouvoir répondre aux exigences de rallumage en haute altitude, il est important de comprendre l'impact de l'altitude sur les performances des systèmes d'injections, en terme de rendement de combustion et d'interaction locales entre le spray, l'écoulement et la zone de réaction de combustion.

Ce chapitre introductif présente le fonctionnement du turboréacteur et de sa chambre de combustion, suivi d'un état de l'art sur l'atomisation, avec une attention particulière sur les effets de pression et température sur le spray. Ensuite, il présente le rallumage et les attentes des motoristes dans ce domaine. Enfin, les objectifs de la thèse peuvent être

définis grâce au socle des connaissances et des besoins actuels.

I Les turbomachines

La première section de ce chapitre de contexte présente quelques généralités sur le fonctionnement du turboréacteur.

I.1 Structure d'un turboréacteur

La [figure 1.1](#) représente un schéma de principe de turboréacteur (ici un double flux).

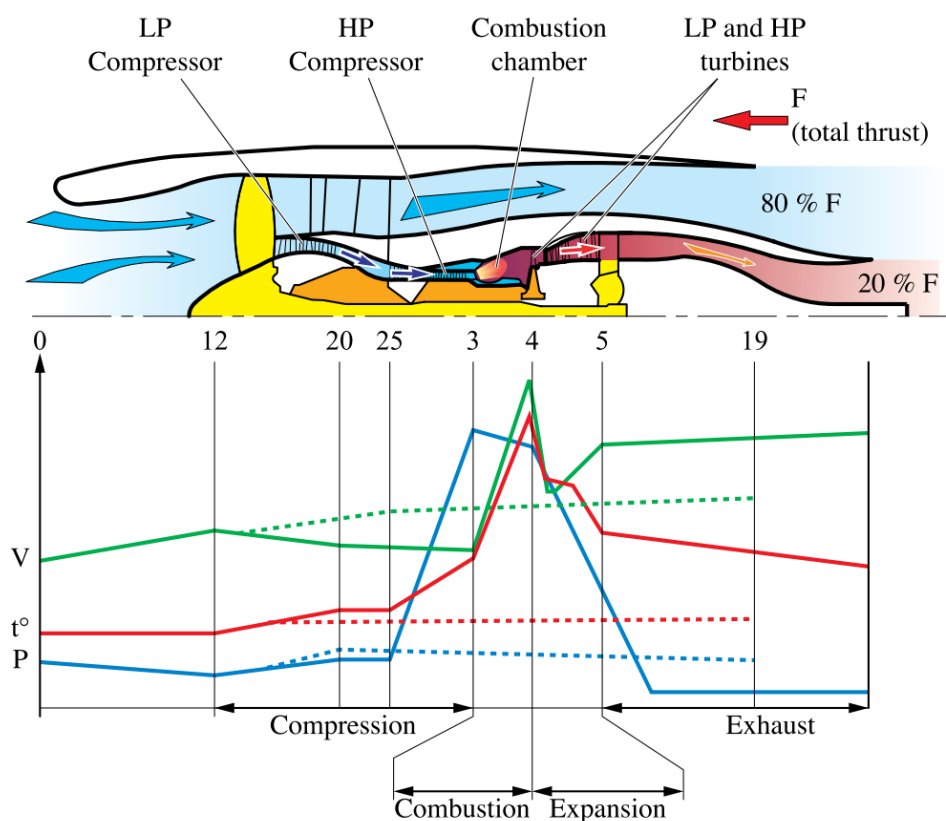


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un turboréacteur. La partie haute représente une vue en coupe d'un turboréacteur double flux, avec les éléments principaux. Sur la partie basse sont tracés l'évolution de pression, vitesse et température des gaz. Cette figure est extraite de [118]

L'objectif du turboréacteur est de générer une force de poussée. La poussée vient de l'expulsion d'une grande quantité de gaz à haute vitesse. Pour accélérer les gaz, le turboréacteur est composé de trois principaux organes :

- La **compression** permet l'augmentation de la pression totale de l'air. L'air est aspiré par la soufflante puis passe plusieurs étages de compression. La quantité d'air

qui traverse le turboréacteur dépend de la vitesse de l'appareil et de la vitesse du compresseur.

- La **chambre de combustion** permet la transformation d'énergie chimique (apportée par le carburant) en chaleur, à pression "constante". L'enthalpie utile apportée correspond à l'augmentation de la température dans la chambre. Au maximum cette enthalpie correspond à l'enthalpie injectée, c'est à dire au PCI du carburant.
- La **détente** des gaz dans les étages de turbine permet une accélération des gaz par conversion de l'énergie thermique et l'énergie potentielle de pression en énergie cinétique. Une partie de l'énergie est aussi convertie en énergie mécanique pour mettre en rotation l'axe moteur (et donc le compresseur).

La majorité des réacteurs aéronautiques possèdent deux étages de compression et deux étages de détente. Le premier étage de compression est relié au deuxième étage de détente, c'est le corps basse pression (BP), son arbre est représenté en jaune sur la [figure 1.1](#). Le second étage de compression est relié au premier étage de détente, c'est le corps haute pression (HP), son arbre est représenté en orange.

La [figure 1.1](#) permet aussi d'introduire la numérotation des plans d'un turboréacteur, qui seront utilisés lors de ce travail, en particulier le plan 3 en entrée de chambre de combustion, et 4 en sortie de chambre de combustion.

I.2 Chambre de combustion

L'organe qui est étudié pendant cette thèse est la chambre de combustion.

Le carburant est injecté et atomisé dans la chambre par un ensemble [Injecteur et système d'injection](#) situé au plan 3. Les physiques d'atomisation, de mélange et de combustion permettent alors de produire des gaz brûlés dont les propriétés (température moyenne et profil de température) doivent être contrôlées pour optimiser le rendement de combustion (et donc le rendement du turboréacteur dans son ensemble), tout en protégeant le premier étage de la turbine.

La chambre de combustion est aussi le lieu de la formation des polluants. Elle fait donc l'objet de recherches actives et d'innovation. Les motoristes cherchent continuellement à diminuer son encombrement et son poids, avec l'utilisation de matériaux plus légers et plus résistants. La température des gaz brûlés doit être optimale pour assurer un bon rendement de la turbine, mais sans risquer de la détériorer. Les émissions de NO_x, de CO et de particules fines doivent être minimisées. La flamme doit être stable sur une large gamme de débit de carburant. Et enfin, l'allumage du réacteur doit être garanti au sol, mais aussi en vol en cas de rallumage suite à une extinction. Il existe de nombreuses architectures de chambre de combustion [106, 118]. Cependant, la grande majorité des chambres actuellement employées sont des chambres annulaires. L'ensemble du flux d'air circule dans

l'unique chambre de combustion, et le carburant est injecté via plusieurs injecteurs répartis équitablement sur la couronne. Cette géométrie favorise l'homogénéité du mélange, et permet à la chambre d'être relativement compacte et légère.

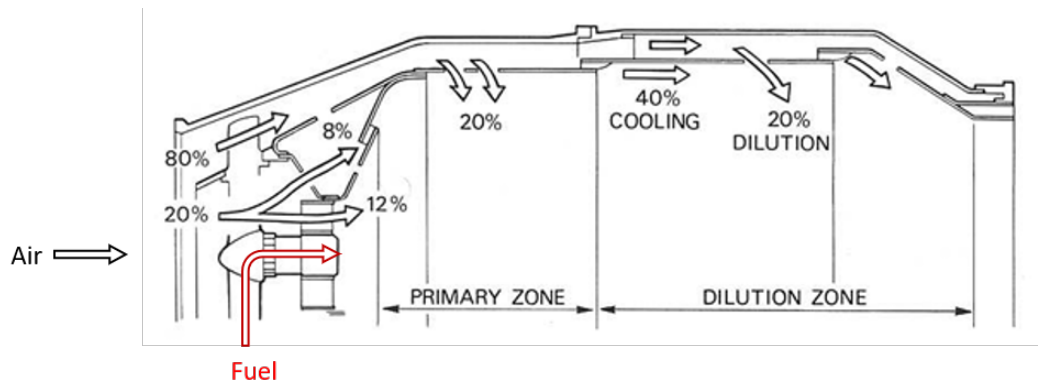


FIGURE 1.2 – Schéma d'une chambre de combustion : Les flèches noires représentent les entrées d'air (avec la répartition approximative) et la flèche rouge, celle du carburant. Cette figure est une version complétée d'un schéma extrait de [106]

La figure 1.2 représente une coupe partielle de la chambre, avec une mise en avant des différents flux d'air. Cette chambre de combustion est une chambre de technologie RQL (rich burn – quick mix – lean burn) [48, 78]. Elle est donc composée d'une zone primaire, où le carburant est injecté avec une partie de l'air. C'est le siège de la combustion riche. Ensuite, le restant de l'air est injecté pour diluer fortement la combustion et passer dans un régime pauvre. L'air de dilution permet l'oxydation des gaz brûlés de la zone primaire.

Ce type de chambre de combustion étagée a commencé à être développé dans les années 1980, avec pour principal objectif de réduire la production de NOx. L'intérêt de cette technologie par rapport à d'autre concept de chambre bas NOx est la stabilité de la flamme. En effet, dans la zone primaire riche, la flamme est bien stable, et la température trop basse pour la formation de NOx thermique, puis le mélange rapide évite les zones à la stœchiométrie où les NOx ont tendance à se former, et permet une température en sortie de chambre homogène, sans imbrulés, et pas trop élevée pour entrer dans la turbine. En comparaison, les technologies qui misent sur une injection pauvre dès la zone primaire, sans dilution (lean-premixed pre-vaporized LPP et lean direct injection LDI), posent plus de difficulté de stabilité à bas régime. [72, 90, 105, 114, 115]

La qualité et la stabilité de la flamme dépendent principalement de la qualité de l'évaporation et du mélange, ainsi que de la zone de recirculation des gaz pilotées par la géométrie du système d'injection et de la géométrie de la chambre.

II L'atomisation

Il y a une étape préalable à la combustion, qui est le passage de la masse liquide uniforme à un mélange air vapeur. Pour cela, le carburant est atomisé dans la chambre grâce à un injecteur, et au système d'injection (SI) qui l'entoure. Plus les gouttes sont petites plus l'évaporation sera rapide car il y aura une plus grande surface d'échange entre la phase liquide et la phase gazeuse. Ensuite, il faut un mélange efficace entre les gaz chauds provenant de la zone de combustion, la vapeur de carburant qui entoure les gouttes et l'air frais. C'est le second rôle du SI.

II.1 Injecteur et système d'injection

Il existe plusieurs types d'injecteurs pour générer un nuage de gouttes. Des ouvrages tels que celui de Lefebvre [79] présentent les différents injecteurs avec leurs avantages et inconvénients.

Le processus d'atomisation demande de l'énergie pour accroître la surface de l'interface liquide gaz. Cette énergie peut-être mécanique, électrique, cinétique... C'est principalement le cisaillement entre le liquide et le gaz qui est à l'origine de l'atomisation. Il y a alors deux familles d'injecteur :

- Les **injecteurs aérodynamiques** utilisent l'écoulement d'air comme vecteur d'énergie. Le liquide a une faible vitesse alors que le gaz est injecté à forte vitesse. La différence de quantité de mouvement entre les deux phases crée le cisaillement à l'origine de l'atomisation. Ils sont représentés en colonne (c) de la [figure 1.3](#). Les injecteurs à "assistance à air" privilégient la vitesse de l'air sur la quantité, alors que les injecteurs à technologie "air-blast" peuvent fonctionner avec des vitesses d'air plus faibles mais des débits plus élevés.
- Les **injecteurs mécaniques** fonctionnent à l'inverse. C'est le carburant à haute vitesse qui crée le cisaillement. La vitesse élevée du carburant est générée par la mise en rotation d'une pièce (injecteurs rotatifs (b)), où via la pressurisation du carburant (injecteurs pressurisés (a)).

Les injecteurs aéronautiques ne sont ni entièrement mécaniques, ni complètement aérodynamiques. Les deux technologies sont regroupées pour créer des injecteurs hybrides. La [figure 1.4](#) en montre un exemple de ce type d'injecteur.

Le carburant est dans un premier temps injecté par un injecteur de type pressurisé. Le liquide est introduit dans une chambre à swirl par des canaux tangentiels. Le mouvement de rotation ainsi induit va permettre de générer un spray en forme de cône creux à la sortie de la buse. Les injecteurs aéronautiques sont souvent de type double orifices (c'est-à-dire avec deux chambres à swirl imbriquées l'une dans l'autre) afin de couvrir une plus grande gamme de débit carburant.

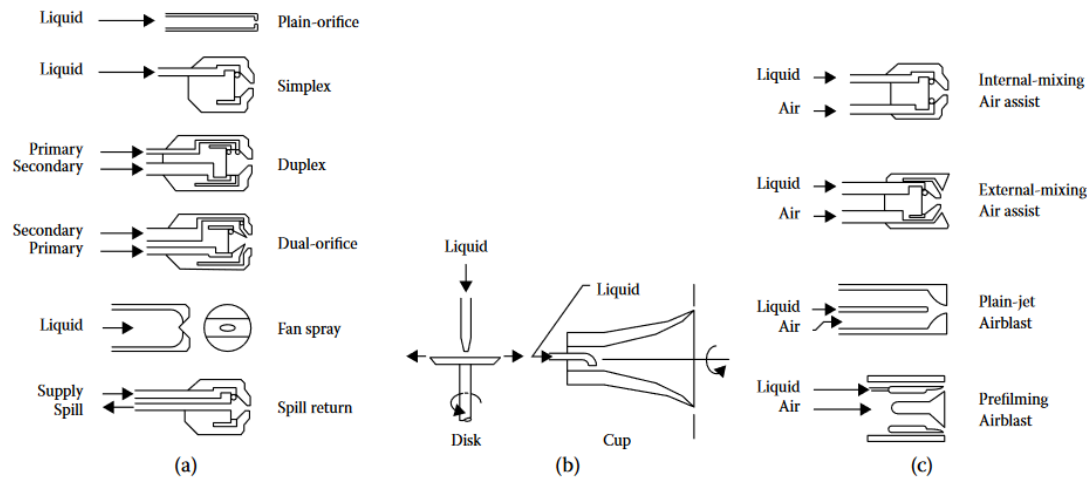


FIGURE 1.3 – Classification des injecteurs. [79]

L'atomisation est ensuite assistée par effet aérodynamique : l'air est injecté via le système d'injection (SI). C'est la vrille représentée en bleu sur la [figure 1.4](#). Une partie du spray généré par l'injecteur vient impacter le SI en amont et au niveaux du col du venturi (l'injecteur est conçu pour que l'angle de spray soit proche de celui représenté en pointillés orange sur la [figure 1.4](#)). Les arrivées d'air swirlé en amont et en aval du venturi (flèches bleues pleines) vont alors venir créer de forts cisaillements et produire une atomisation de type air-blast.

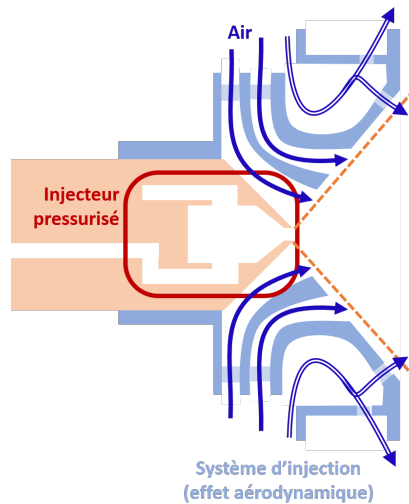


FIGURE 1.4 – Schéma d'un ensemble injecteur et système d'injection. Les flèches bleues représentent les injections d'air. Les flèches sont pleines pour la part du débit d'air qui est destiné à l'atomisation, et a une forte composante tangentielle, et creuses pour la part de l'air dédié principalement au refroidissement de la pièce.

II.2 Caractéristiques de l'atomisation et d'un spray

II.2.1 L'atomisation

Les injecteurs simplex permettent de générer des sprays en forme de cône creux. L'atomisation s'effectue en deux étapes. La [figure 1.5](#) montre une représentation schématique du liquide dans la chambre à swirl d'un injecteur simplex, et à sa sortie.

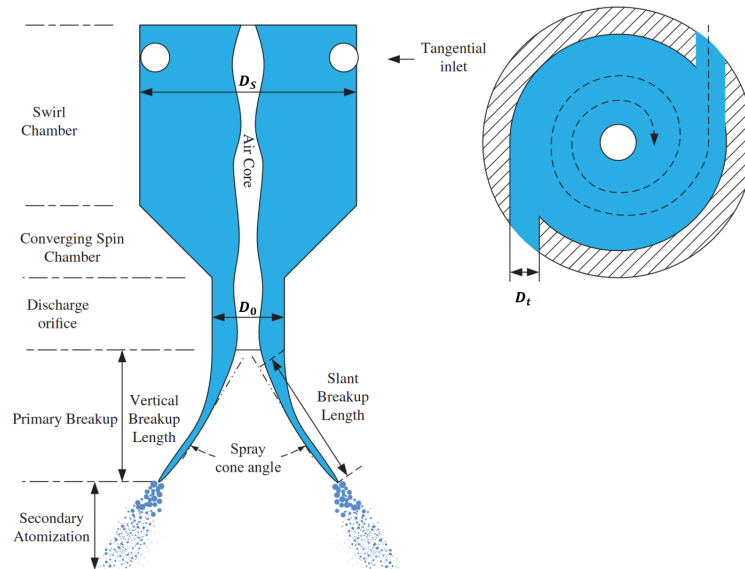


FIGURE 1.5 – Schéma de l'atomisation avec un injecteur simplex. Figure issue de [70]

Atomisation primaire : La chambre de swirl est alimentée par des canaux tangentiels qui induisent un mouvement de giration. Un cône d'air tourbillonnaire se forme en son centre. Le liquide est accéléré dans le convergent, et sort sous forme d'une nappe liquide conique. Des instabilités apparaissent sur film liquide, principalement à cause du différentiel de vitesse entre le liquide et l'air ambiant. Lorsque les instabilités sont trop fortes, le film liquide se rompt pour former des ligaments, qui à leur tour un ensemble de grosses gouttes

Atomisation secondaire : Les grosses gouttes se divisent en gouttes plus petites pour former un brouillard.

Ces étapes de l'atomisation sont particulièrement sur la photo de la [figure 1.7](#).

II.2.2 Régime d'atomisation

Si l'atomisation n'est pas suffisante, le spray n'est pas pleinement développé. Les différents régimes d'atomisation sont représentés sur la [figure 1.6](#).

Les différents niveaux de développement du spray (ou régimes d'atomisation) sont :

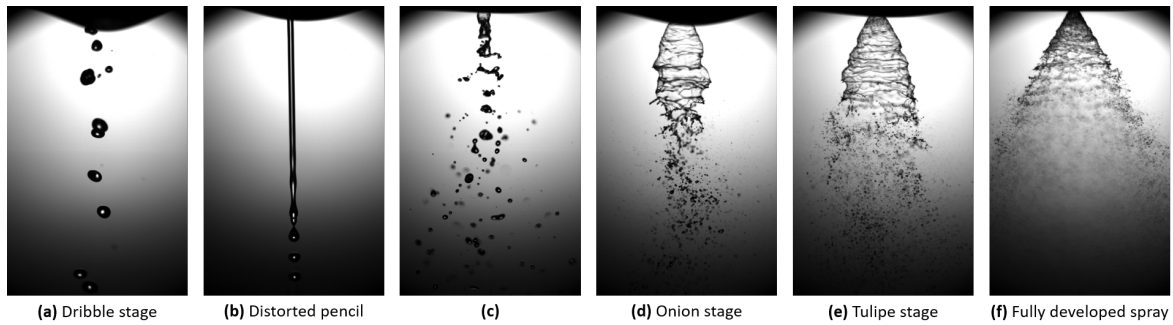


FIGURE 1.6 – Étapes de développement d'un spray.

1. Le goutte à goutte **(a)**
2. Un écoulement laminaire appelé "distorted pencil" **(b)**
3. Un film liquide qui forme un bulbe. Ce niveau de développement est nommé "onion stage" **(d)**. L'image **(c)** est à la limite entre le "distorted pencil" et l'"onion stage", un bulbe commence à se former à proximité de la buse d'injection.
4. L'atomisation est "grossière" : le film liquide persiste relativement longtemps avant de se briser en grosse goutte, c'est la "tulipe stage" **(e)**
5. Le spray est pleinement développé **(f)**. C'est cet état qui est recherché lors du fonctionnement nominal d'un injecteur.

II.2.3 Caractéristique d'un spray

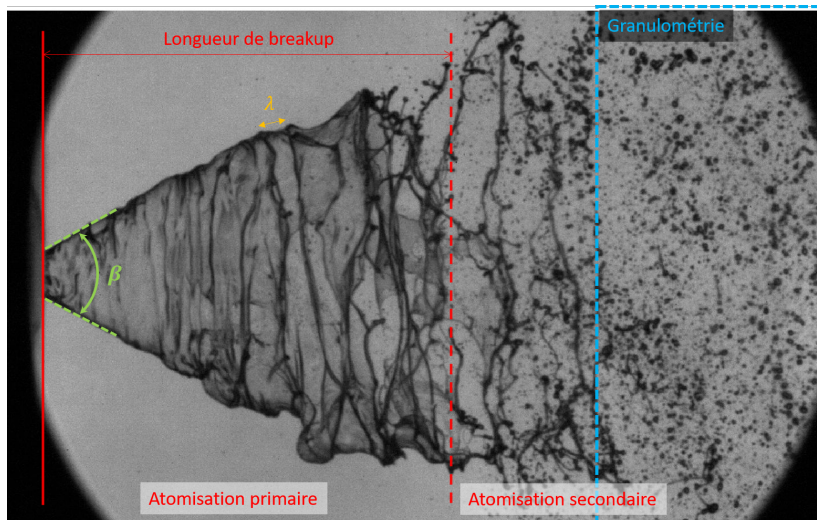


FIGURE 1.7 – Photo d'un spray, avec indication des paramètres caractéristiques du spray et de son atomisation.

Plusieurs paramètres permettent de décrire un spray. Les principaux sont représentés sur la [figure 1.7](#). Le premier paramètre notable est l'angle de spray β , représenté en vert. Ensuite, la longueur de break-up d'atomisation primaire représente la distance à laquelle le spray passe d'un film liquide à un ensemble de filaments et de gouttes. Cette limite,

représentée par la ligne en pointillé rouge, correspond à la transition entre l'atomisation primaire et l'atomisation secondaire. Dans l'atomisation primaire, il est possible de caractériser les oscillations du film liquide par une longueur d'onde caractéristique λ , représentée en jaune sur la figure. Enfin, après l'atomisation secondaire, le spray est constitué d'un nuage de gouttes (zone encadrée en bleu sur la figure), descriptible à partir d'une distribution de taille de gouttes, ou d'un diamètre moyen.

II.2.4 Caractériser le spray avec un injecteur hybride

La [figure 1.8](#) représente un injecteur aéronautique hybride, et le spray qu'il génère avec ou sans le système d'injection.

La photo sur fond gris à la sortie de l'injecteur est une image du spray généré par l'in-

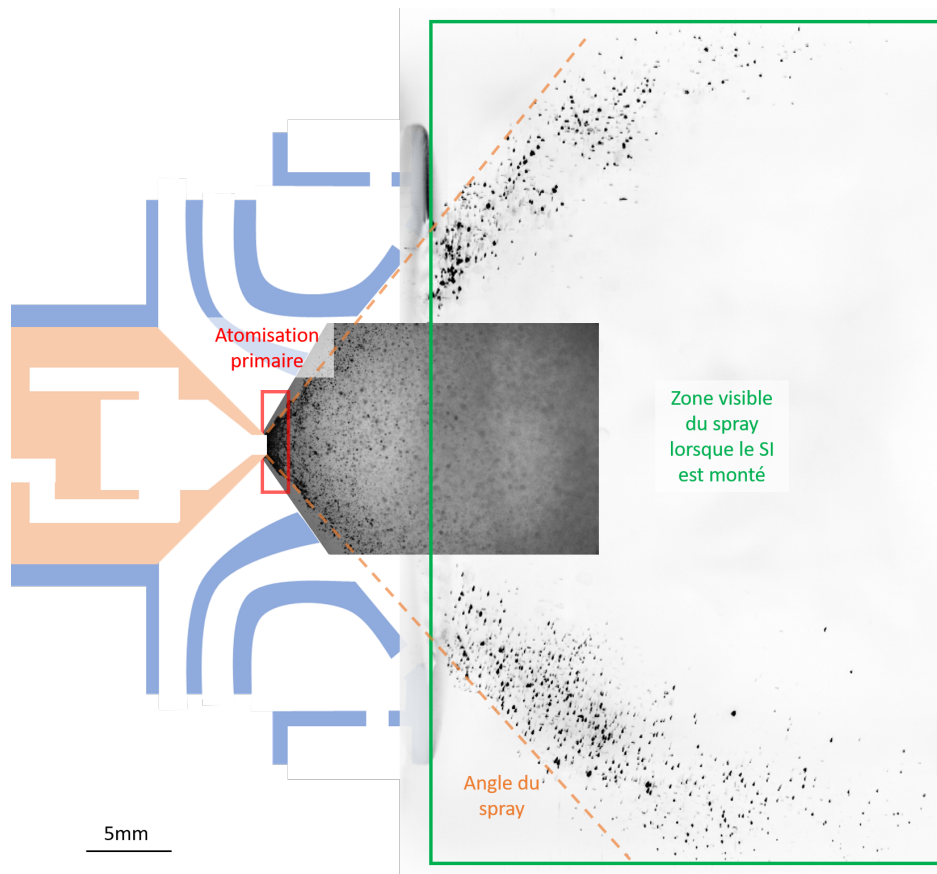


FIGURE 1.8 – Image du spray dans le système d'injection. L'atomisation primaire en sortie de l'injecteur est visualisée par ombroscopie avec l'injecteur seul. Le spray en aval du SI est visualisé par tomographie laser. Les images correspondent à l'atomisation de 1.07 g/s de kérosène à 13 °C (voir 3-IV).

jecteur seul (sans écoulement d'air), observé par ombroscopie. En ombroscopie, le spray se trouve entre une source de lumière et la caméra, pour observer son ombre. Seuls les premiers millimètres après l'injection sont nets, car au delà, les gouttes se retrouvent en dehors de la profondeur de champ de la caméra à cause de l'angle de spray. Sur cette image l'atomisation primaire est visible, encadrée en rouge.

La photo sur fond blanc est une image du spray généré par l'injecteur et le système d'injection (avec écoulement d'air swirlé), observé par tomographie laser. Elle montre les gouttes présentes dans le plan central de l'injecteur après la sortie du SI. Cette image permet de voir la topologie du spray, et déterminer son angle (en orange sur la figure).

Avec les injecteurs aéronautiques hybrides, l'atomisation primaire, en sortie d'injecteur, se produit à l'intérieur du système d'injection. Il est donc compliqué de la caractériser, car elle n'est pas visible. Pour l'observer il faut retirer le SI, et étudier l'injecteur seul. Avec les injecteurs aéronautiques hybrides, le spray peut être caractérisé par la topologie globale du spray, son angle et l'étude des gouttes (tailles et vitesses) en aval du système d'injection.

II.3 Grandeurs qui régissent l'atomisation

L'atomisation est contrôlée par les propriétés des fluides et les caractéristiques de l'injecteur. Cette section liste les différents nombres adimensionnels utilisés pour caractériser un spray. Ces nombres seront ensuite exploités pour décrire, dans la [section III.3](#), l'effet de pression et température qui dégrade l'atomisation lors du rallumage en altitude.

II.3.1 Le nombre de Weber

Le nombre de Weber We représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de tension de surface.

$$We = \frac{\rho u^2 L}{\sigma} \quad (1.1)$$

Avec ρ la masse volumique du liquide, u une vitesse, L une longueur caractéristique et σ la tension de surface du liquide.

En fonction du choix de la vitesse et de la longueur caractéristique, plusieurs nombres de Weber peuvent être définis.

Le nombre de Weber quantifie le rapport entre les forces aérodynamiques exercées par le gaz sur un élément liquide et les forces de traction agissant à la surface de cet élément. Il caractérise donc l'évolution des interfaces d'un écoulement multiphasique, plus précisément la déformation du film liquide, des ligaments et des gouttes, et permet de prédire la qualité de l'atomisation.

La tension superficielle du liquide à la surface d'une goutte est ce qui maintient la forme de la goutte. S'il y a une vitesse relative entre l'élément liquide et le gaz qui l'entoure, la force d'inertie induit une déformation de la goutte. Si le nombre de Weber est grand, alors les forces inertielles l'emportent sur les forces de tension de surface, au point de rompre l'élément liquide en éléments plus petits (le film en ligaments, les ligaments en goutte et les gouttes en gouttes plus petites).

En conclusion, plus le Weber est élevé, plus l'atomisation est efficace et plus les goutte-

lettres qui composent le spray sont petites.

II.3.2 Le nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds Re représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu} \quad (1.2)$$

Avec ρ la densité du liquide, u sa vitesse, μ sa viscosité dynamique et L une longueur caractéristique. Pour calculer le nombre de Reynolds d'un injecteur, la vitesse est celle en sortie de buse et la longueur caractéristique est soit l'épaisseur du film liquide à la sortie de la buse, soit directement le diamètre de la buse.

Le nombre de Reynolds est principalement utilisé pour définir le régime d'un écoulement (laminaire, transitoire ou turbulent).

Le niveau de turbulence régit principalement l'efficacité de l'atomisation primaire.

II.3.3 Le nombre d'Ohnesorge

Le nombre d'Ohnesorge Oh représente le rapport entre les forces visqueuses et la tension de surface avec les forces d'inertie.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho L \sigma}} \quad (1.3)$$

Avec ρ , μ et σ respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la tension de surface du liquide, et L une longueur caractéristique.

Le nombre d'Ohnesorge caractérise la capacité d'une goutte ou d'un filament à se déformer sans se briser.

II.3.4 Le coefficient de décharge

Le coefficient de décharge représente l'efficacité de l'écoulement de fluide. C'est le rapport entre le débit réel et le débit théorique qui passe par l'orifice.

$$C_d = \frac{\dot{m}}{A_0 \sqrt{2\rho \Delta p}} \quad (1.4)$$

Avec A_0 la section de l'orifice de l'injecteur, \dot{m} le débit massique du liquide, ρ sa masse volumique et Δp le différentiel de pression entre la pression avant la chambre à swirl et la pression ambiante.

La valeur du coefficient de décharge est principalement pilotée par le diamètre du cône d'air qui se forme dans l'orifice de l'injecteur et réduit ainsi la section de passage du

liquide.

A partir d'une certaine valeur de Δp , le diamètre du cône d'air est constant et le coefficient de décharge aussi.

III L'altitude

III.1 Les conditions en altitude

Le rallumage en altitude diffère de l'allumage au sol car les conditions ambiantes sont drastiquement différentes des conditions en vol.

Lorsque la chambre de combustion subit une extinction en vol, la turbine et le compresseur vont décélérer jusqu'à atteindre une vitesse d'auto-rotation induite uniquement par la vitesse de l'avion. Ainsi, les conditions thermodynamiques au plan 3 (entrée de la chambre de combustion) sont presque similaires aux conditions extérieures à l'appareil. Or en altitude, l'air se raréfie (baisse de pression) et devient plus froid. La [figure 1.9](#) récapitule les conditions de l'air en entrée de chambre de combustion lors du rallumage en altitude.

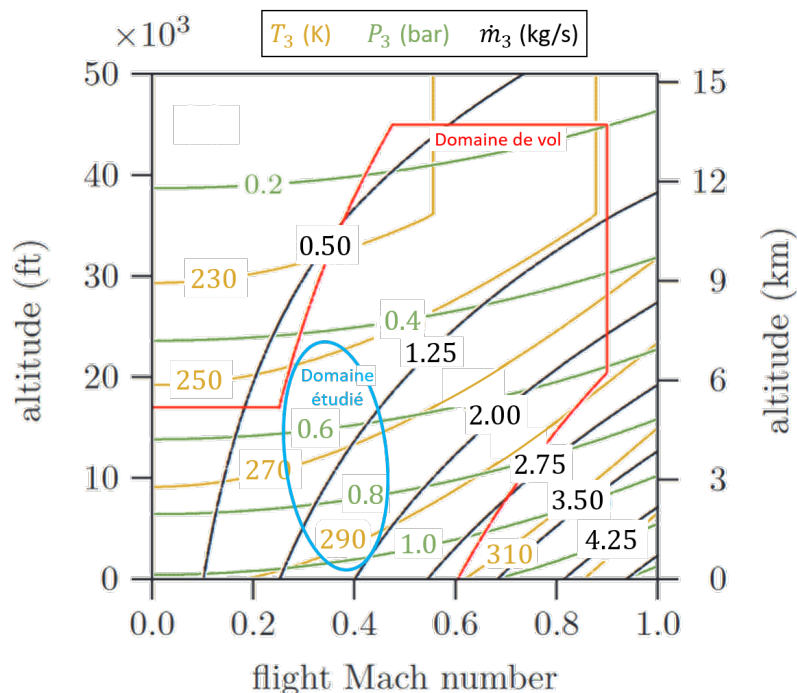


FIGURE 1.9 – Conditions thermodynamiques de l'air au plan 3 (entrée de chambre de combustion) lors du rallumage en altitude. Les courbes jaunes, vertes et noires représentent des isoniveaux de température, pression et débit d'air en fonction de l'altitude et de la vitesse de l'aéronef. La courbe rouge représente le domaine de vol en aviation civile, et la courbe bleue situe les conditions étudiées dans cette thèse. Cette courbe est adaptée de [105].

L'air n'est pas le seul impacté. Le carburant aussi se retrouve fortement refroidi. En ef-

fet, le kérosène dans les réservoirs est à environ -35°C durant le vol [106]¹, cependant, en régime de croisière il est réchauffé, par conduction dans toutes les pièces métalliques de la chambre de combustion, avant d'être injecté. A l'inverse, après une extinction, toutes les pièces sont rapidement refroidies par l'air froid qui circule dans le réacteur, donc le carburant n'est pas réchauffé, et est injecté froid. Le kérosène se retrouve alors dans les mêmes conditions de température que l'air.

Les abréviations BP et BT seront utilisées pour désigner la basse pression et la basse température dans la suite du manuscrit.

III.2 Effet de la température sur les propriétés du kérosène

A basse température, le kérosène possède une viscosité, une tension de surface et une densité plus élevées. Les propriétés du kérosène sont tracées en fonction de la température sur la figure 1.10.

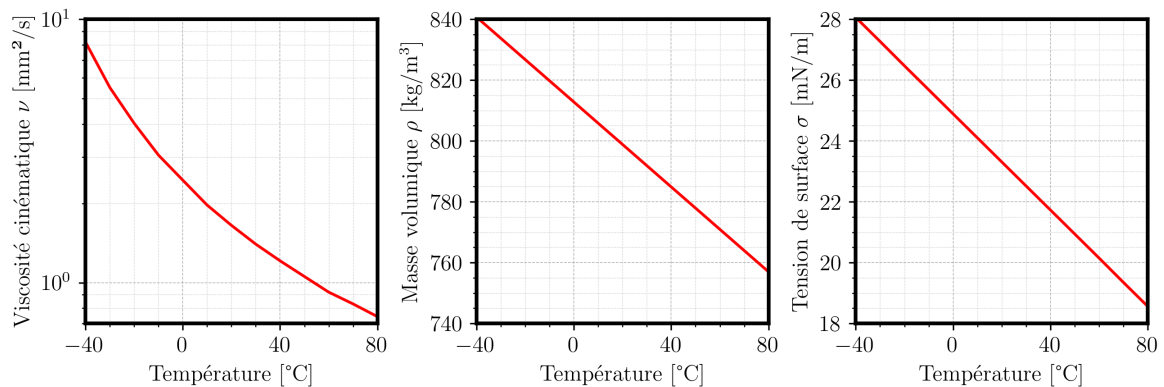


FIGURE 1.10 – Évolution de la viscosité, de la masse volumique et de la tension de surface du Jet-A1 en fonction de la température. Données de [32].

La température affecte principalement la viscosité, en effet celle-ci évolue en $\exp(1/T)$, alors que l'augmentation de la tension de surface et de la masse volumique est linéaire.

III.3 Effet de la température et de la pression sur l'atomisation

L'atomisation est un paramètre primordial pour avoir un bon rendement de combustion. En effet une bonne atomisation permet une meilleure efficacité d'évaporation. De plus, le système d'injection qui participe à la qualité de l'atomisation, participe aussi au mélange. L'injecteur et le système d'injection sont donc des éléments clés pour une bonne combustion.

Cependant, à basse pression et basse température, la qualité de l'atomisation est dégradée.

1. C'est la raison pour laquelle le point de congélation du Jet-A1 ne doit pas être supérieur à -45°C

L'objet de cette section est, par une revue de littérature, d'identifier et de quantifier les effets de la température sur le spray généré par un injecteur simplex.

Cet état de l'art se focalise sur les effets de la température, car l'impact de la pression est négligeable devant celui de température. Les effets de la pression seront néanmoins abordés très rapidement à la fin de la section.

L'étude porte sur les injecteurs simplex, car sur les injecteurs hybrides aéronautiques, l'atomisation est initiée par un injecteur simplex. De plus, la littérature est plus abondante sur ces injecteurs.

La figure 1.11, réalisée par Dafsari et al. [35], montre les effets de la température et de la pression d'injection sur le spray. Cette figure illustre la modification de structure (régime d'atomisation), d'angle de spray, de longueur de break-up et de granulométrie (sur l'image la granulométrie n'est pas quantifiée, cependant l'atomisation grossière à basse température et/ou basse pression d'injection se distingue du brouillard de fines gouttes des spray en haut à gauche).

Dans cette section, seront développées les études du régime d'atomisation, de l'angle de

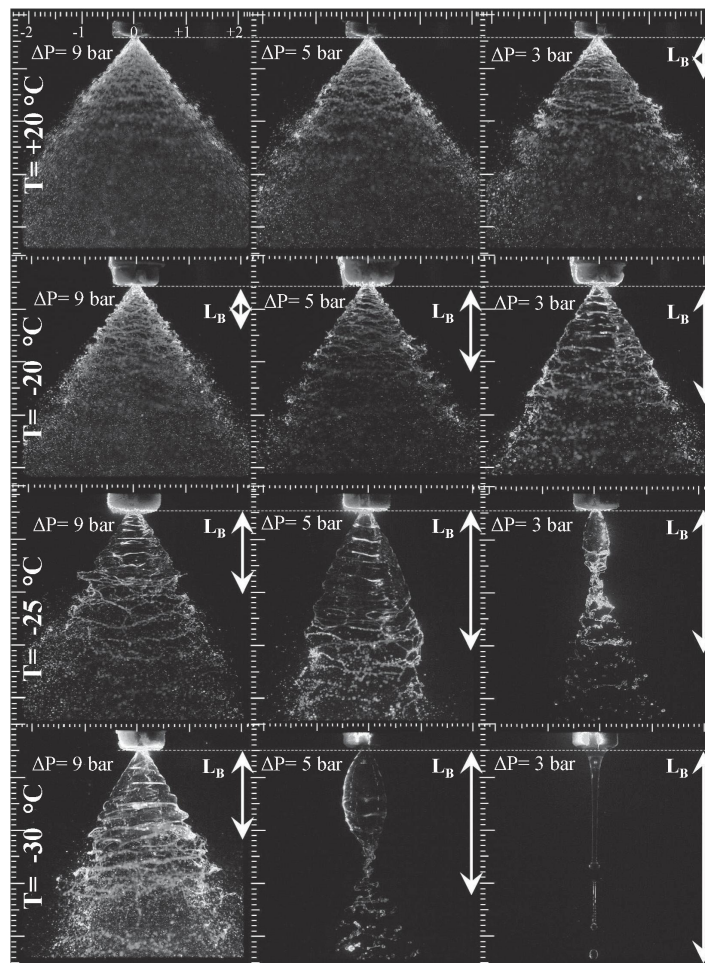


FIGURE 1.11 – Effet de la température et de la pression d'injection sur l'atomisation. [35]

spray et de la granulométrie.

Les travaux sur l'atomisation utilisent rarement la température comme paramètre d'étude.

Ils portent en général sur les effets de viscosité ou de tension de surface qui sont les deux paramètres fortement affectés par la température et qui conditionnent l'atomisation.

III.3.1 Régime d'atomisation

Le régime d'atomisation représente l'aspect global du spray (voir [section II.2.2](#)). Plusieurs études [102, 113] montrent que le régime d'atomisation dépend du nombre de Weber liquide. Plus le Weber est élevé plus le spray est développé. Sur la [figure 1.6](#) les images sont affichées de gauche à droite par nombre de Weber croissant. Lorsque le nombre de Weber est petit, les forces inertielles ne sont pas suffisamment élevées devant les forces de tension de surface donc le spray ne peut pas s'ouvrir.

Pour rappel, le nombre de Weber est défini par :

$$We_l = \frac{\rho_l u_l^2 h_0}{\sigma} \quad (1.5)$$

La longueur caractéristique utilisée pour ce nombre de Weber est l'épaisseur du film liquide en sortie de l'injecteur.

L'épaisseur du film est pilotée par le diamètre du cône d'air formé à cause des forces inertielles du liquide à la sortie de la chambre à swirl. Lorsque la viscosité du liquide augmente, le diamètre du cône d'air diminue.

Pour voir l'effet de la température sur le régime d'atomisation, il est donc intéressant de réécrire le nombre de Weber en injectant du rayon du cône d'air R_{AC} dans la vitesse du liquide et l'épaisseur du film liquide :

$$We_l = \frac{\dot{m}}{\rho_l \sigma \pi^2 (R_0^2 - R_{AC}^2) (R_0 + R_{AC})} \quad (1.6)$$

Lorsque la température diminue :

- Le masse volumique ρ_l augmente
- La tension de surface σ augmente
- La viscosité augmente, donc le diamètre du cône liquide diminue, donc $(R_0^2 - R_{AC}^2)(R_0 + R_{AC})$ augmente

Ces trois termes étant au dénominateur, le nombre de Weber diminue lorsque la température décroît.

Avec les faibles nombres de Weber, le spray peut être amené à ne plus être pleinement développé lors d'un rallumage en altitude. Sur la [figure 1.11](#), les sprays à 20°C sont tous les trois pleinement développés. Au contraire, à -30°C, seul celui avec la pression d'injection de 9 bar atteint tout juste le stade de pleinement développé, avec 5 bar, il est à l'étape "d'oignon", et à 3 bar, c'est juste un "distorted pencil".

Donc à basse température, il faut un débit élevé pour compenser les effets de température

et maintenir un niveau d'atomisation correct, cependant ce n'est pas possible car le débit est limité par la richesse pendant le rallumage (voir [section IV.3](#)).

III.3.2 Angle du spray

L'angle de spray est un paramètre important car il contrôle la répartition spatiale du liquide, et pilote l'atomisation primaire.

L'angle du spray est induit par les forces inertielles dues à la vitesse tangentielle du liquide à la sortie de l'injecteur. Il est donc attendu qu'il soit lui aussi piloté par le nombre de Weber. En réalité, c'est plutôt le rapport de surface entre la section du cône d'air et la section de l'orifice de sortie de l'injecteur qui apparaît dans les corrélations, ainsi que le coefficient de décharge. La majorité des corrélations pour prédire l'angle sont récapitulées dans [69].

L'ensemble des études montrent que lorsque la viscosité augmente, l'angle de spray diminue [35, 125]. Lorsque le spray est pleinement développé, son angle devient moins dépendant de la viscosité. Cela s'explique par la taille du cône d'air qui ne peut plus s'agrandir.

Pour compléter les résultats existant dans la littérature, des essais d'ombroscopie ont été effectués avec du Jet-A1 froid (de -5 à 20°C), et avec un équivalent de substitution². L'injecteur est utilisé sans système d'injection (sans écoulement d'air) et à pression ambiante lors de ces essais. La [figure 1.12](#) montre un des résultats obtenus en terme d'angle de spray, avec pour chaque point présenté une image instantanée du spray.

La [figure 1.12](#) illustre bien la diminution de l'angle de spray lorsque la température diminue. Cet effet est plus marqué avec le petit débit, pour lequel le spray n'est pas pleinement développé, car le film liquide est plus épais, et particulièrement dépendant de la viscosité.

III.3.3 Granulométrie du spray

Prédire entièrement la granulométrie d'un brouillard est particulièrement complexe, cependant, il est possible de faire des études statistiques.

Le diamètre de Sauter d_{32} représente le diamètre d'une goutte dont le rapport volume sur surface d'échange est équivalent à celui de l'ensemble du brouillard. Il permet d'évaluer principalement les performances des échanges entre phases, entre autre l'évaporation. Plus le diamètre moyen de Sauter (SMD) est petit, plus la surface d'échange est grande et meilleure est l'évaporation. De plus, plus le nombre de gouttes est plus élevé

2. L'étude, non présentée dans la thèse, a montré un bon accord entre les sprays de kérosène froid et le carburant de substitution (mélange de kérosène et d'une huile (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat : DEHS) pour représenter la viscosité, la tension de surface et la masse volumique du jet-A1 froid)

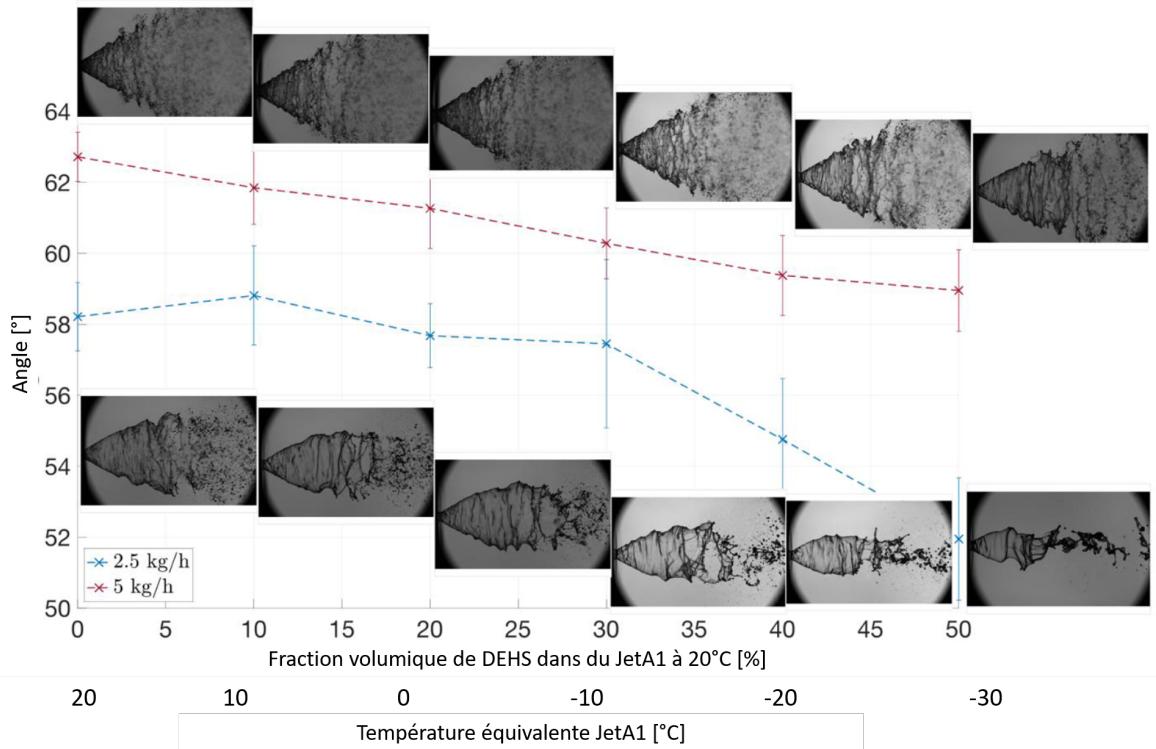


FIGURE 1.12 – Effet de la température et du débit du fuel sur l’atomisation. Angle moyen calculé à partir des angles instantanés mesurés sur des images d’ombroscopie. Les effets de température sont reproduit par mélange d’huile dans le kérosène pour reproduire la viscosité cinématique, la tension de surface et la masse volumique du Jet-A1 à différentes températures.

donc le mélange est mieux répartie. Une bonne atomisation sera donc caractérisée par un petit diamètre moyen de Sauter.

Dans un premier temps, la taille des gouttes dépend de l’épaisseur du film liquide, donc de la viscosité. Plus la température est basse, plus la viscosité est élevée, plus le film liquide sera épais, plus les gouttes seront grosses.

La tension de surface joue aussi un rôle prépondérant dans l’atomisation secondaire car elle représente la force qui empêche la déformation de la goutte, et donc sa rupture en gouttes plus petites. Par conséquent, une diminution de la tension de surface permet une diminution du diamètre moyen de Sauter.

La revue de littérature [69] sur les injecteurs simplex donne un résumé des corrélations existantes concernant le diamètre moyen de Sauter d’un spray. Ces corrélation peuvent être résumées par :

$$d_{32} \propto \sigma^a v_l^b \quad (1.7)$$

Avec

- a toujours positif, souvent pris à 0.6, mais les valeurs peuvent varier de 0.19 à 3.
- b toujours positif, compris entre 0.06 et 0.215. Comme pour le tension de surface, l’étude de Dafsari [35] trouve une valeur plus élevée que les autres, avec $b = 1$.

Lorsque la température diminue, la viscosité et la tension de surface augmentent, donc la qualité sera doublement impactée, et les gouttes formées seront plus grosses.

Effet de la pression du gaz La majorité des études sont effectuées dans les conditions ambiantes. Cependant, une réduction de la pression réduit le cisaillement entre l'air et les gouttes, et impacte donc les processus de rupture de gouttes en gouttes plus petites. Un certain nombre de corrélations prennent en compte l'effet de la masse volumique de l'air (qui est proportionnelle à la pression). Les modèles proposent majoritairement la loi suivante :

$$d_{32} \propto \rho_g^{-0.25} \quad (1.8)$$

Une diminution de la pression ambiante dégrade la qualité de l'atomisation. Pour les injecteurs avec une assistance aérodynamique (hybride), l'effet de la pression est encore plus important [17, 58].

III.3.4 Conclusion sur l'atomisation à BP/BT et ouverture au injecteur hybride

Cette section a présenté un ensemble de résultats sur l'atomisation produite par un injecteur simplex. L'injecteur simplex est le centre de l'injecteur hybride utilisé en aéronautique et lors de cette thèse. Les effets observés sur le simplex sont semblables avec les injecteurs hybrides [38].

L'ensemble de ces études montrent que la faible température rencontrée lors du ralumage va induire une atomisation moins performante.

- La diminution de la température provoque une diminution du stade de développement du spray, et de son angle.
- La diminution de la température provoque une augmentation du diamètre de Sauter, liée à l'augmentation conjointe de la tension de surface et de la viscosité du kérosène qui stabilise l'interface gaz/liquide.
- La diminution de la pression de l'air provoque une augmentation du diamètre de Sauter, liée à une diminution du cisaillement qui déstabilise l'interface gaz/liquide.
- Cependant, à basse température, la basse pression provoque une augmentation de l'angle de spray, et une diminution du SMD, liée à l'épaisseur de nappe plus fine [38].
- A basse température et basse pression, l'angle de spray est moins stable, et plus dépendant du débit d'injection.

IV Le rallumage

IV.1 Introduction sur l'opérabilité

La capacité de rallumage fait partie des contraintes d'opérabilité du moteur imposées pour les certifications [44, 47]. L'opérabilité couvre les capacités d'un moteur à :

- S'allumer au sol
- Rallumer ou redémarrer en vol
- Entretenir une combustion stable, en conditions normales de fonctionnement, mais aussi en cas d'ingestion d'eau, de glace, de sable, de cendres, d'oiseaux...
- Le faire avec différents types de carburant (Capacité du moteur à fonctionner avec différents kérosènes (pas uniquement le Jet-A1)

La différence entre l'allumage, le redémarrage et le rallumage dépend de l'altitude et de la vitesse de l'avion. On parle de démarrage lorsque l'avion est au sol et de redémarrage lorsqu'il est en vol et que le démarreur³ est utilisé. Le rallumage désigne le rallumage du moteur en vol, sans l'aide du démarreur car le corps HP tourne suffisamment vite sous l'action du vent relatif (autorotation).

IV.2 Processus de rallumage

Le rallumage est conditionné par la réussite de quatre étapes principales. Les trois premières sont schématisées sur la [figure 1.13](#).

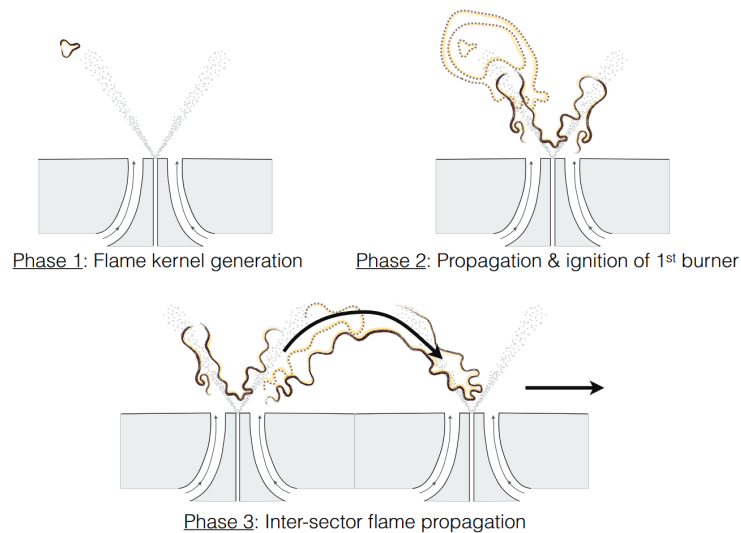


FIGURE 1.13 – Schéma des étapes d'allumage de chambre de combustion. Figure de [42].

3. Le démarreur met en rotation le corps HP du moteur

La **création d'un noyau de flamme (1)** suite au dépôt d'énergie par le système d'allumage dans la chambre de combustion. Cette première phase d'allumage est réalisée dans des conditions où la phase dispersée est générée à basse température et où l'injecteur fonctionne dans des conditions défavorables avec la production de grosses gouttelettes de carburant.

Une fois que le noyau de la flamme est **stabilisé sur le premier injecteur (2)**, elle doit ensuite **se propager (3)** sur l'ensemble des injecteurs de la couronne. Cette étape du processus d'allumage est encore dans des conditions de basse pression, de basse température et de faible débit d'air puisque le moteur fonctionne en auto-rotation (windmilling). Dans ces conditions, l'atomisation du carburant est donc toujours dégradée, le taux d'évaporation des gouttelettes est réduit, les rapports carburant/air sont inadaptés et les conditions de stabilité de la flamme ne sont plus garanties. Si au sol l'allumage se produit sur la première ou la seconde étincelle de la bougie, en vol, il peut se passer jusqu'à 30s avant que la flamme n'arrive à se stabiliser sur un injecteur.

La dernière étape à franchir, appelée **enroulement** (pull-away en anglais), est l'augmentation progressive de la vitesse de rotation du moteur et du débit de carburant pour atteindre les conditions de ralenti. Au cours de cette étape, les conditions de fonctionnement de l'injecteur, qui ne sont toujours pas optimales, peuvent induire des instabilités et des extinctions de flamme. Cette dernière étape n'est pas bien comprise et doit faire l'objet d'études approfondies.

Le rallumage est réussi seulement quand le moteur a atteint son régime ralenti, c'est à dire lorsque le corps HP à une vitesse de rotation supérieure à 75% de sa vitesse au plein gaz.

Les trois premières phases du rallumage, qui constituent l'allumage de la chambre de combustion, sont relativement bien étudiées.

En 2009, [89] propose une revue de littérature sur l'allumage, depuis, de nombreux travaux de recherche sont venus étoffer les connaissances dans le domaine, quelques uns sont cités dans le [tableau 1.1](#).

La première étape de dépôt d'énergie est un sujet de recherche depuis longtemps, y compris à basse pression et basse température [3].

De plus en plus de travaux expérimentaux portent sur les deux premières phases du rallumage en altitude, pour des configurations géométriques variées : LDI [93, 105], RQL [88, 112]. Le papier [37] couvre les trois phases grâce une section de chambre RQL à trois injecteurs.

Ces études des deux premières phases sont généralement complétées par des travaux en simulations numériques [36, 55, 92].

Les investigations sur la troisième phase sont principalement à pression atmosphérique et température ambiante, expérimentale [10, 52, 85] et numérique [29, 31, 42, 75, 98, 117]. En simulation numérique, Boileau et al. [9] travaillent à 273 °C et calculent du dépôt d'éner-

TABLEAU 1.1 – Liste de quelques études sur le rallumage depuis 2010. Pour chaque étude les phases étudiées sont précisées (dans les dernière colonnes, en jaune pour les études numérique, en vert pour les expérimentales), ainsi que les configurations expérimentales et/ou les codes de calcul utilisés, et les gammes de pression et température (la couleur de texte permet d'identifier rapidement les études en BP/BT).

Institution	Banc d'essai	Code	Pression	Température d'entrée	Ref	Étapes étudiées
						1 2 3 4
Rolls-Royce	ATF Rolls Royce Allemagne (chambre annulaire)		0,05 - 2,5	210 - 440	[73]	
			0,5	A : 278 F : amb	[93]	
DLR	ATF Rolls Royce SCR (Derby, UK) (1+1inj)		0,414	A : 265 F : 288	[104, 105]	
			0,384	A : 263 F : 400	[36]	
University of Cambridge	(1inj RQL Rolls Royce)	PRECISE-UNS with model SPINTHIR (RANS)	0,3	A : 250 F : préchauffé	[92]	
			atm	A : 250-320; 1300-2000, F : 250-300; 300	[55]	
			atm	293	[24]	
			atm		[94]	
Karlsruhe + Cambridge	annulaire 18 ou 12 inj	PRECISE-UNS (LES-CMC)				
Karlsruhe Institute of Technology	ISCAR (1 inj RQL GE)	(solver CONVERGE)	0,43 - 1	amb	[87]	
			0,3-1	233-300	[97]	Chime
			1	285 - 493		
			atm	A : 300 ; 416 F : - ; 350	[43]	
CERFACS	(KIAI-spray 1inj au CORIA)	ARC	atm	A : amb F : 350	[29, 42]	
			atm	A : 416 F : 350	[31]	
			atm	A : 416 F : 350	[29, 42]	
			atm	amb		
			1,18	273	[9]	

Suite du tableau 1.1.

Institution	Banc d'essai	Code	Pression	Température d'entrée	Ref	Étapes étudiées			
						1	2	3	4
CORIA	PRECCINSTA		atm	amb	[50]				
			atm	amb	[18, 19]				
	KIAI 1inj		atm	amb	[33]				
	CLASSB (3 à 5 inj en ligne)	(AVBP au CARFACS)	atm	A : 416 F : 350	[85]				
CORIA + SAFRAN	(360°SNECMA combustor)	YALES2 (LES)			[80]				
CORIA + CERRACS	KIAI 1inj	AVBP	atm	A : 416 F : 350	[30, 86]				
	CLASSB		atm	amb	[6, 34]				
			atm	amb	[75, 99]				
EM2C	MICCA Spray (annulaire 16inj)	AVBP (LES)	atm	amb	[10, 101]				
EM2C + CERRACS			atm	amb	[98, 116]				
Key Laboratory of Light-duty Gas-turbine (Pekin, Chine)	Partially premixed annular combustor (18 inj)		1	298	[51, 52]				
	Referee Rig Combustor		0,376	239	[112]				
University of Dayton	HARTF (5inj en ligne)		0,28 - atm	227 - 302	[95, 96]				
	(3 sec chambre RQL)		0,28 - atm	227 - 291	[37]				
			0,4 - atm	A : 293 F : 236-293	[38]				
ONERA	MERCATO		0,6	A : 233 F : 290	[76]				
			0,6 - 1	A : 243, 288 F : 263-293	[82]				
			atm	300	[53]				
		CEDRE							

gie à l’allumage de la chambre complète.

Si la bibliographie sur le rallumage de la chambre de combustion est plutôt riche, la phase de montée en puissance n’est pas vraiment étudiée.

IV.3 Conditions nécessaires à l’allumage du moteur

L’objet de cette section est de comprendre en quoi l’enroulement est aussi une phase complexe, et quels sont les besoins des motoristes pour qu’elle s’achève avec succès.

IV.3.1 Les conditions d’allumage de la chambre

Pour s’allumer, la chambre a besoin de trois éléments dans les bonnes proportions et les bonnes conditions :

- De l’air, qui alimente la chambre à P_3 , T_3 et avec un débit W_A ,
- Du carburant avec un certain débit W_F , qui forme un spray donné (taille et répartition des gouttes) et une certaine température T_{3F} ,
- Un apport d’énergie via l’étincelle d’une bougie, ou une autre technologie.

Les limites d’allumage sont des cartographies de FAR (*Fuel Air Ratio*⁴) en fonction du débit d’air qui délimitent la zone où l’allumage est un succès. La [figure 1.14](#) représente, à gauche, les limites d’allumage en FAR et débit.

Elles sont intrinsèques à la chambre de combustion, avec des systèmes d’injection donnés et des bougies définies. Elles dépendent de la pression et de la température en entrée de chambre.

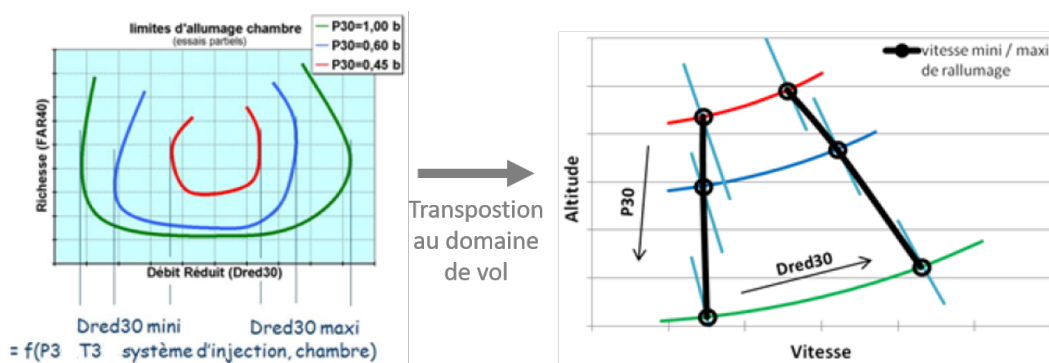


FIGURE 1.14 – Limite d’allumage de la chambre de combustion en fonction de la pression au plan 3, (Gauche) effectuée en essais partiel (FAR en fonction du débit d’air), et (Droite) transposé au domaine de vol (en fonction de l’altitude et de la vitesse de l’avion). Données Safran adimensionnées.

4. La FAR correspond au rapport des débits massiques entre le carburant et l’air. La richesse correspond au rapport entre le FAR et le FAR à la stœchiométrie. Pour le kérosène le FAR stœchiométrique est d’environ 67‰.

Lors d'un rallumage en vol, le champ d'auto-rotation permet de définir les pressions et températures d'entrée de la chambre de combustion en fonction de l'altitude et de la vitesse de l'avion. Ces fonctions dépendent principalement de l'ensemble compresseur - turbine. La [figure 1.14](#) représente les limites d'allumage dans le domaine de vol, en utilisant le champ d'auto-rotation.

Le plafond de rallumage est ensuite déterminé. Il désigne l'altitude maximale à laquelle le moteur est capable de se rallumer, il inclut aussi la gamme de vitesse de l'appareil pour laquelle le rallumage est possible (sans avoir recours au démarreur, et donc passer à un redémarrage).

Pour que l'allumage se passe bien, les motoristes doivent fournir au calculateur une loi de débits qui permet de doser le débit de carburant en fonction principalement de l'altitude, de la vitesse du corps HP et de la température du moteur. Ces lois de dosage sont la clé d'un rallumage réussi. En effet, si le débit de carburant est trop élevé à l'allumage, il y a un risque qu'il y ait une augmentation brutale de la pression déstabilisant la combustion et la régulation au moment de l'allumage.

IV.3.2 Prolongation des besoins à la phase d'enroulement

Une fois la chambre allumée, une nouvelle loi de dosage est appliquée pendant toutes la phase de montée en puissance. Elle définit le débit de carburant à injecter en fonction de la pression P_3 et de l'accélération du corps HP. Si cette loi de dosage n'est pas bien définie, et adaptée à l'ensemble du réacteur (interaction entre la chambre de combustion, la turbine et le compresseur), l'enroulement peut avorter. La [figure 1.15](#) représente la loi de dosage durant tout le processus de rallumage, appelé également couloir d'enroulement. Cette figure illustre que les lois de dosage doivent être plus précises (couloir de stabilité plus mince) pendant l'enroulement que pendant l'allumage de la chambre.

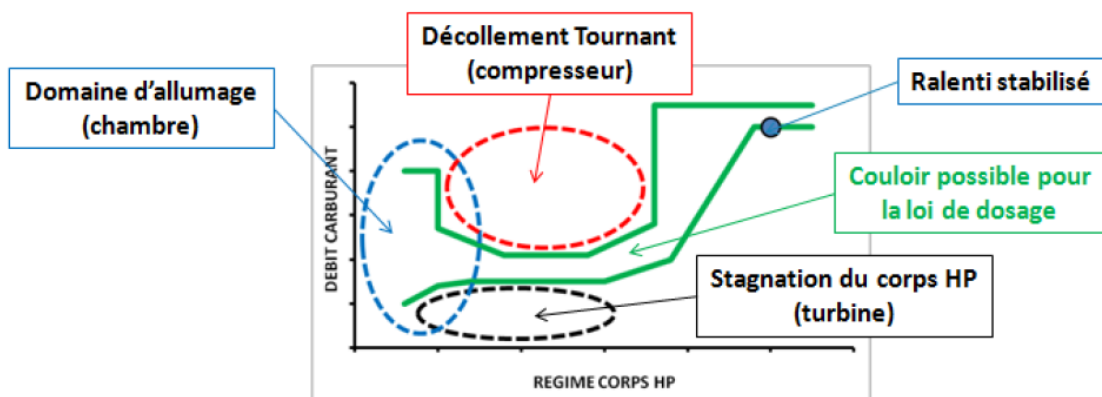


FIGURE 1.15 – Représentation schématique de la loi de dosage pour l'enroulement

Les quatre causes principales de défaillance, représentées sur la [figure 1.15](#), sont :

- Le décollement tournant : le compresseur entre dans sa zone de décrochage [56], le

moteur n'accélère plus et la température peut rapidement augmenter.

- La surchauffe : la température dépasse les limites fixées pour ne pas dégrader les pièces en aval de la chambre de combustion. Elle peut se produire si le mélange dans la chambre de combustion est trop proche de la stœchiométrie. Elle peut aussi apparaître en cas d'imbrûlés qui se rallument dans la turbine.
- La stagnation : le régime se stabilise à un régime inférieur au ralenti.
- L'extinction partielle ou totale de la chambre. La [figure 1.16](#) représente schématiquement les limites d'extinction d'une flamme.

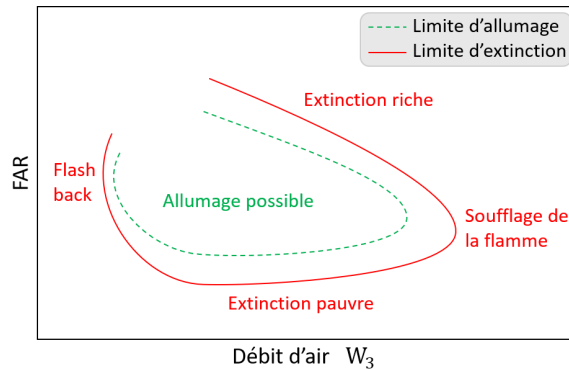


FIGURE 1.16 – Représentation schématique des limites d'allumage et d'extinction

IV.3.3 Contrainte de dimensionnement pour satisfaire les besoins d'opérabilité

Aujourd'hui, le dimensionnement des chambres, les spécifications de l'allumeur et les lois de dosages sont déterminés à partir de modèle 0D et de retours d'expériences. Puis les performances sont vérifiées en essais partiels (chambre de combustion) ou en essais moteur, mais il est difficile d'extrapoler ou de transposer les résultats obtenus à différents points de vol, lois de régulation, modifications technologiques d'injecteur, de SI ou de chambre. Il est difficile d'optimiser ces différents paramètres.

C'est pour cette raison que les motoristes souhaitent de informations supplémentaires pour :

- La prévision de la capacité d'allumage et de propagation (temps, probabilité, chemin d'allumage), en fonction de la température de l'air et du carburant, de la pression de l'air, du débit carburant, du type de carburant...
- Les effets transitoires de l'allumage (variation de pression et de température, changement du point de fonctionnement..)
- Les effet des caractéristiques technologiques et géométriques (injecteur, système d'injection, chambre, système d'allumage) sur le domaine d'allumage et de stabilité de l'ensemble des phases du rallumage

Leur objectif est de pouvoir développer des outils plus polyvalents et prédictifs pour améliorer l'opérabilité des chambres de combustion.

IV.4 Installations expérimentales pour l'étude du rallumage

Les installations expérimentales permettant l'étude des systèmes d'injection aéronautiques dans des conditions de rallumage en altitude (conditions déprimé/froid) sont relativement complexes à mettre en œuvre et seules quelques installations sont disponibles (voir [tableau 1.2](#) et [figure 1.17](#)). On peut citer par exemple les bancs d'essais suivant :

- Altitude Test Facility (ATF) situé à Rolls Royce (Derby, UK), basé sur 3 secteurs de chambre et pouvant simuler des conditions jusqu'à 30 000 ft, soit 0.4 bar et 265 K. Cette installation a été utilisée par l'Université de Cambridge [105] et le DLR [93].
- High Altitude Relight Test Facility (HARFT) situé à l'Université de Cincinnati (USA) basé sur un alignement de 5 injecteurs et pouvant atteindre les conditions rencontrées jusqu'à 45 000 ft, soit 0.2 bar et 228 K [95].
- Les bancs MERCATO et M1 de l'ONERA permettent également d'atteindre des conditions de basse température (233K et 250K respectivement) et basse pression (0.5 bar) représentant des conditions d'altitude plus modérées [28].

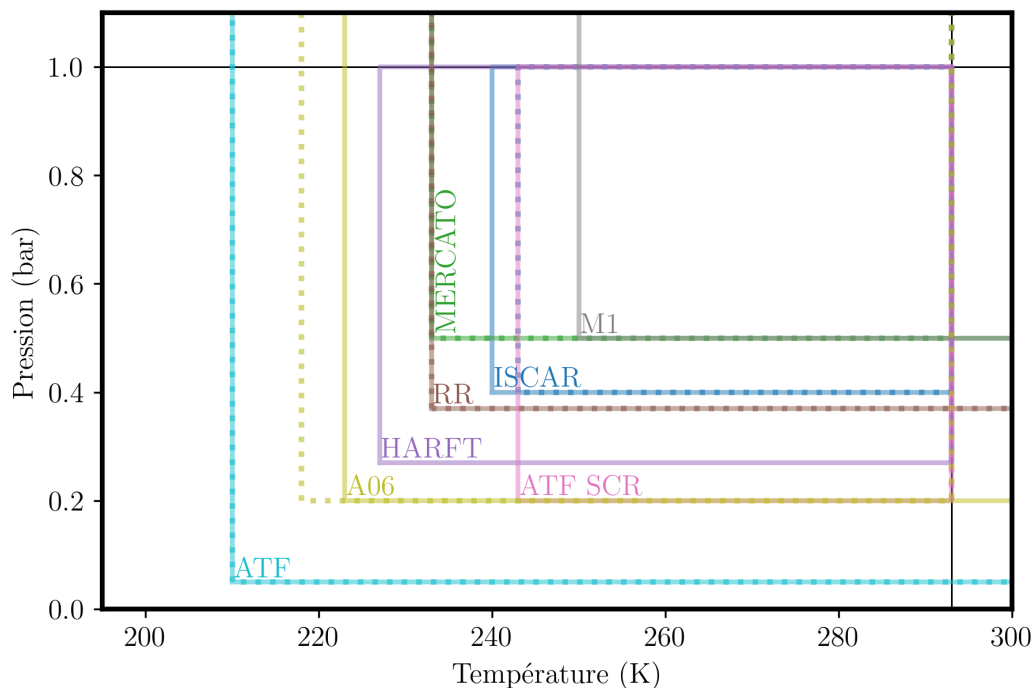


FIGURE 1.17 – Plage de fonctionnement des bancs en déprimé froids

Ces bancs d'essais utilisés pour les études à BP/BT, ne sont pas forcément adaptés pour fonctionner dans des conditions de l'enroulement. En effet les essais d'allumage (phase 1 à 3) sont brefs, et la chambre est éteinte rapidement après que l'allumage de la flamme soit constaté. Pour des essais sur la phase 4 il est nécessaire de pouvoir maintenir les conditions de BT au plan 3 malgré la présence de la flamme dans la chambre. La phase d'enroulement est transitoire, mais l'étude de la physique pendant cette phase demande à s'arrêter sur des instants (donc des conditions) particuliers pour les étudier.

TABLEAU 1.2 – Liste des bancs d'essai permettant l'étude de la BP/BT

Bancs (lieu)	TA min (K)	TA max (K)	TF min (K)	TF max (K)	Pmin (bar)	Pmax (bar)	Wa max (g/s)	Config	Mesures
ISCAR (Karlsruhe Institute of Technology)	240		243	293	0.40	1.0	25	1 inj	atomisation en non réactif
Mercato (Onera)	233	473	233		0.50	4.0	100	1 inj	Hublot 3 faces (diags optiques) : spray, allumage
HARFT (University of Cincinnati)	227				0.27	1.0	145	jusqu'à 5 inj	Hublots dépendant de la config
Referee Rig Combustor (Wright-Patterson AFB, Ohio)	233	400	233	550	0.37	5.0	250	1+1 inj	Hublot 2 faces : spray visu (PDA) ; alt relight (OH*)
ATF (Rolls Royce SCR, Derby UK)	243				0.20		800	2 inj	sub.atm. spray visu ; alt relight ; extinction
M1 (Onera)	250	900			0.50	30.0	4 000	1 or 4 inj	Hublots 2 faces min (fct config), diags optiques
A06 (DGA)	223	323	218		0.20	1.2	4 200	chambre annulaire	Rallumage, cartographie T4, rendement
ATF (Rolls Royce, ILA Stuttgart)	210	620	230	390	0.05	2.5	127 000	chambre annulaire	Rallumage, light around, rendement

V Objectifs de la thèse

V.1 Contexte industriel

La thèse se place dans le contexte du projet APLAREP. Ce projet, subventionné par la DGAC, et réunissant Safran Aircraft Engines, Safran Helicopter Engines et l'ONERA, a pour objectif d'identifier des leviers technologiques permettant d'agir sur deux problématiques : augmenter le plafond de rallumage et la stabilité de flamme, et réduire les émissions de particule fines.

Cette thèse se positionne sur la problématique "opérabilité" du projet, et est complémentaire des travaux de l'ONERA sur la granulométrie et sur les performances d'allumage et de stabilisation de flamme (phase 1 et 2 du [Processus de rallumage](#)), et de travaux au CERFACS sur la modélisation de la chimie et du spray. Elle porte sur l'analyse de la stabilisation de la flamme en conditions BP/BT représentatives de la phase d'enroulement du moteur après un rallumage en haute altitude.

V.2 Ensembles des besoins

La [figure 1.18](#) est une représentation schématique d'une chambre de combustion. Sur ce schéma, différents phénomènes sont pointés. Ce sont des points durs pour les motoristes pour le développement et l'optimisation des chambres de combustion et des interfaces d'injection (en particulier pour les aspects d'opérabilité).

Dans un premier temps, les motoristes ont en particulier besoin de connaître le rendement de combustion et les limites d'extinction afin de pouvoir définir les lois de dosage. Pour cela, il faut, pour chaque géométrie d'injecteur, et chaque instant de la montée en puissance (T_3 , P_3 et débit d'air), connaître la gamme de débit carburant acceptable pour éviter les problèmes cités dans la [section IV.3.3](#). Il faut donc connaître, en plus des limites d'extinctions, les conditions atteintes au plan 4.

Cependant, effectuer ce type d'essai pour chaque prototype d'injecteur et système d'injection est très chronophage et coûteux financièrement. Il est donc intéressant de comprendre plus précisément les processus d'atomisation et de combustion en place dans la chambre et de les lier avec le rendement et les limites d'extinction. Analyser localement les interactions spray/flamme/écoulement, plutôt que considérer la chambre d'un point de vue global, permet de développer des outils prédictifs.

Parmi les outils prédictifs, on peut compter le calcul CFD. Ces calculs nécessitent de nombreuses validations par des essais expérimentaux. Les modèles numériques de calcul de la physique doivent être adaptés au cas étudié et validés par des cas expérimentaux similaires. De même pour la chimie, les mécanismes réactionnels pour calculer la chimie

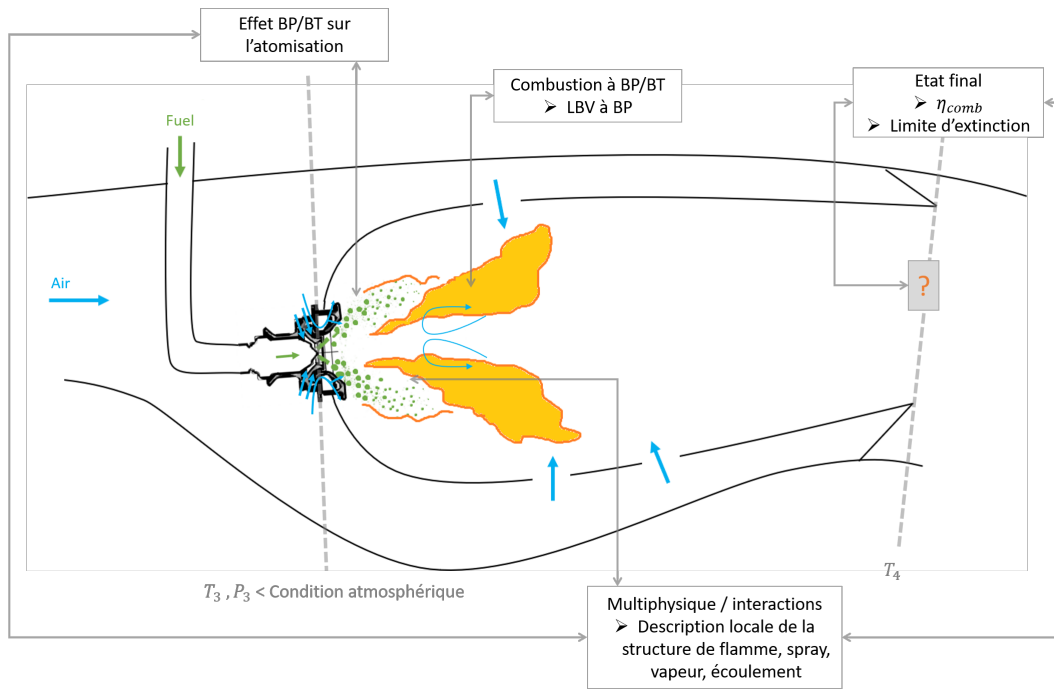


FIGURE 1.18 – Représentation schématique de la chambre de combustion pendant l’enroulement et identification des objectifs de thèse.

de la combustion doivent être adaptés aux conditions⁵.

Dans la chambre de combustion, le premier impact des conditions de rallumage (BP/BT) se fait au niveau de l’atomisation. Comme vu dans ce chapitre, les faibles débits d’air et de carburant, la faible pression et la faible température vont fortement dégrader l’atomisation. Comme plusieurs études ont déjà été menées sur ces problématiques, et que dans le cadre du projet APLAREP des campagnes de mesure de granulométrie BP/BT seront menées sur les mêmes injecteurs, l’atomisation ne sera pas particulièrement étudiée dans cette thèse. Néanmoins, la morphologie des sprays aux différents points d’enroulement sera analysée.

L’atomisation n’est pas la seule physique présente dans la chambre. Pendant la phase d’enroulement, la combustion est déjà initiée, et une flamme est présente tout au long du processus. La combustion est aussi impacté par la basse pression. Un des paramètres important de la combustion est la vitesse laminaire de flamme (LBV). Elle fait d’ailleurs partie des paramètres nécessaires à la validation d’un mécanisme réactionnel. Elle régit aussi la capacité de stabilisation et le positionnement de la flamme. Or, il n’existe pas de base de données de vitesses de flamme kérosène/air à basse pression, et la mesure des vitesses de flamme à basse pression n’est pas triviale. Un des objectifs de la thèse est donc de développer et d’utiliser une méthodologie pour mesurer de manière fiable et non biaisée les vitesses de flamme à basse pression.

5. Un mécanisme réactionnel du kérosène à basse pression et basse température a été développé par A. Pestre[97] dans le cadre du projet APLAREP. Puis il a simulé les premières étapes du rallumage.

Dans la chambre de combustion, la flamme n'est pas une flamme laminaire, et elle interagit avec le spray et la turbulence. Pour essayer de comprendre les phénomènes qui pilotent les limites d'extinctions et les rendements de combustion, il est donc nécessaire de caractériser localement la flamme, le spray et son évaporation ainsi que l'écoulement.

Pour pouvoir mener à bien cette étude, il faut une installation expérimentale capable de fonctionner dans ces conditions, et avec des accès optiques suffisants. Les bancs d'essais répondant à ce cahier des charges sont rares (voir [section IV.4](#)) et très utilisés, donc une installation sera développée au CORIA.

V.3 Résumé des objectifs

Les objectifs de la thèse peuvent donc être résumés en quatre points qui feront chacun l'objet d'un chapitre :

- Obj.1. Mesurer la vitesse laminaire de flamme S_L^0 dans les conditions de rallumage. Une technique précédemment développée au CORIA sera améliorée et utilisée à basse pression. L'étude se focalisera principalement sur la validité de la mesure effectuée en pression sub-atmosphérique.
- Obj.2. Concevoir un banc d'essais BP/BT pour tester les systèmes d'injection dans les conditions environnementales rencontrées lors de la phase d'enroulement. Le banc doit être capable de fonctionner en injection déprimé froid (jusqu'à -25°C et 0.45 bar), pendant un essai de combustion en régime quasi-stationnaire.
- Obj.3. Voir et comprendre l'impact de la température, de la pression et de la géométrie du SI sur le rendement de combustion. Dans un premier temps, une métrologie sera développée pour mesurer la température en sortie de chambre de combustion et calculer le rendement de combustion. Ensuite, les limites d'extinction seront mesurées pour quatre points de fonctionnement le long de la courbe d'enroulement, et associées à des rendements de combustion. Ainsi une partie du couloir d'enroulement pourra être construit. Ces tests seront répétés pour cinq géométries de système d'injection.
- Obj.4. Lier rendement de combustion, mesuré en aval de la chambre, et phénomènes multiphysiques dans la chambre : structure de flamme, caractéristique du spray, géométrie et l'écoulement. Des mesures par diagnostics optiques seront mis en place dans la chambre de combustion pour analyser les interactions spray/flamme/écoulement pour chacun des points de fonctionnement étudiés dans l'Obj.3., et tenter d'expliquer les causes de chute de rendement et d'extinction.

MESURE DE LA VITESSE DE FLAMME À BASSE PRESSION

L'objet de ce chapitre est double.

Dans un premier temps, de rappeler la définition de la vitesse de flamme laminaire, et de présenter le principe de la technique utilisée pendant cette thèse : la flamme sphérique en expansion à pression constante. Toutes les grandeurs utilisées dans cette configuration seront introduites. Nous présenterons aussi l'installation expérimentale mise en place au CORIA, ainsi que le code qui a été utilisé pour simuler notre installation. Ensuite, une dernière section concernera les améliorations apportées durant la thèse au protocole expérimental et au code de traitement des images.

Dans un second temps, l'application de cette méthodologie sera utilisée pour des flammes à basse pression, afin de montrer l'intérêt de cette technique, et de constituer une base de données pour le kérosène à basse pression.

Sommaire

I	Introduction : Définition de la vitesse de flamme dans le cas d'une flamme plane et pour une flamme sphérique en expansion à pression constante.	34
I.1	Vitesse de flamme laminaire	34
I.1.1	Approche cinétique	34
I.1.2	Approche cinématique	35
I.2	Mesurer la vitesse de flamme avec une flamme sphérique en expansion	35
I.2.1	Principe général de la mesure	36
I.2.2	Méthode indirecte	37
I.2.3	Méthode directe	37
I.3	Plan du chapitre	38
II	Dispositifs expérimental et numérique	38
II.1	Moyens expérimentaux	39
II.1.1	Dispositif expérimental	39

II.1.2	Diagnostic optique	40
II.2	Simulation numérique avec le code A-SURF	41
III	Post-traitement des données	42
III.1	Mesures des profils de vitesse des gaz frais en amont du front de flamme	42
III.2	Principes généraux	42
III.3	Amélioration et validation de la méthode	44
IV	Mesure de la vitesse de flamme à base pression	46
IV.1	Experimental and numerical set-up	49
IV.2	Displacement speed relative to burned gases	50
IV.3	Displacement speed relative to fresh gases	53
IV.4	Conclusions	57
V	Conclusion	58

I Introduction : Définition de la vitesse de flamme dans le cas d'une flamme plane et pour une flamme sphérique en expansion à pression constante.

I.1 Vitesse de flamme laminaire

La vitesse de flamme laminaire (LBV) est un paramètre important pour la combustion [23, 41]. En effet, celle-ci joue un rôle important dans la stabilisation et la structure de la flamme. Elle affecte également l'efficacité de la combustion et la composition des gaz en sortie de chambre de combustion. De plus, c'est une propriété essentielle pour la validation des modèles de cinétique chimique et un paramètre clé pour la modélisation de la combustion turbulente.

I.1.1 Approche cinétique

La LBV représente, pour une flamme prémélangée plane non étirée, la vitesse à laquelle les gaz frais sont consommés à travers le front de flamme. Cette vitesse correspond aussi à la vitesse de déplacement des gaz frais qui rentrent dans la flamme dans le référentiel de celle-ci. Elle peut donc être définie d'un point de vue cinétique ou cinématique. En intégrant l'équation de transport de la fraction de masse du combustible à travers le domaine de la flamme, on peut dériver l'expression de la vitesse de combustion laminaire pour les flammes planes 1D [100],

$$S_L^0 = \frac{1}{\rho_u (Y_{F,b} - Y_{F,u})} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_F dx \quad (2.1)$$

où ρ_u est la masse volumique des gaz frais, $\dot{\omega}_F$ est le taux de consommation massique du combustible, $Y_{F,b}$ et $Y_{F,u}$ sont respectivement les fractions massiques du combustible dans les gaz brûlés et dans les gaz frais. L'exposant "0" fait référence au fait que la flamme considérée est plane (1D) et non étirée. D'après l'équation 2.1, la vitesse de combustion laminaire S_L^0 est équivalente à une vitesse de consommation du combustible qui entre dans le front de flamme. Cette expression de la vitesse de combustion laminaire est valable pour toute espèce majoritaire k .

I.1.2 Approche cinématique

La LBV peut également être définie à partir d'une quantité cinématique [54].

$$\widetilde{S}_d^0 = \frac{\rho}{\rho_u} (\mathbf{S}_f - \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} = S_L^0 \quad (2.2)$$

La vitesse de déplacement pondérée par la masse volumique \widetilde{S}_d est calculée sur une iso-surface de température donnée. La vitesse locale de l'écoulement sur l'iso-surface choisie \mathbf{u} est soustraite à la vitesse absolue de la flamme afin de se placer dans le référentiel de la flamme. De même, cette valeur est pondérée par un rapport de densité entre la masse volumique à l'iso-surface de température considérée ρ et la masse volumique des gaz frais ρ_u pour se rapporter à la vitesse des gaz frais. Seule la composante normale à l'iso-surface de température des vitesses est considérée. Le vecteur unitaire normal à la surface de flamme dirigé vers les gaz frais \mathbf{n} est défini par le gradient de température $\mathbf{n} = \nabla T / \|\nabla T\|$. $S_f = \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{n}$ est la vitesse absolue de la flamme ou la vitesse de propagation, et $u = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ est la composante normale à l'iso-surface de température de la vitesse locale de l'écoulement.

I.2 Mesurer la vitesse de flamme avec une flamme sphérique en expansion

Il existe de nombreuses méthodes pour mesurer la vitesse de flamme laminaire [74]. Parmi les techniques utilisant des flammes stationnaires, on peut citer les flammes de Bec Bunsen, les flammes planes (Heat Flux Burner), les flammes à contre courant...

Pour les méthodes non stationnaires, il y a principalement les flammes sphériques en expansion (SEF) à volume ou pression constante.

La configuration de flamme sphérique en expansion (SEF) est actuellement utilisée

par de nombreux groupes de recherche. En effet, elle présente l'important avantage d'offrir une grande flexibilité quant aux conditions initiales imposées (pression, température, richesse, ...). Cependant, de nombreux défis restent à relever pour effectuer des mesures non ambiguës dans des conditions extrêmes, et notamment à très haute pression, ou à pression sub-atmosphérique (appelée "basse pression" par la suite). Des développements récents à des pressions élevées avec l'approche du volume constant [62, 124] permettent de surmonter ces difficultés et ouvrent la voie à des conditions expérimentales pertinentes pour les moteurs et les turbines à gaz.

Pour les basses pressions, la méthode à pression constante est nécessaire car la méthode à volume constant conduit à une forte hausse de la pression pendant la mesure. Cependant, la méthode classique (*Méthode indirecte*) basée sur l'extrapolation de la vitesse de propagation de la flamme par rapport aux gaz brûlés peut échouer pour plusieurs raisons, comme cela a été montré récemment de manière numérique [46]. Cette problématique sera plus grandement discutée dans la *section IV*.

1.2.1 Principe général de la mesure

Pour mesurer la LBV en configuration SEF à pression constante, l'approche cinématique est couramment utilisée. Cependant, il est aussi possible de l'obtenir expérimentalement avec la méthode cinétique (*équation 2.1*), mais c'est moins direct. Cela a fait l'objet d'un article dans le journal *Combustion and Flame* [27] durant la thèse. C'est un travail complémentaire, qui s'inscrit pas directement dans les objectifs de la thèse, donc il ne sera pas présenté ici.

Comme définie précédemment (*équation 2.2*), la vitesse de déplacement pondérée par la masse volumique est calculée sur une iso-surface de température donnée.

$$\widetilde{S}_{d,k} = \frac{\rho_k}{\rho_u} (\mathbf{S}_f - \mathbf{u}_k) \cdot \mathbf{n} \quad (2.3)$$

Cependant, en configuration SEF, la flamme n'est pas plane, la flamme est étirée, et localement, la vitesse dépend de l'étirement. L'étirement est défini par :

$$K = \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} \quad (2.4)$$

La LBV est la vitesse de combustion laminaire pour une flamme 1D plane, elle faut donc extrapoler la vitesse de déplacement pondérée par la masse volumique jusqu'à étirement nul.

$$S_L^0 = \lim_{K \rightarrow 0} \widetilde{S}_{d,k} \quad (2.5)$$

Le choix du modèle d'extrapolation n'est pas toujours évident et doit être adapté aux

conditions expérimentales des essais pour représenter au mieux la flamme [122].

I.2.2 Méthode indirecte

Généralement, la vitesse de déplacement pondérée par la densité est définie par rapport à une iso-surface des gaz brûlés (supposée être la même isotherme pendant tout l'essai). Cette méthode est appelée la *méthode indirecte*. Elle est brièvement rappelée ci-dessous.

$$\widetilde{S}_{d,b} = \frac{\rho_b}{\rho_u} (\mathbf{S}_f - \mathbf{u}_b) \cdot \mathbf{n} \quad (2.6)$$

où ρ_b et ρ_u sont respectivement la masse volumique des gaz brûlés et des gaz frais. S_f est la vitesse absolue de la flamme déduite de la dérivée temporelle du rayon de la flamme, dR/dt . \mathbf{u}_b est la vitesse des gaz brûlés et \mathbf{n} le vecteur unitaire pointant vers les gaz frais. En faisant les hypothèses que les gaz brûlés se trouvent à l'état d'équilibre thermodynamique, chimique et adiabatique, et que les gaz brûlés sont au repos (u_b), l'équation 2.6 est systématiquement simplifiée en

$$\widetilde{S}_{d,b} \approx \frac{\rho_b^{eq}}{\rho_u} S_f, \quad (2.7)$$

où ρ_b^{eq} est la masse volumique des gaz brûlés à l'équilibre.

Pour des conditions de "haute" pression et de pression atmosphérique, avec des mélanges de gaz pour lesquels le nombre de Lewis (Le) est proche de 1 (diffusion thermique et massique similaires), ces hypothèses sont valables et la méthode indirecte peut être utilisée sans ambiguïté.

Pour des conditions de pression sub-atmosphérique, les gaz brûlés n'atteignent pas l'équilibre chimique. Par conséquent, l'approximation du rapport de densité ρ_b^{eq}/ρ_u ne peut plus être utilisée pour rendre compte de la LBV (équation 2.7).

De plus, il est important d'utiliser un modèle d'extrapolation dans lequel l'épaisseur de la flamme est incluse, car celle-ci augmente à basse pression. Plus la flamme est épaisse plus il y a une non-linéarité forte de $\widetilde{S}_{d,b}$ en fonction de l'étirement [107].

Enfin, l'absence d'équilibre chimique dans les gaz brûlés induit la présence d'un flux de masse de gaz brûlés s'éloignant de la zone de réaction qui doit être pris en compte, donc \mathbf{u}_b ne doit pas être simplifiée dans l'équation 2.7.

I.2.3 Méthode directe

D'autres stratégies expérimentales sont alors nécessaires pour fournir des mesures de LBV sans ces hypothèses. L'une des solutions consiste à utiliser la vitesse de déplacement

par rapport aux gaz frais. Cette méthode est appelée *méthode directe*. Ainsi, l'équation 2.2 devient :

$$\widetilde{S}_{d,u} = S_f - u_u, \quad (2.8)$$

où u_u est la vitesse des gaz sur l'iso-surface des gaz frais.

Une méthodologie expérimentale pour la mesure de la LBV a été développée d'abord Balusamy et al. [4], repris par Varea et al. [120], puis par Bradley et al. [12]. Les valeurs de LBV mesurées expérimentalement ont été comparées avec celles prédites par Jayachandran et al. [65] dans leur DNS. Dans cette thèse, ces travaux ont été complétés et appliqués à un mélange décane/air à basse pression.

Malgré l'absence d'une définition claire de l'iso-surface des gaz frais exempte de dilatation qui rend difficile les extrapolations classiques linéaires ou non linéaires jusqu'à l'étirement nul [54, 67], cette approche permet de surmonter les principales difficultés liées à l'application de la méthode classique lorsque les effets de rayonnement, de non-équilibre et d'écoulement non statique sont non négligeables. Pour des conditions sub-atmosphériques, les avantages de l'approche ont été démontrés numériquement en utilisant des simulations 1D [46].

I.3 Plan du chapitre

Ce chapitre a pour objectif de montrer l'intérêt de passer par la méthode directe pour mesurer les vitesses de flamme à basse pression, en particulier lorsque le nombre de Lewis est supérieur à 1.

Après un brève description des moyens d'essais, les améliorations apportées à la méthode directe en termes de protocole expérimental et de post-traitement sont présentées.

La dernière section est consacrée à l'analyse des effets de la basse pression sur les vitesses de flamme étirées. Les deux méthodes (directe et indirecte) sont étudiées pour mettre en avant leurs biais respectifs. Cette étude est effectuée sur des flammes méthane/air riches, stœchiométriques et pauvres, puis sur des flammes décane/air afin de créer une base de données utile pour les problématiques de rallumage en altitude.

Les études expérimentales seront directement comparées à des résultats de DNS, obtenus dans une configuration similaire.

II Dispositifs expérimental et numérique

Dans cette section, le montage expérimental utilisé au CORIA est brièvement décrit. Il est suivi d'une présentation des simulations numériques réalisées avec le code DNS (A-SURF).

II.1 Moyens expérimentaux

Les mesures de vitesse de flamme sont réalisées dans une enceinte à volume constant permettant des mesures sur une large gamme de température et pression. Cette enceinte est instrumentée et offre de larges accès optiques. Elle est représentée sur la [figure 2.1](#).

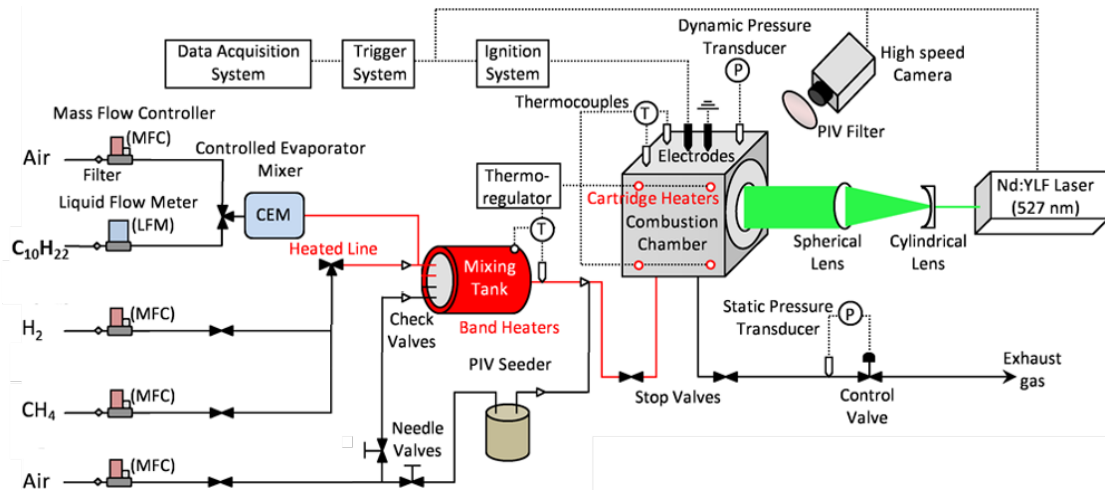


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental permettant la mesure de la vitesse de flamme laminaire

II.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental permet d'atteindre des conditions thermodynamiques propres à de nombreuses applications. La pression de fonctionnement est comprise entre 0,2 bar et 20 bar ; dans le cadre de cette thèse, des essais allant de 0,2 bar à 4 bar ont été effectués. La température maximale d'injection des gaz frais offerte par l'installation est de 573 K. Les essais présentés dans cette thèse se limitent à deux températures d'injection des gaz frais, 293 K et 373 K. La chambre de combustion en acier inoxydable a un volume de 2,6 L, soit un rayon intérieur équivalent de 8,243 cm.

Elle peut être alimentée par du carburant liquide ou gazeux. Les combustibles qui sont gazeux aux conditions d'injection (le méthane dans notre étude) sont injectés directement à partir des bouteilles. Le débit de carburant est contrôlé par un débitmètre massique à effet Coriolis. Les combustibles liquides sont d'abord vaporisés à l'aide d'un "controlled evaporator mixer (CEM)" (Bronkhorst). Les lignes fluidiques après le CEM sont maintenues à la température d'injection grâce à du ruban chauffant. Pendant les expériences, le système de vaporisation de combustible liquide n'a montré aucune cokéfaction à l'intérieur de la chambre de vaporisation, aucune recondensation et aucune oscillation du débit. Pour obtenir un mélange homogène, tous les gaz sont pré-mélangés dans un réservoir avant d'être injectés dans la chambre de combustion. La richesse du mélange est mesurée et régulée par des débitmètres Coriolis (pour les carburants liquides)

ou thermiques (pour les carburants gazeux). Un système de chauffage électrique, contrôlé par un régulateur PID, régule la température du mélangeur et de la chambre de combustion. La température est contrôlée à l'intérieur de la chambre par deux thermocouples qui assurent l'uniformité du champ de température.

Une partie de l'air passe par un ensementeur à bulle afin d'ensemencer l'écoulement avec de fines gouttelettes d'huile de silicone (Rhodorsil) dont la température d'évaporation est d'environ 520 K. Cette température d'ébullition est suffisamment élevée pour que les gouttelettes liquides d'huile se maintiennent bien dans la zone de préchauffage de la flamme et puissent être utilisées pour capturer le point de vitesse maximal en amont de la flamme. Les particules d'ensemencement sont ensuite brûlées. La quantité d'huile injectée est très faible comparée à la quantité de carburant, de sorte qu'aucun effet de l'ensemencement n'a été observé sur la flamme. Plusieurs essais ont été menés pour différents taux d'ensemencement, sans démontrer d'effet sur les vitesses mesurées.

Pendant le remplissage, le mélange air/carburant traverse la chambre en continu. Le niveau de pression, qui est mesuré dans la chambre à l'aide d'un capteur de pression piézoélectrique, est maintenu constant par le réglage de la vanne de régulation. Pour atteindre les conditions sub-atmosphériques, une pompe à vide est ajoutée après la vanne de régulation. Une fois que la composition des gaz frais et les conditions thermodynamiques sont atteintes et stabilisées, les vannes en entrée et sortie de la chambre de combustion sont fermées pour isoler l'enceinte.

L'allumage a lieu 1 minute plus tard pour éviter toute perturbation de la flamme par un potentiel écoulement pendant la propagation de la flamme. Le mélange combustible est allumé au centre de cette chambre par deux électrodes en tungstène reliées à un système d'allumage à décharge capacitive. L'énergie délivrée au niveau des électrodes est réduite au minimum permettant l'allumage tout en réduisant au maximum la perturbation de la décharge sur la mesure. Le diamètre des électrodes est de 0,5 mm et l'écart entre les électrodes est maintenu constant à 1,5 mm. Une fois la combustion terminée, la chambre est ventilée et nettoyée pour éliminer la vapeur d'eau condensée.

II.1.2 Diagnostic optique

La cellule de test est équipée de trois hublots permettant un accès optique au centre de la chambre de combustion, et l'implémentation de diagnostics optiques. La vitesse absolue de la flamme, S_f , et la vitesse du gaz frais, u_u , sont obtenues à partir d'enregistrements de tomographie laser à haute cadence d'acquisition. Un laser Nd:YLF à double cavité (Darwin Dual, Quantronix), délivrant des impulsions laser de 6 mJ à 527 nm et à 5 kHz, est utilisé pour éclairer les particules d'ensemencement. La nappe laser est formée en associant une lentille cylindrique de longueur focale -13 mm et une lentille sphérique de longueur focale 254 mm. La diffusion de Mie de la nappe laser issue des particules d'en-

semencement est collectée avec une caméra haute cadence (Photron Fastcam SA1.1) devant laquelle est monté un objectif macro-Nikon de 105 mm (f/2.8) et un filtre interférentiel ($527\text{ nm} \pm 5\text{ nm}$) permettant de rejeter la chimiluminescence de la flamme. Une acquisition consiste en un couple d'images de 1024×1024 pixels sur une résolution 12 bit. La fréquence d'acquisition est de 5 kHz. Le champs observé représente de $48,6 \times 48,6\text{ mm}^2$, ce qui conduit à un grossissement de $0,04746\text{ mm/pixel}$.

II.2 Simulation numérique avec le code A-SURF

La propagation de la flamme sphérique est simulée à l'aide du code DNS A-SURF par l'équipe du professeur Zheng Chen de l'université de Pékin. Le domaine de simulation reproduit la cellule d'essai décrite dans la [section II.1.2](#) en termes de géométrie de la chambre et de propriétés thermodynamiques. A-SURF résout les équations de conservation unidimensionnelles, instables, compressibles, pour un écoulement réactif à plusieurs composantes dans des coordonnées sphériques en utilisant la méthode des volumes finis. Les détails sur les équations bilan, les schémas numériques et la validation du code peuvent être trouvés dans [\[22\]](#).

Les simulations ont été effectuées pour des flammes méthane/air avec le mécanisme réactionnel GRI3.0 [\[108\]](#). Il existe plusieurs modèles cinétiques récents pour l'oxydation du méthane. Selon Wang et al. [\[121\]](#), il y a un bon accord entre les vitesses de flamme laminaires prédites par différents mécanismes pour les conditions ambiantes et une grande divergence apparaît seulement pour les conditions "moteur" avec une pression supérieure à 20 atm. Les conditions sub-atmosphériques ne sont pas mentionnées dans les étapes de validation de ces schémas numériques. Dans la [section IV](#), les flammes méthane/air seront aussi calculées avec le mécanisme réactionnel FFCM-1 [\[109\]](#). Pour les flammes décane/air, le mécanisme de Dryer à 121 espèces et 924 réactions [\[20\]](#) est employé.

La validation et l'amélioration de la méthodologie ont d'abord été effectuées avec du méthane, dans les conditions thermodynamiques atmosphériques, c'est-à-dire une température de 293K et une pression de 1 atm. Pour la suite de l'étude, la pression initiale est comprise entre 0,3 atm et 1 atm. Pour les flammes décane/air, la température initiale du mélange est fixée à 373K. Dans toutes les simulations, le mélange est initialement statique. Afin de maintenir une bonne résolution de la flamme au cours du temps, un maillage adaptatif est utilisé, les mailles les plus fines font $8\text{ }\mu\text{m}$.

La perte de chaleur par rayonnement est négligée dans cette étude. Étant donné que les richesses étudiées sont éloignées des limites du domaine de flammabilité et que les vitesses de flamme laminaire correspondantes sont supérieures à 15 cm/s, la perte de chaleur par rayonnement a un effet négligeable sur la propagation des flammes sphériques dont le rayon est inférieur à 2 cm [\[126\]](#).

III Post-traitement des données

Le but de cette partie est d'expliquer comment les vitesses introduites dans la [section I.2](#) sont mesurées expérimentalement.

III.1 Mesures des profils de vitesse des gaz frais en amont du front de flamme

Pour utiliser la méthode directe ([section I.2.3](#) et [équation 2.8](#)), il faut mesurer la vitesse locale des gaz frais à l'entrée de la zone de préchauffage. Cette vitesse, u_u , est approximée expérimentalement par le maximum de vitesse en amont du front de flamme. Cette région est caractérisée par un gradient local de vitesse élevé, ce qui rend les mesures expérimentales complexes. Le développement récent de post-traitements PIV [4, 12, 120] permet de déterminer cette valeur. Cette section présente l'algorithme développé au CO-RIA, et les améliorations qui lui ont été apportées durant cette thèse [27].

III.2 Principes généraux

Une technique interne de post-traitement de la PIV est utilisée pour calculer le champ de vitesse du gaz frais en amont du front de flamme.

Dans un premier temps, le rayon de la flamme R , qui peut être assimilé au rayon tomographique R_T , est extrait pour chaque image. Ce rayon permet de calculer S_f :

$$S_f(t^*) = \frac{R(t^* + \Delta t) - R(t^* - \Delta t)}{2\Delta t} \quad (2.9)$$

Ensuite, l'algorithme définit une région d'intérêt (ROI) autour de la flamme sphérique. La ROI est un secteur angulaire des gaz frais qui suit le rayon tomographique sur un angle θ d'environ 320° (inférieur à 360° pour ne pas utiliser la zone où les électrodes sont visibles). La largeur de la ROI est limitée à 110 pixels (5,22 mm). C'est la gamme de distance sur laquelle les profils de vitesse sont mesurés ([figure 2.2](#)) après le rayon tomographique. Cette ROI est ensuite déformée dans un système de coordonnées cartésiennes à l'aide d'un schéma d'interpolation bilinéaire. Une fenêtre d'interrogation (IW) d'une largeur variant de 1 à 5 pixels est prise dans cette ROI. L'épaisseur de cette fenêtre est choisie empiriquement pour obtenir le meilleur compromis entre un profil de vitesse bruité et filtré.

La première étape consiste à trouver la meilleure corrélation entre les fenêtres d'interrogation des deux zones d'intérêt successives en déplaçant uniquement la première IW par incréments d'un pixel dans la direction normale au front de flamme. La position du

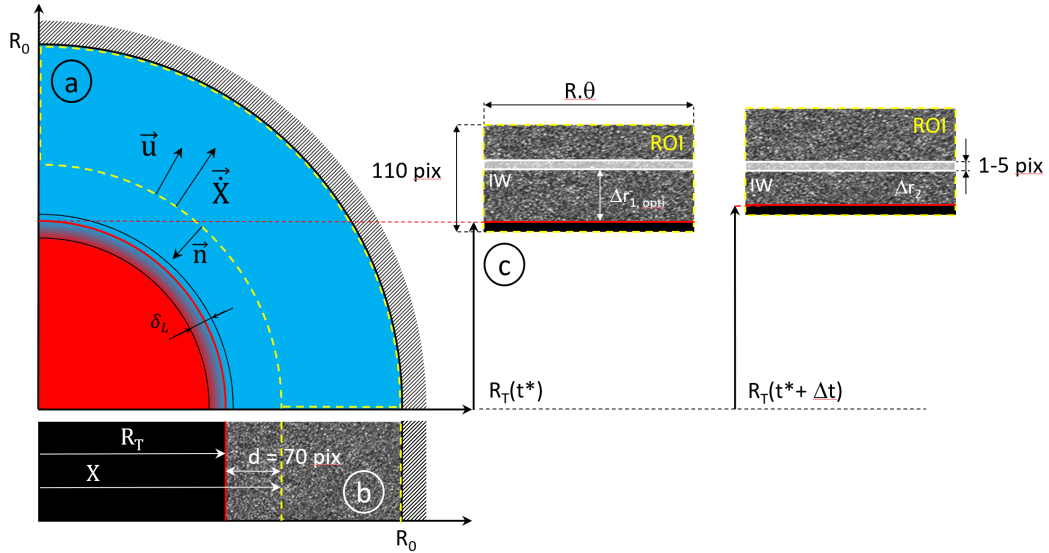


FIGURE 2.2 – Schéma de la propagation de la flamme dans la chambre de combustion confinée de rayon R_0 . (a) Un quart de la flamme avec une épaisseur de flamme δ_L est représenté. La ligne rouge est associée au contour de la flamme obtenu par tomographie laser et correspond à l'isotherme d'évaporation des gouttelettes d'huile. (b) Vue 1D d'une image tomographique convertie dans l'espace cartésien avec le rayon de flamme tomographique correspondant R . Le volume de contrôle utilisé pour la détermination de la densité du gaz frais est représenté par des lignes pointillées jaunes. (c) Images tomographiques similaires converties dans l'espace cartésien à deux instants successifs utilisées pour la détermination des profils de vitesse du gaz frais en amont du front de flamme. La ROI est représentée par un rectangle de lignes pointillées jaunes et la IW est la zone grise avec une largeur ajustable de 1-5 pixels.

maximum de corrélation (Δr_1^{opti}) obtenue à partir d'un interpolation sub-pixel (interpolation gaussienne sur 7 pixels) donne la vitesse du gaz frais u en amont du front de flamme à la position de la première IW, de sorte que

$$u \left(t^* + \Delta t/2, \frac{\Delta r_1^{opti} + \Delta r_2}{2} \right) = \frac{R(t^* + \Delta t) - R(t^*)}{\Delta t} + \frac{\Delta r_2 - \Delta r_1^{opti}(t^*)}{\Delta t} \quad (2.10)$$

où $R(t^*)$ et $R(t^* + \Delta t)$ sont les rayons de flamme aux instants t^* et $t^* + \Delta t$. Δt est l'intervalle de temps entre deux images successives et Δr_1^{opti} est le déplacement optimal de la première IW obtenu pour le déplacement de la seconde IW, Δr_2 . Fixer le second IW et rechercher la meilleure corrélation sur le premier permet d'éviter les problèmes de gouttelettes évaporées.

Pour calculer tout un profil de vitesse, la deuxième étape du post-traitement consiste à déplacer la seconde IW par pas d'un pixel (Δr_2) dans la direction normale au front de flamme. Pour chaque position de cette fenêtre, la première étape de la procédure de comparaison des niveaux de corrélation est relancée. Le choix de l'épaisseur de la fenêtre d'interrogation résulte d'un compromis. Plus la fenêtre d'interrogation est épaisse, meilleure sera la corrélation puisque le nombre de gouttelettes participant au calcul de la corrélation sera d'autant plus important. Cependant une grande fenêtre d'interrogation résultera

sur un important filtrage spatial des profils de vitesse qui ne permettra pas une bonne estimation du maximum du profil de vitesse. Dans le cas de nos images, l'expérience a montré qu'une épaisseur de fenêtre d'interrogation de 2 pixels correspond au meilleur compromis.

III.3 Amélioration et validation de la méthode

Les procédures de post-traitement, initialement développées par Émilien Varéa [120], ont été revues et optimisées.

Premièrement, il est apparu que la qualité de l'image a un impact important sur les performances des procédures de détection et de corrélation des contours. Une étape de pré-traitement des images tomographiques a donc été ajoutée. Une procédure d'ajustement automatique du contraste des images est effectuée en ré-échantillonnant linéairement l'intensité des images pour utiliser l'ensemble de la dynamique de signal. De plus, les inhomogénéités d'éclairage (nappe laser) sont corrigées en utilisant une moyenne des images du mélange ensemencé acquises avant l'allumage. Enfin, le noir et le blanc sont saturés pour faciliter la détection du front de flamme et rendre les particules plus identifiables (respectivement 5 et 1%).

Dans un deuxième temps, l'intervalle de temps Δt entre deux images successives est optimisé. Il peut avoir un impact sur la précision de la distance Δr entre la valeur du déplacement optimal de la première IW $\Delta r_1^{opti}(t^*)$ et la position de la seconde IW Δr_2 (Second terme de l'équation 2.10). Pour faire varier Δt , la fréquence du laser est maintenue constante à $f = 5000$ Hz, mais les images sont traitées avec un $\Delta t = n/f$, n variant de 1 à 4. Pour chacune, une interpolation gaussien avec 7 points est utilisée pour rapporter les valeurs de $\Delta r_1^{opti}(t^*)$. Comme le montre la figure 2.3, représentant les courbes de corrélation pour différentes valeurs de Δt , plus l'intervalle de temps Δt est faible (ie plus la fréquence d'enregistrement des images est grande), plus les valeurs $\Delta r_1^{opti}(t^*)$ sont petites, et plus l'impact de la précision de l'interpolation sub-pixel du pic de corrélation sur $\Delta r_1^{opti}(t^*)$ est proportionnellement important. Cependant, un intervalle de temps élevé peut agir comme un filtrage spatial passe-bas, ce qui peut empêcher de capturer le maximum de vitesse. Dans nos conditions d'essais, le meilleur compromis semble correspondre à une valeur minimale de Δr autour de 3 pixels. Cette valeur permet d'assurer une incertitude acceptable et une bonne résolution spatiale du profil de vitesse. Par conséquent, la fréquence de traitement (fréquence d'enregistrement ou une fraction de la fréquence d'enregistrement) est sélectionnée en fonction des valeurs de vitesse de propagation de la flamme pour chaque condition de fonctionnement spécifique.

A partir des dernières améliorations qui ont été discutées précédemment, un profil expérimental de la vitesse du gaz frais est reporté sur la figure 2.4 (symboles noirs). Le profil calculé numériquement par DNS est également reporté (ligne rouge). Ces profils corres-

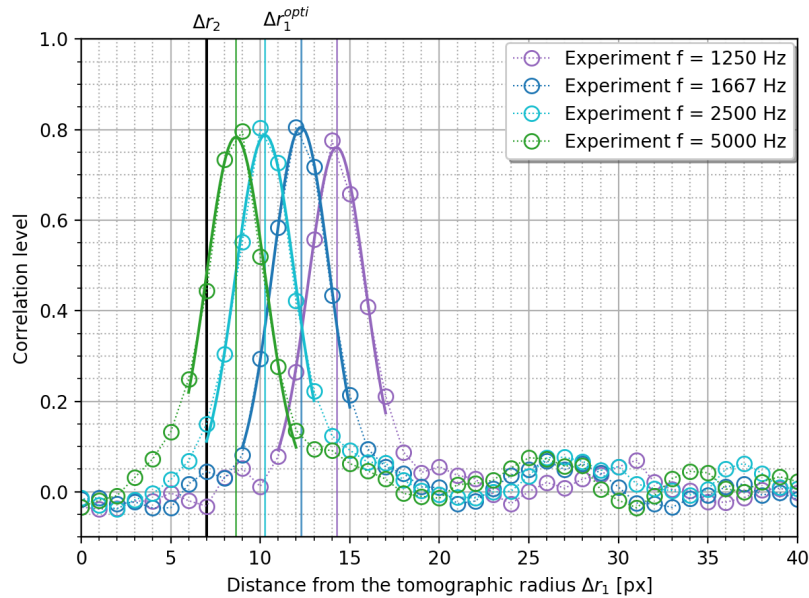


FIGURE 2.3 – Pics de corrélation (cercles) et interpolation gaussienne à 7 points correspondante (lignes continues) pour différents intervalles de temps Δt entre deux images associées. La valeur de Δr_2 est fixée à 7 pixels, ce qui correspond à un emplacement proche du maximum de vitesse des gaz frais. Résultats pour $\phi = 1$, et $t^* = 7,0$ ms.

pondent à un essai pour un mélange méthane/air stœchiométrique à pression ambiante. Ce tracé est représentatif des mesures expérimentales, pour les conditions où le mécanisme réactionnel est valide (lorsque le mécanisme réactionnel n'est pas valide pour les conditions expérimentales, les valeurs numériques et expérimentales ne sont pas superposées). En raison du décalage temporel inhérent à l'initialisation numérique du noyau de la flamme, les simulations numériques et les données expérimentales sont comparées pour des rayons de flamme similaires (ici $R = 12,96 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$) et non à des temps équivalents (respectivement $t^* = 6,20 \text{ ms}$ et $t^* = 6,58 \text{ ms}$ pour les données expérimentales et numériques). La vitesse expérimentale des gaz frais à l'entrée du front de flamme u_u , est obtenue à partir du maximum de l'interpolation polynôme d'ordre 6 du profil de vitesse sur les 1,3 mm en aval du rayon topographique (ligne verte continue). La [figure 2.4](#) met en évidence la capacité de la méthodologie expérimentale à rendre compte avec précision des profils de vitesse du gaz tant du côté du gaz frais que dans la zone de préchauffage jusqu'à l'évaporation des gouttelettes d'huile. La résolution spatiale des mesures est suffisamment élevée pour capturer le maximum de la vitesse du gaz, que l'on associe spatialement à l'entrée de la zone de préchauffage, assimilée à l'isotherme des gaz frais. Les intervalles de temps entre deux images successives ont été adaptés de telle sorte que le déplacement des particules au niveau des profils de vitesse maximale reste proche de 3 pixels, comme suggéré ci-dessus. On peut également noter le parfait accord des profils expérimentaux avec les données numériques.

Ce protocole et le post-traitement sont validés pour des flammes méthane/air à différentes richesses et pression atmosphérique. Ils sont ensuite appliqués à basse pression

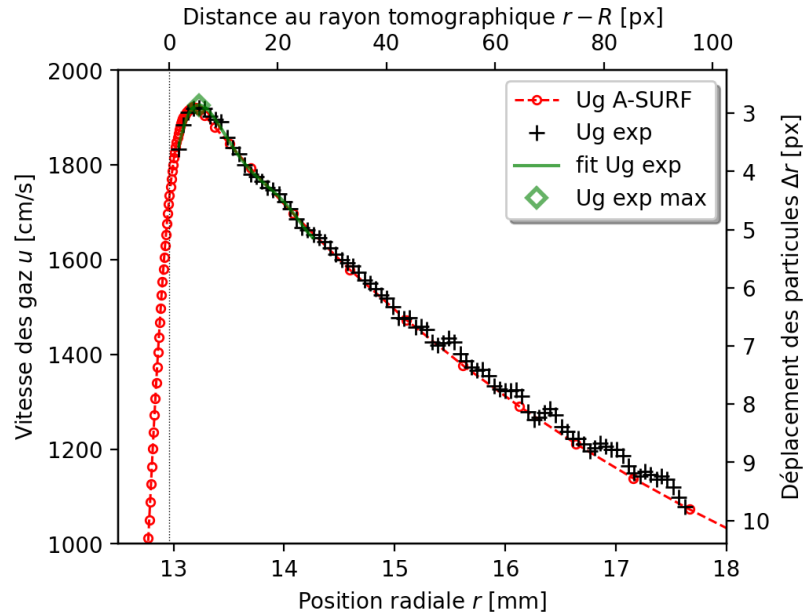


FIGURE 2.4 – Profils de vitesse des gaz numérique (rouge) et expérimental (noir) pour un mélange méthane/air stœchiométrique à pression ambiante. Le maximum expérimental (diamant vert) est déterminé avec un fit polynomiale d'ordre 6 (ligne verte). Résultats pour $R = 12,96$ mm ($t^* = 6,20$ ms).

et avec le décane (bon substitut du kérosène pour la vitesse de flamme). Ces résultats ont aussi été comparés avec des résultats obtenus par une approche cinétique. Cette étude a été publiée [27]. Ce travail ne sera pas présenté dans le manuscrit, mais a fait l'objet d'une publication dans combustion and flame.

IV Mesure de la vitesse de flamme à basse pression

Cette section est l'article *A study of propagation of spherically expanding flames at low pressure using direct measurements and numerical simulations* présenté au 39^e symposium international de combustion en 2022 [26]. L'article est présenté dans son entièreté et sans modification, il est donc en anglais et contient des informations communes avec le début de ce chapitre.

Introduction

The laminar burning velocity (LBV) is a critical fuel/air mixture property which is essential for the validation of chemical kinetics and the modeling of turbulent combustion [41]. The Outwardly Propagating Flame (OPF) configuration is currently used by many research groups due to inherent facilities and advantages at ambient conditions. However, numerous challenges remain to perform unambiguous measurements for extreme conditions, mainly in terms of very high and low (sub-atmospheric) pressures. Recent

developments at elevated pressures with the constant volume approach [61, 124] overcome these difficulties and pave the way for experimental conditions relevant to engine and gas turbine conditions. For low pressure, the constant pressure method is required, but the classical method based on the extrapolation of flame propagation speed relative to burned gases may fail for at least two reasons as it was shown recently numerically [46]. This method is called the Indirect Method (IM) and briefly reminded below:

$$\widetilde{S}_{d,b} = \frac{\rho_b}{\rho_u} (\mathbf{S}_f - \mathbf{u}_b) \cdot \mathbf{n} \quad (2.11)$$

where ρ_b and ρ_u are the burned and fresh gas densities, respectively. S_f is the absolute flame speed deduced from the time derivative of the flame radius, dR/dt . \mathbf{u}_b is the burned gas velocity and \mathbf{n} the unit vector pointing towards the fresh gases. This equation is systematically simplified into,

$$\widetilde{S}_{d,b} \simeq \frac{\rho_b^{eq}}{\rho_u} S_f \quad (2.12)$$

where ρ_b^{eq} is the burned gas density at adiabatic thermodynamic and chemical equilibrium conditions. Note that the burned gases are assumed to be at rest ($u_b = 0$). For atmospheric and high-pressure conditions, these assumptions are valid and the IM method can be used unambiguously. For sub-atmospheric conditions, the burned gases don't reach chemical equilibrium and consequently, the density ratio ρ_b^{eq}/ρ_u approximation can no longer be used to report LBV (Eq. 2.12). In addition, the finite-structure of stretched flame requires to modify classical extrapolation models in which the finite flame thickness must be included to account for a stronger non-linearity at lower pressure [107]. For sub-atmospheric conditions in confined combustion chamber, the heat release zone becomes much wider and the adiabatic flame temperature is not immediately reached in burned gases. Consequently, the burned gases are not at chemical equilibrium. At the same time, a negative inverted flow of burned gases is also observed [46]. A negative inverted flow of burned gases is also induced by chemical non-equilibrium and can not be neglected as usual.

Other experimental strategies are required to provide direct measurements of LBV without these assumptions. One of the solutions is to use the displacement speed relative to fresh gases, called the Direct Method (DM):

$$\widetilde{S}_{d,u} = \left(\frac{dR}{dt} - u_u \right) \quad (2.13)$$

An experimental methodology was developed by [13, 120], improved recently by [27] and validated by direct and blinded comparisons with DNS [27, 66]. This method is however limited by the lack of a clear definition of the fresh gases iso-surface free from di-

lation which make linear or non-linear classical extrapolations to zero-stretch difficult [54, 68]. However, and despite a non-accurate definition of the fresh gas iso-surface, this approach overcomes the main difficulties related to the application of the classical method when radiation, non-equilibrium and non-static flow effects are non-negligible. For sub-atmospheric conditions, the benefits of the approach were shown numerically by using 1D simulations [46], but no experimental confirmation was done yet, up to now.

Though high-pressure LBV measurements have many practical applications for gas turbine and engine applications, sub-atmospheric data are also of importance for at least aircraft applications, especially when dealing with high-altitude relight. Furthermore, the development of optical diagnostics to characterize combustion kinetics, as well as the interpretation of data and their quantification, is much simpler in low-pressure flames, mainly because collision effects are less prevalent and the flame front becomes thicker as pressure decreases. It is worth noting also that pressure not only influences the frequency of molecular collision but also differentiates the relative efficiencies of two-body branching reactions versus three-body termination reactions [40].

A brief literature review shows that sub-atmospheric LBV measurements are very scarce in the literature, mainly due to the inherent experimental difficulties. The first set of data have been obtained by [40] for CH₄/air flames, for the Counter Flow Flame (CFF) configuration. This database provides a reference for kinetic scheme validation [110, 111]. Low pressure (below 0.3 atm) LBV have been measured also with Heat Flux Burner (HFB) configuration for CH₄/air and CH₄/H₂/air mixtures. This database highlights a curvature of the pressure dependence in semi-logarithmic coordinates of LBV, as predicted by the kinetic scheme. More recently, low pressure LBV for CH₄/air mixtures have been obtained from OPF configurations using the IM method [14]. The authors pointed out the difficulty to get accurate data with this method due to the finite flame thickness issue in extrapolation models and the non-equilibrium state of burned gases.

In this work, we propose to consider the OPF configuration and to report, for the first time to our knowledge, stretched flame speeds for lean, stoichiometric and rich CH₄/air flames and stoichiometric *n*-decane/air flames at low pressures. This latter fuel is well known to be a good kerosene surrogate for LBV measurement [123]. At the same time, the flame propagation is simulated with A-SURF code for a direct comparison with the experiments in order to :

- Analyze the effect of low pressure on stretched flame speeds $\widetilde{S}_{d,b}$ and $\widetilde{S}_{d,u}$,
- Quantify experimentally and numerically the differences between the two methods (DM and IM) to report LBV, and the origins and the values of the bias induced by each of these methods,
- Provide a database for LBV at low pressures for methane/air and *n*-decane/air mixtures for kinetic scheme validations.

IV.1 Experimental and numerical set-up

The experiments have been conducted in the spherical stainless steel combustion chamber (equivalent chamber inner-radius 8.243 cm) of the CORIA laboratory. The details of the facility and the optical diagnostics which have been used to report simultaneously the flame radius and the fresh gas velocity profiles ahead of the flame front can be found in [27, 119, 120]. Effects of flow seeding density for PIV measurements have been evaluated and don't impact the stretched flame speeds and the extrapolated values, even for low pressure conditions. Methane/air mixtures are investigated for lean ($\phi=0.8$), stoichiometric and rich ($\phi=1.2$) conditions, with a pressure varying from 1 to 0.3 bar, at $T = 293\text{ K}$. The operating conditions and the accuracy of the flow-meters are similar to those presented in [27]. For *n*-decane/air flames, the methodology presented in [119] is followed. *n*-decane is vaporized in a Controlled Evaporator Mixer, CEM (Bronkhorst) and injected into the vessel through heated lines. All gases are premixed in a tank before being injected into the combustion chamber. An electrical heating system regulates the chamber temperature and ensures uniformity of the temperature field. *n*-decane/air mixtures are investigated for stoichiometric conditions, with a pressure varying from 1 to 0.4 bar, at $T = 373\text{ K}$. Lower pressure conditions were not ignitable. Uncertainty quantification has been done according to the methodology presented in [27]. It accounts first for the initial conditions which may be slightly different from one experiment to another and the intrinsic uncertainty of the sensors. Second, effect of flame variability induced by ignition (energy variation, spark shape) and uncertainties induced by image processing routines are accounted for by performing a statistical analysis with a number of flame recordings per condition $N \geq 10$. Once these uncertainties are evaluated, they are propagated when flame stretch, flame speeds and extrapolations are computed.

Spherical flame propagation is simulated using the code A-SURF [22]. A-SURF solves the one-dimensional, unsteady, compressible, conservation equations for a multi-component reactive flow in a spherical coordinate using the finite volume method. The details on governing equations, numerical schemes, and code validation can be found in [22]. The simulation domain reproduces the experimental apparatus described above in terms of equivalent flame radius and thermodynamical conditions. In order to maintain adequate resolution of the propagating flame, dynamically adaptive mesh is utilized in A-SURF with a finest grid size of $8\text{ }\mu\text{m}$. It is noted that radiation heat losses are not accounted for here, considering the high flame speeds and the small flame radii which are investigated here. Simulations are performed for CH_4 flames with two kinetic schemes. First, the GRI-mech 3.0 kinetic scheme [111] is considered. It is composed of 53 species and 325 elementary reactions. This is a commonly used mechanism in the literature, but not recently updated and validated with low pressure LBV data for methane/air mixtures [40]. A more recent mechanism (FFCM-1) is also considered in this study. It is composed of 38 species

and 291 elementary reactions [110] and it has been tested for low pressure LBV data for methane/air mixtures [40, 63]. For *n*-decane/air flames, the Dryer mechanism composed of 121 species and 866 elementary reactions is used [20]. To our knowledge, no LBV validations against experimental data have been done at low pressures.

Finally, Cantera is used to report the LBV from 1D planar and stationary flames. The simulations are performed with the same kinetic schemes and operating conditions as those in A-SURF. The mixture-averaged diffusion model is considered. The computational domain is set to 5.0 cm. The minimum values of the gradient and curvature for the last iteration are set to 0.02.

IV.2 Displacement speed relative to burned gases, $\widetilde{S}_{d,b}$

The displacement speed relative to burned gases $\widetilde{S}_{d,b}$ (Eq. 2.12) is reported in Fig. 2.5 as a function of flame stretch K , with $K = (2/R)(dR/dt)$. For clarity, only two pressures are represented for methane and *n*-decane.

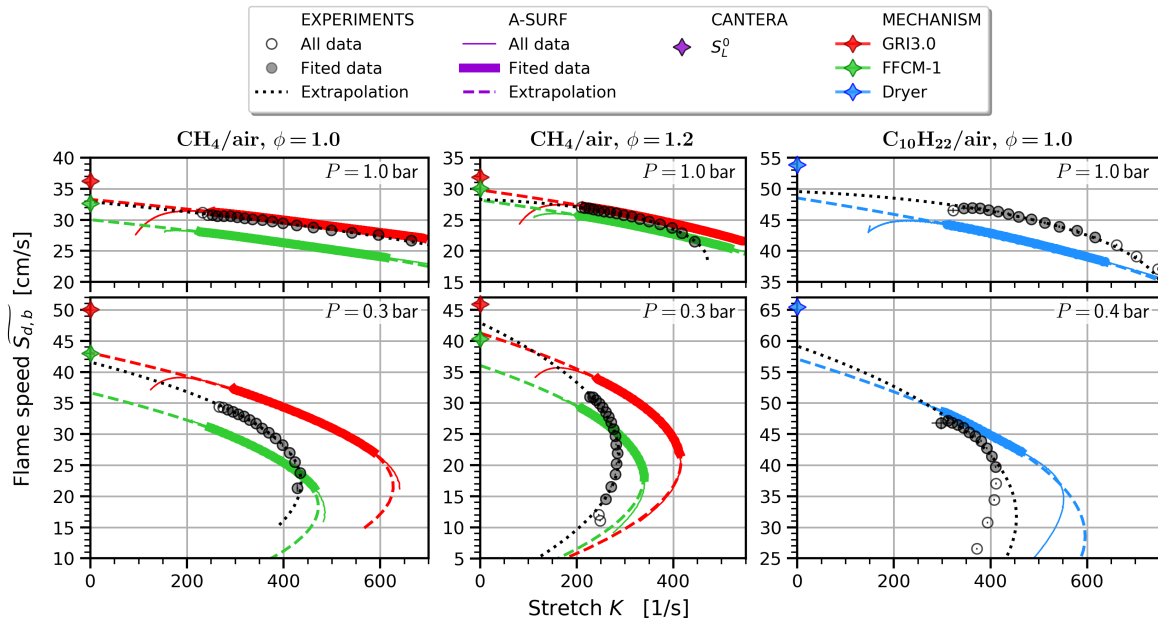


Figure 2.5 – Selected samples of stretched displacement speeds $\widetilde{S}_{d,b}$ for experiments and simulations, both for methane and *n*-decane air flames.

The lean methane/air flames behave similarly as the stoichiometric ones and are not represented here. However, these data are available in the Supplementary material. When the pressure decreases, the stretched flame speed becomes more sensitive to stretch, *i.e.* the slope increases in absolute value, and behaves less linearly. Similar observations are done both for experiments and simulations, whatever the kinetic schemes. This behavior can be explained by considering the original asymptotic solution for adiabatic outwardly propagating flames allowing for finite flame thickness [49]. In dimensional form, this solution becomes,

$$\left(\frac{S_f}{S_f^0} + \frac{2\delta_L^0}{R}\right) \ln\left(\frac{S_f}{S_f^0} + \frac{2\delta_L^0}{R}\right) = -\frac{2(\mathcal{L}_b - \delta_L^0)}{R} \quad (2.14)$$

where S_f^0 is the extrapolated value of S_f and related to LBV by the density ratio such as $S_L^0 = (\rho_b^{eq}/\rho_u)S_f^0$, δ_L^0 is the flame thickness of the unstretched flame, and \mathcal{L}_b is the Markstein length related to the burned gases. When assuming infinitely thin flame, the non-linear expression provided by [71] can be easily recovered. This expression can then be simplified into the linear expression in case of low flame stretch and Lewis number close to unity. However, when the pressure decreases significantly, the flame thickness increases strongly making the assumption of infinitely thin flame no longer correct, as it was reported originally by [81] and was referred to as the finite thickness expression (FTE). Eq. 2.14 is generally expanded in terms of perturbation $\epsilon = 1/R$ for $\delta_L^0 \ll R$ to the third term,

$$\frac{S_f}{S_f^0} = 1 - 2\mathcal{L}_b\epsilon - 2(\mathcal{L}_b - \delta_L^0)^2\epsilon^2 + \mathcal{O}(\epsilon^3) \quad (2.15)$$

Eq. 2.15 is used to extrapolate $\widetilde{S}_{d,b}$ at zero stretch, making the fitting procedure much more stable numerically than Eq. 2.14. In order to avoid ignition and confinement effects, a restricted range of flame radius for extrapolation has been set to [1, 1.9 cm] for experiments and to [0.8, 1.9 cm] for the simulations which seem to be less affected by ignition than experiments. This range is represented in bold lines and filled symbols in Fig. 2.5 and is in agreement with the usual recommendations [21]. For atmospheric conditions, stretched methane/air flame speeds are qualitatively very well predicted by the simulations with GRI3.0 for stoichiometric conditions, whereas the flame speeds from the simulations with FFCM-1 are smaller than those obtained with GRI3.0. The differences between the two kinetic schemes is however reduced for rich conditions which surround the experimental data. For stoichiometric *n*-decane/air flames, the simulations underpredict the experiments with a constant value close to 3 cm/s. For sub-atmospheric conditions, the differences between the simulations with GRI3.0 and FFCM-1 are much more important and can reach a constant difference of 7 cm/s for stoichiometric conditions. The experimental data do not behave similarly with the simulations, in terms of slope and extrapolated values. As it stands, this qualitative comparison shows that these kinetic schemes are no longer able to predict the stretch evolution of $\widetilde{S}_{d,b}$ at very low pressure for such operating conditions. A more quantitative comparison between experiments and simulations can be done, by comparing the fitting parameters of Eq. 2.15, namely δ_L^0 , \mathcal{L}_b and S_L^0 .

First, δ_L^0 is plotted in Fig. 2.6 and can be directly compared to δ_L^0 estimated from Cantera from the maximum temperature gradient, $\delta_L^0 = (T_b - T_u)/\nabla(T)_{max}$. For stoichiometric methane/air flames, a globally good agreement between δ_L^0 (Cantera) and δ_L^0 from experi-

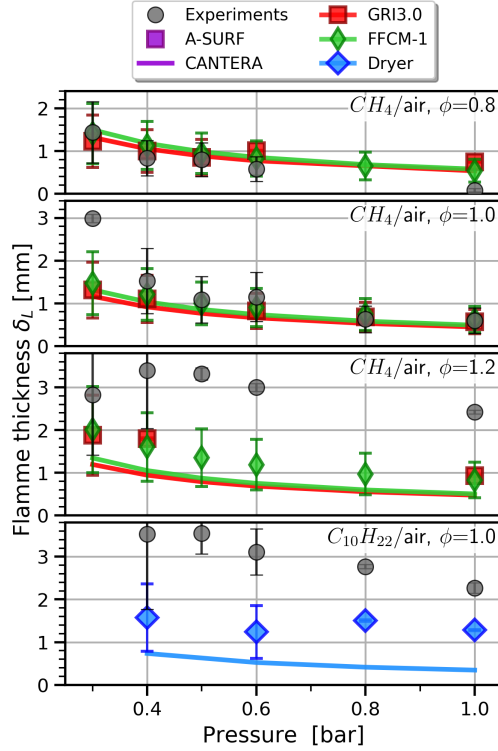


Figure 2.6 – Flame thickness, δ_L^0 , deduced from the FTE model (Eq. 2.15).

ments and simulations can be found, even if the difference seems to be noticeable at very low pressure. The lower the pressure, the higher the flame thickness, and consequently, the $\widetilde{S}_{d,b}$ - K shape is more non-linear according to the FTE model. This observation underlines the quality of the fit, and the physical meaning of the FTE model for such conditions. However, significant differences are observed for rich methane/air flames with $\delta_L^0 \leq \delta_L^{ASURF} \leq \delta_L^{Exp.}$, and for *n*-decane/air flames as well. The origin of these differences is not understood and can not be overcome by changing significantly the radius range for extrapolation. The FTE model seems less appropriate and not able to predict the non-linear behavior.

Second, the Markstein length \mathcal{L}_b is plotted in Fig. 2.7. Whatever the operating conditions, the pressure decrease leads to an increase of Markstein length. This is explained by the definition of the Markstein number $Ma_b = \mathcal{L}_b/\delta_L^0 = Le^{-1} - Z/2(Le^{-1} - 1)$ which is the Markstein length \mathcal{L}_b normalized by δ_L^0 . In this expression, *Z* is the Zeldovich number and *Le* the Lewis number. Ma_b does not depend on the pressure, and consequently \mathcal{L}_b behaves in the same way as δ_L^0 with the pressure. A globally good agreement between experiments and simulations is observed, especially for lean and stoichiometric methane/air and *n*-decane/air mixtures, with very slight differences between GRI3.0 and FFCM-1 mechanisms. This is expected since \mathcal{L}_b is a function of the overall activation energy, Lewis number and flame thickness. A significant change in the kinetic scheme doesn't affect \mathcal{L}_b as it was shown by [124]. For rich condition, significant difference appears at low pressure, when $\widetilde{S}_{d,b}$ is strongly non-linear. Such a behavior on a restricted

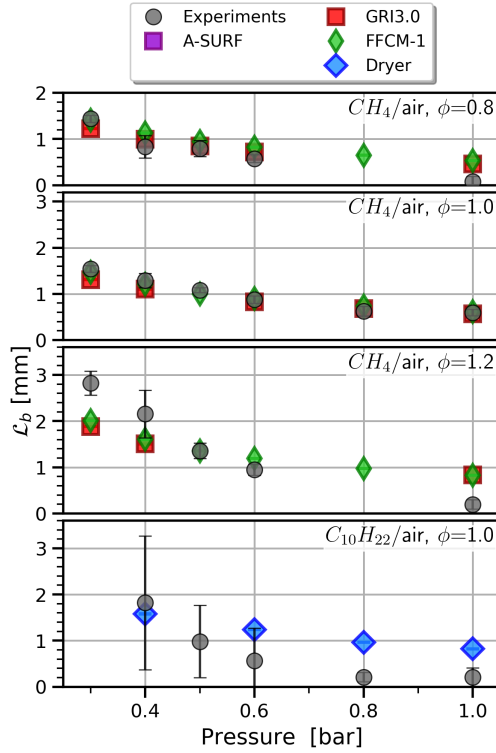


Figure 2.7 – Markstein Length, \mathcal{L}_b , deduced from the FTE model (Eq. 2.15).

range of flame radius seems difficult to be predicted by the FTE model.

Finally, the extrapolated flame speeds (LBV) from $\widetilde{S}_{d,b}$ are reported in Fig. 2.8. A deviation of extrapolated S_L^0 from simulations with those from predicted by Cantera is observed and it is about 2-3 cm/s for atmospheric conditions, and increases to 5-7 cm/s for $P = 0.3$ bar. These deviations were discussed in [27] for atmospheric conditions, and explained by [46] for very low pressure conditions considering the assumptions used in Eq. 2.12. This is a clear demonstration that LBV from $\widetilde{S}_{d,b}$ cannot be used as a target or validated cases for kinetic schemes at low pressures because of the issues coming from extrapolation models and assumptions. A similar conclusion was already suggested by [14] when studying experimental low pressure OPF for stoichiometric methane/air conditions.

IV.3 Displacement speed relative to fresh gases, $\widetilde{S}_{d,u}$

The displacement speeds relative to fresh gases $\widetilde{S}_{d,u}$ are now considered using Eq. 2.13 and reported in Fig. 2.9 as a function of flame stretch. Still for clarity, only two pressures are considered. As for $\widetilde{S}_{d,b}$, data for lean methane stretched flame speeds $\widetilde{S}_{d,u}$ are presented in the Supplementary Material. $\widetilde{S}_{d,u}$ remains globally linear even at low pressure, except maybe for low pressure rich flames. This evolution is observed both experimentally and numerically. Regarding this linear behavior and the theoretical framework for stretched flame speeds $\widetilde{S}_{d,u}$ [54], a linear extrapolation model for all the operating condi-

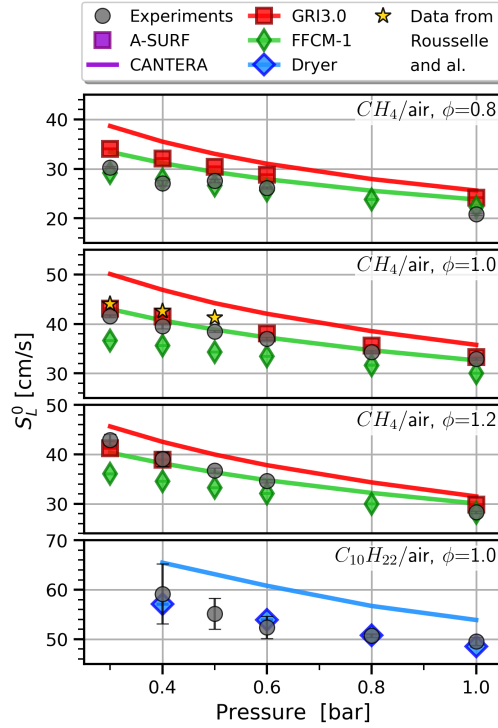


Figure 2.8 – Laminar burning velocity (LBV) deduced from extrapolation of $\widetilde{S}_{d,b}$ with the FTE model (Eq. 2.15).

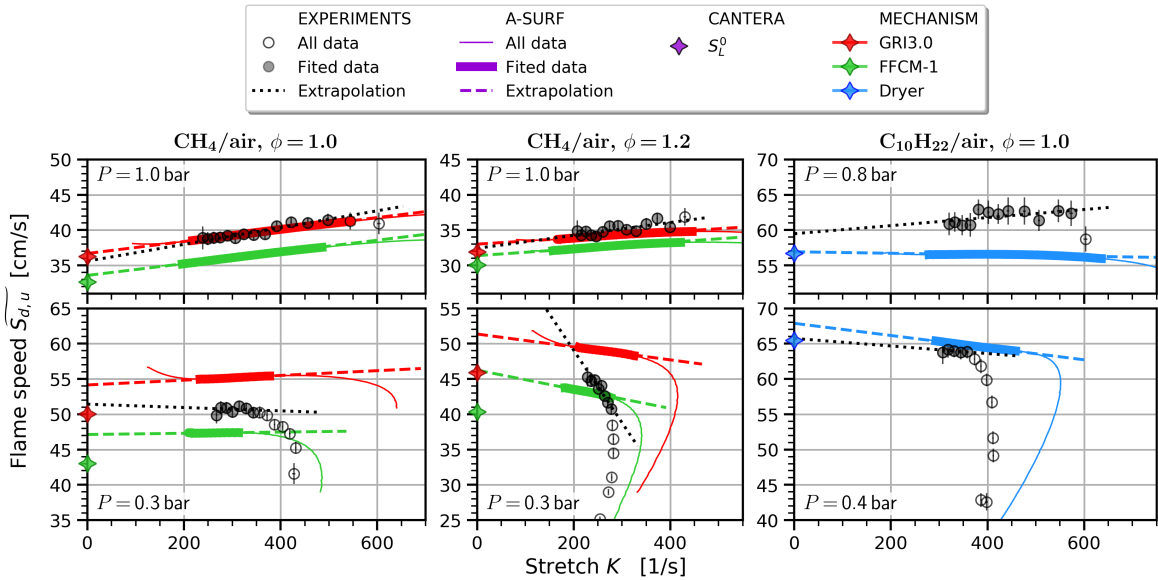


Figure 2.9 – Selected samples of stretched displacement speeds $\widetilde{S}_{d,u}$ for experiments and simulations, both for methane and *n*-decane air flames.

tions has been selected :

$$\widetilde{S}_{d,u} = S_L^0 - \mathcal{L}_u K \quad (2.16)$$

Since the flame surface isotherm where $\widetilde{S}_{d,u}$ is defined is independent of the flame structure (and consequently of flame thickness), the finite flame thickness is not intro-

duced in the extrapolation model. $\widetilde{S}_{d,u}$ from A-SURF show a very large range of linear behavior (much more than for $\widetilde{S}_{d,b}$). The linear fit is well suited for extrapolation at zero stretch, even if this linear range is however reduced for rich CH_4/air , and stoichiometric n -decane/air flames at low pressures. Indeed, a restricted range of flame radius for extrapolation has been set to $[R_{min}, 2.2 \text{ cm}]$ both for experiments and simulations, with R_{min} increasing from 0.7 cm for atmospheric pressure to 1.5 cm for the lowest pressure conditions. This is also true for experiments, except maybe for rich CH_4/air flames at low pressure, where a larger combustion chamber might be necessary. As a preliminary conclusion, $\widetilde{S}_{d,u}$ seems easier to be extrapolated at zero stretch than $\widetilde{S}_{d,b}$ since $\widetilde{S}_{d,u}$ is less sensitive to flow confinement and presents a linear behavior on a large range of flame radius. It would make the extrapolated data from $\widetilde{S}_{d,u}$ at low pressure more accurate and less affected by the range of flame radius.

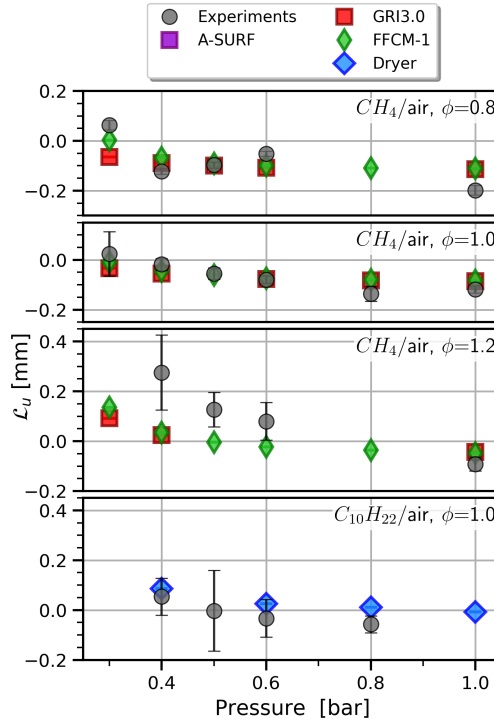


Figure 2.10 – Markstein Length, \mathcal{L}_u , deduced from the linear extrapolation of $\widetilde{S}_{d,u}$ to zero stretch using Eq. 2.16

The Markstein lengths \mathcal{L}_u from linear extrapolations are reported in Fig. 2.10. \mathcal{L}_u from experiments and simulations have globally the same slopes (\mathcal{L}_u is similar) for lean and stoichiometric methane/air flames, with no influence of kinetic scheme for methane. However, due to the scatter of the experimental data, the fit seems more difficult to perform, and the uncertainty on \mathcal{L}_u is also more significant than \mathcal{L}_b . An increase of \mathcal{L}_u is observed when the pressure decreases. This is also expected since Ma_u is not pressure dependent. Extrapolated flame speeds from $\widetilde{S}_{d,u}$ are reported in Fig. 2.11. In a general manner, LBV from $\widetilde{S}_{d,u}$ is much higher than that from $\widetilde{S}_{d,b}$ as expected in [46]. For stoichiometric methane/air flames, a perfect agreement between experimental LBV and

Cantera with GRI3.0 is observed whatever the pressure. For rich methane/air flames, the agreement with Cantera GRI3.0 is weak, and the condition of 0.3 bar is not achievable experimentally due to the very limited range of linear behavior. For *n*-decane/air flames, experimental LBV are similar to those predicted by the Dryer mechanism, with a maximum absolute difference of 2 *cm/s* at 0.4 bar.

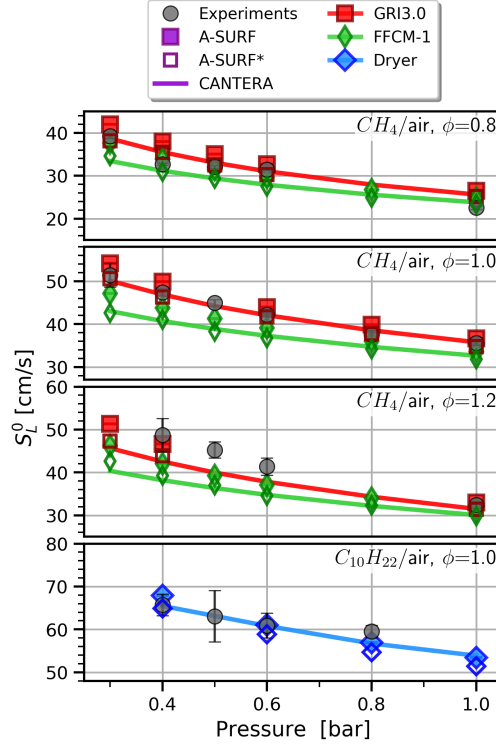


Figure 2.11 – Laminar burning velocity (LBV) deduced from extrapolation of $\widetilde{S}_{d,u}$ with linear model. The empty symbols corresponds to the LBV obtained from $\widetilde{S}_{d,u}^*$ using Eq. 2.17.

LBV from A-SURF behave similarly as experiments but do not agree exactly with Cantera values, especially at low pressures, where the difference is significant and on the order of 3 to 5 *cm/s* at 0.3 bar for methane/air flames whatever the kinetic scheme. This difference is however lower for *n*-decane/air flame even still visible. This behavior is unexpected regarding the previous work of [46] and must be discussed. The experimental method to report LBV from $\widetilde{S}_{d,u}$ is based on Eq. 2.13 and implicitly assumes that the maximum of fresh gases velocity peaks at $T = T_u$. However, according to the present simulations and previous results in [68], the temperature at the location of maximum velocity is slightly higher than T_u and decreases with stretch. Consequently, Eq. 2.16 should be corrected into :

$$\widetilde{S}_{d,u}^* = \frac{\rho^*}{\rho_u} \left(\frac{dR}{dt} - u_u \right) \quad (2.17)$$

where ρ^* is the flow density at which the fresh gas velocity is maximum. In the previous experimental works [13, 27, 120], this density ratio was assumed to be equal to unity. Though this assumption seems to be correct for atmospheric conditions, the results pre-

sented in Fig. 2.9 suggest that this assumption fails at lower pressure. From the simulations, we plotted this correction factor in Fig. 2.12 for methane and *n*-decane/air flames. In Fig. 2.12, the bold lines represent the correction factor values with the range of flame radius (or stretch) used for extrapolation. As expected, this correction factor is close to unity for atmospheric conditions and decreases significantly at lower pressure to reach 0.85 for the leanest conditions. Consequently, if Eq. 2.13 can be used for atmospheric conditions to report accurate data on LBV, the use of Eq. 2.17 is required for lower pressures. Accounting for this correction factor, the numerical values of $\widetilde{S}_{d,u}^*$ are computed and extrapolated at zero stretch using Eq. 2.16 for the same range of flame radius as previously. These corresponding LBV are reported in Fig. 2.11, with the empty symbols. A very good agreement can be now observed with LBV from Cantera and LBV from linear extrapolation of $\widetilde{S}_{d,u}$ from A-SURF using the same kinetic scheme.

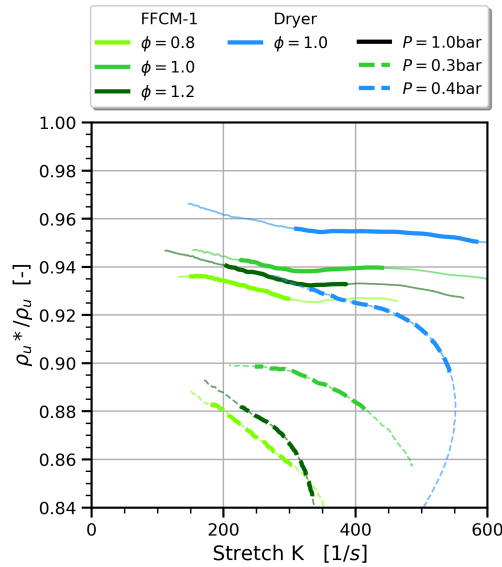


Figure 2.12 – Correction factor ρ_u^* / ρ_u for methane/air flames from the FFCM-1 mechanism. Very similar results are obtained with the GRI3.0 mechanism. This correction factor is also reported for *n*-decane/air flames.

IV.4 Conclusions

Very few data for laminar burning velocity (LBV) at sub-atmospheric conditions are available in the literature and the kinetic schemes are generally not well validated or tested at low pressure conditions. In this work, LBV measurements at sub-atmospheric conditions have been conducted experimentally and numerically on methane / air and *n*-decane / air mixtures for several equivalence ratios in the OPF configuration. *n*-decane is known to be a relevant surrogate for kerosene when LBV is considered, and this work provides new measurements in conditions of high-altitude relight represented by low-pressure, by considering advanced measurements and simulations. The simulations have been done with two different kinetic schemes (namely GRI3.0 and FFCM-1) for methane / air

and the Dryer mechanism is considered for *n*-decane / air flame. The main conclusions are three-folds.

First, the flame displacement speed $\widetilde{S}_{d,b}$ is significantly impacted by the pressure decrease and becomes strongly non-linear with flame stretch. This is explained by the finite flame thickness structure and qualitatively well modeled by the FTE model used for extrapolation at zero stretch. At low pressures, assumption of static burned gases and chemical equilibrium usually made to report $\widetilde{S}_{d,b}$ are no longer valid and leads to a significant under estimation of $\widetilde{S}_{d,b}$. Consequently, the FTE model which also assumes static flow of burned gases is less prone to predict the $\widetilde{S}_{d,b}$ behavior as the flame propagates. In addition, due to the finite size of the combustion chamber and the very high sensitivity of range of flame radius used for extrapolation, this extrapolation at zero stretch may not be accurate.

Second, the flame displacement speed $\widetilde{S}_{d,u}$ is less impacted by the pressure decreases and a linear behavior with stretch is globally found even for strong sub-atmospheric conditions, even if the range of linear behavior is reduced at low pressure. The finite flame thickness phenomenon doesn't affect the extrapolation methodology regarding the reference flame surface to report $\widetilde{S}_{d,u}$. Consequently, it makes the extrapolation easier in comparison with $\widetilde{S}_{d,b}$. However, the isotherm T^* where $\widetilde{S}_{d,u}$ is extracted is not exactly equal to T_u and a correction factor ρ^* / ρ_u is required. This correction factor is close to one at atmospheric conditions and decreases significantly at low pressure, leading to an overestimation of $\widetilde{S}_{d,u}$ if Eq. 2.13 is used, and consequently to the reported LBV values. Therefore, a direct comparison of $\widetilde{S}_{d,u}$ instead of LBV between experimental and numerical data seems necessary to provide kinetic scheme validation as it was suggested initially by [68]. This is particularly true when low pressure data are considered.

Third, a direct comparison of $\widetilde{S}_{d,u}$ between experiments and simulations can be made considering the two conclusions above for kinetic scheme validations. For lean methane / air flames, FFCM-1 mechanism is in good agreement with the experiments for the range of pressure 0.3 to 1.0 bar. For stoichiometric conditions, GRI3.0 seems closer to experiments than FFCM-1. A significant departure between experiments and simulations is observed for rich flames which still under-predict $\widetilde{S}_{d,u}$. Finally, the Dryer mechanism seems well validated for the stoichiometric conditions over the range of pressure 0.4 to 1.0 bar.

V Conclusion

Assez peu de données de LBV sont disponibles pour des conditions sub-atmosphériques, donc les schémas cinétiques sont rarement validés pour ces conditions. Cependant, pour obtenir des simulations numériques fiables dans le cadre des études sur le rallumage, il est important de développer des schémas cinétiques adaptés à la basse pression. Dans ce

cadre, ce chapitre a proposé une étude sur la vitesse de flamme à basse pression.

Ces travaux ont permis de mettre en avant les problèmes inhérents à la mesure de la LBV à basse pression. En effet, dans ces conditions, la flamme devient plus épaisse, et les gaz brûlés à proximité de la flamme n'atteignent pas l'équilibre chimique. Une méthode de mesure alternative est proposée pour ne pas faire ces hypothèses et obtenir une meilleure estimation de LBV. Finalement, là où la méthode classique de mesure de LBV par SEF à pression constante conduit à une sous-estimation de la LBV à basse pression, la méthode alternative permet d'obtenir de biens meilleurs résultats, avec cependant une légère surestimation de la LBV due à la difficulté de définir l'isotherme des gaz frais.

Cette étude a finalement permis de compléter les bases de données existantes pour la combustion du méthane à des pressions sub-atmosphériques, mais aussi de fournir des données sur la combustion de décane à base pression. Le décane représentant très bien le kérosène pour la LBV, ces données sont donc particulièrement intéressantes pour développer des mécanismes réactionnels adaptés au rallumage en altitude. L'objectif final est de mieux comprendre l'ensemble des étapes du rallumage en altitudes, et les processus physiques qui conduisent à son succès ou son échec.

DESCRIPTION DES MOYENS D’ESSAIS COMBUSTION BASSE PRESSION, BASSE TEMPÉRATURE

Ce chapitre est dédié à la présentation du banc d’essais HARTur développé dans le cadre de cette thèse. Dans un premier temps, les moyens mis en œuvre pour atteindre et maintenir les conditions rencontrées lors de la phase d’enroulement d’un rallumage moteur seront détaillés. Ensuite, la géométrie de la chambre sera décrite, avec un récapitulatif succinct des contraintes techniques qui l’ont fait évoluer. La dernière partie portera sur les conditions opératoires testées.

Sommaire

I	Banc d’essais HARTur	62
I.1	Architecture du banc d’essais	62
I.2	Régulation de la température	64
I.2.1	Refroidissement de l’air	65
I.2.2	Refroidissement du kérosène	66
I.3	Génération de vide et contrôle de la pression	67
II	Chambre de combustion mono-secteur	68
II.1	Structure globale du module combustion	68
II.2	Structure et accès optiques de la chambre de combustion	69
II.3	Alimentation en air de la chambre	69
II.3.1	Air primaire via le fond de chambre	69
II.3.2	Air secondaire pour la dilution	71
II.4	Allumage	72
III	Contrôle et mesures	72
III.1	Ensemble des capteurs du banc	73
III.1.1	Débitmètrie	73

III.1.2	Thermocouples	73
III.1.3	Capteurs de pression	74
III.2	Interface de contrôle du banc	75
III.3	Implémentation de diagnostics optiques	76
III.3.1	Tomographie et PIV	76
III.3.2	Fluorescence induite par laser (PLIF)	80
IV	Conditions opératoires	86
IV.1	Systèmes d'injection	86
IV.2	Conditions thermodynamiques	86
IV.3	Plans de mesures	88

I Banc d'essais HARTur

Afin d'étudier la combustion dans des conditions plus proches de celle rencontrées lors de la phase d'enroulement, le banc d'essais HARTur (**H**igh **A**ltitude **R**elight for gas **T**urbine) a été conçu et fabriqué au laboratoire CORIA. L'installation expérimentale permet d'obtenir des conditions thermodynamiques proches de celles rencontrées dans les chambres de combustion aéronautiques pendant toutes les étapes du rallumage à haute altitude. La pression minimale de fonctionnement est limitée à 0,3 bar et la température minimale de l'air et du carburant est respectivement de -35 °C et -25 °C en fonctionnement réactif quasi-stationnaire.

I.1 Architecture du banc d'essais

La photo [figure 3.1](#) montre les éléments principaux du banc d'essais HARTur. Le schéma [figure 3.2](#) présente de façon plus détaillée l'installation. Ce schéma regroupe l'ensemble des systèmes permettant de produire une flamme dans des conditions déprimées froides. Il se divise en plusieurs parties :

- **La chambre de combustion.** C'est l'organe central du banc. C'est une chambre de section carrée permettant la caractérisation d'un injecteur et son système d'injection grâce à des hublots sur les quatre faces latérales ainsi que différents capteurs et autres dispositifs de mesure. En amont de la chambre se trouve le plenum d'admission où est effectué la régulation thermique. La chambre est présentée plus en détail dans la [section II](#)
- **Les lignes fluidiques d'admission.** Elles permettent l'alimentation de la chambre de combustion en air et en carburant. Les débits de chaque ligne sont contrôlés séparément par des débitmètres. Les deux lignes d'air (en bleu) et la ligne de carburant liquide (en rouge) sont équipées d'échangeur thermique pour les refroidir et

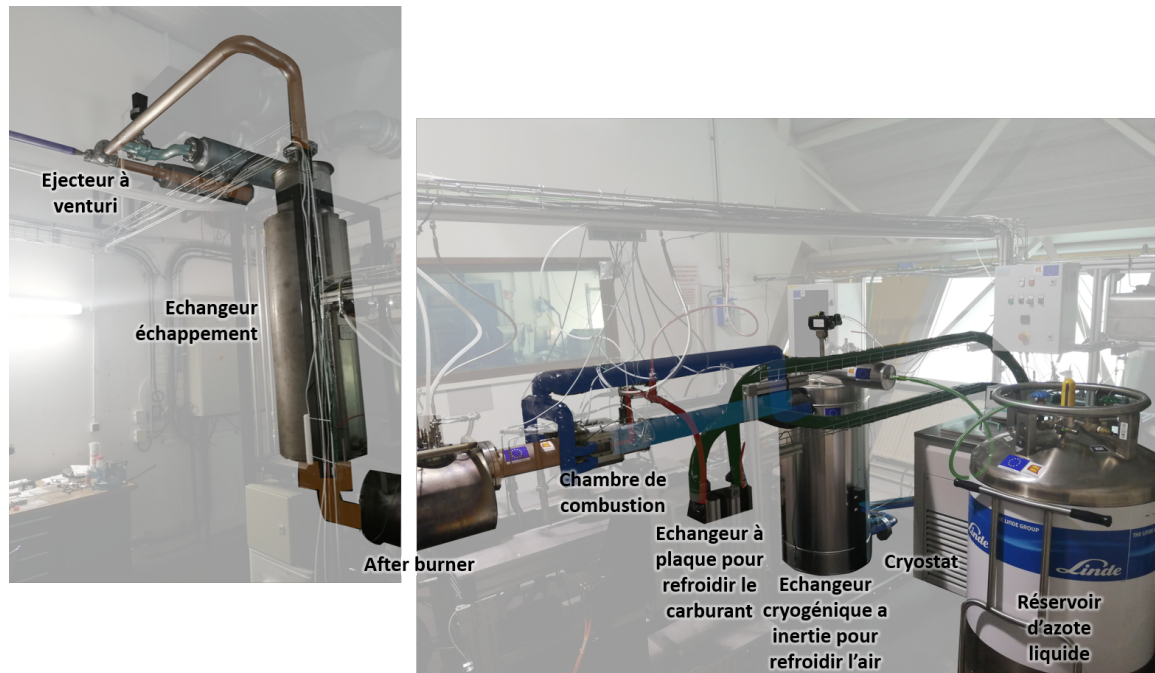


FIGURE 3.1 – Photo annotée du banc d'essais HARTur

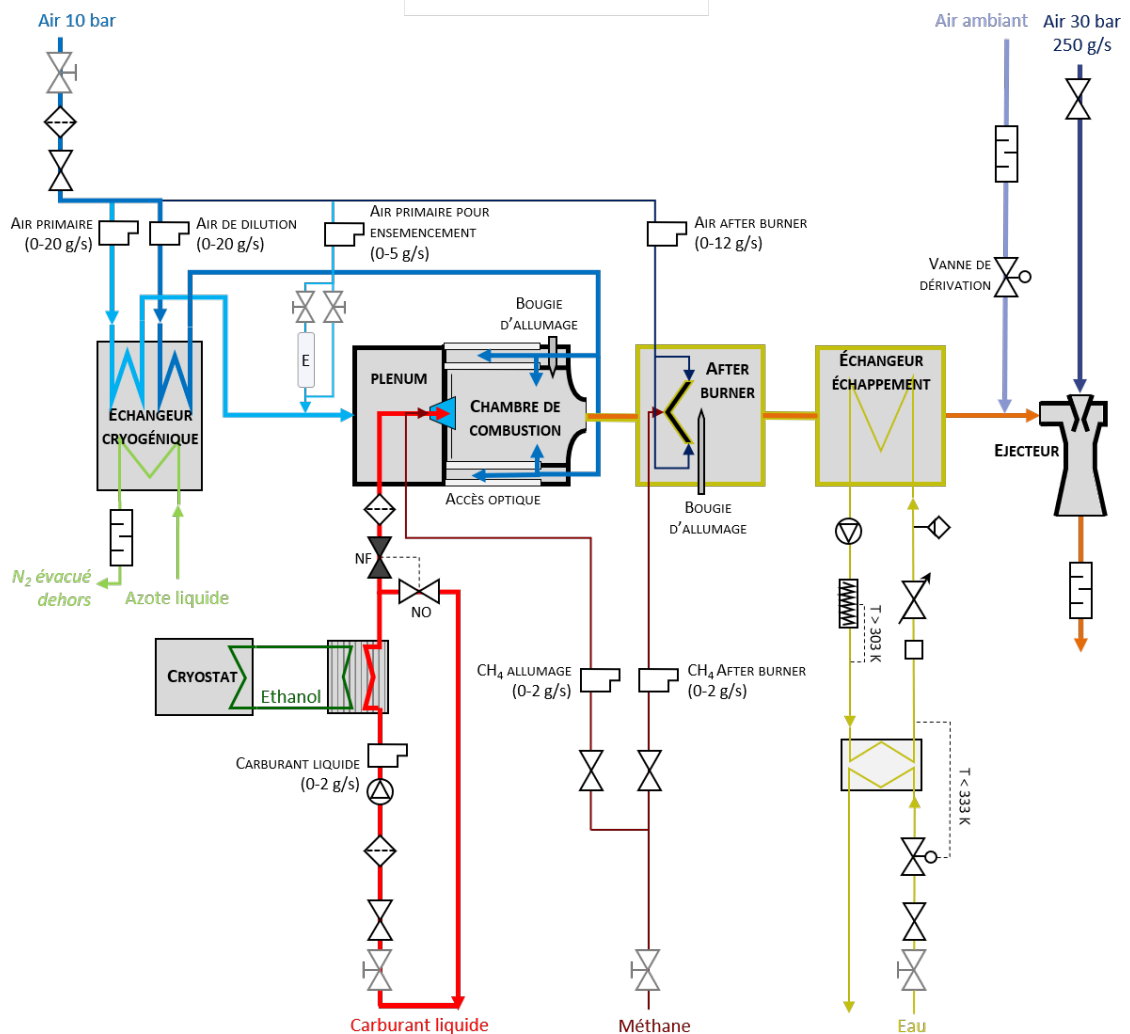


FIGURE 3.2 – Schéma de principe du banc d'essais HARTur

atteindre les températures rencontrées lors de la phase d'enroulement. Les moyens de refroidissement sont détaillés en [section I.2](#).

- **Le système de contrôle de pression.** La ligne d'échappement se termine par un éjecteur qui va aspirer l'air dans toute l'installation et abaisser la pression. Il est présenté dans la [section I.3](#).
- **Le traitement des gaz brûlés.** Il est composé premièrement d'un **after-burner**. Cet organe de protection permet de brûler les imbrûlés pouvant subsister après la combustion principale pour les conditions assez défavorables. Il fonctionne avec une flamme pauvre de méthane. Ensuite, les gaz brûlés passent par un **échangeur thermique** qui va les refroidir. Celui-ci utilise un circuit hydraulique (en jaune) pour maintenir une température d'environ 60°C. Tous les éléments compris entre la chambre et l'échangeur sont conçus avec des doubles parois et refroidis avec le même circuit hydraulique. Ce circuit est un circuit fermé qui en fonctionnement nominal du banc d'essai est refroidi avec un échangeur à eau perdu. Il est aussi équipé d'une résistance électrique qui permet de maintenir une température positive en cas de circulation d'air froid (allant jusqu'à -80°C).

I.2 Régulation de la température

Un des objectifs du banc d'essais est d'avoir en entrée de chambre de combustion des températures représentatives de celles rencontrées lors d'un rallumage moteur en altitude. Ces températures normalement transitoires pendant l'enroulement doivent, sur le banc HARTur, être maintenues pendant toute la durée d'un essai.

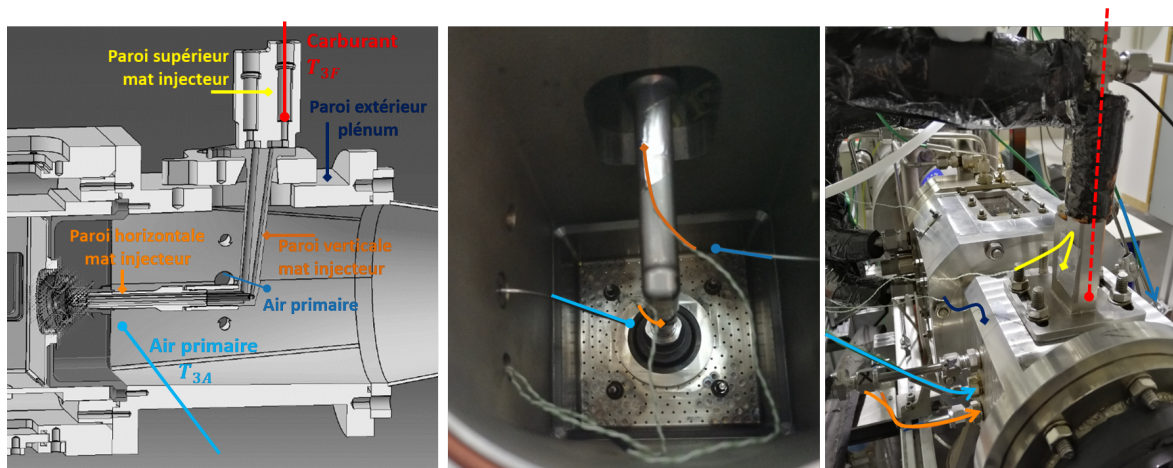


FIGURE 3.3 – Positionnement des thermocouples dans le plenum d'admission représenté sur une coupe du plenum (gauche), une photo de l'intérieur du plenum (centre), et une vue extérieure (droite). La position de la soudure des thermocouples chemisés plongés dans l'écoulement est représentée par un rond. La soudure apparente des thermocouples collés sur les parois est représentée par un losange.

Les températures en entrée de chambre, notées T_{3A} et T_{3F} , sont mesurées dans le plé-

num d'admission par les thermocouples représentés respectivement en bleu ciel et en rouge sur la [figure 3.3](#). Les autres thermocouples sont présents à titre indicatif, mais ne sont en général pas utilisés dans la conduite du banc.

Dans cette section, les moyens mis en œuvre pour abaisser la température de l'air et du carburant sont présentés.

1.2.1 Refroidissement de l'air

Un des organes majeurs de cette installation est l'échangeur thermique qui permet d'atteindre les basses températures pour l'admission d'air. C'est un échangeur cryogénique inertié conçu par la société *Ravanat*. La structure du refroidisseur est illustrée [figure 3.4](#). Elle est composée de deux circuits d'air indépendant et d'un circuit d'azote liquide. Toutes les entrées sont en haut et les sorties en bas. C'est un échangeur à courant croisé. L'air circule dans deux circuits verticaux, séparés en 8 voies chacun. Ils sont représentés en bleu sur la figure. L'azote circule dans 4 serpentins parallèles horizontaux superposés, représentée en vert sur la [figure 3.4](#). Tout l'espace entre les tuyaux est rempli d'aluminium pour créer une inertie thermique. Le tout est ensuite recouvert d'une couche d'isolant.

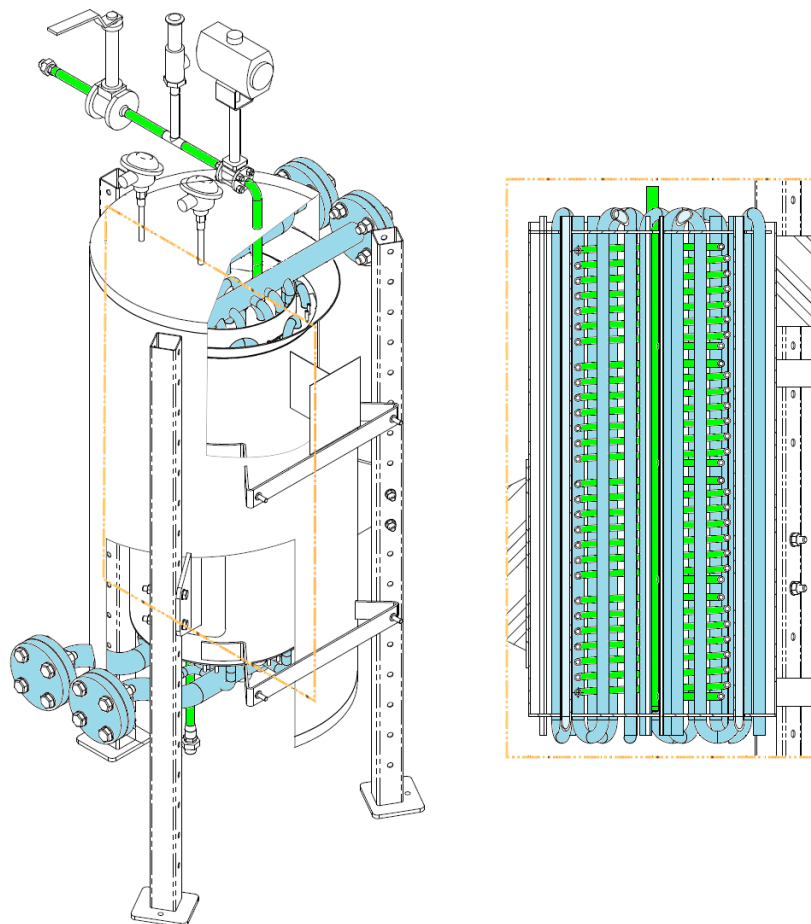


FIGURE 3.4 – CAO de l'échangeur inertié LN₂ / Air (Circuits Air en bleu et LN₂ en vert)

Un réservoir d'azote liquide (LN_2) de 230L est connecté à l'entrée de l'échangeur. La sortie du circuit LN_2 de l'échangeur donne sur l'extérieur du bâtiment. La circulation de l'azote liquide est permise par la pressurisation du réservoir. Celui-ci peut être pressurisé jusqu'à 4 bars par évaporation.

Le contrôle de la température se fait par une vanne pneumatique, en mode tout ou rien, à l'entrée du circuit azote liquide de l'échangeur. Grâce à la grande masse inertielle (aluminium) contenu dans l'échangeur, la température dans le plénum d'admission est très stable. Sur certains essais, une oscillation d'un maximum de 2 K autour de la température de consigne est observée. Ce phénomène a une période de 5 à 15 minutes. La présence de ces oscillations et leurs caractéristiques dépendent de la pressurisation du réservoir de LN_2 , de la consigne de température recherchée et du débit d'air.

Les températures des deux circuits d'air ne peuvent pas être régulées séparément. Dans les gammes de débit et de température utilisées, les températures de l'air en sortie du refroidisseur sont identiques, quelle que soit la différence de débit entre les deux lignes.

Pour effectuer la régulation, plusieurs capteurs de température sont utilisés. Le contrôle de la vanne d'alimentation en LN_2 est fait à partir d'une sonde de température PT100 qui se trouve dans le bloc aluminium du refroidisseur. Le choix de la consigne à appliquer sur cette température est directement piloté par la température mesurée avec un thermocouple type K dans le plénum d'admission de la chambre de combustion. Un thermocouple supplémentaire mesure la température de l'air en sortie de l'échangeur sur la ligne d'air primaire.

I.2.2 Refroidissement du kérosène

La température du kérosène est régulée séparément de l'air. Il est refroidi en passant dans un échangeur à plaques. Le fluide caloporteur utilisé est de l'éthanol circulant entre l'échangeur et un cryostat JULABO FP55-SL.

Comme pour l'air, la régulation de température se fait en deux temps. La régulation est effectuée par la température de consigne du cryostat. Celle-ci est choisie en fonction de la température mesurée dans la ligne carburant, au point le plus proche de l'injecteur atteignable avec un thermocouple (voir [figure 3.3](#)).

Des thermocouples supplémentaires permettent de mesurer des températures intermédiaires de long de la ligne :

- Des thermocouples de parois (soudure apparente) sont collés sur le mât de l'injecteur, entre la position du thermocouple qui sert de référence à T_{3F} et l'injecteur, pour observer si le rayonnement et la conduction chauffent le mât.
- Deux thermocouples permettent de connaître la température du kérosène et de l'éthanol en sortie de l'échangeur.

I.3 Génération de vide et contrôle de la pression

Pour pouvoir atteindre les basses pressions rencontrées en haute altitude, de nombreux systèmes peuvent être envisagés. Sur la base de l'étude technologique réalisée par Paxton [95] lors de la conception d'une installation similaire, et sachant que le CORIA possède un compresseur de grande capacité initialement dédié à une seule installation (HERON [59]), un éjecteur venturi a été choisi pour notre installation.

L'éjecteur pour le banc HARTur a été conçu par la société *Le Vide Industriel*. Il est en acier inoxydable pour être utilisé avec n'importe quelle composition de gaz.

Le fabricant recommande une utilisation entre 273K et 373K. Pour cette raison, l'éjecteur est précédé d'un échangeur à eau (voir [figure 3.2](#)). Cet échangeur est programmé pour chauffer les gaz à 303K (éviter le gel de l'eau en conditions froides non réactives) ou les refroidir à 333K (éviter la condensation des gaz d'échappement). De plus, la température constante des gaz aspirés permet d'avoir une relation fixe entre le pourcentage d'ouverture de la vanne de régulation et la pression dans la chambre.

L'éjecteur est alimenté par 250 g/s d'air à 30 bar (en bleu foncé sur la [figure 3.2](#)) délivré par un compresseur ATLAS COPCO.

Ainsi, il permet d'atteindre de très faible pression (jusqu'à inférieur à 0.3 bar) sur notre gamme de débit (de 0 à 40 g/s).

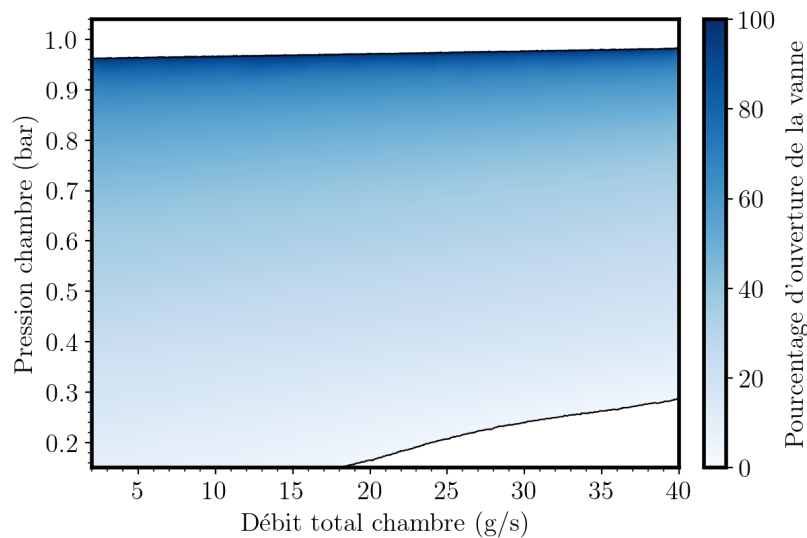


FIGURE 3.5 – Performances mesurées de l'éjecteur à vide

Le débit d'alimentation de l'éjecteur est fixe, l'aspiration dans le venturi est donc constante. Pour contrôler la pression, un débit supplémentaire peut être fourni sur la ligne d'échappement, en amont de l'éjecteur (ligne bleu claire à droite de la [figure 3.2](#)). La ligne de dérivation est directement alimentée par l'air ambiant de la pièce, et son débit est contrôlé par une vanne. Ainsi, en ajustant l'ouverture de la vanne de dérivation, la pression dans la chambre de combustion peut être ajustée, sans affecter ni le débit dans la chambre de

combustion ni le débit d'alimentation de l'éjecteur. La plage de pression réalisable pour notre installation est représentée [figure 3.5](#).

II Chambre de combustion mono-secteur

II.1 Structure globale du module combustion

La [figure 3.6](#) présente une vue en coupe de la modélisation 3D de l'ensemble du module de combustion du banc HARTur. L'ensemble est conçu par blocs pouvant être séparés, posés sur des rails, pour faciliter le changement des pièces et le nettoyage. Dans le sens de l'écoulement, il y a le plenum d'admission, le fond de chambre, la chambre de combustion et enfin la tuyère.

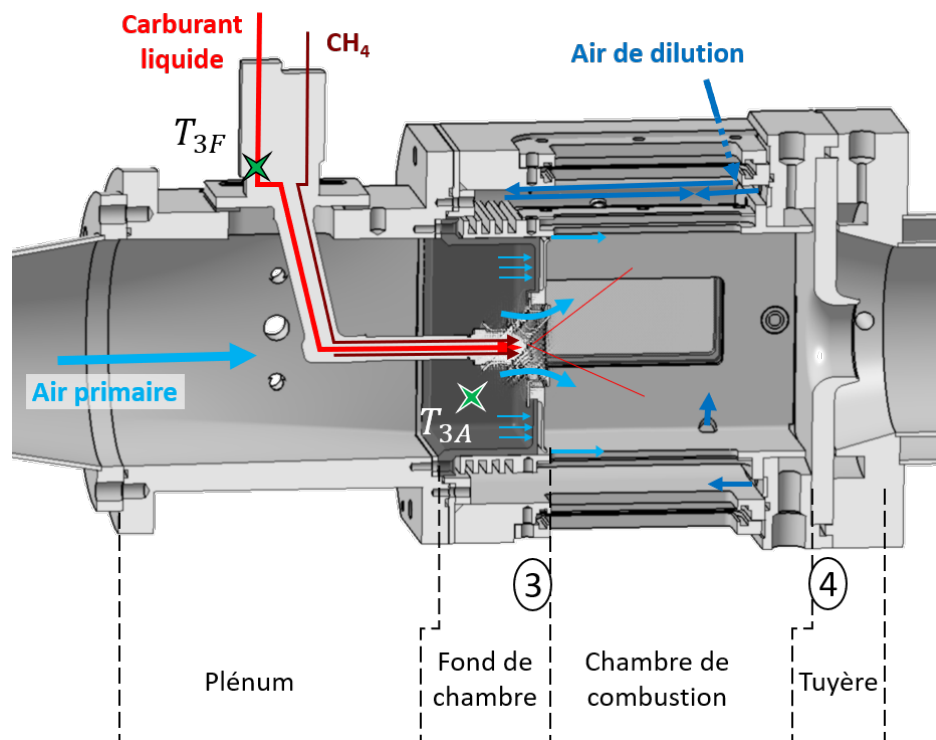


FIGURE 3.6 – Vue en coupe de la CAO de l'ensemble combustion du banc HARTur avec mise en évidence des différents écoulements.

Le plenum est le bloc en amont de l'injection, où plusieurs capteurs sont positionnés pour le contrôle des paramètres d'entrée (voir [figure 3.3](#) pour les thermocouples et [section III.1](#) pour les autres capteurs).

La chambre et l'interface d'injection (plan 3) sont présentées en détail dans les paragraphes suivants. Pour visualiser les éléments mentionnés, les paragraphes feront référence au plan annoté [figure 3.7](#).

La tuyère non amorcée qui marque la sortie de la chambre de combustion (plan 4)

permet d'estimer de température. Cette technique de mesure est présentée dans le [chapitre 4](#).

II.2 Structure et accès optiques de la chambre de combustion

La chambre de combustion est une chambre mono-injecteur de section carrée de 100 mm de côté et de 120 mm de long. Elle est refroidie par une circulation d'air à courant dans la double paroi comprise entre l'enceinte extérieure en aluminium et la chambre est en acier inoxydable réfractaire.

Les quatre faces de ces deux enceintes sont équipées de hublots en silice fondue haute pureté (Corning grade 7980-5F). Ce matériau procure une excellente transparence pour les longueurs d'ondes comprises entre 200 nm et 2200 nm. Les hublots latéraux permettent la visualisation. Ils mesurent 40 mm de large et 85 mm de long. Les hublots supérieurs et inférieurs servent à faire passer des nappes laser dans le plan vertical qui coupe l'injecteur en son centre. Ceux de la paroi interne mesurent 85 mm de long et 10 mm de large. Le bord des hublots du côté injecteur est positionné moins d'1 mm après la fin du SI. La [figure 3.7a](#) permet de visualiser la position et la taille des hublots dans la chambre de combustion.

La liaison entre le plénum d'admission, la chambre de combustion et la double paroi a été améliorée durant la thèse pour minimiser les transfères thermiques vers le plénum d'admission tout en conservant l'étanchéité du système. Ces modifications ont permis d'atteindre les températures souhaitées dans le plan 3, mais surtout de les conserver pendant la durée d'un essai. Cela nous laisse le temps d'étudier en quasi-stationnaire des phénomènes normalement transitoires.

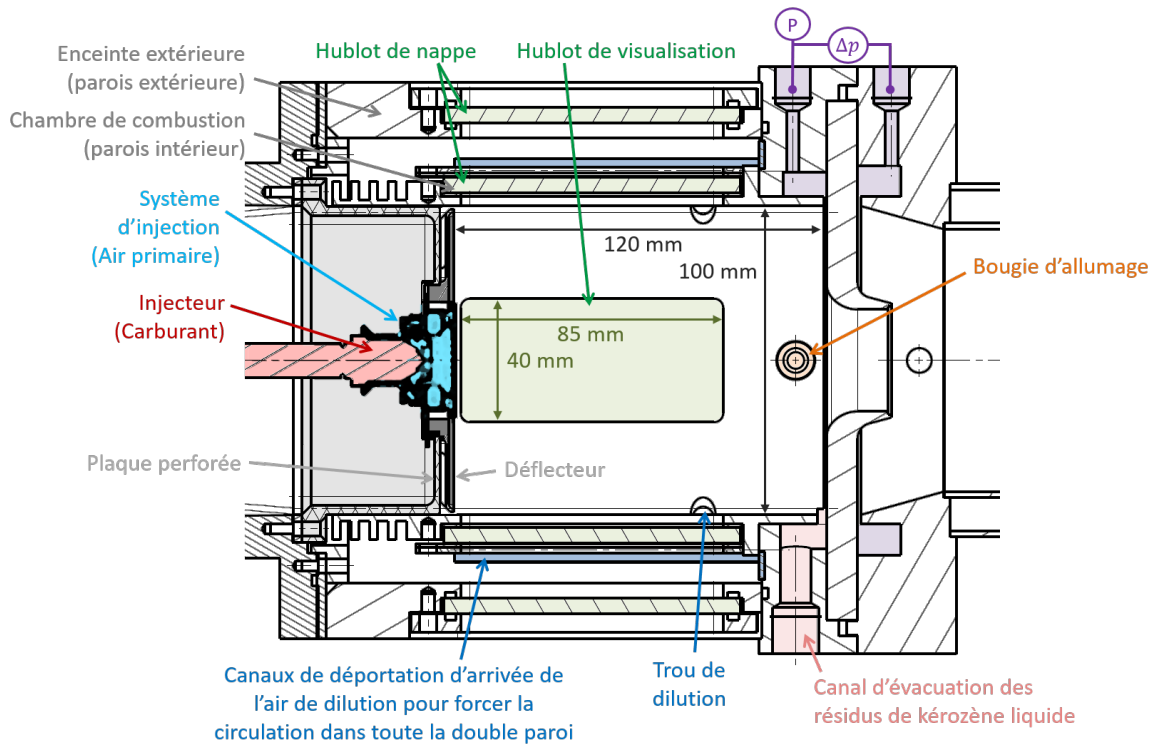
II.3 Alimentation en air de la chambre

II.3.1 Air primaire via le fond de chambre

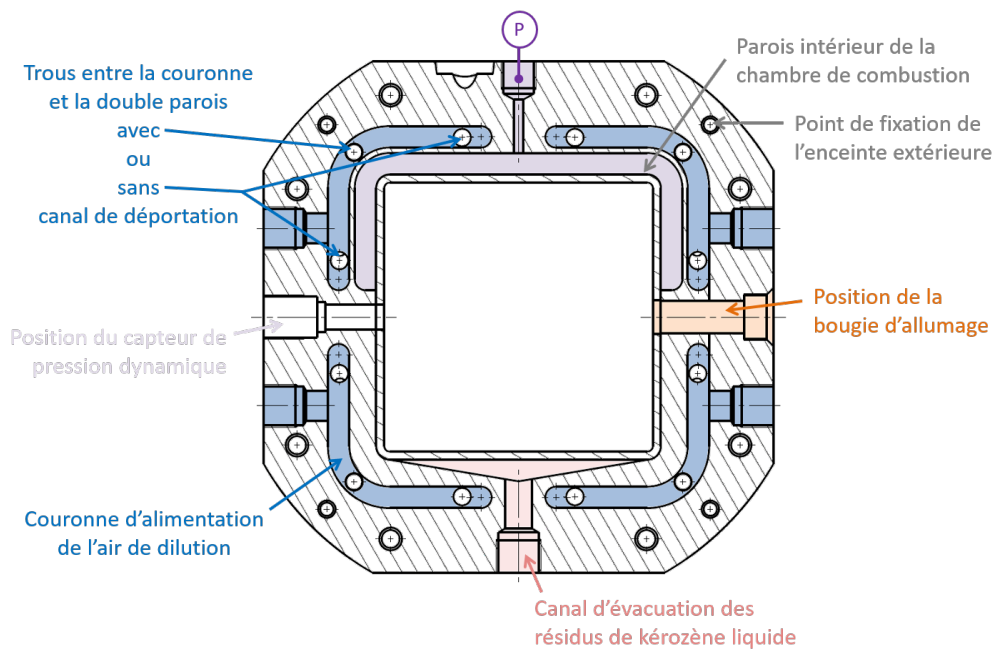
L'air primaire, représenté en bleu ciel sur la [figure 3.6](#), est injecté en entrée de chambre, via le fond de chambre. Il est désigné par l'indice $3Ap$ dans la thèse.

Le fond de chambre est l'interface entre le bloc d'admission et la chambre de combustion. Cet ensemble, représenté en gris foncé sur la [figure 3.6](#), a été conçu sur le même modèle que celui du banc HERON [59]. Il est composé de plusieurs éléments :

- Une paroi perforée, percée en son centre pour accueillir le SI. La pièce est en gris clair sur la [figure 3.7a](#), et les perforations sont visibles sur la photo du milieu de la [figure 3.3](#).
- Un déflecteur, fine paroi placée devant la paroi perforée. La pièce est en gris foncé sur la [figure 3.7a](#).



(a) Coupe axiale



(b) Coupe transversale, dans la bride en amont de la tuyère de sortie de chambre.

FIGURE 3.7 – Plans annotés de vues en coupe de la chambre de combustion du banc HARTur.

- Le système d'injection (en bleu clair), positionné autour de l'injecteur (en rouge), et maintenue au fond de chambre par la collerette bloquée entre la paroi perforée et le déflecteur.

L'objectif de ce montage est de répartir le débit d'air primaire (W_{Ap}) en deux parties :

- Par le SI, pour la combustion dans la zone primaire.
- Par la paroi perforée, pour le refroidissement. Les jets d'air vont impacter le déflecteur et le refroidir efficacement, puis être dévié vers les parois. Aux extrémités du déflecteur, un film d'air va être créé le long des parois latérales et des hublots. Ce film d'air permet de protéger thermiquement les hublots, et il réduit aussi la quantité de gouttes qui viennent directement impacter les hublots et accélèrent leur obstruction et leur dégradation.

Le nombre de trous du fond de chambre et leurs dimensions ont été optimisés pour qu'un maximum d'air passe pas le SI, mais que le refroidissement soit efficace. Une fois le dimensionnement effectué, le ratio débit d'air du SI sur débit d'air primaire ($W_{3Ap,SI}/W_{3Ap}$) est ensuite mesuré pour chaque SI. Ce ratio est, pour chaque SI, proche de 50/50. Enfin, le débit d'air primaire est ajusté pour que la perte de pression à la traversé du SI (Δp_{SI}), mesurée entre le plénum d'admission et la couronne en amont de la sortie de chambre, corresponde à une valeur cible réaliste, identique pour tous les SI.

II.3.2 Air secondaire pour la dilution

De l'air supplémentaire, représenté en bleu foncé sur la [figure 3.6](#), est ensuite injecté par quatre trous $\varnothing 8\text{mm}$ sur les arrêtes latérales de la chambre à 80 mm du SI (visible sur les figures [3.6](#) et [3.7a](#)). Cet air de dilution (ou air secondaire) est désigné par l'indice 3As. Cette dilution permet de se rapprocher des conditions réelles d'utilisation des injecteurs RQL testés pendant la thèse.

Avant d'être introduit dans la chambre de combustion, l'air de dilution circule dans la double parois de la chambre. L'air arrive dans la double paroi depuis le côté tuyère (via les couronnes indiquées en bleu sur la [figure 3.7b](#)), mais une partie est envoyée coté injecteur via des canaux de déportation (indiqués en bleu sur la [figure 3.7a](#)) pour permettre un circulation sur l'ensemble de surface malgré la position des trous de dilution.

Faire circuler l'air de dilution dans la double paroi a deux avantages. En plus de refroidir les parois pour le maintien thermique de la chambre, cela permet de réduire les pertes thermiques vers l'extérieur du banc, car le flux thermique, traversant la première paroi et absorbé par l'air secondaire, est réinjecté avec l'air de dilution au lieu d'être transmis et perdu vers l'extérieur.

L'air de dilution injecté dans la chambre est supposé être à la même température que l'air primaire. En effet les deux sont, au vus du dimensionnement du refroidisseur à LN_2 , à la même température en sortie d'échangeur. Bien que la géométrie des jonctions entre

les blocs a été pensée pour réduire les échanges thermiques, l'air primaire est en partie réchauffé par conduction et rayonnement dans le plenum d'admission. Il en est de même pour l'air de dilution dans la double paroi.

II.4 Allumage

Le banc HARTur a été conçu pour étudier l'étape d'enroulement d'un rallumage moteur, et non les étapes d'allumage flamme. La stratégie adoptée pour le banc est donc d'allumer au méthane puis de passer sur du kérosène. Cette méthode a plusieurs avantages : d'une part les hublots ne seront pas souillés pendant l'allumage qui peut s'avérer compliqué, et d'autre part, cela permet de n'avoir aucune contrainte sur la position de la bougie, qui, pour des raisons de simplicité, est positionnée juste avant la sortie de la chambre de combustion (voir [figure 3.7](#)).

Les injecteurs RQL ont deux circuits carburants distincts. Lors de la phase d'allumage seul le circuit primaire est utilisé, le second sert pour le régime de croisière. Sur le banc HARTur, le circuit secondaire est utilisé pour injecter du méthane pour initier la combustion. Une fois la flamme allumée, le kérosène est injecté. Quelques instants après, le débit de méthane est réduit progressivement, jusqu'à ce que la flamme soit uniquement kérosène / air. La [figure 3.8](#) illustre la procédure.

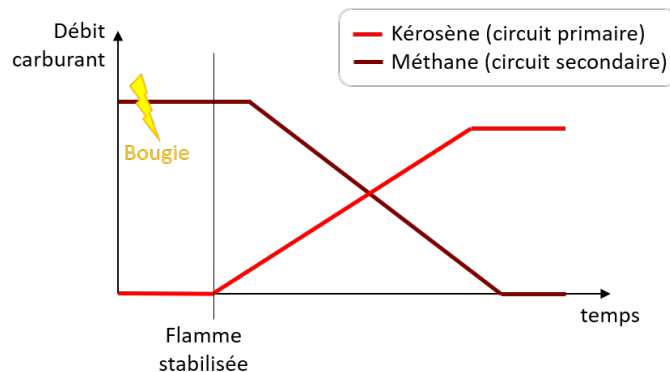


FIGURE 3.8 – Représentation schématique des débits carburants injectés pendant la procédure d'allumage au méthane du banc HARTur.

III Contrôle et mesures

Les deux premières sections de ce chapitre ont présenté la structure et le principe de fonctionnement du banc HARTur. Cette section propose une vue d'ensemble de l'instrumentation du banc, suivie d'une courte présentation de l'interface de contrôle, et enfin une brève présentation des diagnostics optiques implémentés sur le banc.

III.1 Ensemble des capteurs du banc

Le banc d'essai est instrumenté de nombreux capteurs. Ils sont tous listé ci-après.

III.1.1 Débitmètrie

Chaque ligne fluide du banc d'essai est contrôlée séparément. Les débits gazeux sont mesurés et régulés avec des débitmètres massiques thermiques Bronkhorst de la série EL-FLOW®SELECT. Pour le carburant liquide, un débitmètre massique Coriolis de la série Mini CORI-FLOW™ est utilisé. Les précisions de ces capteurs sont respectivement de 0.5% de la lecture plus 0.1% de la pleine échelle pour les débitmètres à effet thermique, et de 0.2% de la pleine échelle pour le débitmètre à effet Coriolis. Les gammes des débitmètres utilisés sont les suivants :

Admission : Chaque ligne est contrôlée indépendamment. Les débitmètres d'air primaire et secondaire, respectivement W_{3Ap} et W_{3As} , sont des 0...20 g/s. Une partie de l'air primaire peut passer par le système d'ensemencement via un débitmètre 0...5 g/s. Le Coriolis pour le débit carburant est un 0...2 g/s. Enfin, la ligne de méthane utilisé pour l'allumage est équipé d'un débitmètre 0...2 g/s.

After-burner : L'alimentation en air se fait entre 0 et 12 g/s, pour un débit de méthane entre 0 et 2 g/s.

Circuit hydraulique : Le circuit hydraulique de refroidissement ne comporte pas de débitmètre. Dès que le banc est en fonctionnement (avec ou sans combustion), le circuit fermé est mis en mouvement avec deux pompe. Le circuit ouvert de refroidissement fonctionne en tout ou rien grâce à la pression du réseau d'eau.

Air moteur de l'éjecteur (Régulation de pression) : Le débit d'alimentation de l'éjecteur n'est ni mesuré, ni contrôlé au niveau de l'installation HARTur. D'après les spécifications du compresseur utilisé pour le généré, il est d'environ 250 g/s à 30 bar. Le débit supplémentaire aspiré pour régulé la pression n'est pas non plus mesuré. Il est contrôlé par la perte de charge produite par la vanne de "bipasse" installée sur la ligne (détail [section I.3](#)).

III.1.2 Thermocouples

Pour la température, de nombreux thermocouple type K sont installés : soit ils sont plongés dans l'écoulement, dans ce cas ils sont chemisés, et de diamètre $\varnothing 1.5$ mm, soit ils sont collés à une paroi, et ils ont leur soudure apparente.

Admission : Trois thermocouples dans les écoulements et quatre thermocouples de paroi sont utilisés dans le bloc d'admission. Leurs positions sont indiquées sur la [figure 3.3](#).

Paroi de la chambre : Un thermocouple à soudure apparente est plaqué, à l'aide d'une lamelle d'inox, à l'extérieur de la paroi externe de la chambre. Il est visible (mais non indiqué) sur la photo de droite de la [figure 3.3](#). La température mesurée est notée T_p

Sortie chambre : Deux thermocouples sont positionnés dans l'écoulement juste en sortie du col de la tuyère. La température mesurée par ces thermocouples sert d'indicateur pendant les essais. Cependant, du fait des forts biais de mesure, ils ne permettent pas d'estimer la température T_4 . En effet, il faudrait prendre en compte les effets radiatif et convectif dus à l'écoulement à haute température. De plus, les températures sont en dehors de la gamme de validité de ce type de thermocouple, l'environnement corrosif des gaz brûlés conduit à une dérive du capteur, et l'écoulement peut être diphasique et le thermocouple peut se retrouver mouillé. Enfin, l'écoulement n'est pas homogène et la température T_4 ne peut pas être obtenue à partir d'un capteur ponctuel. T_4 représente la température moyenne en sortie de chambre de combustion. Cette température sera donc estimée à l'aide d'une tuyère, comme présenté dans le prochain chapitre ([chapitre 4](#)).

Froid : Trois thermocouples supplémentaires sont ajoutés en amont du bloc d'admission, mais leurs valeurs ne sont pas automatiquement enregistrées. L'un est plongé dans la conduite d'air primaire juste en sortie de l'échangeur cryogénique. Les deux autres sont dans l'écoulement en sortie des circuits d'éthanol et de kérosène de l'échangeur à plaque. Pour les capteurs internes à l'échangeur cryogénique et au cryostat, les valeurs ne sont pas enregistrées, mais elles peuvent être lues sur les afficheurs des systèmes.

Circuit hydraulique : Plusieurs thermocouples servent au contrôle de la température de l'eau qui circule dans toutes les parois entre la sortie de la chambre de combustion et l'échangeur de refroidissement des gaz brûlés. Ils sont surtout utiles pour la mise en sécurité du banc en cas de surchauffe.

III.1.3 Capteurs de pression

Plusieurs capteurs de pression (absolue ou différentielle) sont positionnés sur le banc d'essai.

Chambre : La pression chambre, P , est mesurée avec un manomètre Keller 0...1.2 bar abs. La prise de pression se trouve dans une demi couronne juste en amont de la tuyère (indiqué par le P violet [figure 3.7](#))

Débit d'air : Un capteur de pression différentielle, Keller 0...0.2 bar permet de mesurer Δp_{SI} , la chute de pression au passage du système d'injection. Les deux piquages utilisés sont : en amont, le trou supérieur visible sur le plénum d'admission [figure 3.6](#), et en aval, la prise de pression précédemment décrite, servant aussi pour la pression chambre.

Tuyère (Température sortie chambre) : La pression différentielle aux bornes de la tuyère (en violet sur la [figure 3.7a](#)), Δp , utilise la même demi couronne coté chambre (visible en

violet sur la [figure 3.7b](#)), et une couronne complète en aval. Le capteur utilisé est un manomètre Rosemount différentiel 0...3000 Pa.

Instabilité : Un capteur de pression dynamique est installé sur une face latérale proche de la sortie (emplacement indiqué sur la [figure 3.7b](#)), pour identifier d'éventuelles instabilités. C'est un capteur Kistler type 6021A, amplifié par un *Kistler Differential Charge Amplifier Type 5181A*. L'acquisition des mesures de ce capteur est indépendante du reste. Le capteur n'a été utilisé que pour certains points de mesure.

Carburant : La ligne carburant est aussi équipée de capteurs de pression. Tout d'abord, un Keller 0...30 bar juste après la pompe carburant, servant principalement à alerter en cas de problème de givrage du kérosène dans les filtres. Puis un Keller 0...25 bar abs juste en amont du mat d'injection pour connaître la pression d'injection carburant.

III.2 Interface de contrôle du banc

Le contrôle du banc et l'acquisition des données (débits, pressions, températures...) sont réalisées via LabView.

Cette interface permet de commander les différents débitmètres, les vannes pneumatiques, la vanne de dérivation qui permet de régler la pression chambre et les bougies. Les températures sont régulées séparément, sur le cryostat pour le carburant, et via le système de contrôle de l'échangeur cryogénique pour l'air (voir [section I.2](#)). Les valeurs de consigne à indiquer à ces organes indépendants sont plus basses que les valeurs T_3 à régler dans le plenum; elles ont été définies empiriquement au cours de essais successifs et sont à réajuster en fonction des températures mesurées dans le plenum.

La gestion de l'échangeur à l'échappement fonctionne aussi de manière indépendante du Labview. Cependant, les procédures de sécurité implémentées dans le programme font appel à des capteurs sur sa ligne de régulation.

En effet quelques sécurités sont implémentées. Par exemple, pour pouvoir utiliser une bougie, ou injecter du carburant, il faut que le système de refroidissement des gaz brûlés fonctionne et que l'extracteur d'air en sortie de l'installation aspire correctement. Autre exemple, il est nécessaire qu'il y ait une flamme dans l'after burner pour pouvoir utiliser la chambre principale.

Concernant le contrôle du banc, quelques procédures automatisées sont aussi implémentées afin de faciliter le pilotage du banc. Par exemple, lors de l'allumage de la chambre principale, il y a une commande qui permet de passer de la flamme méthane à la flamme kérosène via des rampes de débit simultané des deux carburants.

Enfin, la dernière fonction de l'interface est l'acquisition en temps réel (fréquence d'acquisition de 10 Hz) les mesures de débits, pressions et températures listés dans la section précédente. Toutes ces valeurs sont affichées en continu sur l'interface. Elles sont

aussi enregistrées avec une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz dans des fichiers de suivi d'essais. Dans ces fichiers sont aussi enregistrées toutes les valeurs de consignes. Ces fichiers peuvent ensuite être exploités en l'état. Cependant, une classe python a été développée pour automatiser le traitement de ces fichiers et faciliter le maniement et la visualisation des données.

III.3 Implémentation de diagnostics optiques

Des campagnes de mesures optiques sont aussi effectuées sur le banc pour étudier plus spécifiquement le spray, l'écoulement et la flamme. Deux grandes campagnes seront menées : de la tomographie et de la vélocimétrie par imagerie de particule (PIV pour Particule Image Velocimetry), puis de la fluorescence induite par laser (LIF, ou PLIF pour Planar Laser Induced Fluorescence) sur le radical OH et sur le kérosène. Ces diagnostics optiques sont couramment utilisés, donc leur principe ne sera expliqué que brièvement. Cette section présentera aussi leur implémentation sur le banc HARTur.

III.3.1 Tomographie et PIV

Les premières campagnes de mesure ont pour objectif de visualiser le spray et mesurer les vitesses de l'écoulement. Pour cela, de la tomographie et de PIV sont mises en place.

Principe des mesures

Lors des essais de tomographie, une nappe laser passe dans le plan médian de la chambre. Les gouttes qui se trouvent dans ce plan réfléchissent la lumière par diffusion de Mie et peuvent donc être visualisées par une caméra. Le laser pulsé permet de capturer une image instantanée du spray.

Pour les essais de PIV, l'écoulement estensemencé par des particules suffisamment petites pour suivre l'écoulement, et c'est l'image de ces particules qui est enregistrée par le même principe que la tomographie.

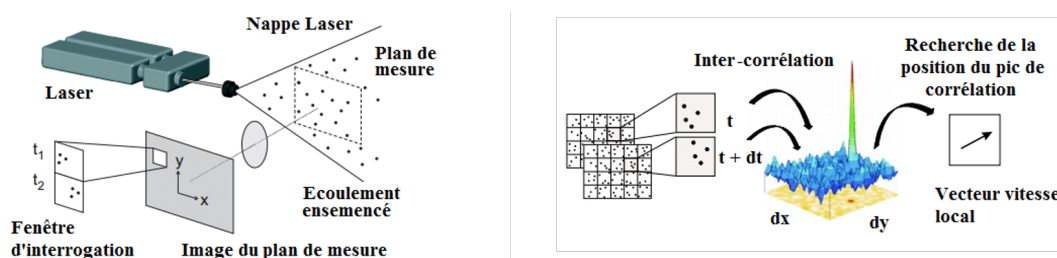


FIGURE 3.9 – Schéma de principe de la PIV. Figure réalisée par *La Vision*, issue de [16]

Pour la PIV, les images sont enregistrées par deux, avec un délai relativement court entre les deux impulsions laser, afin que les particules de la première image soient encore visibles

sur la seconde image et que l'on puisse mesurer leur déplacement. La [figure 3.9](#) recapitule le principe de la PIV, pour plus de détails sur le principe de PIV se référer à [2, 11].

Ensemencement pour la PIV

De la poudre de zirconium est utilisée pour l'ensemencement. Elle est composée de dioxyde de zirconium (ZrO_2 (IV), Sigma-Aldrich, diamètre moyen des particules 5 μm) et de la fumée de silice (SiO_2 , Sigma-Aldrich, diamètre moyen des particules 200 nm). Cette dernière sert à fluidifier le mélange de poudre et à éviter les agglomérats.

Sur le banc HARTur, seul l'air primaire est ensemené. Un circuit indépendant et non refroidi est prévu à cet effet (sur la [figure 3.2](#), le lit fluidisé qui permet l'ensemencement, est représenté par le petit rectangle E). Ce circuit débouche dans la conduite d'air primaire, 60 cm en amont du plénum d'admission. Cette solution découle de plusieurs choix :

L'air secondaire n'est pas ensemené. Ce choix est fait pour limiter l'encrassement des hublots pendant les essais. En effet, lors des essais de PIV en milieu confiné, une des difficultés majeures rencontrées est le dépôt de poudre sur les hublots, salissant les accès optiques, et réduisant la qualité de la mesure. Une des solutions apportées est de faire de la PIV haute cadence afin de réduire le temps d'un essai et donc l'opacité des hublots sur les dernières images d'une série temporelle. C'est le cas pour cette campagne de mesure. Cependant, avant d'être introduit dans la chambre, l'air secondaire circule dans la double paroi comprise entre les deux enceintes équipées de hublots. Donc en ensemenement l'air secondaire, les sources d'encrassement auraient été multipliées (3 surfaces par hublot à la place d'une), sans compter que le nettoyage des lignes secondaires est quasi-impossible. Ainsi, nous avons fait le choix de ne pas ensemené l'air secondaire. Compte tenu de la zone visualisée pendant les essais de PIV (zone primaire principalement), le fait de ne pas avoir de particules dans l'air secondaire n'a pas particulièrement posé de problème.

L'air d'ensemencement n'est pas refroidi. Ne connaissant pas l'effet de l'air froid (allant jusqu'à $-50^\circ C$ en sortie d'échangeur) sur la fluidisation du lit de particules, la solution la plus simple techniquement a été choisie. Une ligne indépendante est ajoutée à l'installation, avec un unique piquage dans la conduite d'air primaire. La conséquence de l'introduction d'air à température ambiante dans l'air froid du plénum¹ est la nécessité de sur-refroidir l'air froid en proportion afin de garder constante la température d'air T_3 dans le plénum. L'air de dilution qui est refroidi par le même échangeur sera donc légèrement plus froid que T_3 .

Mélange homogène de l'air primaire froid et de l'air ensemené. L'air ensemené est introduit dans l'air primaire 60 cm en amont du plénum d'admission. Cette position permet d'assurer un bon mélange avant l'injection. Le second intérêt est que toutes les parois

1. entre 5 à 10 % du débit primaire est consacré à l'ensemencement

en amont de la chambre qui sont souillées par la poudre de zirconium pendant les essais de PIV sont facilement accessibles pour être nettoyées. Il n'y donc pas de risque de dépôt de poudre sur les hublots pendant les longues phases de thermalisation du banc précédant chaque essai.

Montage optique et d'acquisition

Un laser double cavité Nd :YLF (Darwin Dual, Quantronix) est utilisé pour éclairer les gouttes ou les particules. Chaque tête délivre des pulses laser à 2.5kHz d'environ 10mJ à 527nm. Le décalage entre les deux laser est fixé à 15 μ s. Cette valeur a été optimisée au début des campagnes de mesure pour obtenir des déplacements d'environ 3 ou 4 px.

Le laser entre dans la chambre par le hublot supérieur sous forme d'une nappe quasi-parallèle de 6 cm de large et environ 300 μ m d'épaisseur. Le chemin optique est illustré sur la [figure 3.10](#).

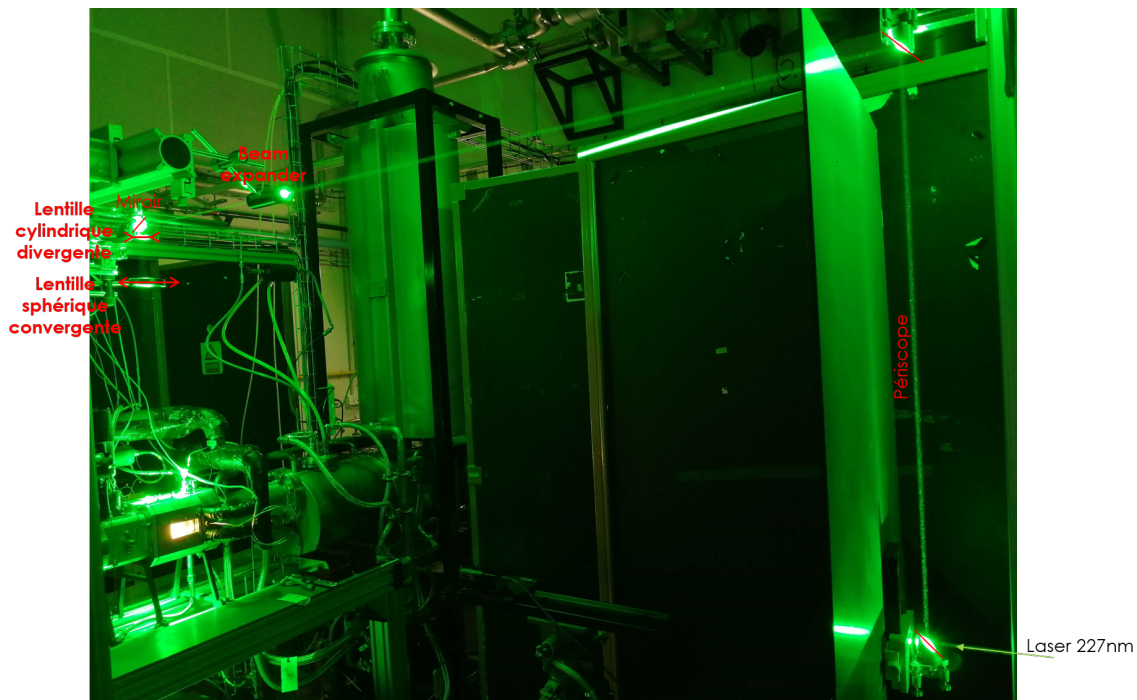


FIGURE 3.10 – Photo annotée du chemin optique pour la PIV.

Les images de PIV et de tomographie sont enregistrées par une caméra rapide (Photron Fastcam SA1.1) à 5 kHz. C'est une caméra simple frame, donc la synchronisation est faite de manière à ce que le premier tir laser soit positionné à la fin des frames #1 et le second au début des frames #2. La synchronisation est représentée schématiquement sur la [figure 3.11](#).

Lors des campagnes de mesures tous les réglages sont constants entre la tomographie et la PIV. Les images de tomographie sont enregistrées avant l'ensemencement en particule pour que seules les gouttes de combustible ne soient éclairées, et seule une frame sur deux est conservée pour obtenir une visualisation du spray à 2.5 kHz.

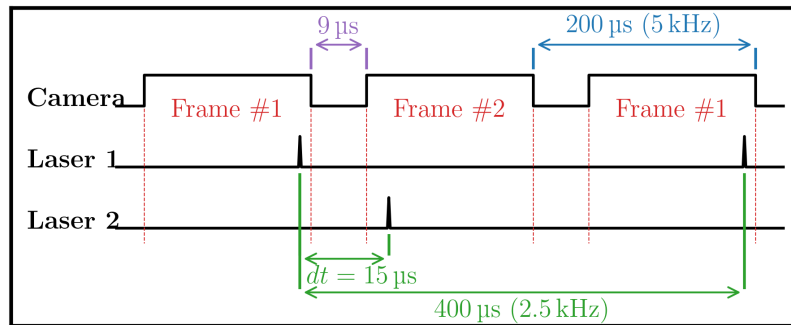


FIGURE 3.11 – Représentation schématique de la synchronisation de la caméra et des deux lasers pour la PIV haute cadence. L'échelle temporelle n'est pas respectée, mais les principales durées sont notées.

La caméra rapide permet d'enregistrer des images de 1024px de côté avec une dynamique de 12bit. Un objectif ZEISS Milvus 2/100 est utilisé pour obtenir des grossissements de 17.21 px/mm pour les SI-S05 et S10, et de 19.37 px/mm pour les S07, S09 et SC311.

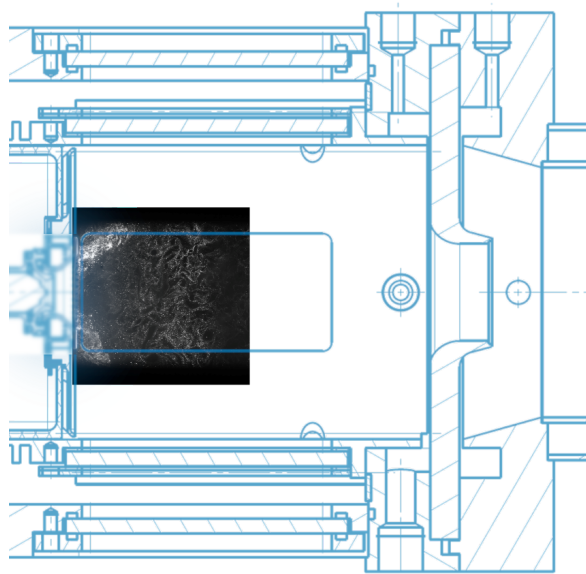


FIGURE 3.12 – Position du champ PIV dans la chambre de combustion.

La [figure 3.12](#) montre une image de PIV positionnée à l'échelle dans la chambre de combustion. Le grossissement de l'image est optimisé pour voir suffisamment loin dans la chambre (limité par la suie qui est souvent présente sur la seconde partie du hublot, visible pour cette condition par la zone plus sombre loin du SI), et ne pas avoir des bandes noires inutiles trop grandes en haut et en bas (du à la taille des hublots). Sur le suite du manuscrit, les images représentées sont rognées sur les bords inférieurs et supérieurs pour n'afficher que la zone visible.

Un filtre passe bande de 5 nm centré sur 527 nm est monté devant l'objectif de la caméra afin de ne voir que les particules d'ensemencement (et les gouttes).

III.3.2 Fluorescence induite par laser (PLIF)

La seconde partie des mesures par diagnostics optiques sont des mesures par PLIF sur le radical OH pour visualiser la flamme, et sur les aromatiques pour visualiser le kérosène.

Principe de fluorescence

Ce paragraphe est une brève introduction à la fluorescence induite par laser, mais plus d'information peuvent être trouvées dans [11, 15, 39, 60].

Le principe de la PLIF est de collecter les photons émis lors de la désexcitation spontanée d'un état excité E_2 vers un état fondamental E_1 . La figure 3.13 est une représentation simplifier des changement d'état énergétique de la molécule sondée.

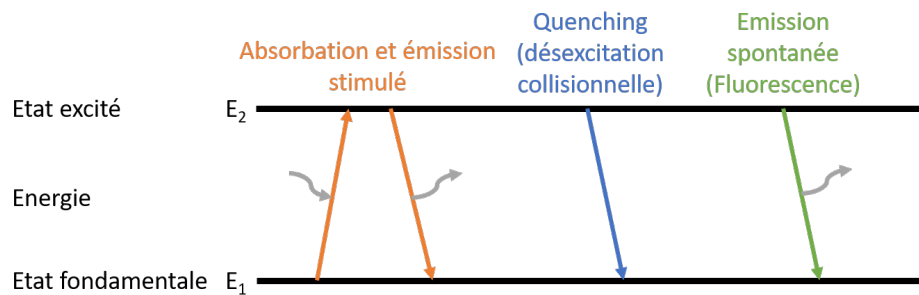


FIGURE 3.13 – Schéma de principe simplifié de la fluorescence induite par laser. Les flèches pleine correspondent à un changement d'état énergétique. Les flèches ondulées indique l'absorption ou l'émission d'un photon.

Le peuplement de l'état excité E_2 est provoqué par l'absorption stimulée d'un photon dont l'énergie est choisi pour correspondre à l'énergie entre les états E_1 et E_2 . La source du photon est un laser dont la longueur d'onde est choisie pour exciter les molécules que l'on cherche observer.

L'état excité, qui ne ne correspond pas au minimum d'énergie potentiel, est par nature instable. Les électrons qui peuplent l'état excité auront donc tendance à retourner vers l'état fondamentale. Ils peuvent le faire de façon radiative (lorsque la désexcitation conduit à l'émission d'un photon), ou non. L'émission de photon peut être spontanée, c'est l'émission de fluorescence, ou amplifiée par laser, c'est alors de l'émission stimulée. La principale source de désexcitation non radiative se fait par collision entre les molécules, on parle alors de quenching [11]. L'ampleur de ce type de transfère dépend de la composition du gaz, de la pression et de la température. Par conséquent, son estimation est difficile.

Le schéma à deux niveaux, présenté figure 3.13, est un modèle simplifié, qui ne prend en compte que les niveaux énergétiques des transitions électroniques. Ce modèle n'est pas suffisant pour les molécules di-atomiques (et encore moins pour les polyatomiques). Les transitions d'énergie vibrationnelle et rotationnelle doivent alors être prises en compte. L'ajout des transitions ro-vibrationnelles conduisent à des spectres d'absorption et d'émission.

sion constitué d'une multitude de raies.

Pour les molécules diatomiques, tel que le OH, ces raies sont distinctes les unes des autres, et pas toutes de même efficacité. Leurs amplitudes dépend aussi de la température et de la pression, avec une sensibilité variable. Lors des campagnes de PLIF-OH, qui vise à visualiser le front de flamme, il faut donc choisir une transitions ro-vibrationnelles à exciter. Pour les molécules polyatomique, comme les aromatiques mono et bi-cyclique utilisées pour visualiser le kérosène, les raies deviennent tellement nombreuses, qu'elles se confondent, et forment un spectre d'excitation continue.

L'intensité du signal de fluorescence collecté dépend de nombreux facteurs. Dans [84], une expression très simplifiée est proposée pour estimer l'intensité de signal.

$$I_{fluor} = K_{montage} \cdot n_0 \cdot [x] \cdot \frac{P}{T} \cdot f(T, P, composition) \quad (3.1)$$

Elle est proportionnelle à la concentration de la molécule sondée $[x]$, mais dépend aussi de la température locale T , de la pression P , des autres molécules présentes, du montage optique (laser et camera).

Dans cette thèse, les essais de PLIF ne sont pas quantitatifs, mis ont simplement pour objectif d'identifier certaines régions dans la chambre de combustion. L'équation 3.1 montre la complexité de faire des mesures quantitatives.

Les deux paragraphes qui suivent présentent les deux types de PLIF qui seront effectuée pendant la thèse.

PLIF-OH

OH, indicateur de la position du front de flamme

Le OH est une espèce intermédiaire qui est produite dans une région proche de la zone de dégagement de chaleur. La figure 3.14a montre la position du OH dans une flamme (calculée numériquement pour une flamme 1D plane).

Il n'y pas de OH dans les gaz frais, alors qu'il y en a dans les gaz brûlés. La PLIF-OH peut donc, dans un premier temps, permettre de différencier les gaz frais, des gaz brûlés. En fonction de la richesse de la combustion, la concentration de OH dans les gaz brûlés à l'équilibre chimique est plus ou moins élevée. Les valeurs typique pour les flammes de kérosène sont tracées dans la figure 3.14b. Cette courbe montre que loin de la stœchiométrie, il n'y a plus forcément de OH dans les gaz brûlés. Il n'est donc pas toujours évident de différencier les gaz frais des gaz brûlés, surtout dans les configurations complexes comme celle de la chambre de combustion HARTur.

Le maximum de concentration de OH n'est pas dans la zone de réaction, cependant, la zone de fort gradient de concentration de OH correspond à peu près avec celle du dégagement de chaleur. Donc tracer le gradient du signal de OH permet de visualiser les zones

de réaction. La [figure 3.15](#) illustre l'utilisation du gradient dans le traitement des images de PLIF-OH.

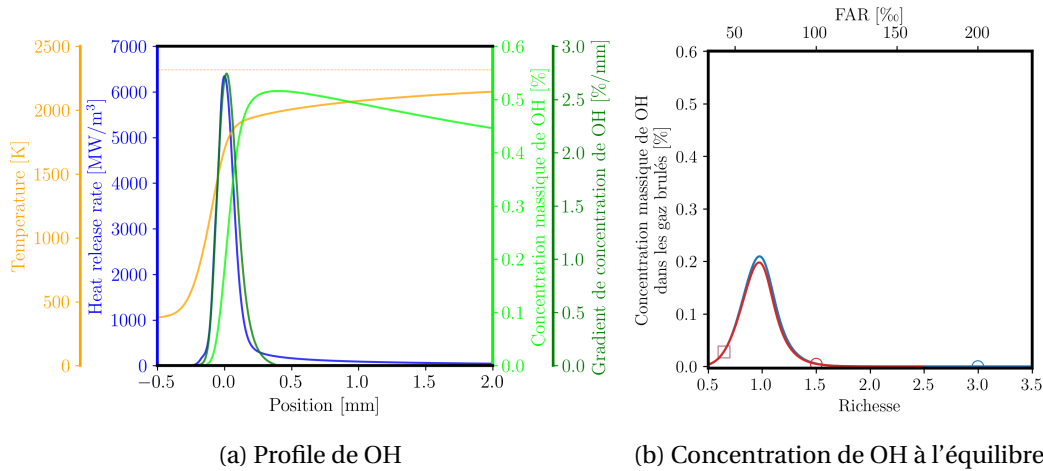


FIGURE 3.14 – (a) Concentration spatiale de OH (flamme 1D plane laminaire décane/air stoechiométrique à 373 K, 1 bar) : La position du taux de dégagement de chaleur est représenté en bleu, superposé avec le gradient de concentration de OH (en vert). La concentration en OH (en vert clair) et la température (en orange) sont également tracées.

(b) Concentration du radical OH dans des gaz brulés à l'équilibre (calculs d'équilibre de flamme décane/air à 293 K, 1 bar (rouge) et à 250 K, 0.45 bar (bleu)). Les symboles représentent les richesses des conditions étudiées (le carré à la richesse injecté en zone primaire et les ronds à la chambre dans sa globalité, voir [Conditions opératoires](#))

Calculs effectués avec Cantera et le mécanisme Luche [83]

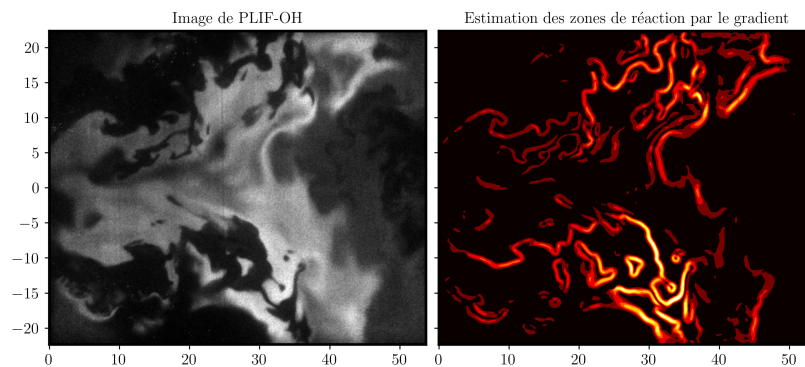


FIGURE 3.15 – Utilisation du gradient de OH pour visualiser les zones de réaction. (Gauche) Images de PLIF-OH. (Droite) Gradient de l'image calculer avec l'opérateur de sobel (seul les gradients supérieur à un certain seuil sont tracés). L'image instantanée représentée correspond à une image de fluorescence pré-traitée (cf. [Traitement préliminaire des images de PLIF-OH](#)) enregistrée sur le banc HARTur avec le SI-SC311 aux conditions du point 4 (cf. [Conditions opératoires](#)).

Excitation du OH

Pour pouvoir visualiser ces structures de flamme, il faut exciter les radicaux OH. Comme mentionné précédemment le spectre d'absorption du OH est un spectre de raie. La [figure 3.16](#) est une portion de ce spectre.

Comme pour de nombreuses études, la transition $Q_1(5)$ (repérée par la flèche bleue

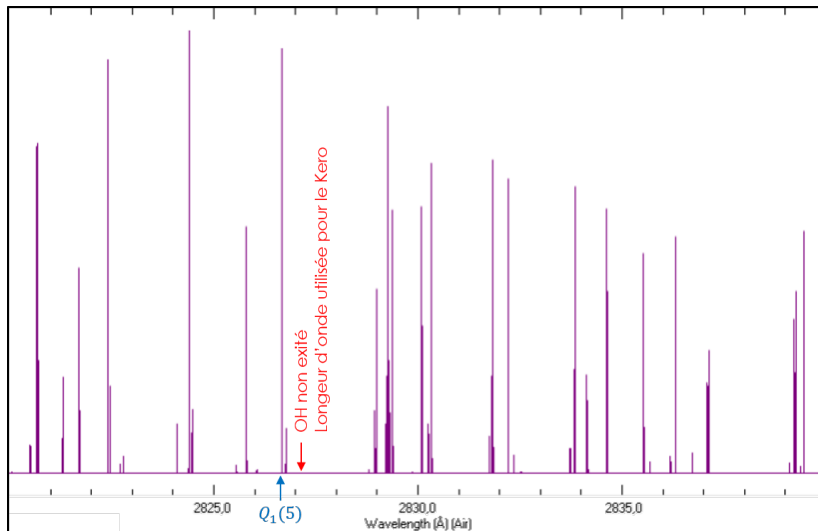


FIGURE 3.16 – Spectre d'absorption du radical OH

sur la [figure 3.16](#)) sera utilisée pour exciter le radical OH². Les avantages de cette transition par rapport aux autres sont multiples :

- La raie est particulièrement intense, donc le rendement de fluorescence sera élevé.
- Elle est assez peu sensible à la température [15], il y a donc moins de biais sur l'intensité d'émission en cas de fort gradient thermique.
- Elle est assez isolée sur le spectre d'absorption, ainsi il est plus facile d'exciter cette seule transition. De plus la zone voisine où le OH n'est pas excité (repéré par la flèche rouge sur la [figure 3.16](#)) sera utile pour l'excitation du kérosène.

PLIF-Kérosène

La PLIF-OH permet d'identifier les gaz brûlés et les zones de réaction. En parallèle, la PLIF-Kero est mise en place pour visualiser la présence de carburant vapeur dans les gaz frais.

Pour observer le kérosène, les aromatiques mono et bi-cyclique sont utilisés comme traceurs. En effet le Jet-A1 est composé d'environ 18% d'aromatiques [32]. La [figure 3.17](#) présente sur la partie de droite les spectres d'absorption et de fluorescence de quelques aromatiques.

Pour nos campagne de mesure, les aromatiques seront excités par une source laser au alentour de 266nm. Cela permet pour chaque condition d'essai de passer rapidement d'un essai de PLIF-OH à un essai de PLIF-Kero en changeant légèrement la longueur d'onde du laser afin de ne plus exciter le OH³.

Sur la partie gauche de la [figure 3.17](#) se trouvent des spectres de fluorescence du ké-

2. La raie Q₁(6) qui présente des performance très similaire est aussi couramment utilisée
3. Lors des essais de PLIF-OH les aromatique du kérosène sont aussi excités, mais l'intensité de fluorescence de ces derniers est négligeable devant celle du OH sur la gamme de longueur d'onde collectée.

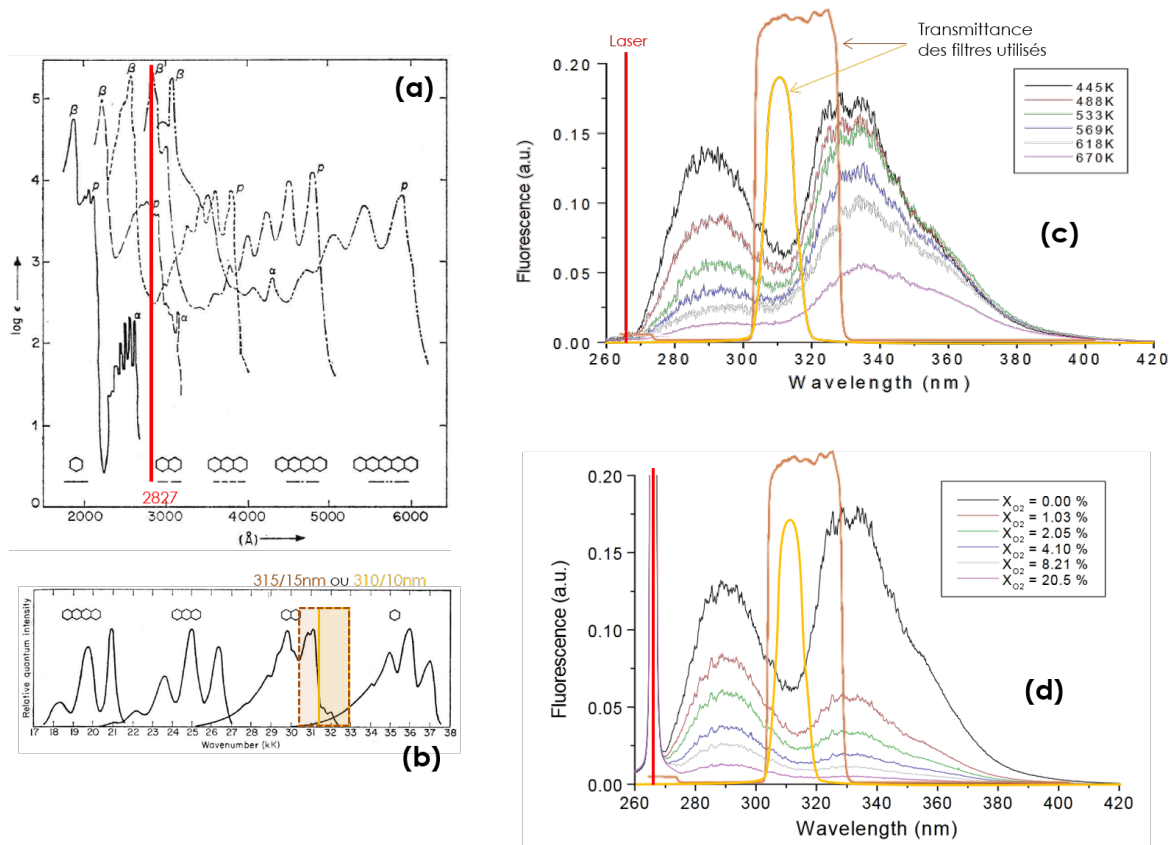


FIGURE 3.17 – Spectres relatifs à la fluorescence du kérosène :

(Gauche) Spectre d'absorption (a) et de fluorescence (b) de quelques aromatiques. Les figures sont issues de [8] d'après des données de [25] et [7]. La ligne rouge ajoutée sur le spectre d'absorption correspond à la longueur d'onde du laser utilisé, et les rectangles sur le spectre de fluorescence aux filtres devant la caméra.

(Droite) Spectres de fluorescence du kérosène excité à 266 nm à 1 en fonction de la température (c) et de la concentration de dioxygène (d). (c) à 1 bar dans du N₂; (d) à 1 bar et 445K. Les figures sont issues de [5]. La ligne rouge ajoutée correspond à la longueur d'onde du laser, et les courbes jaune et ocre aux transmittances des deux modèles de filtres utilisés.

rosène. La figure (c) montre que plus la température est élevée, moins il y aura de signal de fluorescence. La figure (d) indique que les molécules sondées sont fortement impactées par le quenching au dioxygène. Ces deux effets se cumulent et impliquent que le signal aux abords des gouttes de kérosène sera beaucoup plus intense de celui proche de la flamme. Autour des gouttes la vapeur est plus froide et pas encore bien mélangée avec l'air.

L'intensité des gouttes sera beaucoup plus intense que la vapeur principalement à cause du rapport de densité (le liquide est environ 1000 fois plus dense), auquel s'ajoute l'effet de la température et l'absence de quenching. Il y aura donc une étape de post-traitement nécessaire pour retirer les gouttes des images, et il ne sera pas toujours évident d'avoir du signal de vapeur sans endommager la caméra sur les pixels imageant principalement des gouttes.

Montage optique et d'acquisition sur le banc HARTur

Le laser utilisé pour les campagne de PLIF est un laser à colorant, accordable en longueur d'onde est utilisé⁴. Le colorant utilisé est la Rhodamine 6G, dont le pic d'absorption est à 524 nm et le pic d'émission à 565 nm. Il est utilisé, diluée dans l'éthanol. Un laser Nd :Yag à 532 nm permet de l'exciter, puis un réseau (possédant 240 traits par millimètre, avec une finesse spectrale d'environ 0.05 nm) permet de sélectionner la longueur d'onde souhaitée, soit 565.335 nm. Ensuite le faisceau est amplifié, et enfin doublé en fréquence grâce à un BBO (beta-borate de baryum) afin d'obtenir la longueur souhaité pour exciter le OH sur la raie Q₁(5), de 282.6675 nm.

Modifier très légèrement l'angle du réseau permet de changer la longueur d'onde du faisceau de quelques centièmes de nanomètre, et ainsi se retrouver dans la zone où le OH ne sera pas excité. C'est cette longueur d'onde qui sera utilisée pour la PLIF-Kero, 282.704 nm.

Le laser entre dans la chambre par le hublot supérieur sous forme d'une nappe quasi-parallèle d'environ 7 cm de large. Le montage de la ligne optique est assez similaire à celui de la PIV (figure 3.10), sans le beam expander (car le faisceau n'est pas autant divergent que celui de la PIV), et avec des optiques compatibles UV.

Les images de PLIF sont enregistrées à 5 Hz⁵ par une caméra intensifiée ICCD PI-MAX4 équipée d'un objectif Cerco UV f/2.8 100 mm.

Puisque le maximum de fluorescence du radicale OH après une excitation de la transition Q₁(5) est au alentour de 310 nm, le signal sera donc collecté entre 300 et 322 nm⁶ grâce à un filtre passe bande positionné en amont d'une caméra ICCD intensifiée. Le filtre à une transmittance de 0.0009% à 282.66 nm, et 70% entre 309 à 313 nm⁷, ainsi le signal de fluorescence est collecté, mais pas tous les signaux parasites (diffusion de Mie, incandescence des suies, réflexion du laser sur les parois).

Les images de mire ont permis de définir le grandissement des images. Pour la campagne de PLIF du S1-S10 celui-ci est de 18.09 px/mm. Pour tous les essais des autres SI, le grandissement est de 19.05 px/mm.

4. SIRAH pour le SI-S10 puis Quantel TDL50 pour les autres SI. L'énergie moyenne par impulsion est environ de 22 mJ par impulsion avec le SIRAH et 16 mJ par impulsion avec le TDL

5. Aucune corrélation temporelle ne pourra être effectuée.

6. Pour certains essais, en fonction de la disponibilité des optiques au laboratoire, un autre filtre est utilisé, et la collection est entre 303 et 331 nm.

7. Le second modèle est un peu moins performant pour couper le signal du laser, avec une transmittance de 1.5% à 266 nm et environ 85% entre 306 et 328 nm.

IV Conditions opératoires

Les trois premières sections de ce chapitre ont présenté le banc d'essais HARTur, sa géométrie, son fonctionnement et les différents moyens de mesures implémentés. Cette dernière section se penche sur la matrice des essais effectués.

IV.1 Systèmes d'injection

Dans le cadre du projet APLAREP qui finance cette thèse, de nombreux prototypes de systèmes d'injection, dérivés d'un SI de référence, ont été conçus. Dans cette thèse, cinq systèmes d'injection sont caractérisés, plus ou moins en détail. Les injecteurs sont les suivants :

- **SC311** : C'est l'injecteur de référence.
- **S10** : L'air est injecté avec un nombre de swirl plus grand.
- **S05** : Il impose une zone de recirculation très large.
- **S07** : L'atomisation au bout du venturi est modifiée.
- **S09** : Il impose un jet plus fort au niveau du venturi.

Pour des raisons de confidentialité, il n'est pas possible de fournir plus d'informations sur les différences et les spécifications de ces SI.

Pendant les essais, seul le SI est modifié. L'injecteur (carburant) reste identique pour tous les essais. C'est un injecteur enrichi⁸, comme ceux qui se trouvent à proximité des bougies dans les chambres annulaires.

IV.2 Conditions thermodynamiques

L'objectif des essais est de faire des mesures de performance (rendement de combustion, [chapitre 4](#)) et de structure (diagnostic optique, [chapitre 5](#)) sur des points de fonctionnement qui sont normalement transitoires pendant la phase d'enroulement. Pour faire les mesures, ces conditions sont maintenues en régime quasi-stationnaire pendant le temps nécessaire qui varie de quelques secondes à plusieurs minutes en fonction de la mesure effectuée.

L'étude se focalise sur 4 points de fonctionnements, fixés par Safran Aircraft Engines (SAE), représentés sur la [figure 3.18](#). Les points de fonctionnement seront notés de 1 à 4. Le point 4 correspond aux conditions atmosphériques de pression et température. Il sera

8. Les injecteurs enrichis sont des injecteurs dont le circuit primaire (utilisé à bas régime) est légèrement différent pour faciliter l'initialisation de l'allumage. Pour une même pression carburant en amont de l'injecteur, le débit injecté est plus élevé. Ainsi, à l'allumage la concentration de carburant sera supérieure à proximité des bougies.

toujours représenté en rouge. Les points 3, 2 et 1, correspondent à des conditions décroissantes de pression et température. Ils seront respectivement représentés en orange, vert et bleu dans la thèse.

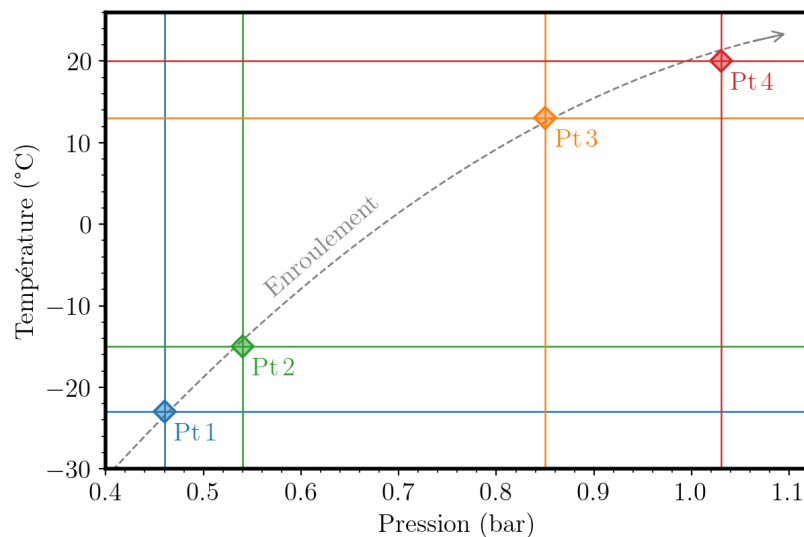


FIGURE 3.18 – Conditions de pression et de température des points de fonctionnement étudiés le long de la courbe d'enroulement.

Les débits de carburant, d'air primaire et d'air de dilution sont définis par SAE en suivant quatre critères :

- Pour chaque point de fonctionnement, la richesse en sortie de SI est fixée. Elle est représentative des richesses rencontrées à différents stades de l'enroulement. Elle reste la même pour tous les SI.
- Pour chaque point de fonctionnement, tous les SI sont traversés par le même débit d'air. Celui-ci est évalué par la perte de charge du SI Δp_{SI} , fixé au alentour de 2% de la pression chambre. On peut noter qu'il est différent du débit primaire W_{3Ap} qui comporte aussi les fentes.
- La température maximum aux abords de la tuyère de sortie de chambre ne doit pas excéder 1700K. Cette température maximale permet de protéger la tuyère de sortie en Inconel, seul pièce qui n'est pas refroidie. De ce fait, le FAR₄ ne doit pas dépasser 43‰.
- Le débit d'air secondaire est limité par les diamètres des trous de dilution. La vitesse d'éjection ne doit pas excéder une certaine valeur (environ 150m/s) pour ne pas que les jets ne pénètrent trop loin dans la chambre et viennent perturber l'écoulement. Le critère précédent impose un débit d'air secondaire minimum, celui-ci suggère de réduire au maximum ce débit. C'est pourquoi le FAR₄ de la chambre est en moyenne à 43‰⁹.

9. Le diamètre des trous de dilution a d'ailleurs été augmenté après les premières phases de test du banc, pour permettre de faire passer le débit minimal requis pour la tenue thermique de la tuyère sans que les jets d'air n'impactent trop la flamme.

Ces différents débits sont représentés sur la [figure 3.19](#)

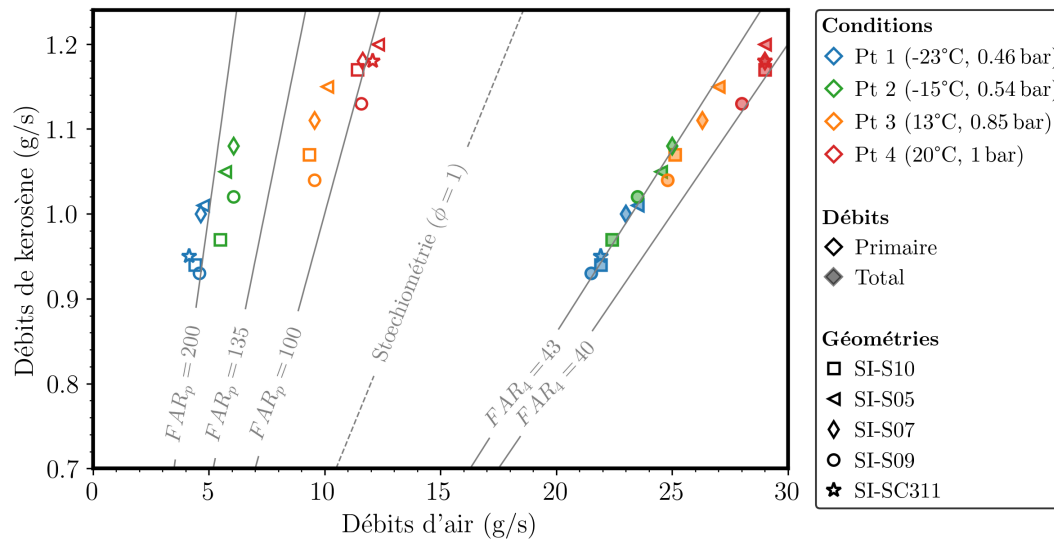


FIGURE 3.19 – Conditions de débits en fonctions des systèmes d'injections et des points de fonctionnement.

IV.3 Plans de mesures

Pour chacun des systèmes d'injection et des conditions présentés ci-dessus, un certain nombre d'essais sont réalisés. Le [tableau 3.1](#) représente la matrice détaillée des essais. Les SI S10 et S05 sont caractérisés aux quatre points de fonctionnement, et avec l'ensemble des métrologies laser, tandis que les SC311, S07 et S09 sont partiellement caractérisés. Les caractérisation en terme de performance (rendement de combustion et limite d'extinction) seront présentées dans le chapitre suivant, et l'ensemble des diagnostics laser seront détaillés dans le [chapitre 5](#).

TABEAU 3.1 – Matrice des essais effectués. Listes les consignes de pression, température et débits à atteindre pour chaque condition. Les campagnes d'essais (présentées dans les deux chapitres à venir) effectuées pour chacun de ces points sont représentées par un symbole dans la colonne correspondante. Le symbole - indique que les essais ont été effectués pour les débits indiqués. Le + est utilisé lorsque des essais supplémentaires ont été effectués avec une ou plusieurs richesses inférieures à celles indiquées sur cette matrice.

Pt	S.I.	Conditions					Essais				
		P (bar)	T ₃ (K)	W _F (g/s)	W _{Ap} (g/s)	W _{As} (g/s)	Perfo	PIV	Tomo	PLIF Kero	PLIF OH
4	SC311	1.03	298	1.18	12.07	16.93	+	-	-	+	+
	S05			1.20	12.30	16.70	+	+	+	+	+
	S07			1.18	11.64	17.36	+	-	-	+	+
	S09			1.13	11.58	16.42	+	-	-	+	+
	S10			1.17	11.40	17.60	+	+	+	-	+
3	SC311	0.85	286	1.15	10.10	16.90	+	+	+	+	+
	S05			1.11	9.55	16.75	+			-	-
	S07			1.04	9.55	15.25	+			+	+
	S09			1.07	9.32	15.78	+	+	-	-	+
	S10										
2	SC311	0.54	258	1.05	5.70	18.80	+	+	-	+	+
	S05			1.08	6.06	18.94	+			-	-
	S07			1.02	6.06	17.44	+			+	+
	S09			0.97	5.49	16.91	+	+	-	-	+
	S10										
1	SC311	0.46	250	0.95	4.14	17.76	+	-	-	+	+
	S05			1.01	4.75	18.75	+	+	+	+	+
	S07			1.00	4.65	18.35	+	-	-	+	+
	S09			0.93	4.59	16.91	+	-	-	+	+
	S10			0.94	4.40	17.50	+	+	-	+	+

INFLUENCE DES CONDITIONS ENVIRONNEMENTALES ET DE LA GÉOMÉTRIE DU SYSTÈME D'INJECTION SUR LE RENDEMENT DE COMBUSTION

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'influence de la pression et de la température sur le rendement de combustion. Quelques paramètres géométriques clés du système d'injection seront aussi modifiés afin de voir s'ils impactent fortement les performances à bas régime, pour à terme, améliorer la conception des prochains systèmes d'injection. Le premier enjeu présenté dans ce chapitre est de développer une méthodologie fiable pour estimer le rendement de combustion basé sur la température des gaz en sortie de chambre. Une fois ce protocole bien défini, différentes conditions et systèmes d'injection seront étudiées.

Sommaire

I	Mesure du rendement de combustion	92
I.1	Définition du rendement de combustion	93
I.1.1	Rendement de combustion et rendement de la chambre de combustion	93
I.1.2	Rendement thermique de l'installation	94
I.1.3	Approximation du rendement de combustion avec les températures	95
I.2	Estimation de température moyenne dans une tuyère	97
I.2.1	Équations de Bernoulli en régime faiblement compres- sible	97
I.2.2	Application aux tuyères suivant la norme ISO 5167-3	97
I.2.3	Application à la configuration du banc HARTur	98
I.3	Équation d'étalonnage	99

II	Étalonnage expérimental de la tuyère	100
II.1	Principe de l'étalonnage expérimental	100
II.2	Étude préliminaire et validation des hypothèses	101
II.3	Enregistrement d'un essai d'étalonnage	102
II.4	Compilation des essais et calcul des courbes d'étalonnage	102
II.5	Incertitudes de mesure	105
II.5.1	Incertitudes de mesure	105
II.5.2	Fluctuation de la mesure	105
II.5.3	Erreur systématique	106
II.5.4	Une courbe d'étalonnage par essais de performance	107
II.5.5	Récapitulatifs des incertitudes de mesure	107
III	Résultats de performance	109
III.1	Déroulé d'un essai de performance	109
III.2	Rendement de combustion et limite d'extinction	111
III.2.1	Effet de la richesse	111
III.2.2	Effet des conditions thermodynamiques	113
III.2.3	Effet du système d'injection	114

I Mesure du rendement de combustion

La première partie des essais basse pression, basse température est une campagne de mesure macroscopique. L'objectif est de mesurer pour chaque géométrie de SI, et chaque point de fonctionnement (défini précédemment, [chapitre 3 section IV](#)) le rendement de combustion, et l'évolution de celui-ci en cas de réduction de débit carburant jusqu'à la limite d'extinction pauvre.

En effet, le rendement de combustion est un paramètre clé, indiquant si la combustion est complète. Lors du rallumage moteur, le rendement de la chambre de combustion doit être suffisamment élevé pour permettre l'accélération de la turbine et pour pas qu'il y ait de risque de combustion dans la turbine (s'il reste du carburant imbrûlé). En régime nominal de vol, le rendement de la chambre de combustion est très bon (supérieur à 99.9%) [78, 91]. Pendant la phase d'enroulement, le rendement est susceptible de diminuer fortement. En effet, le temps total nécessaire pour brûler du carburant liquide comprend l'évaporation, le mélange et la réaction chimique et toutes ces phases sont allongées à basse pression et basse température. Cependant, le temps disponible pour la combustion est inversement proportionnel au débit d'air, or celui ci est relativement faible durant l'enroulement, donc le rendement peut rester élevé.

I.1 Définition du rendement de combustion

I.1.1 Rendement de combustion et rendement de la chambre de combustion

Le rendement de combustion correspond à l'efficacité avec laquelle l'énergie chimique injecté avec le carburant est transformée en énergie thermique. La figure 4.1 illustre un calcul de rendement.

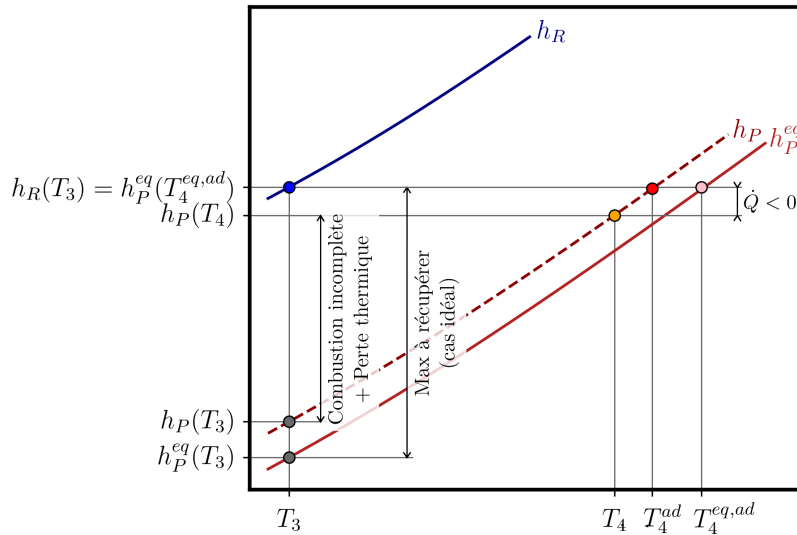


FIGURE 4.1 – Schéma illustrant le calcul de rendement sur un diagramme (h,T) . Les trois courbes représentent l'enthalpie spécifique en fonction de la température pour trois compositions de gaz : en bleu avec la composition des gaz frais, en rouge avec la composition des gaz brûlés. La ligne continue correspond à la composition lorsque l'équilibre chimique est atteint et en pointillé, une composition intermédiaire, en cas de combustion incomplète.

Lorsque la combustion est complète et adiabatique, l'état initial est représenté par le point bleu, et l'état final, à l'équilibre, par le point rose. Ces deux points sont sur la même ligne horizontale car d'après le premier principe de la thermodynamique l'équation 4.1 est vérifiée. Dans ce cas idéal, toute l'énergie chimique est transformée en énergie thermique. Cette énergie est égale à $h_R(T_3) - h_P^{eq}(T_3)$ et elle est disponible pour l'utilisateur.

$$h_R(T_3) = h_P^{eq}(T_4^{eq,ad}) \quad (4.1)$$

Cependant, si la combustion n'est pas complète, alors la composition des produits est différente (représentée par la ligne pointillée rouge). L'état final de la combustion pour ce cas est représenté par le point rouge. Une partie de l'énergie chimique n'a pas eu le temps de se transformer en chaleur. Le rendement de combustion est donc défini par le rapport de l'énergie chimique effectivement transformée en chaleur, sur celle dans le cas idéal :

$$\eta_C = \frac{h_P(T_4^{ad}) - h_P(T_3)}{h_P^{eq}(T_4^{eq,ad}) - h_P^{eq}(T_3)} \quad (4.2)$$

De plus, la combustion n'est pas forcément adiabatique. Il faut alors ajouter les pertes thermiques au travers des paroi de la chambre. Ainsi, l'état final de la combustion vient se placer sur le point orange. Le rendement incluant les déperditions thermiques est le rendement de la chambre de combustion, et il est défini par l'équation 4.3 :

$$\eta_{CC} = \frac{h_P(T_4) - h_P(T_3)}{h_P^{eq}(T_4^{eq,ad}) - h_P^{eq}(T_3)} \quad (4.3)$$

I.1.2 Rendement thermique de l'installation

Le rendement de combustion sera dépendant principalement du carburant et des conditions thermodynamiques, alors que le rendement chambre de combustion sera en plus dépendant de la thermique du banc d'essai. Ces deux rendements sont reliés par le rendement thermique par l'équation 4.4.

$$\eta_{CC} = \eta_{Th} \cdot \eta_C \quad (4.4)$$

Le rendement thermique est obtenue en combinant les équations 4.2, 4.3 et 4.4 :

$$\eta_{Th} = 1 + \frac{\dot{Q}}{h_P(T_4^{ad}) - h_P(T_3)} \quad (4.5)$$

$$\simeq 1 + \frac{\dot{Q}}{PCI \cdot FAR \cdot \eta_C} \quad (4.6)$$

Avec $\dot{Q} < 0$ les pertes thermiques à travers les parois de la chambre de combustion. Il est aussi possible d'introduire la puissance de la flamme pour évaluer l'importance des pertes thermiques.

Pour réduire les pertes thermiques, la chambre de combustion est entourée d'une double paroi, dans laquelle circule l'air de dilution qui est ensuite injecté dans la chambre. Par conséquent, la majorité de la chaleur s'échappant de la chambre est captée par l'air de dilution, et donc réinjectée. Cependant, il y a quand même quelques pertes résiduelles.

Les pertes thermiques de la chambre de combustion de l'installation HARTur ont été estimées pendant les différentes campagnes de mesure. Les calculs sont développés en [annexe A section II.3](#), et résumé ci-dessous.

Les pertes thermiques sont estimées grâce à un thermocouple de paroi plaqué sur la surface externe de l'enceinte extérieur. La température mesurée par celui-ci n'excède jamais les 200°C. A cette température le rayonnement des hublots et la paroi en aluminium est d'environ $\Phi_R \simeq -90\text{W}$. La convection naturelle autour du banc va induire un flux thermique $\Phi_{cv} \simeq -130\text{W}$. En régime stationnaire, le flux de chaleur perdu à travers les parois est donc estimé à $\Phi_{perte} \simeq -440\text{W}$, soit des pertes thermiques d'environ $\dot{Q} \simeq 17\text{kJ/kg}$ de

fluide qui traverse la chambre :

$$\dot{Q} \simeq \frac{2(\Phi_R + \Phi_{cv})}{\dot{m}} \simeq \frac{-440 \text{ W}}{26 \text{ g/s}} \simeq -17 \text{ kJ/kg}$$

En comparaison, la flamme à une puissance comprise entre 40 et 50 kW¹.

$$\frac{\dot{Q}}{\text{PCI} \cdot \text{FAR}} \leq 1\% \quad (4.7)$$

Le rendement thermique de la chambre HARTur est donc d'environ 0.99². Il peut varier légèrement, les calculs ont été fait avec une température de paroi particulièrement élevée. Pendant les essais, la température de paroi extérieure est souvent entre 70 et 170°C en fonction de la température des gaz brûlés.

1.1.3 Approximation du rendement de combustion avec les températures

Puisqu'il est difficile de mesurer expérimentalement les enthalpies, le rendement de combustion est dans cette étude approximé par le rapport entre l'augmentation réelle de température dans la chambre, et à l'augmentation théorique dans le cas d'une combustion complète dans une enceinte adiabatique (température en sortie de chambre égale à la température adiabatique de flamme).

$$\eta_{CC} \simeq \frac{T_4 - T_3}{T_4^{eq,ad} - T_3} \quad (4.8)$$

$$\eta_C \simeq \frac{T_4^{ad} - T_3}{T_4^{eq,ad} - T_3} \quad (4.9)$$

L'approximation de variation d'enthalpie (équation 4.10) est possible car la capacité thermique massique du mélange est à peu près constante car il est composé à 70% de LN₂.

$$\Delta h = \int c_p(T) dT \simeq \bar{c}_p \Delta T \quad (4.10)$$

Néanmoins, cette approximation engendre une petite surestimation du rendement. La figure 4.2 montre la différence entre le rendement calculé avec les enthalpies et celui avec l'approximation en température. Plus le rendement est faible, plus l'erreur est élevée. Pour un rendement de 0.80, l'erreur est d'environ 2%.

La température T₃ en entrée de chambre de combustion est mesurée par un thermo-

1. Le PCI du kérosène est d'environ 43 MJ/kg, et les débits de carburants compris entre 0.9 et 1.2 g/s
 2. le 1% de l'équation 4.7 est le maximum des valeurs calculées pour les différentes condition de débits de la Matrice d'essais et T_p = 200°C

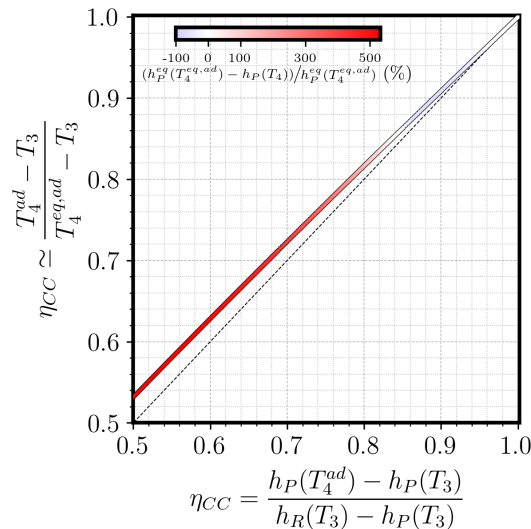


FIGURE 4.2 – Estimation de l’erreur engendrée par l’approximation du rendement de combustion. L’abscisse représente le rendement calculé à partir des enthalpies (équation 4.2), et en ordonnée celui calculé avec les températures (équation 4.9). Ces données ont été calculées à partir d’une flamme décane/air, $\phi = 0.7$, 1D plane Cantera, en considérant l’état final de la combustion à différents endroits de la flamme pour simuler les rendements inférieur à 1.

couple de type K (voir figure 3.3). La température $T_4^{eq,ad}$ est calculée par un calcul d’équilibre en utilisant la suite logiciel Cantera à partir des conditions d’entrée (pression, température et débits injectés). La température T_4 ne peut pas être mesurée correctement avec un thermocouple (milieu diphasique, oxydant, à haute température, avec un fort rayonnement). La mesure de cette température, ou plutôt son estimation, repose donc sur l’utilisation d’une tuyère non sonique placée en aval de la chambre. La perte de pression de l’écoulement est mesurée aux bornes de celle-ci. Cette mesure de perte de pression est alors fonction, entre autres, du débit massique, de la pression et de la densité de fluide, elle même fonction de la température de l’écoulement.

L’objectif de cette étude est de développer et valider une métrologie expérimentale pour obtenir le rendement de la chambre de combustion, qui est assimilable au rendement de combustion sur le banc HARTur.

Une première partie exposera les outils théoriques pour le calcul de la température par mesure de perte de pression de l’écoulement au passage d’une tuyère. Ensuite, l’application de cette méthode sur le banc HARTur sera discutée. Suivra une présentation de l’étape d’étalonnage du système expérimental. Enfin, les résultats de performance des injecteurs seront présentés pour différents points de fonctionnement de la phase d’enroulement.

I.2 Estimation de température moyenne dans une tuyère

I.2.1 Équations de Bernoulli en régime faiblement compressible

L'équation 4.11 est définie, à partir du théorème de Bernoulli étendu au fluide compressible et des relations de Laplace. Elle permet d'obtenir la densité dans la tuyère ρ_4 . La température apparaît en fonction de la densité, grâce à une loi d'état (équation 4.12). Cette loi d'état peut être la loi des gaz parfait, ou bien une loi modifiée pour inclure un modèle diphasique le cas échéant.

$$\begin{cases} \dot{m} = \frac{\varepsilon(\gamma, \tau, \beta)}{\sqrt{1-\beta^4}} \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2 \Delta p \rho_4} & (4.11) \\ T_4 = \frac{P}{\rho_4 r_4} & (4.12) \end{cases}$$

Dans ce système d'équation interviennent :

- Les paramètres géométriques de tuyère : d le diamètre de sortie de la tuyère, D celui de l'entrée et $\beta = d/D$ le rapport d'ouverture de la tuyère.
- Les propriétés de l'écoulement : \dot{m} le débit, ρ_4 , T_4 et P , la masse volumique, la température et la pression du fluide en entrée de la tuyère, γ le coefficient de Laplace à la température T_4 , et $r_4 = R/M_4$ la constante spécifique de gaz parfait des gaz dans la tuyère.
- La valeur de perte de pression Δp de la tuyère.
- Le coefficient de détente ε , fonction du coefficient de Laplace γ , du rapport de pression $\tau = (P - \Delta p)/P$ et du rapport de section β :

$$\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\gamma \tau^{2/\gamma}}{\gamma - 1}\right) \left(\frac{1 - \beta^4}{1 - \beta^4 \tau^{2/\gamma}}\right) \left(\frac{1 - \tau^{(\gamma-1)/\gamma}}{1 - \tau}\right)} \quad (4.13)$$

Implicitement, les hypothèses suivantes sont posées pour établir cette relation : c'est un gaz parfait, l'écoulement est stationnaire, irrotationnel et homogène, et la compression est adiabatique réversible.

I.2.2 Application aux tuyères suivant la norme ISO 5167-3

La tuyère installée sur le banc HARTur a été usinée suivant les spécifications des tuyères ISA 1932 de la norme ISO 5167-3. La figure 4.3 est le plan d'une tel tuyère.

Cette norme rappelle également l'équation 4.11, en y intégrant un coefficient de décharge C . Ce coefficient permet de corriger les écarts entre Bernoulli et la réalité, induits

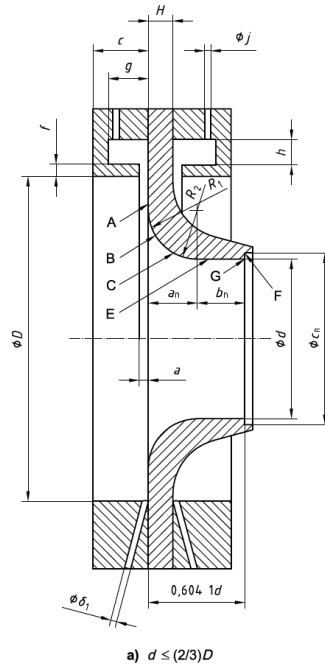


FIGURE 4.3 – Plan d'une tuyère ISA 1932

par les frottements visqueux de l'écoulement.

$$\dot{m} = \frac{C(\beta, Re_D)}{\sqrt{1-\beta^4}} \varepsilon(\gamma, \tau, \beta) \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2 \Delta p \rho_4} \quad (4.14)$$

Le coefficient de décharge C est fonction du rapport de section β et du Reynolds en entrée de convergent $Re_D = 4\dot{m}/(\pi D \mu)$. Dans la norme il est défini empiriquement par :

$$C = 0,9900 - 0,2262\beta^{4,1} - (0,00175\beta^2 - 0,0033\beta^{4,15}) \left(\frac{10^6}{Re_D} \right)^{1,15} \quad (4.15)$$

La norme propose quelques conditions pour utiliser ces relations (spécification géométrique de tuyère, plage de Reynolds restreinte, rapport de pression suffisamment élevé) :

$$\left\{ \begin{array}{l} 50\text{mm} \leq D \leq 500\text{mm} \\ 0,3 \leq \beta \leq 0,8 \\ \left\{ \begin{array}{l} 7 \cdot 10^4 \leq Re_D \leq 10^7 \text{ si } 0,30 \leq \beta < 0,44 \\ 2 \cdot 10^4 \leq Re_D \leq 10^7 \text{ si } 0,44 \leq \beta < 0,80 \end{array} \right. \\ \tau \geq 0,75 \end{array} \right. \quad (4.16)$$

I.2.3 Application à la configuration du banc HARTur

La sortie de la chambre de combustion de la chambre HARTur est matérialisée par un tuyère usinée selon la norme ISO 5167-3 (voir [II.1 Structure globale du module combus-](#)

tion dans le chapitre précédent).

La norme ISO 5167 ne représente pas parfaitement la réalité expérimentale présente sur le banc HARTur. Une étape de calibration préalable du banc est donc nécessaire pour estimer par la suite le rendement de combustion de la chambre. En effet, il y a des divergences entre les conditions d'application de la norme et les conditions aéro-thermiques rencontrées dans la chambre du banc HARTur. Quelques unes sont énumérées ci-dessous : Par exemple, même si la tuyère a été usinée selon la norme, elle est placée en sortie de la chambre de combustion qui a une section carrée. Le diamètre d'entrée de la tuyère est donc un diamètre équivalent.

De même, pour établir l'équation 4.14, l'écoulement est supposé irrotationnel, alors que sur le banc d'essais celui-ci est swirlé.

De plus, l'écoulement n'est pas homogène dans la tuyère.

Enfin, les conditions proposées par la norme, énumérées dans le système d'équation 4.16 et rappelées ci-dessous, ne sont pas toutes respectées. Le Reynolds expérimental est, a priori, trop faible. De plus, l'écoulement devient compressible en réactif, en particulier pour les points 1 et 2.

$$\left\{ \begin{array}{ll} 50\text{mm} \leq D = 100\text{mm} \leq 500\text{mm} & \text{OK} \\ 0,3 \leq \beta \in \{0,33; 0,42\} \leq 0,8 & \text{OK} \\ \text{Re}_D \leq 5 \cdot 10^3 \text{ alors que } 7 \cdot 10^4 \leq \text{Re}_D^{\text{norme}} \leq 10^7 \text{ si } 0,30 \leq \beta < 0,44 & \text{X} \\ \tau \geq 0,93 \geq 0,75 & \text{OK} \end{array} \right. \quad (4.17)$$

L'objectif de la calibration est donc d'obtenir, à partir de l'équation 4.14, une relation dans laquelle les paramètres géométriques de la tuyère, ainsi que les coefficients C et ϵ , n'apparaissent plus.

Ainsi, l'étalonnage consiste donc à obtenir des couples "température, perte de pression" qui pourront ensuite être approximés par une fonction appropriée.

I.3 Équation d'étalonnage

Le théorème de Bernoulli étendu au fluide faiblement compressible, les relations de Laplace et la loi des gaz parfaits ont permis de définir l'équation 4.14 présentée ci-dessus. L'équation 4.18 est une réécriture de cette dernière pour faire apparaître la température moyenne de sortie de chambre T_4 en fonction de la perte de pression mesurée aux bornes de la tuyère Δp , et différents paramètres³.

$$T_4 = C^2(\beta, \text{Re}_D) \cdot \epsilon^2(\gamma, \tau, \beta) \cdot \frac{\pi^2 d^4}{16(1-\beta^4)} \cdot \frac{1}{r_4} \cdot \frac{P}{W_4^2} \cdot \Delta p \quad (4.18)$$

3. Le débit, indiqué par la variable m dans les paragraphes précédents pour correspondre au formalisme de la norme, est maintenant indiqué par la variable W_4 pour s'aligner avec les notations de la thèse.

Cette équation permet d'identifier plusieurs termes. Certains sont renommés pour simplifier l'écriture dans la suite du chapitre.

- Un coefficient d'étalonnage $C^2 \cdot \epsilon^2$. Celui-ci est proche de 1, mais n'est pas une constante. La norme permet de l'estimer dans certaines conditions, mais un étalonnage expérimental permet une meilleure approximation.
- Une constante géométrique $K_g = \frac{\pi d^2}{4\sqrt{1-\beta^4}}$ qui ne dépend que des dimensions de la tuyère.
- Une variable proportionnelle à la composition des gaz brûlés $\frac{1}{r_4} \propto M_4$.
- Le terme mesuré $\Pi = \frac{P}{W_4^2} \cdot \Delta p$, avec W_4 le débit de gaz traversant la tuyère (somme des débits des trois débitmètres qui alimentent la chambre), P la pression dans la chambre, mesurée dans la couronne en amont de la tuyère, et Δp le différentiel de pression entre l'amont et l'aval de la tuyère.

Les courbes d'étalonnage seront représentées sous la forme d'une fonction $T_4 = f(K_g^2 \Pi)$. Ce changement de variable rend la fonction moins dépendante des conditions.

II Étalonnage expérimental de la tuyère

L'équation 4.18 représente approximativement l'écoulement au passage de la tuyère. Cependant, cette équation suppose la compression adiabatique réversible d'un écoulement stationnaire, irrotationnel et homogène d'un gaz parfait. Ses hypothèses ne sont pas toutes vérifiables dans notre cas expérimental.

L'objectif de l'étalonnage est d'obtenir, une relation dans laquelle les paramètres géométriques de la tuyère, ainsi que les coefficients C et ϵ , n'apparaissent plus, et qui s'affranchisse des hypothèses mentionnées ci-dessus.

Ainsi, l'étalonnage consiste donc à obtenir des couples température et perte de pression qui pourront ensuite être approximés par une fonction appropriée.

II.1 Principe de l'étalonnage expérimental

Pendant l'étape d'étalonnage, il faut aussi connaître la température moyenne de l'écoulement dans la tuyère correspondant à la perte de pression mesurée.

Un moyen de connaître la température de l'écoulement est de faire une combustion complète. Ainsi, la température en sortie de chambre peut être estimée par la température à l'équilibre pour la condition choisie, calculable avec les outils Cantera.

Pour obtenir un rendement de combustion égale à 1, il faut jouer sur le carburant et la température d'injection afin de réduire le temps d'évaporation et/ou le temps de réaction chimique.

Ensuite, pour faire varier la température de l'écoulement dans la tuyère il suffit de faire varier la richesse du mélange.

II.2 Étude préliminaire et validation des hypothèses

Une étude numérique sur les différents termes de l'équation 4.18 d'étalonnage (en [annexe A section I](#)) ainsi que des essais préliminaires (en [annexe A section II.1](#)) ont permis de mieux définir les conditions d'étalonnage. Cette étude a permis de montrer plusieurs choses :

Les courbes d'étalonnage dépendent de la pression, de la tuyère et de la géométrie de l'écoulement :

Pour chaque condition (définie par P , T_3 , W_F , W_{Ap} , W_{As}) où un rendement sera mesuré, il faut faire une courbe d'étalonnage, c'est-à-dire faire varier la température en sortie de chambre de combustion (T_4 piloté par W_F), en gardant la géométrie de l'écoulement (W_{As} , SI, injecteur, tuyère), le débit traversant la tuyère ($W_4 = W_F + W_{Ap} + W_{As}$) et la pression (P) constants.

Le carburant choisi pour l'étalonnage est le n-heptane :

Le n-heptane est un carburant liquide, qui peut donc être injecté comme le kérosène, donc l'écoulement sera assez proche de la configuration de mesure.

De plus le n-heptane est fortement volatile, donc le temps d'évaporation est réduit et permet d'avoir une combustion complète. Cette hypothèse a été validée pendant l'étalonnage sur la base de trois vérifications. Premièrement, le carburant est évaporé dans le première tiers de la chambre comme l'ont montré des images de tomographie. De plus, le temps de séjour est à peu près équivalent au temps de réaction estimé avec Cantera. Enfin, la quantité de CO prélevée à la sortie de la chambre est très faible. Tous les détails de cette validation sont présentés dans l'[annexe A section II.2](#)

Pour finir, la composition des gaz brûlés du n-heptane et du kérosène sont très proches, donc la différence entre l'étalonnage est négligeable (aucune erreur à $\eta_C = 1$, puis jusqu'à 2.5% de différence à $\eta_C = 0.4$).

Les diamètres de tuyère sont dimensionnés pour optimiser la sensibilité de la mesure :

Les points 1 et 2 seront effectués avec une tuyère de diamètre $d = 42$ mm, alors que le diamètre du col pour les points 3 et 4 sera fixé à $d = 33$ mm.

Rendement de combustion ou rendement de chambre de combustion ?

L'étalonnage repose sur le fait que la température en sortie de chambre est la température à l'équilibre pour une combustion adiabatique. Or, si les pertes thermiques sont faibles, elles existent ($\eta_{th} \geq 0.99$ d'après l'approximation faite en [section I.1.2](#)). Cependant la température de paroi extérieure est sensiblement la même pendant l'étalonnage et pendant les mesures. Donc la température mesurée grâce à l'étalonnage peut être assimilée à la

température adiabatique, et le rendement calculé correspond au rendement de combustion.

II.3 Enregistrement d'un essai d'étalonnage

La [figure 4.4](#) illustre les mesures réalisées pendant un essai d'étalonnage. Les grandeurs tracées sont, de haut en bas :

- Les débits : Ils sont fixés par les débitmètres, et permettent de contrôler la richesse, qui pilote la température en sortie de chambre.
- Δp : La perte de pression de l'écoulement au passage de la tuyère mesurée avec un capteur de pression différentielle.
- Le coefficient d'étalonnage $K_g^2 \Pi$: Il est calculé entre autre à partir de Δp .
- Les températures : Les températures d'injection sont mesurées et non régulées (tracées en rouge et bleu). La température d'équilibre est calculée ⁴ (en orange). La température de parois est mesurée pour estimer les pertes thermique (en vert).
- La pression dans la chambre : Elle est mesurée juste en amont de la tuyère de sortie.

La valeur de la perte de pressions aux bornes de la tuyère Δp n'est pas utilisée telle quelle. En effet, comme le montre la [figure 4.4](#), la valeur de Δp est fortement dépendante des variations de pression (par exemple à 36 min ou 64 min) et de débit total (légèrement visible à 6 min). C'est pourquoi le coefficient Π (Introduit dans l'[Équation d'étalonnage](#) et utilisé dans l'[annexe A](#)) est défini, au regard de l'équation [équation 4.18](#), par :

$$\Pi = \Delta p \cdot \frac{P}{W_4^2} \quad (4.19)$$

Avec Δp la perte de pressions aux bornes de la tuyère en Pa, P la pression dans la chambre en bar, et $W_4 = W_{3Ap} + W_{3F} + W_{3As}$ le débit total traversant la tuyère en g/s.

Ce coefficient Π est donc calculé à chaque instant. Il est ensuite multiplié par le carré du coefficient géométrique K_g pour être moins dépendant de la tuyère utilisée. La courbe obtenue est affichée dans le cadran centrale. Les plateaux observés sont beaucoup plus plats, car ils ne sont presque plus dépendants des petites variations de pression et de débits. Ce sont ces valeurs qui sont utilisées pour l'étalonnage.

II.4 Compilation des essais et calcul des courbes d'étalonnage

Pour chaque condition, les essais d'étalonnage sont reproduits deux fois, par richesse croissante et décroissante.

4. Elle est estimée avec Cantera en utilisant le schéma cinétique PRF Polimi avec 156 espèces et 3465 réactions pour le n-heptane [103]. Les conditions initiales du calcul sont les débits et températures d'injection mesuré, ainsi que la pression dans la chambre mesurée.

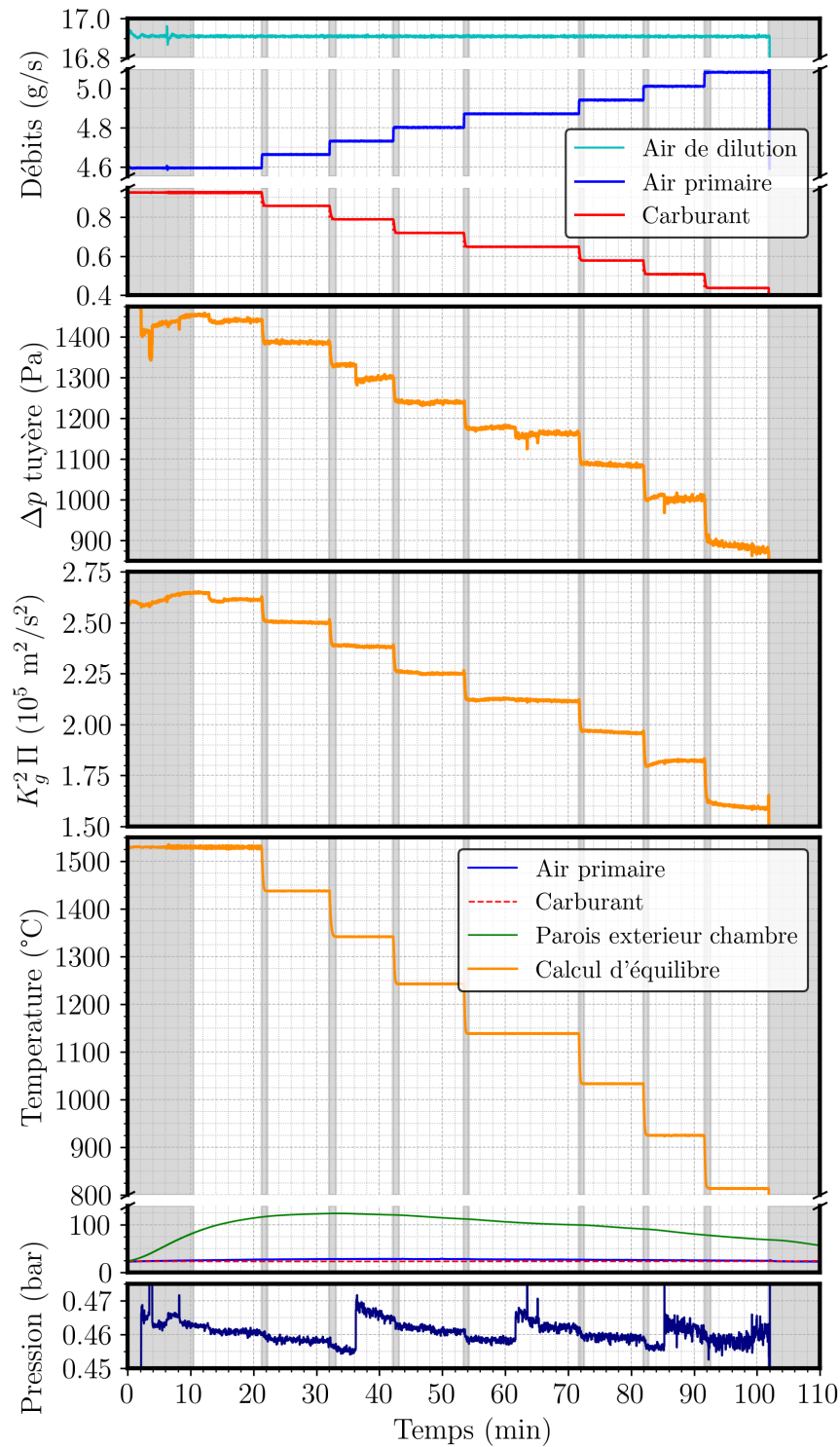


FIGURE 4.4 – Représentation temporelle d'un essai d'étalonnage. Cet exemple représente un des essais effectués pour l'étalonnage du point 1 du SI-S09. L'évolution temporelle des principales données mesurées sont tracées. De haut en bas, les débits injectés (air primaire et secondaire en bleu et cyan, et kérosène en rouge), la diminution de pression dans la tuyère, cette même mesure corrigée par les débits et la pression, les températures (injection en bleu et rouge, sortie de la chambre (hypothèse combustion complète : calcul d'équilibre avec Cantera) en orange, et surface extérieure de la paroi externe de la chambre en vert), et la pression chambre. Les échelles de débits et température sont discontinues pour permettre une meilleure visualisation.

Ensuite, le facteur Π et la température de sortie de chambre (calcul d'équilibre) sont moyennés pour chaque plateau de richesse. La valeur moyenne est ensuite multipliée par le carré du facteur géométrique K_g^2 pour regrouper les différents essais. Les points sont alors reportés sur la figure 4.5. Comme indiqué précédemment, la tuyère diamètre 42 mm est utilisée pour les points 1 et 2, et celle diamètre 33 mm pour les points 3 et 4. Une exception est à noter pour le système d'injection S05. En effet, avec ce SI et la tuyère 33 mm, les pertes de charges mesurées dans les conditions des points 3 et 4 étaient saturées en haut de la gamme du capteur de pression différentielle. La tuyère de 42 mm a donc été utilisée pour ces deux points.

Enfin, un polynôme du 3^e degré est utilisé pour approximer la courbe d'étalonnage.

$$T_4 = k_2 \left(K_g^2 \Pi \right)^2 + k_1 \left(K_g^2 \Pi \right) + k_0 \quad (4.20)$$

C'est ce polynôme qui est par la suite utilisé pour calculer la température en sortie de chambre de combustion pendant les essais au kérosène. Les coefficients sont différents pour chaque injecteurs et chaque conditions.

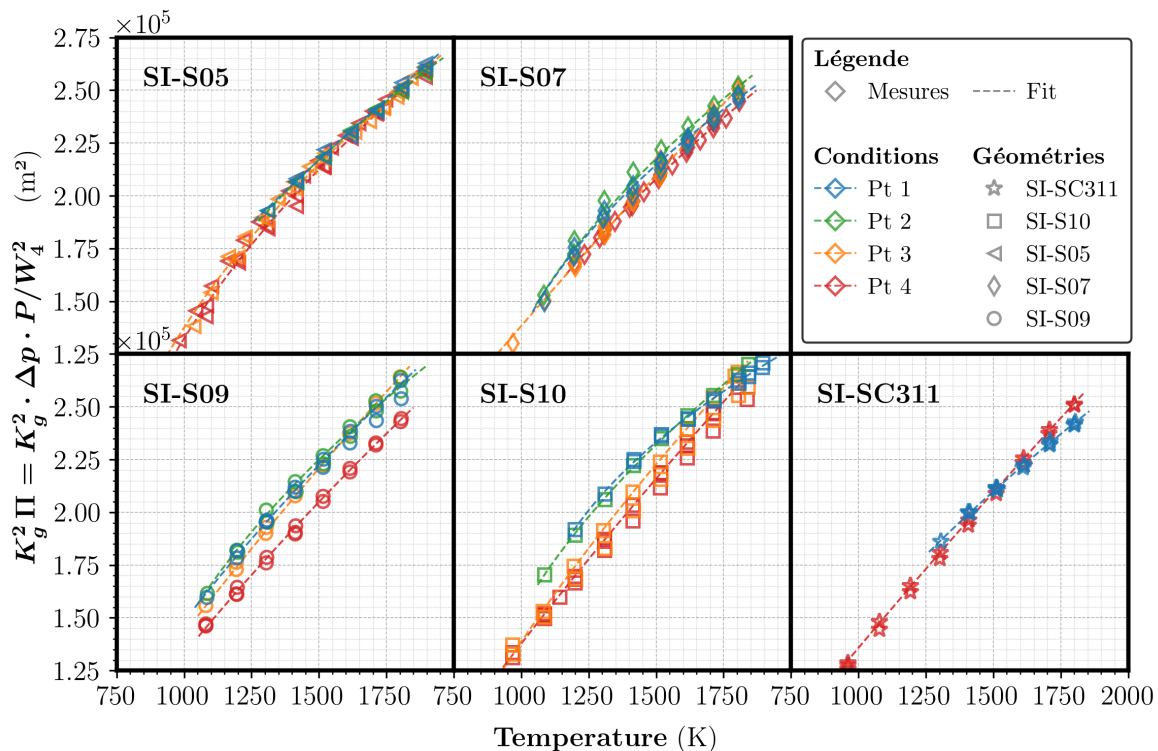


FIGURE 4.5 – Courbes d'étalonnage expérimental représentant toutes les conditions étudiées. La couleur correspond aux conditions thermodynamiques (P , W_4 et W_{A5}). Les symboles représentent différents systèmes d'injection. Ces courbes relient la température en sortie de chambre (considérée comme la température d'équilibre pendant l'étalonnage) avec la perte de pression aux bornes de la tuyère, dans de conditions de pression et débits données. La perte de pression est contenue dans le coefficient Π qui prend en compte les faibles variations de pression et débit. Il est multiplié par le carré du coefficient géométrique K_g pour être moins dépendant de la tuyère utilisé.

Chacun des plateaux mesurés, ainsi que les courbes d'étalonnage moyennes sont re-

présentés respectivement par les symboles et les lignes pointillées sur la [figure 4.5](#).

II.5 Incertitudes de mesure

Dans cette section, toutes les sources d'incertitudes sont listées.

II.5.1 Incertitudes de mesure

D'après les spécifications du capteur, l'incertitude du capteur de pression différentielle est de 3 Pa. Cette incertitude seule, rapportée au coefficient Π est confondue avec l'épaisseur du trait sur les courbes d'étalonnage ([figure 4.5](#)). Cette incertitude est donc négligeable.

Cependant, si l'incertitude du capteur est négligeable, celle de la méthodologie pour passer de la pression à la température l'est moins. La source principale d'incertitude vient de l'hypothèse de combustion complète pendant l'étalonnage (voir [section II.2](#)). Cette incertitude est difficile à quantifier, mais elle pourrait atteindre plusieurs dizaines de degrés pour le point 1, ce qui n'est pas négligeable quand les rendements attendus sont de l'ordre de 0.98 [91].

II.5.2 Fluctuation de la mesure

Malgré les spécifications du constructeur, des fluctuations de Π plus importantes sont observées lors des mesures. La partie gauche de la [figure 4.6](#) montre ces fluctuations ($2\sigma_{\Pi}$) rapportées en Pascal ($2\sigma_{\Delta p} = 2\sigma_{\Pi} \cdot \overline{W_4^2} / \overline{P}$) et en Kelvin ($2\sigma_{T_4} = 2\sigma_{\Pi} / s$) avec s la sensibilité de la mesure (tracée sur le graphique en bas à droite de la figure) définie par :

$$s = \frac{\partial \Pi}{\partial T_4} \quad (4.21)$$

Pour chaque essai d'étalonnage effectué, 95 % des mesures de Δp se trouvent à plus ou moins 5 Pa de la moyenne. Pour les points 3 et 4, lorsque la tuyère est plus petite, les fluctuations sont plus de l'ordre de la dizaine de Pascal. Rapportées en température, les fluctuations de Π permettent de définir une fluctuation moyenne de 5 °C de part et d'autre de la température moyenne T_4 , quelle que soit la condition.

Le fait que l'écart à la moyenne soit constant en température, mais dépende de la tuyère lorsque qu'il est regardé en Δp , indique que cette fluctuation est physique. La température n'est pas parfaitement constante en sortie de chambre, et ces fluctuations sont retranscrites en pression avec une intensité qui dépend de la sensibilité de la mesure.

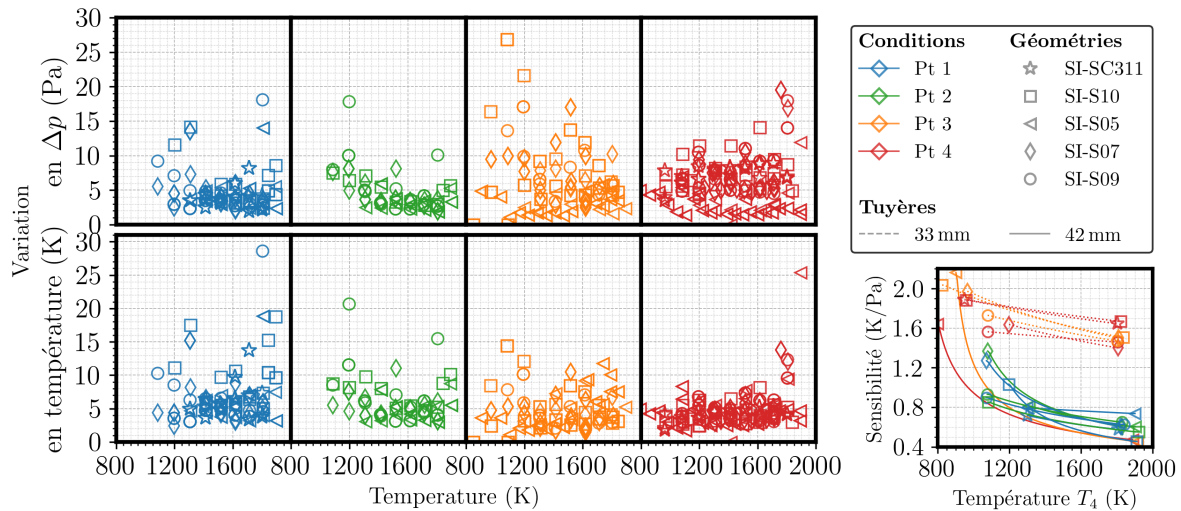


FIGURE 4.6 – (GAUCHE) Sensibilité de l'étalonnage et (DROITE) fluctuations de la mesure. (GAUCHE) Chaque point correspond aux fluctuations de Π sur un plateau de l'étalonnage. Ces fluctuations ($2\sigma_{\Pi}$) sont rapportées en terme de perte de pression (EN HAUT) et température T_4 correspondantes (EN BAS). Tous les essais sont représentés, la couleur indique les conditions (pression et débits) et le symbole correspond au système d'injection. (DROITE) Sensibilité de la relation perte de pression, température pour chaque condition (couleur) et SI (symbole aux extrémités de la courbe). La taille de la tuyère utilisée est précisée grâce aux types de ligne (continue : $d = 42$ mm, pointillé : $d = 33$ mm).

II.5.3 Erreur systématique

En plus de ces petites fluctuations, il semble que le capteur de pression différentielle subit un offset aléatoire qui apparaît dès l'allumage de l'installation et paraît rester constant pendant tout l'essai. Cette observation a été faite à la fin des campagnes de mesure de performance. Tel que les enregistrements ont été effectués, il n'est pas possible a posteriori de savoir exactement quel est le zéro du capteur à chaque essai.

Il a donc été nécessaire d'appliquer un traitement supplémentaire pour corriger à posteriori les températures déduites de Δp :

$$T_4 = f(K_g^2 \Pi_M) + g(K_g^2 \Pi_M) \quad (4.22)$$

Avec f le polynôme définie pendant l'étalonnage (équation 4.20) et g une fonction affine de correction (annexe A section II.4.1).

$$g(x) = (2k_2\epsilon) x + (k_2\epsilon^2 + k_1) \quad (4.23)$$

Le coefficient ϵ qui apparaît dans la fonction de correction dépend des offsets du capteur pendant l'étalonnage et pendant la mesure. Il ne peut pas être déterminé directement à partir des enregistrements, il faut définir des conditions limites. Pour estimer ϵ , il faut connaître le rendement de combustion atteint pour au moins un point de la courbe

pendant l'essai de performance.

II.5.4 Une courbe d'étalonnage par essais de performance

L'étude préliminaire ([section II.2](#) détaillé en [annexe A](#)) préconisait de faire une courbe d'étalonnage par condition de mesure (SI × pt). Cette précaution s'est avérée utile. En effet, toutes les courbes sont presque superposées ([figure 4.5](#)), mais leurs pentes et leurs courbures sont légèrement différentes. Ces variations peuvent s'expliquer par les géométries d'écoulement différentes entre les SI. Pour la thèse, la courbes d'étalonnage propre à chaque condition sera utilisée.

II.5.5 Récapitulatifs des incertitudes de mesure

Le [tableau 4.1](#) présente une vue d'ensemble de toutes les incertitudes résumées dans la section, ainsi que leur ordre de grandeur en température, et rapporté à la valeur du rendement.

En conclusion, en dehors du défaut du capteur de pression différentielle, l'incertitude majeur vient l'hypothèse de combustion complète, qui induit une surestimation du rendement pouvant aller jusqu'à 8%. Cependant, à cause de la fonction de correction du rendement, il n'est pas possible d'estimer correctement l'incertitude de mesure.

TABLEAU 4.1 – Liste des incertitudes pour la mesure de la température par la tuyère en sortie de chambre de combustion

Sources de l'incertitude	Détails	Incertaince sur la température	Incertaince sur le rendement
Composition des gaz brûlés différente entre l'étalonnage (combustion complète (n-heptane/air) et les essais (combustion incomplète (kérosène/air))	Entre 0 et 2 % d'erreur sur la courbe d'étalonnage	Sous estimation de la température de maximum 10°C : 0C à $\eta_C = 1$; jusqu'à 10°C à $\eta = 0.6$, dépend de la source du faible rendement	Rendement mesuré inférieur au rendement réel : Au maximum 0.7% d'erreur pour les faibles rendements, mais probable plus proche de à 0
Présence de liquide dans la tuyère	Inférieur à 0.2 % Sur la courbe d'étalonnage	Négligeable	Négligeable
Hypothèse de combustion complète	Tomographie : Gouttes correctement évaporées Temps de séjour < Temps de réaction Quantité de CO dans les gaz brûlés	30 à 60°C pour les points 3 et 4 ; 60 à 130°C pour les points 1 et 2 Inférieur à 10°C	Rendement mesuré supérieur au rendement réel : Entre 2 et 4 % d'erreur pour les points 3 et 4 ; Entre 5 et 8 % d'erreur pour les points 1 et 2
Pertes thermiques	Pertes thermiques en stationnaire $\Phi_{perle} \approx 440W$	Environ 15°C, mais perte similaire pendant l'étalonnage et les essais	Maximum 1%
Incertaince du capteur de pression différentielle	3 Pa d'après le constructeur	4°C avec la tuyère $d = 33$ mm ; 2°C avec la tuyère $d = 42$ mm	Négligeable (inférieur à 0.3%)
Défaut capteur de pression différentiel	Offset inconnu et différent à chaque essais	jusqu'à 150°C, mais corrigéable	Inconnu, correction avec hypothèse $\eta = 1$ au début des essais
Valeurs statistique	Données automatiquement enregistrées sur des temps longs (3 min pour les essais et 5 à 10 min pour l'étalonnage)	Écart types moyen des mesures : $\sigma \approx 5^\circ C$	Négligeable (environ 0.3%)

III Résultats de performance

Une fois la métrologie mise en place, et l'étape d'étalonnage validée, les mesures peuvent être effectuées pour les différentes conditions. L'objectif est d'étudier l'impact des conditions (points de fonctionnement) et de la géométrie (SI) sur les limites d'extinction et les rendements.

III.1 Déroulé d'un essai de performance

L'objectif de ces essais est de partir d'une injection de carburant élevée (correspondant au points de mesure défini par la [Matrice d'essais](#) ([figure 3.19](#)), ou légèrement plus riche quand la tenue thermique du banc le permet), puis de diminuer progressivement ce débit fuel jusqu'à l'extinction pauvre, à débit d'air constant. Le débit est réduit palier par palier, et le rendement de combustion est calculé tout au long de l'essai. Les paliers durent au minimum 3 minutes. Si une dégradation du rendement est observée sur un palier (comme sur le dernier palier de l'essai de droite [figure 4.7](#)), alors la valeur de la richesse est conservée un peu plus longtemps, souvent jusqu'à l'extinction. Un fois l'extinction observée, l'essai est arrêté.

La [figure 4.7](#) représente deux exemples d'essais de performance. Comme pour les essais d'étalonnage, les évolutions temporelles des débits, des températures et de la pression sont tracées. Cependant, durant ces essais, la température de sortie de chambre ne correspond plus à la température à l'équilibre, mais à la température moyenne dans la tuyère. Elle est représentée en orange. Elle est calculée à partir du signal de perte de pression aux bornes de la tuyère (représenté en jaune dans le deuxième quadrant), du polynôme d'étalonnage préalablement défini et de la fonction de correction. La température avant correction de l'erreur systématique du capteur de pression différentielle est tracée en jaune. Dans l'exemple de gauche, la température n'a pas besoin d'être corrigée alors que le second exemple est fortement impacté par le problème de capteur de pression différentiel présenté [section II.5.3](#). La température à l'équilibre est représentée par la courbe bordeaux. Plus l'écart entre la courbe orange (T_4) et la courbe bordeaux ($T_4^{eq,ad}$) est grand, plus le rendement est faible.

Pour certaines conditions, ces essais ont été reproduits plusieurs fois afin de regarder leur reproductibilité.

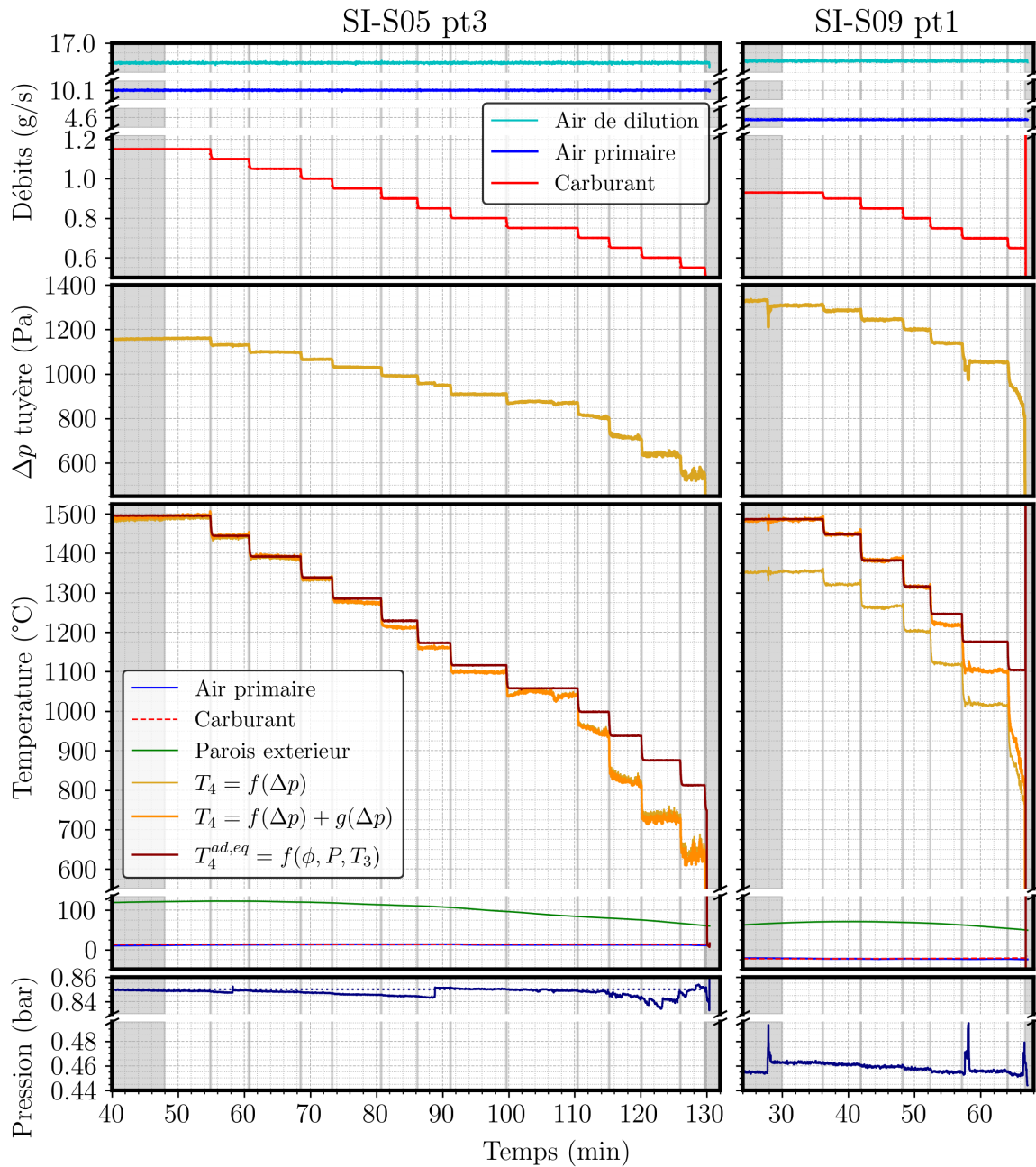


FIGURE 4.7 – Représentation temporelle de deux essais de performance. L'évolution temporelle des principales données mesurées sont tracées. De haut en bas, les débits injectés (air primaire et secondaire en bleu et cyan, et kérosène en rouge), la diminution de pression dans la tuyère, les températures (injection en bleu et rouge, sortie de la chambre (estimée avec la tuyère) en orange (corrigée) et jaune (avant correction), et en cas de combustion complète (calcul d'équilibre avec Cantera) en bordeaux, et surface extérieure de la paroi externe de la chambre en vert), et la pression chambre. Les échelles de débits, de températures et de pression sont discontinues pour permettre une bonne visualisation de l'ensemble des valeurs.

III.2 Rendement de combustion et limite d'extinction

Pour chaque palier, le rendement moyen est calculé⁵ et reporté avec des symboles creux sur la [figure 4.8](#). Cette figure représente pour chaque SI, le rendement mesuré en fonction de la richesse globale dans la chambre (FAR). Les différentes conditions de pression et température y sont représentées (par les couleurs). Chaque courbe correspond à un essai. Une courbe se lit de la droite vers la gauche. Les symboles correspondent aux valeurs moyennes sur les paliers, et la ligne suit l'évolution temporelle de l'essai. Les données mesurées pendant les changements de débit (grisé sur la [figure 4.7](#)) ne sont pas utilisées. Les portions de courbes non verticales de la [figure 4.8](#), correspondant aux intervalles de temps des changements de débits, ne sont donc pas directement issues de mesures, mais relient deux FAR pour guider le regard. Par contre, les segments verticaux indiquent une diminution progressive du rendement, malgré des conditions d'injection inchangées. Ces lignes montrent l'évolution du rendement entre les 10 premières secondes et les 10 dernières. Si l'essai n'a pas été interrompu avant, il se termine par une croix représentant l'extinction. Elle est placée avec la moyenne des 10 dernières secondes si l'extinction apparaît sur un plateau, ou avec les deux derniers points enregistrés si elle se produit pendant un changement de débit.

Les différents symboles (carrés, losanges et ronds), hormis la croix de l'extinction, permettent uniquement de différencier les essais d'une même condition, sans signification supplémentaire. Il y a un à quatre essais par condition.

La [figure 4.8](#) montre les résultats de rendement obtenus pour les cinq géométries de SI, pour les quatre conditions. Plusieurs comportements ressortent de ces essais, ils sont discutés dans la suite de ce chapitre.

III.2.1 Effet de la richesse

Tout d'abord, l'allure générale de chacune des courbes est identique quelle que soit la condition. Deux régimes sont identifiables : un régime nominal, pour lequel le rendement de combustion ne dépend pas de la richesse, puis un régime dégradé. Ce dernier apparaît en dessous d'une richesse critique. Le rendement devient alors fortement dépendant de la richesse. Il décroît alors jusqu'à l'extinction pauvre de la flamme.

En régime nominal, les essais sont parfaitement reproductibles⁶. Par contre, en régime dégradé, des différences mineures apparaissent entre les essais. Dans cette zone, les phénomènes de thermique au parois deviennent moins négligeables, et l'historique

5. Le rendement est calculé avec l'[équation 4.9](#) et la température T_4^{ad} est estimée à partir du polynôme d'étalonnage et de la fonction affine de correction. Plus de précisions sur l'estimation de cette dernière sont présentées en [annexe A section II.4.2](#).

6. L'offset du capteur de pression différentielle (voir [section II.5.3](#)) empêchait la superposition des courbes d'une même condition, mais une fois cette erreur corrigée, les courbes sont superposées. Les courbes non corrigées sont [figure A.15](#).

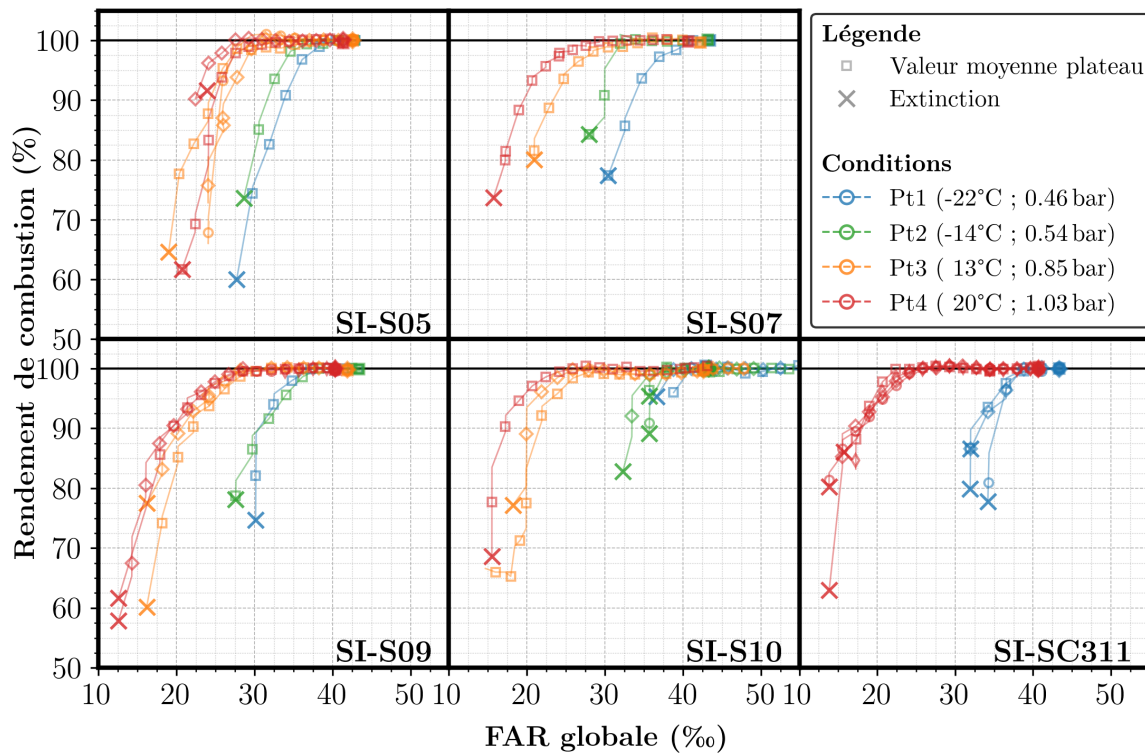


FIGURE 4.8 – Rendement de combustions mesuré avec chaque SI, pour toutes les conditions, en fonction du débit de carburant. La couleur représente les conditions thermodynamique de l’essai. Les symboles creux représentent la moyenne sur un plateau, ils sont reliés par des lignes pour faciliter la lecture. Les différents symboles représentent les différents essais effectués pour la même condition. Le symbole plein de chaque courbe correspond aux débits de la [Matrice d’essais](#). Les croix à la fin des lignes (plus bas FAR) représentent l’extinction.

de l’essai prends donc plus d’importance. De plus, la flamme moins stable et homogène sera plus impactée par la moindre perturbation. Par conséquent, les limites d’extinction (repérée par des croix sur la [figure 4.8](#), ne sont pas forcément superposé pour des essais dans les mêmes conditions.

La [figure 4.9](#) représente un exemple de diagramme de limite d’extinction pauvre pour une condition. Comparé aux essais précédents, ce n’est pas juste une courbe au débit d’air de la matrice, mais un ensemble d’essais effectué pour des débits d’air variés. Pour obtenir ces limites d’extinction, le débit d’air est fixé, et le débit carburant est réduit par palier jusqu’à l’extinction. Les paliers ont une durée entre 15 s et 1 min en fonction des essais. Il y a eu entre 5 et 7 essais pour chaque débit d’air. Les valeurs de débit carburant d’extinction sont assez disparates, on peut donc supposer que le limite d’extinction dépend aussi du protocole utilisé pour la mesurer. En conclusion les valeurs de limite d’extinction qui ne sont mesurées qu’une à deux fois par points ([figure 4.8](#)) comportent une forte incertitude.

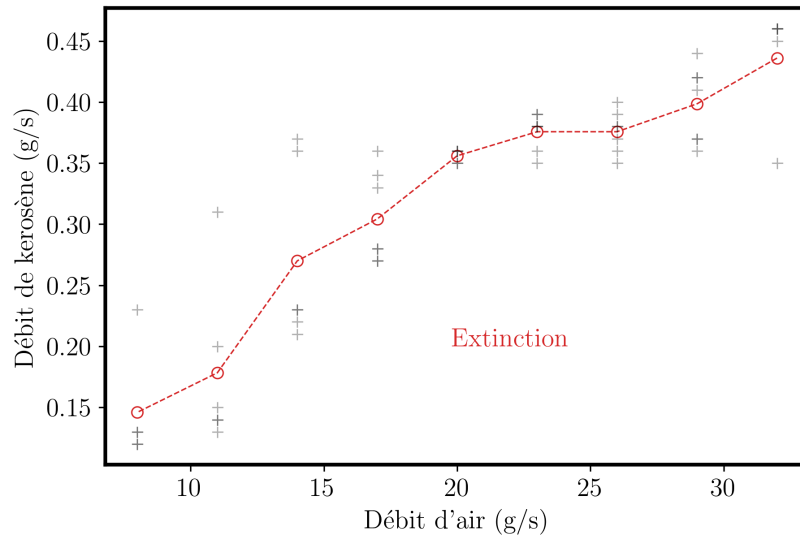


FIGURE 4.9 – Limite d’extinction pauvre du SI-S10 au pression et température du point 4, et avec le ratio W_{Ap}/W_A du point points 4, pour différents débits d’air W_A . Chaque croix représente une extinction. Plus elle est sombre plus il y a eu d’extinctions sur ce débit.

III.2.2 Effet des conditions thermodynamiques

Pour aller plus loin, il est possible d’extraire, à partir de la [figure 4.8](#), quelques valeurs importantes pour récapituler les performances en rallumage de ces système d’injection.

La [figure 4.10](#) représente, pour chaque SI et conditions thermodynamiques étudiés :

- La richesse de transition entre le régime nominal et le régime dégradé (en bleu)
- La richesse d’extinction (en rouge)

Cette étude de performance montre d’abord, qu’au début de l’enroulement (BP/BT), le couloir de stabilité (rendement supérieur à 95 %) est beaucoup moins large que proche des conditions ambiantes. La [figure 4.10](#) montre que l’évolution des performances semble linéaire avec l’amélioration des conditions thermodynamiques. Que ce soit pour l’élargissement de la gamme de richesse permettant d’atteindre l’équilibre, ou sur la limite d’extinction pauvre, à chaque fois, les quatre points testés semblent alignés, dans la limite de l’incertitude.

Les courbes montrent aussi que la gamme de régime dégradé (espace vertical entre les courbes rouge et bleu sur la [figure 4.10](#)) s’élargit quand la pression et la température augmente. Cette observation va de paire avec le rendement atteint lors de l’extinction. Les points proches atmosphériques permettent d’atteindre des rendements dégradés plus faible qu’à BP/BT (voir [figure 4.8](#)). En déprimé froid, la flamme est plus susceptible de s’éteindre à la moindre perturbation, réduisant ainsi la marge sur le couloir d’enroulement. Cette observation n’est pas vraie pour toutes les géométries de SI. Quelques variations de comportement sont visibles entre les différents SI étudiés.

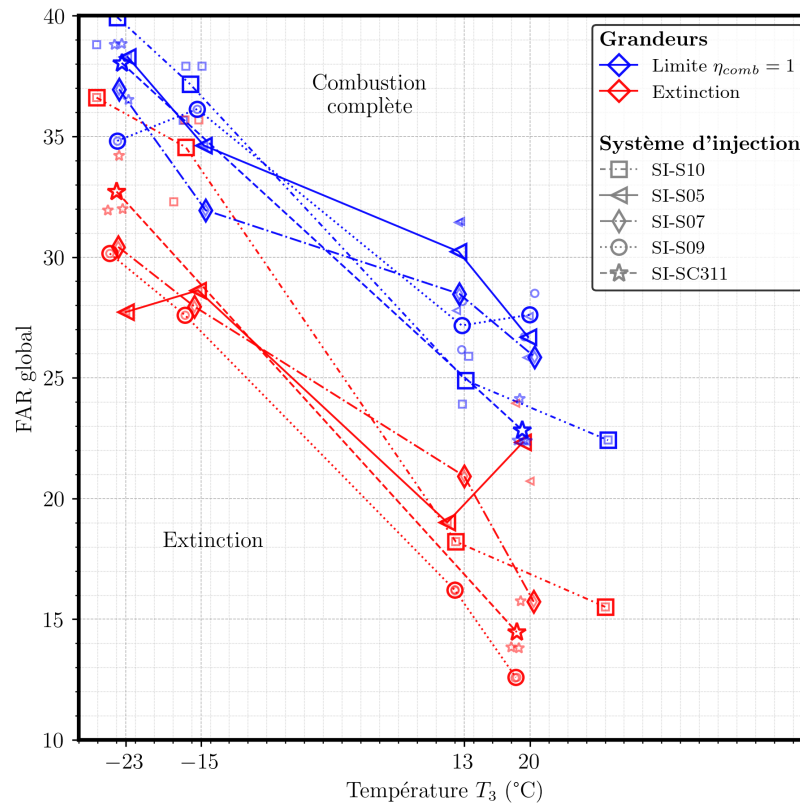


FIGURE 4.10 – Récapitulatif des performances des 5 SI en fonction des conditions thermodynamiques. Deux richesses caractéristiques sont représentées : le plus petit FAR permettant une combustion complète (en bleu) et le FAR de l'extinction pauvre (en rouge). L'abscisse correspond aux conditions thermodynamiques des essais. Les températures y sont indiquées, les pressions et débits sont ceux de la [Matrice d'essais](#). Les différents SI sont différenciés avec les symboles et les types de ligne. Les petits symboles clairs représentent les essais individuellement, alors que les symboles opaques correspondent aux moyennes de ces différents essais. Ils sont reliés par des lignes permettant de guider le regard et de définir des zones, mais ne sont pas issus de mesures sur les conditions P et T intermédiaires.

III.2.3 Effet du système d'injection

La limite d'extinction pauvre semble dépendre linéairement des conditions de pression et température. Il faut cependant rester vigilant par rapport aux valeurs numériques qui sont dépendantes du protocole expérimental et du banc d'essai. Comparé aux autres SI, la limite d'extinction du SI-S05, est non linéarité (courbe rouge continue avec les triangles sur la [figure 4.10](#)). En effet, l'angle du spray est tel que l'interaction de la flamme avec la paroi devient fortement non négligeable. Il est possible que ce soit elle qui régit vraiment la stabilité du spray, le rendement de combustion et la limite d'extinction de la flamme.

Il n'y a pas de conclusions claires sur l'effet de la géométrie sur les résultats de performance, car les résultats sont assez proches les uns des autres, et que l'analyse macroscopique est difficile à corrélérer avec les descriptions générales des différentes géométries de SI.

Pour aller plus loin dans l'analyse, il faut regarder la structure de la flamme, de l'aéro, du spray de kérosène et son évaporation. En complément de cette étude de rendement (donc uniquement la comparaison entre l'entrée et la sortie), le chapitre suivant présente les résultats et les analyses obtenus grâce à l'implémentation de diagnostics optiques sur le banc d'essai.

De plus, il faut garder un regard critique sur les valeurs numériques de rendement et de limite d'extinction, car en plus de l'impact du protocole expérimental, il y a sans doutes des effets de géométrie de chambre et de position et taille des trous de dilution, qui rendent les performances expérimentales différentes de celles en condition réelle.

INFLUENCE DES CONDITIONS ENVIRONNEMENTALES ET DE LA GÉOMÉTRIE DU SYSTÈME D'INJECTION SUR LES INTERACTIONS SPRAY/FLAMME

Le chapitre précédent a montré l'influence de la pression, de la température et de la géométrie du SI sur les performances à bas régime. Ce chapitre a pour objectif de comprendre les phénomènes physiques prenant place dans la chambre de combustion, qui pourraient expliquer les variations de rendement et de limites d'extinctions observées. Les différents diagnostics optiques mis en place pour caractériser la géométrie de l'écoulement, le spray de carburant et son évaporation, et la flamme seront présentés. L'analyse croisée de ces résultats permettra de proposer des scénarios expliquant les différents régimes de fonctionnement.

Sommaire

I	Géométrie de l'écoulement	118
I.1	Traitement des images	118
I.2	Résultats	120
I.2.1	Analyse des résultats pour une condition	120
I.2.2	Analyse de l'ensemble des résultats	121
II	Le carburant en phase liquide	128
II.1	Traitement des images	128
II.2	Résultats	129
II.2.1	Caractérisation moyenne	129
II.2.2	Fluctuation de l'angle de spray	130
II.2.3	Synthèse des résultats	132
III	Le carburant en phase vapeur	135

III.1	Difficulté inhérente à la PLIF-Kéro dans les conditions de rallumage	135
III.2	Traitement des images	137
III.3	Résultats	138
IV	La flamme	140
IV.1	Traitement des images	140
IV.2	Résultats	141
V	Couplage des résultats	145

I Géométrie de l'écoulement

L'écoulement est caractérisé par PIV haute cadence. L'implémentation de ce diagnostic optique est présenté dans la [section III.3.1](#) du [chapitre 3](#). Cette section porte sur les résultats obtenus, ainsi que les étapes de traitement appliquées pour y arriver.

I.1 Traitement des images

Le traitement de la PIV est entièrement fait avec le logiciel DaVis (LaVision).

Pour optimiser les champs de particules traités par PIV, une pré-traitement est effectué : Une image de fond est soustraite à chaque image instantanée. Cette image est obtenue en prenant pour chaque pixel de l'espace, la valeur de signal minimum obtenue au cours du temps. Les images corrigées $I_{PIV,c}$ sont donc calculé à partir des images brutes I_{PIV} par :

$$I_{PIV,c}(t, x, y) = I_{PIV}(t, x, y) - \min_{t - \frac{10}{f} \leq t \leq t + \frac{10}{f}} (I_{PIV}(t, x, y)) \quad (5.1)$$

Cette méthode permet de faire ressortir les particules, en minimisant les objets fixes dans la chambre, les réflexions et les zones toujours plus lumineuses de l'image. Par contre, elle ne permet pas de retirer l'incandescence des suies présentes dans l'écoulement. Ce traitement est effectué par Davis, mais un exemple du même algorithme codé en Python (utilisé pour la tomographie) est présenté en [annexe B section I.1](#).

Le traitement PIV, est appliqué pour obtenir les champs de vitesse instantanée ($u_x(t, x, y)$, $u_y(t, x, y)$). Les mailles utilisées font 24px de côté (5 passes adaptatives de 128 à 24px) avec un chevauchement de 50%.

En raison de la concentration très faible en particules dans certaines zones (principalement la zone de recirculation de l'air de dilution), de l'agglomération de poudre de zirconium dans la phase liquide, de la grande gamme de vitesse dans le champs mesuré, et de la présence de vitesses tangentiels, les champs de vecteurs instantanés comportent des vecteurs faux. Une étape de post-traitement est ajoutée pour minimiser la présence de ces vecteurs. Elle supprime dans un premier temps tous les vecteurs dont le coefficient

de corrélation utilisé est inférieur à 0.15. Dans un second temps, les vecteurs dont l'écart de norme et de direction avec les voisins est trop élevé sont remplacés par interpolation.

Il y a entre 500 et 2000 images par essai. Pour chaque point de l'espace, les données ne sont considérées que si un minimum de vecteur sont corrects, $N > 50$.

Une fois tous les champs instantanés obtenus différentes données statistiques peuvent être obtenues. Quatre types de données en particulier sont calculées pour chaque condition étudiée :

- **Vitesse moyenne** : Dans un premier temps les moyennes temporelles sont calculées pour les deux composantes de la vitesse.

$$\langle u_x \rangle(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i_t=1}^N u_x(t, x, y) \quad (5.2)$$

- **Intensité de turbulence** : L'écart-type de la fluctuation temporelle est calculée pour chaque composante.

$$u'_x(x, y) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i_t=1}^N (u_x(t, x, y) - \langle u_x \rangle(x, y))^2} \quad (5.3)$$

L'intensité de turbulence correspond au rapport entre la norme de la fluctuation U' et la norme de la vitesse $\langle U \rangle$.

$$\frac{U'(x, y)}{\langle U \rangle(x, y)} = \frac{\sqrt{(u'_x)^2(x, y) + (u'_y)^2(x, y)}}{\sqrt{\langle u_x \rangle^2(x, y) + \langle u_y \rangle^2(x, y)}} \quad (5.4)$$

- **Le sens de l'écoulement** : Pour chaque champ instantané, une image binarisée est obtenue en discriminant le sens de l'écoulement axiale.

$$S_x(t, x, y) = \begin{cases} 0 & \text{si } u_x(t, x, y) \geq 0 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.5)$$

Ces images binarisées sont ensuite temporellement moyennées pour obtenir un champ statistique du sens de l'écoulement. Cette donnée sera représentée par des iso-niveaux de probabilité de sens de l'écoulement ($\langle S_x \rangle(x, y) = \text{cst}$).

$$\langle S_x \rangle(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{i_t=1}^N S_x(t, x, y) \quad (5.6)$$

La seconde donnée qui est calculée à partir des images binarisées est l'évolution temporelle de la distance de pénétration de la zone de recirculation interne. Cette distance $x_{in}(t)$ est définie pour chaque image par la position axiale limite où l'écou-

lement est dirigé vers le SI. En pratique il est calculé tel que :

$$x_{in}(t) = \min \left(x, \forall x \text{ tel que } \frac{1}{n_y} \sum_{y=-5}^{5\text{mm}} S_x(t, x, y) > 0.5 \right) \quad (5.7)$$

L'ensemble des données collectées sont représentées en [annexe C section I](#).

I.2 Résultats

Les campagnes de PIV ont permis de caractériser l'écoulement dans la chambre de combustion pour un grand nombre de configurations (SI, pression et température, richesse, réactifs ou non).

I.2.1 Analyse des résultats pour une condition

La [figure 5.1](#) représente un exemple de figure qui montrent les différentes informations obtenues par PIV.

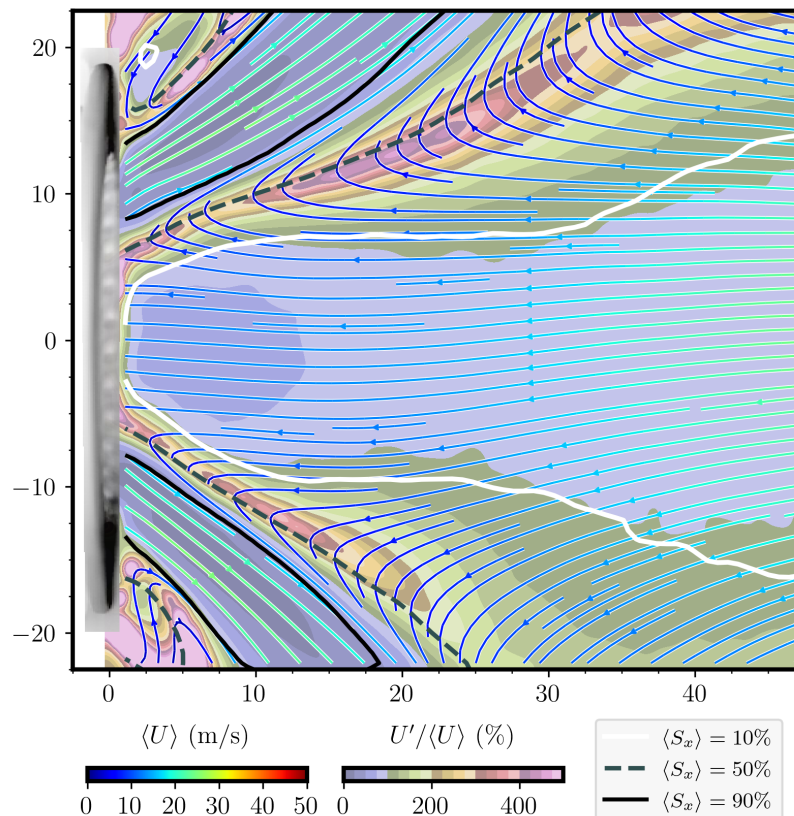


FIGURE 5.1 – Résultats de PIV pour un essai point 4 SI-S10 : les lignes de courants colorées représentent les champs de vitesse moyenne et la couleur de fond représente l'intensité de turbulence. Trois lignes sont ajoutées pour représenter la zone de fluctuation du sens d'écoulement (dans la zone délimitée en noir l'écoulement va du SI vers la sortie, la zone où l'écoulement remonte vers le SI est délimitée en blanc, la ligne grise pointillée représente la ligne iso-probabilité de sens).

Le champ aérodynamique moyen mesuré par PIV y est représenté. Les lignes de courant indiquent la direction de l'écoulement et leurs couleurs représentent l'intensité de la vitesse. La couleur du fond de l'image représente le champ de fluctuation de vitesse pondéré par la vitesse moyenne. Les isolignes noires, pointillées et blanches représentent la probabilité de sens de l'écoulement $\langle S_x \rangle$, respectivement 90% positif, 50% positif et 10% positif. Ces lignes permettent de visualiser rapidement la structure de l'écoulement swirlé.

Le jet d'air issu du système d'injection (S10) se trouve entre les deux lignes noires. L'angle entre les deux jets fait environ 70° et les vitesses au sein des jets sont de l'ordre de 20 à 25 m/s, stables au cours du temps (Très faible fluctuation).

Au centre, entre les lignes blanches, se trouve la zone de vitesse "toujours négative" qui représente le cœur de la zone de recirculation interne, typique des écoulements fortement swirlés. Pour cette condition, la ligne blanche vient jusqu'au ras de l'injecteur, à $x = 0$, donc la zone de recirculation remonte jusque dans le bol du système d'injection. La flamme est donc très probablement attachée au SI.

Dans cette zone de recirculation, les fluctuations sont également faibles.

Au contraire, sur la ligne $\langle S_x \rangle = 50\%$, les fluctuations de vitesse sont extrêmement importantes. Ceci est normale puisque $\langle S_x \rangle = 50\%$ représente les lieux où les vitesses oscillent entre les vitesses positives et négatives. De plus, comme les fluctuations sont pondérées par la vitesse et que celle-ci est très faible dans cette zone, l'intensité de fluctuation indiquée sera amplifiée.

Enfin, la zone comprise entre la $\langle S_x \rangle = 90\%$ et $\langle S_x \rangle = 10\%$ est la zone de forte intensité de fluctuation de vitesse, avec un maximum à $\langle S_x \rangle = 50\%$, ce qui est normal au vu de la définition de $\langle S_x \rangle$. Par la suite, les critères suivants seront utilisés :

- Faible distance entre $\langle S_x \rangle = 90\%$ et $\langle S_x \rangle = 10\%$, alors la direction de l'écoulement est localement peu fluctuante, donc le jet d'air est stable.
- Forte distance entre $\langle S_x \rangle = 90\%$ et $\langle S_x \rangle = 10\%$, alors la direction de l'écoulement est fortement fluctuante, donc le jet d'air est peu stable.

Sur la [figure 5.1](#), pour la condition point 4 S10, au ras du brûleur, pour $x < 10$ mm, les lignes $\langle S_x \rangle = 90\%$ et $\langle S_x \rangle = 10\%$ sont très proches l'une de l'autre. Ceci démontre une forte stabilité de l'écoulement en sortie de l'injecteur, et donc probablement une flamme stable. A mesure qu'on s'éloigne de l'injecteur, l'espace entre les deux lignes grandit, montrant ainsi une zone instable.

I.2.2 Analyse de l'ensemble des résultats

La [figure 5.2](#) récapitule l'ensemble des résultats obtenus par PIV pour les conditions de la [Matrice d'essais](#) en réactifs.

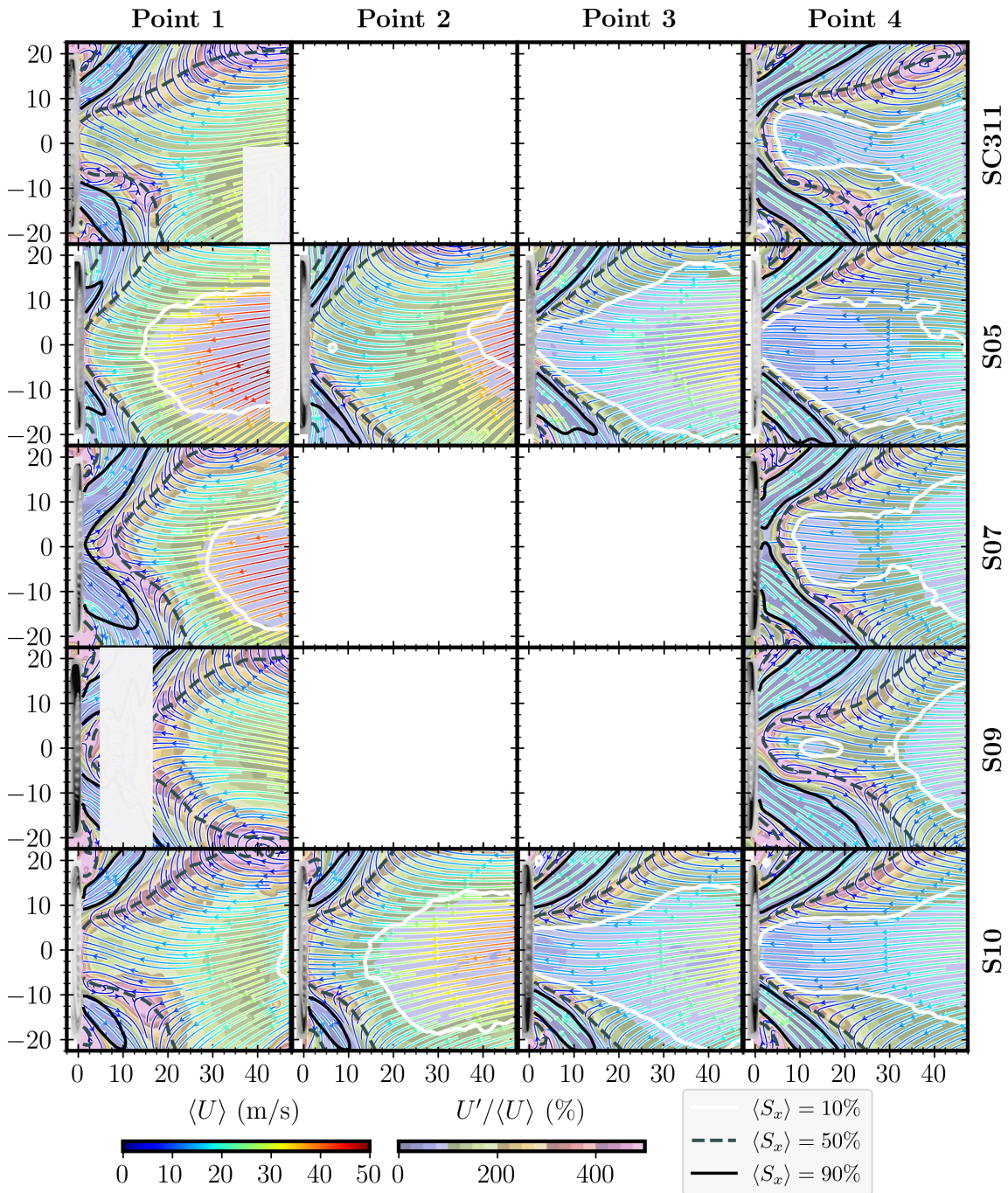


FIGURE 5.2 – Récapitulatifs des résultats de PIV : Pour chaque système d'injection (lignes) et conditions thermodynamique (colonnes), les lignes de courants colorées représentent les champs de vitesse moyenne et la couleur de fond représente l'intensité de turbulence. Trois lignes sont ajoutées pour représenter la zone de fluctuation du sens d'écoulement (dans la zone délimitée en noir l'écoulement va du SI vers la sortie, les zones où l'écoulement remonte vers le SI sont délimitées en blanc, la ligne grise pointillée représente la ligne iso-probabilité de sens). Certaines parties des figures sont recouvertes d'un rectangle blanc pour cacher les résultats erronés à cause de suie ou de poudre sur les hublots.

Effet des conditions thermodynamiques

Les deux effets majeurs d'une réduction de pression et température, observables sur les champs de vitesse, sont une ouverture du jet d'air et une augmentation de vitesse des gaz qui entrent dans la zone de recirculation interne. Ces deux remarques peuvent être reliées aux modifications de débit qui accompagnent la réduction de pression et de température. En effet, sur la matrice des conditions, les FAR globaux dans la chambre (englobant l'air primaire et de dilution) sont constants, alors que les FAR primaires dépendent du point de fonctionnement (voir [figure 3.19](#)). Ainsi, pour le point 1, le débit d'air primaire est plus faible que celui du point 4, mais le débit de dilution est constant. Cela va créer une aspiration de l'air de dilution vers le SI proportionnellement plus fort au point 1 qu'au point 4, et donc une augmentation significative de la vitesse axiale (en valeur absolue).

En plus de la norme de la vitesse, il est intéressant de regarder l'orientation de l'écoulement (représentée par les iso-contours en nuance de gris).

Pour les points proches des conditions ambiantes (point 3 et 4), l'écoulement dans la zone de recirculation interne est presque continuellement orienté vers de SI (L'écoulement à droite de la ligne blanche est plus de 90 % du temps dirigé vers l'injecteur). Le SI-S09 a un comportement légèrement différent qui sera discuté dans le paragraphe suivant.

A BP/BT le sens de l'écoulement est plus fluctuant. En effet, même si la vitesse moyenne est plus élevée, et dirigée vers le SI, l'orientation de l'écoulement est moins stable au cours du temps. Sur la [figure 5.2](#) la courbe blanche, indiquant l'iso-contours de 90% de probabilité d'écoulement vers le SI, n'est pas forcément présente sur les points 1, et si elle apparaît, elle ne remonte pas jusqu'au SI comme pour le point 4. La différence entre la vitesse moyenne et la direction moyenne de l'écoulement permet de comprendre un peu mieux la géométrie de l'écoulement. Lorsque la vitesse est orientée vers le SI elle est élevée, mais qu'il y a de nombreux petits tourbillons, avec des vitesses relativement faibles, qui n'ont pas un fort impact sur la moyenne de la vitesse, mais qui diminue la valeur de $\langle S_x \rangle$.

L'intensité de la turbulence est représentée par les aplats de couleur sur la [figure 5.2](#). Le premier constat, en accord avec l'observation précédente, est que l'intensité de la turbulence dans la zone de recirculation augmente à mesure que la pression et la température diminuent. Plus de turbulences favorisent le mélange entre l'air de dilution et les gaz brûlés (riche), et permet donc une meilleur oxydation des imbrûlés, mais la turbulence élevée crée aussi des instabilités, et augmente donc le risque d'extinction. La [figure 5.3](#), qui représente des champs de vitesses instantanées, suggère la présence de plus nombreux petit tourbillons au point 1 qu'au point 4.

La cartographie de turbulence de la [figure 5.2](#) met aussi en évidence l'influence des conditions thermodynamique sur la position et la largeur du jet d'air. La position principale du jet d'air est particulièrement stable quelle que soit la condition, elle est repérable

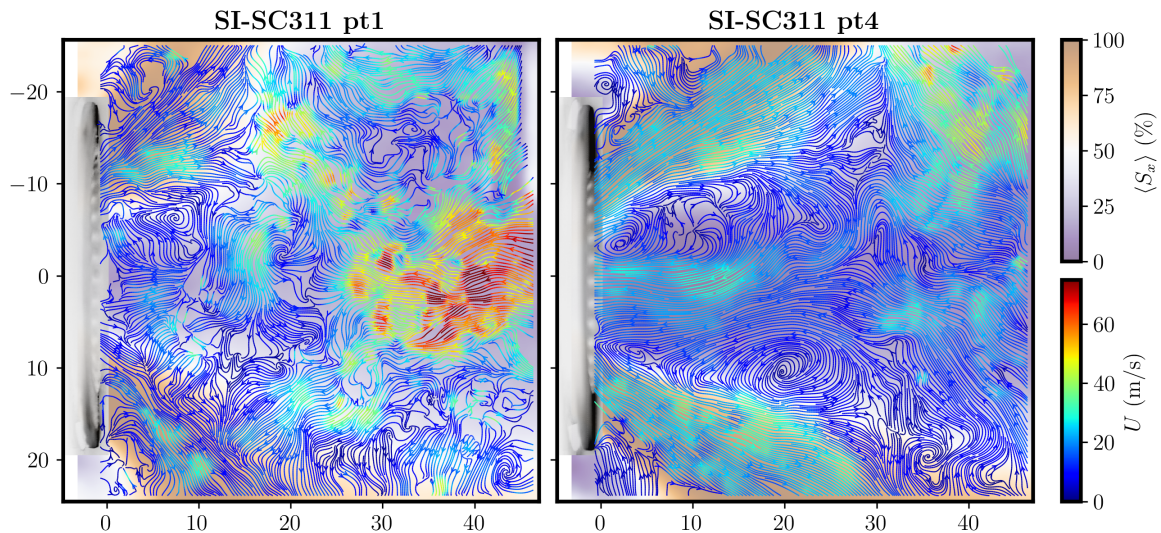


FIGURE 5.3 – Champs de PIV instantanés pour une condition BP/BT (à gauche) et ambiant (à droite). La couleur des lignes de courant indique la norme de la vitesse instantanée. La couleur du fond représente le sens de l'écoulement moyen.

par une zone de très faible intensité de turbulence (bleu), grossièrement délimitée par la ligne noire (qui délimite la zone où l'écoulement est principalement orienté vers la sortie). Cette zone stable est entourée d'une zone de battement (de ocre à rose). Pour tous les SI, sauf le SI-S05, cette zone est plus large à BP/BT qu'aux conditions ambiantes. Ce battement est probablement couplé avec le battement de la flamme, et pourrait expliquer pourquoi la limite d'extinction pauvre a une richesse plus élevée au point 1 qu'au point 4.

Un autre phénomène observable est l'amplification des dissymétries aux conditions défavorables (BP/BT). Au point 1, la longueur de pénétration de l'air dans la chambre n'est pas toujours asymétrique. Sur plusieurs essais, la partie basse du jet d'air est plus courte, et le flux venant des trous de dilution a tendance à être orienté vers le bas. Une hypothèse pour expliquer cette dissymétrie porte sur une répartition inégale du débit de dilution entre les quatre trous de dilution. Comme la densité de l'air de dilution est plus faible au point 1¹, une petite variation de débit entre les trous de dilution sera amplifiée en terme de vitesse, et aura donc plus d'impact sur la position du point d'arrêt à l'intersection des quatre jets.

Enfin, lorsque les essais sont répétés plusieurs fois, ils semblent moins répétables au point 1 qu'au point 4. Deux essais réalisés au point 1, montrant des résultats différents malgré les conditions thermodynamiques identiques, sont représentés sur la figure 5.4 pour les SI-S07 et S09.

Une forte fluctuation du sens de l'écoulement pendant un essai (visualisé sur la figure 5.2 une large zone entre la courbe noire et la blanche) met en évidence une instabilité haute fréquence, alors que la variation entre les essais indique plus une instabilité basse fréquence (Les mesures de PIV sont effectuées à 2.5 kHz et dure donc moins d'une seconde).

1. La densité de l'air au point 1 est de 0.64 kg/m^3 , contre 1.22 kg/m^3 au point 4

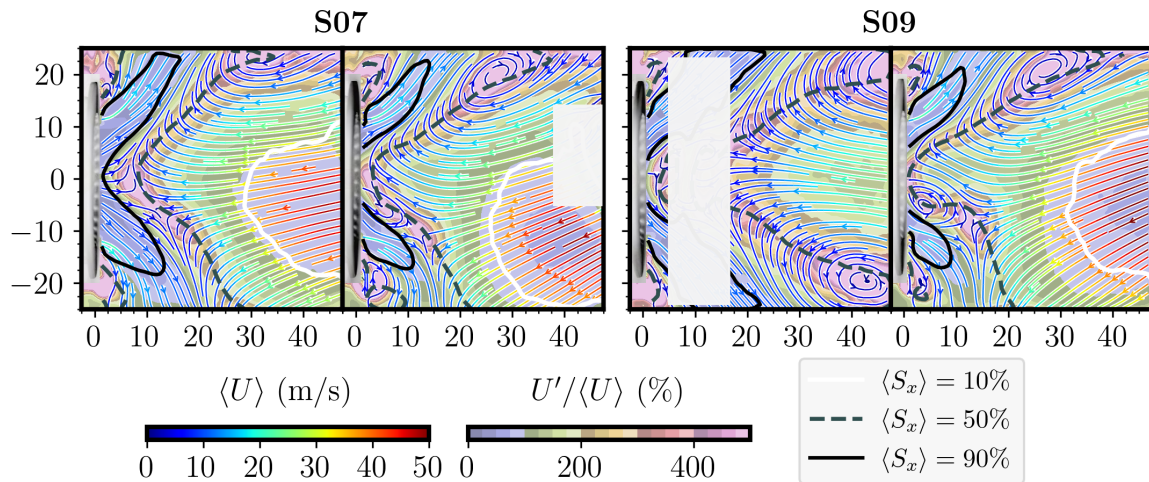


FIGURE 5.4 – Comparaison de résultats de PIV pour des essais point 1 redondant. Les comparaisons sont représentées pour les SI-S07 et S09.

Les hautes fréquences ont été caractérisées en utilisant comme données numériques la distance de pénétration de la zone de recirculation interne. D'après la [figure 5.5](#), sur certains essais (SI SC311, S05 et S09, points 1 et 2) une fréquence caractéristique au alentours de 250 Hz (et 25 Hz pour le SI-S07 pt4) semble apparaitre.

Effet du système d'injection

Concernant l'effet de la géométrie du système d'injection, il ne semble pas y avoir d'effet majeur sur l'écoulement, à part pour S09. La géométrie du SI au niveau du venturi impose une vitesse positive élevée sur toute la section du col, empêchant tout cœur d'air de pénétrer dans le SI. En conséquence, la zone de recirculation interne ne peut pas se stabiliser dans le bol du SI, empêchant une aspiration constante des gaz jusqu'au SI dans la zone de recirculation.

Concernant le S05 et l'ouverture plus large de son bol, la différence n'est pas très marquée dans l'ambient, mais devient bien visible à BP/BT, où l'écoulement vient presque se plaquer sur le front de chambre, ne laissant place à aucune zone de recirculation externe aux abords du SI. De plus cette configuration semble aussi réduire le battement du jet d'air à BP/BT.

Effet de la richesse

Pour les SI-S05 et S10, des essais de PIV à des richesses plus proche de l'extinction ont été réalisés. La [figure 5.6](#) illustre les résultats obtenus avec ces essais.

La réduction de la richesse a pour effet de réduire la zone de recirculation, et amplifier le battement de spray. Sur la [figure 5.6](#) la largeur de la zone de recirculation peut être évaluée par la position de la courbe $\langle S_x \rangle = 50\%$. Pour le SI-S10, le constat est très clair, proche

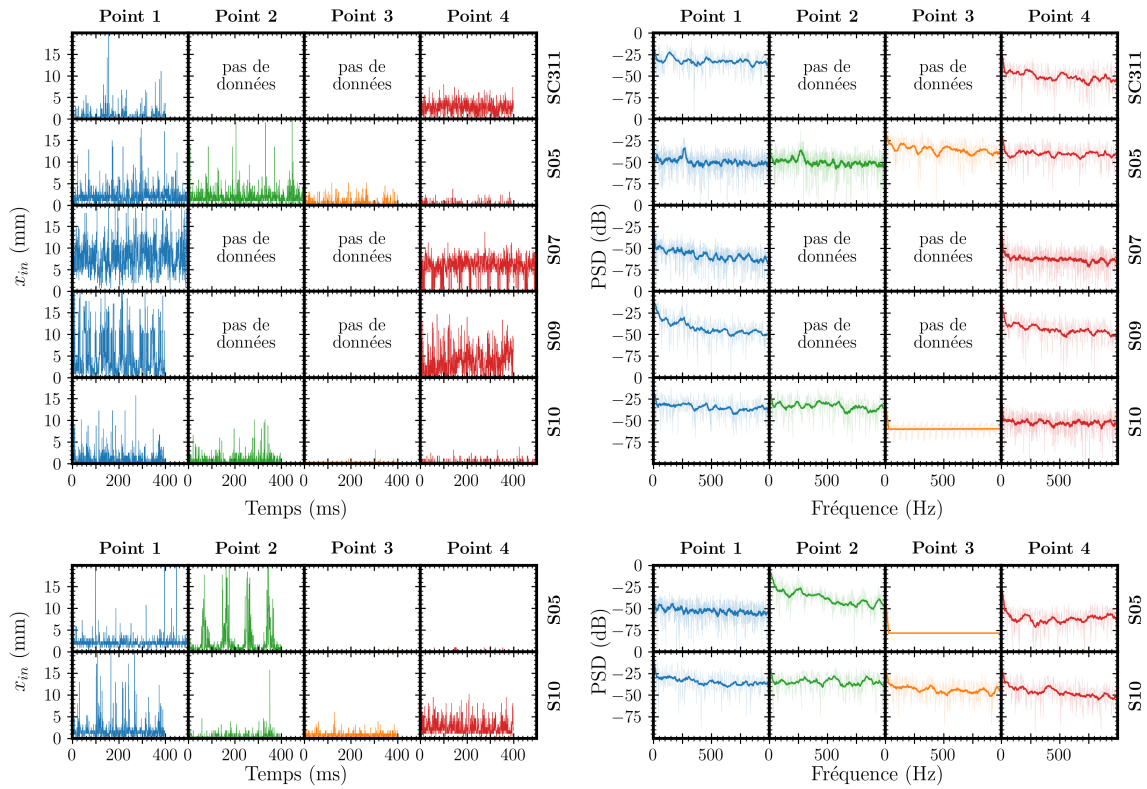


FIGURE 5.5 – Fluctuation de la distance de pénétration de la zone de recirculation interne : Évolution temporelle de la position axiale de changement de direction de l'écoulement (à droite) et leur équivalent dans l'espace de Fourier (à droite) pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (en haut) et proche de l'extinction (en bas).

de l'extinction, le jet d'air diverge beaucoup plus, ne laissant pas beaucoup de place pour la zone de recirculation. Avec la SI-S10, le phénomène est moins présent car l'angle d'injection de l'air est beaucoup plus ouvert. Cependant, il y a quand même beaucoup plus de battements du jet d'air (zone de forte intensité de turbulence sur la bordure interne du jet d'air, et en son extrémité).

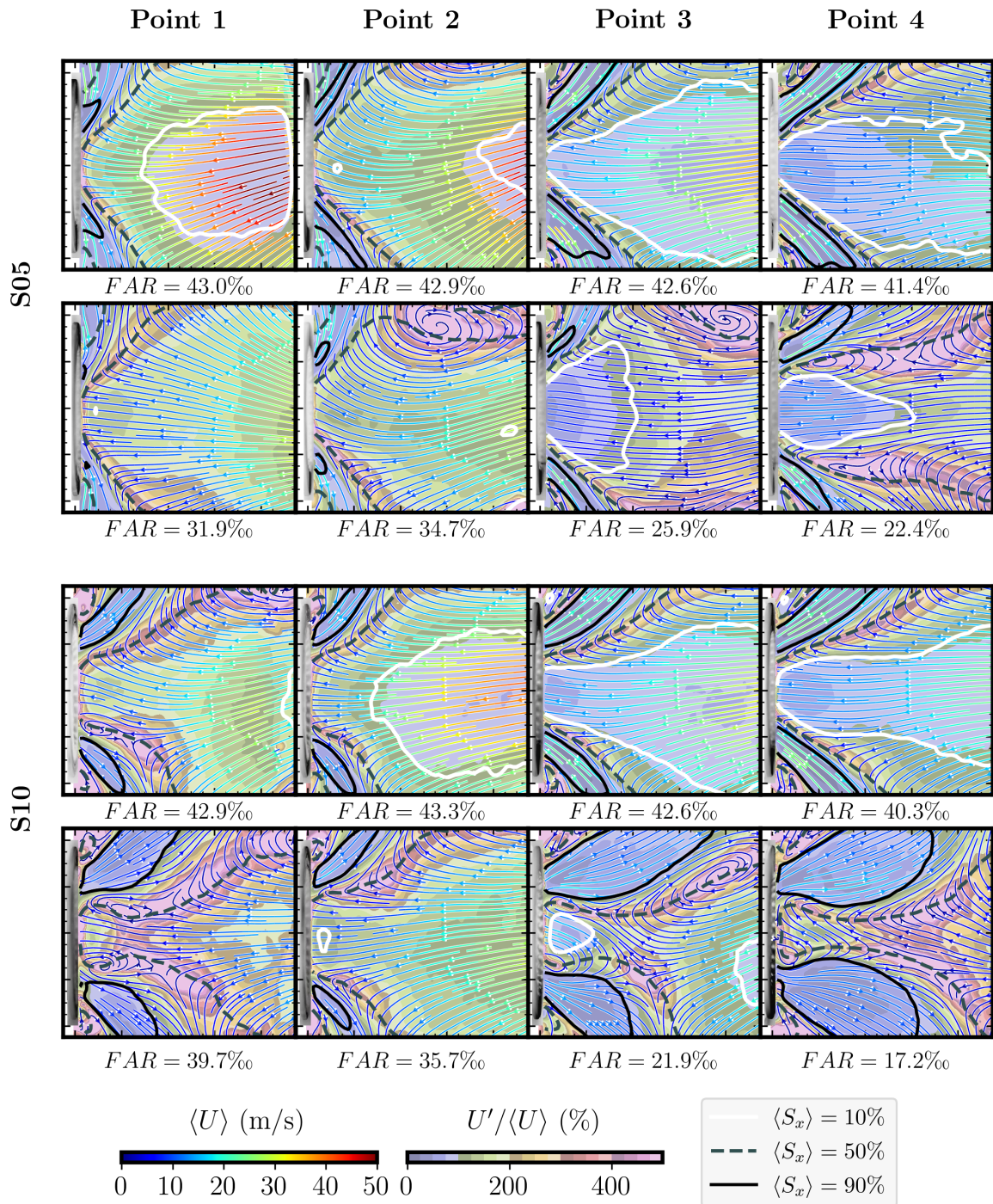


FIGURE 5.6 – Résultats de PIV à des richesses différentes. Champs de vitesses (ligne de courant) et intensités de turbulence (fond) calculés à partir des données de PIV pour les SI S05 (haut) et S10 (bas) aux différentes conditions de pression et température de la [Matrice d'essais](#) (colonnes), aux richesses nominales (ligne supérieur) et proche de l'extinction (ligne inférieurs).

II Le carburant en phase liquide

La méthodologie la plus simple pour observer la phase liquide du kérosène est la tomographie laser. La configuration de mesure est la même que pour la PIV, elle est présentée dans la [section III.3.1](#) du [chapitre 3](#). Les mesure de PIV à permis la caractérisation du spray de carburant en conditions réactive pour l'ensemble des points de la [Matrice d'essais](#).

Les principales informations recherchées sont la qualité de l'atomisation (présence de ligaments par exemple), son angle, et sa stabilité.

II.1 Traitement des images

Dans un premier temps, la qualité des images est améliorée grâce à un pré-traitement. Celui-ci est détaillé dans [annexe B section I.1](#). Il permet principalement de retirer le bruit de fond des images (opacification des hublots et réflexion laser).

$$I_{Tomoc}(t, x, y) = I_{Tomoc}(t, x, y) - \min_{t - \frac{10}{f} \leq t \leq t + \frac{10}{f}} (I_{Tomoc}(t, x, y)) \quad (5.8)$$

L'observation des images instantanées permet d'observer qualitativement la qualité de l'atomisation. En parallèle, pour chaque série d'images, deux données sont calculées :

- **Image moyenne** : Le traitement le plus simple à obtenir est de faire une moyenne temporelle des images de tomographie corrigées par le bruit de fond $\langle I_{Tomoc} \rangle$. La rms associée I'_{Tomoc} est aussi calculée. Pour l'affichage, les images sont normalisés par le coefficient :

$$k_{Tomoc} = \max \left(\max_{x,y} (\langle I_{Tomoc} \rangle), \max_{x,y} (I'_{Tomoc}) \right) \quad (5.9)$$

- **Angle de spray** : Pour aller plus loin dans l'analyse, l'angle de spray θ est calculé sur les images instantanées. Pour cela, une routine de traitement basée sur la détection des gouttes est mise en place. Pour chaque coté du spray, le script détecte les gouttes par seuillage, puis les utilise comme des points pondérés par leur luminosité pour déterminer l'angle par régression linéaire. De plus, la répartition des gouttes autour de l'axe de l'angle est approximée par une gaussienne dont l'écart-type est enregistré comme indicateur de dispersion σ . La [figure 5.7](#) montre une image instantanée de spray avec l'angle et la dispersion détectés par l'algorithme.

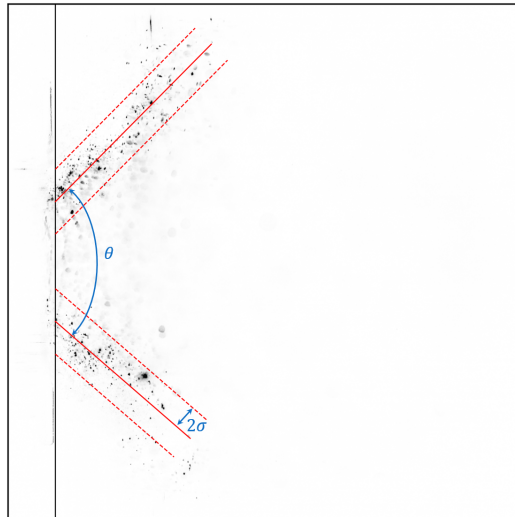


FIGURE 5.7 – Détection de l'angle de spray sur une image de spray instantanée. L'angle est représenté par les traits continus rouges. Les lignes pointillées représentent l'indicateur de dispersion des gouttes, placé à 2σ . Cet exemple représente un instant d'un essai effectué pour le point 1 du SI-S07.

II.2 Résultats

II.2.1 Caractérisation moyenne

L'ensemble des images moyennes de spray enregistrées se trouve sur la [figure C.4](#). La [figure 5.8](#) montre le spray moyen obtenu pour le même SI, pour des conditions déprimé froid (pt 1 à gauche) et atmosphérique (pt 4 à droite). L'image de droite montre un spray bien défini en cône creux alors que celle de gauche ne permet pas facilement de déterminer un angle de spray. Dans le cas déprimé froid, deux hypothèses peuvent expliquer cette image moyenne : soit le spray est instable temporellement, avec un angle oscillant, soit le spray est composé de gouttes plus dispersées spatialement.

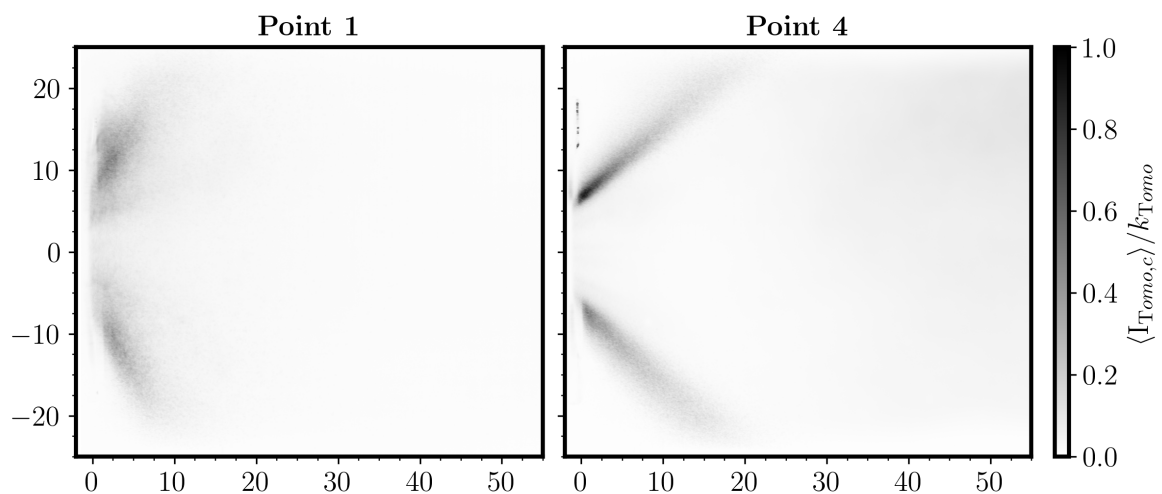


FIGURE 5.8 – Spray moyen pour les points 1 (à gauche) et 4 (à droite) du SI-S05.

Finalement, cette première comparaison montre que ces images moyennes permettent d'avoir une bonne première estimation de la qualité du spray, mais ne sont pas suffisantes pour vraiment qualifier l'atomisation et la stabilité du spray. Les images rms, représentées [figure C.5](#), ne donnent pas beaucoup plus d'information car la rms calculée sur des données ponctuelles mouvantes (gouttes) a peu de sens.

II.2.2 Fluctuation de l'angle de spray

Pour poursuivre l'analyse, l'étude de l'angle de spray instantané est nécessaire. La [figure 5.9](#) récapitule les angles obtenus pour les principaux essais effectués. Les colonnes représentent les conditions thermodynamiques, de fortement déprimé froid à gauche à ambiant à droite. Les lignes représentent les systèmes d'injection. Un seul essai est représenté par case, même lorsqu'il a été effectué plusieurs fois. Les demis angles supérieurs et inférieurs sont représentés par les traits gris fins, les courbes plus épaisses, en couleur, représentent la valeur moyenne entre les deux.

La première observation se dégageant de cette figure concerne l'amplitude des oscillations. Quelque soit le système d'injection, plus les conditions sont déprimées froides moins le spray est stable, et plus les oscillations sont grandes.

Pour le point 1 SI-S05, la [figure 5.9](#) met en évidence un phénomène périodique. Un motif apparaît deux fois sur la période d'enregistrement, suggérant un phénomène périodique à 10Hz. Tous les 100 ms l'oscillation de l'angle s'amplifie fortement. Pendant les 40 ms de grandes amplitudes, le spray semble avoir une fréquence d'oscillation d'environ 250Hz.

Pour mieux identifier ces phénomènes périodiques, les fluctuations d'angle sont représentées dans l'espace de Fourier sur la [figure 5.10](#). Le signal FFT brut est représenté en traits fins clairs alors que la moyenne glissante en traits épais de couleur. Sur cette figure la PSD du signal de pression chambre (mesurée avec le capteur de pression dynamique) est aussi reportée, en noir, lorsque la mesure a été effectuée.

La fluctuation à 10Hz n'est pas spécialement visible sur cette figure car trop proche de l'axe des ordonnées. Par contre, bien que la qualité des images de tomographie ne permet pas de calculer un spectre de fluctuation très propre (voir [annexe C section I.2](#) pour plus de détails), l'instabilité à 250Hz est identifiable sur plusieurs conditions. Elle semble être présente quelque soit le SI. Elle est plus marquée en déprimé froid que lorsque les conditions sont plus proche des conditions ambiantes.

La [figure 5.11](#) montre une série temporelle images du spray sur un peu plus d'une période ($\Delta t = 4$ ms) pour le SI-S05 en condition déprimé froid point 1. La période a été choisie à un endroit où le phénomène est fortement marqué. Sur la première image (t_0), un film liquide, en rouge sur les images, commence à se former proche du SI. Aux trois

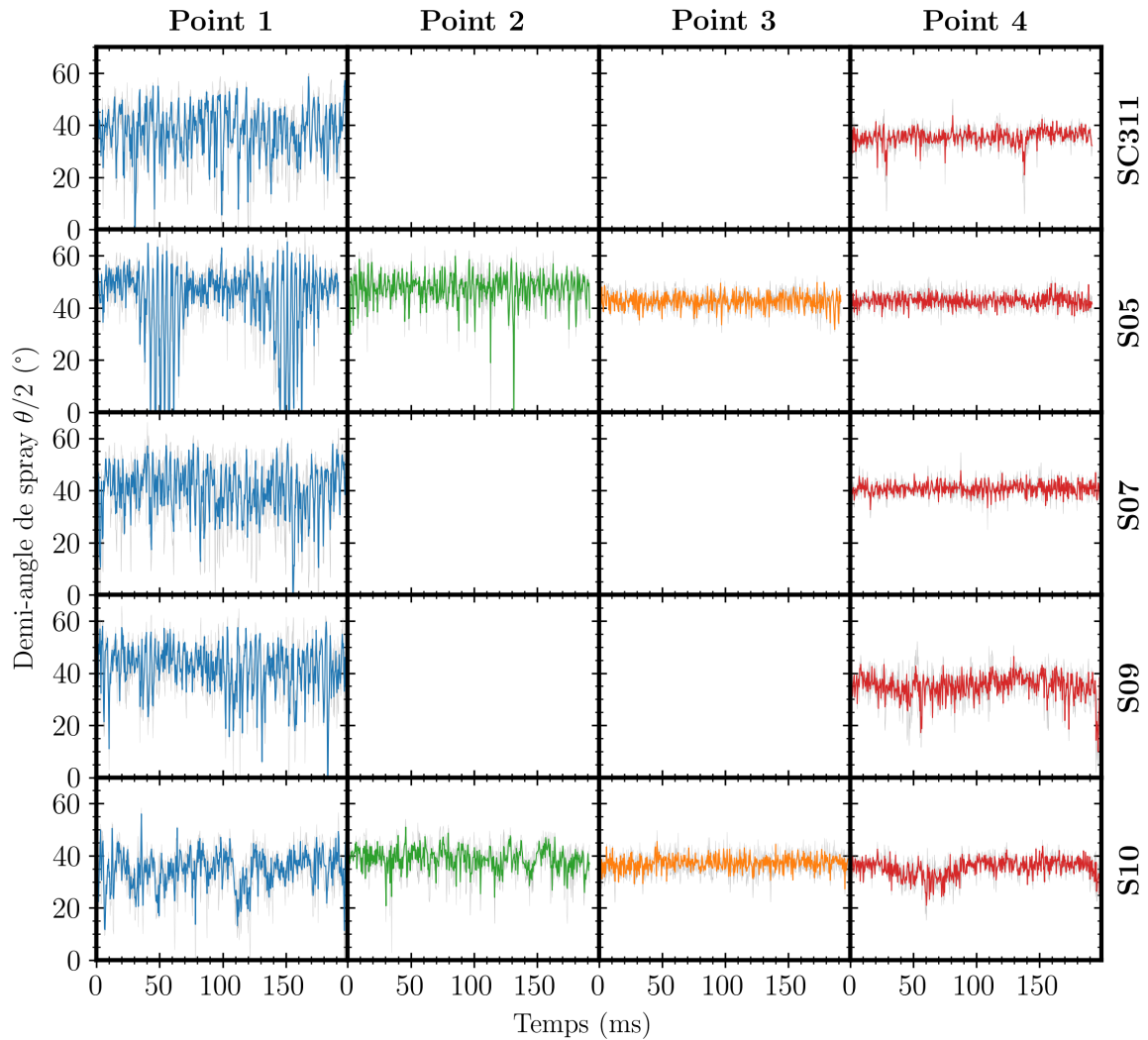


FIGURE 5.9 – Fluctuation temporelle de l'angle de spray en fonction du système d'injection et des conditions thermodynamiques.

instants suivant le film liquide est prédominant ($t_0 < t \leq t_0 + 1.2$ ms), avec une longueur de break-up qui s'allonge. Lorsqu'il y a un film liquide plutôt qu'un spray de gouttes en sortie d'injecteur, alors l'angle beaucoup plus refermé. Puis après la rupture du film, les gouttes restent principalement dans le plan du break-up. Sur la quatrième image ($t_0 + 1.2$ ms) les instabilités sont très fortes sur le film liquide, et il se brise à l'instant 5 ($t_0 + 1.6$ ms). Suite à la rupture du film, les gouttes sont désordonnées, puis reprennent petit à petit leur forme de spray conique. Pendant ces 2 ms ($t \geq t_0 + 2$ ms), le spray est beaucoup moins dense, et n'est plus ordonné en cône creux. Puis le film liquide réapparaît.

Ce phénomène cyclique n'est pas présent sur l'ensemble des images, mais par période. Par contre, il se produit avec les cinq SI testés, de façons plus ou moins marquée. Les images extraites sont regroupées sur la [figure C.6](#). Les étapes de l'oscillation décrite ci-dessus semblent être approximativement les mêmes quelque soit le SI. Cette instabilité peut être due à de nombreux facteurs, liés à l'injecteur ou bien au banc d'essai, ou un couplage des deux.

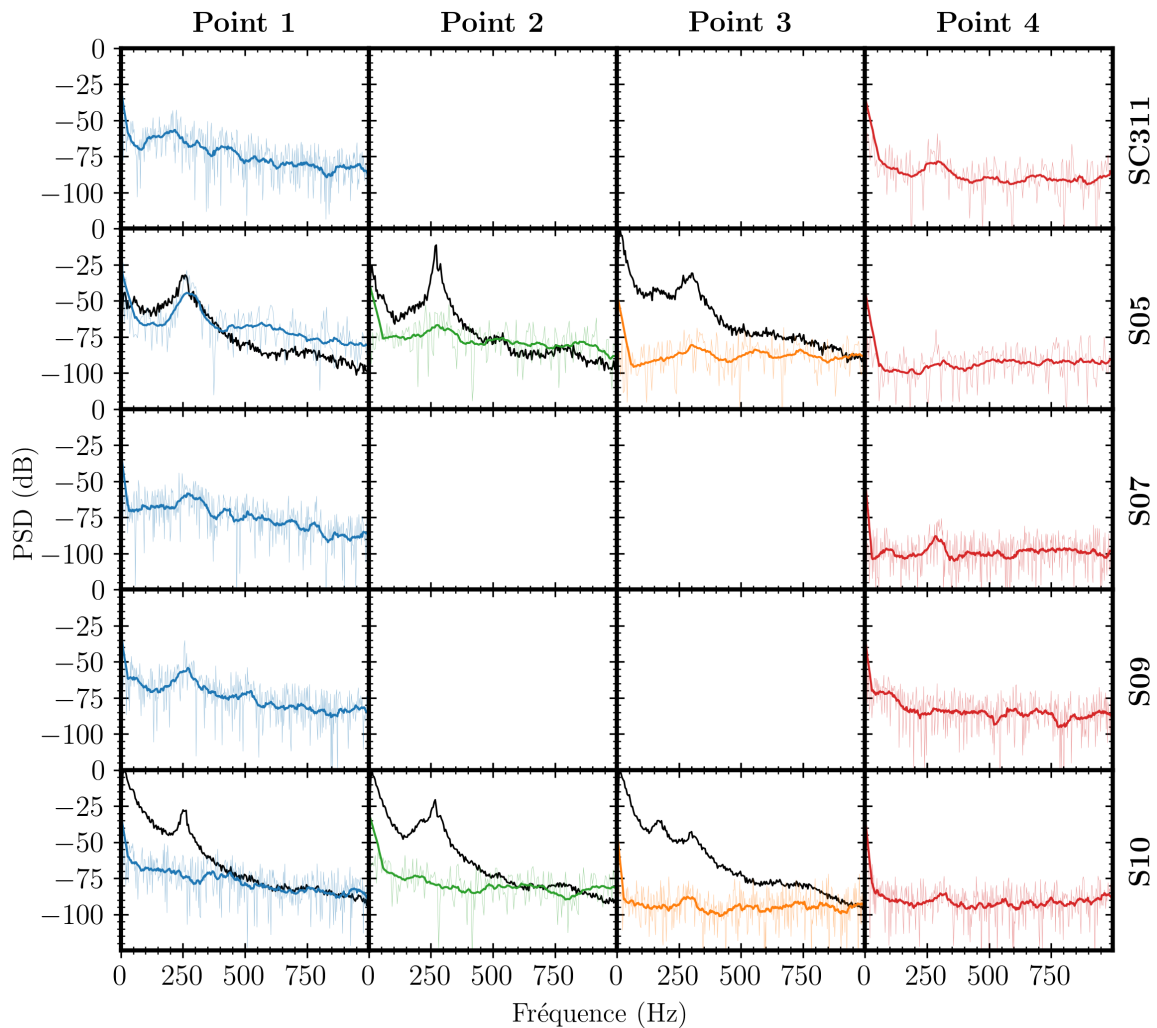


FIGURE 5.10 – Spectre des fréquences de fluctuation de l’angle de spray en fonction du système d’injection (lignes) et des conditions thermodynamiques (colonnes). Pour certaines conditions une mesure de pression dynamique à été réalisée (pas forcément au même moment que les essais de tomographie). Les spectres obtenus par cet autre moyen de mesure sont tracés en noir.

II.2.3 Synthèse des résultats

Les images de tomographie ont permis de caractériser les angles de spray pour toutes les conditions étudiées. La [figure 5.12](#) récapitule ces données. Les angles et leurs fluctuations sont représentés en abscisse, l’ordonnée permet d’afficher la dispersion des gouttes autour de cet angle sur chaque instantané. Pour les différent SI, une flèche est représentée pour illustré le comportement moyen du spray à une diminution de température et de pression.

Effet des conditions thermodynamiques. La réduction de la pression, de la température et du débit primaire induit presque systématiquement une ouverture plus large du spray, et une augmentation drastique de ses fluctuations. L’étude ci-dessus à mis en évidence un couple de fréquences de résonance préférentielles pour ces oscillations (10 et

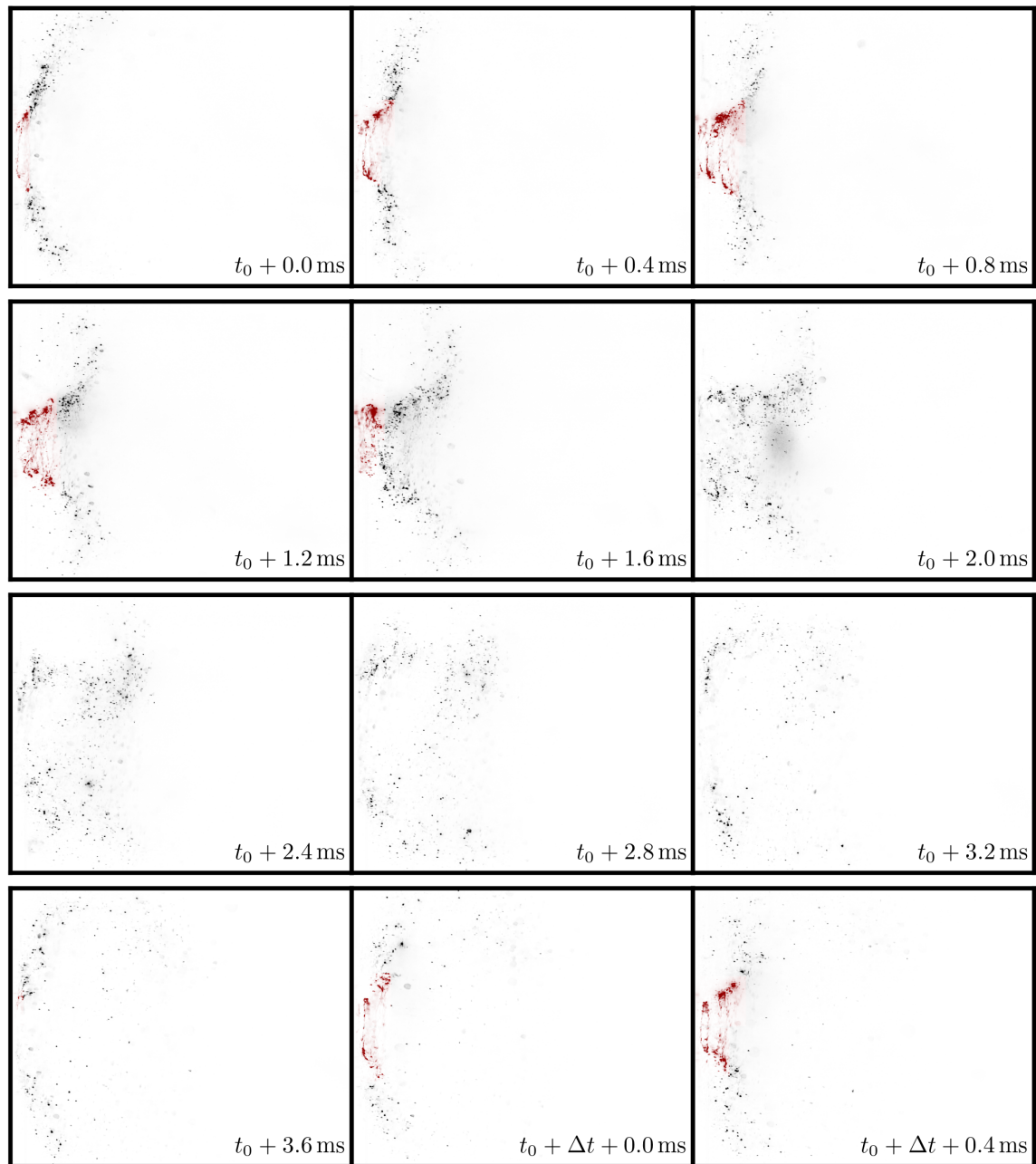


FIGURE 5.11 – Images successives du spray pendant une période d’instabilité pour le SI-S05 aux conditions thermodynamiques du point 1. Les zones identifiées comme un film liquide sont colorées en rouge.

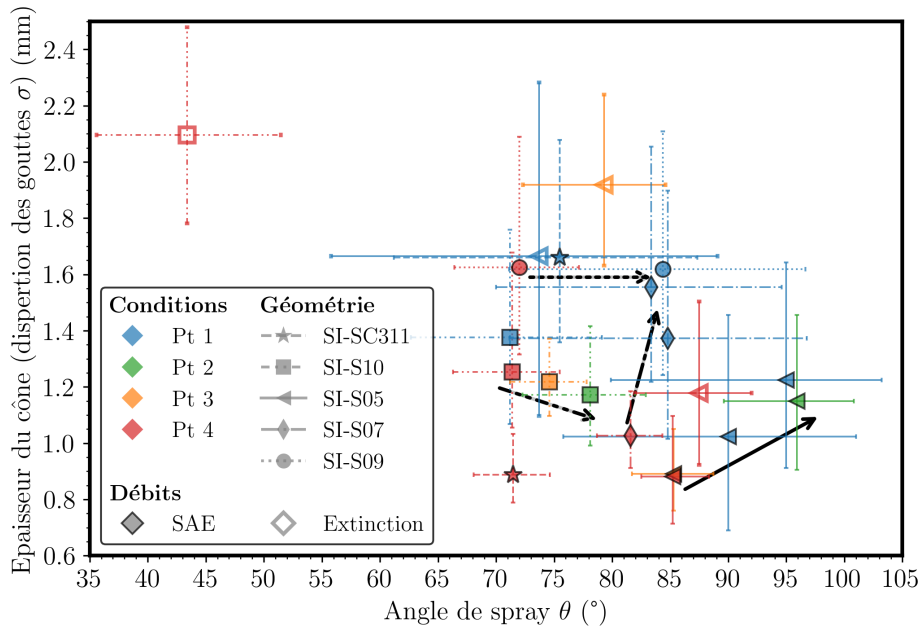


FIGURE 5.12 – Récapitulatif de tous les angles de spray : chaque point correspond à un essai. La couleur correspond aux conditions thermodynamiques, la forme indique le SI et enfin les symboles creux sont pour les essais où le débit carburant est réduit pour atteindre des conditions proches extinction. Les symboles sont placés en abscisse sur l'angle médian et la barre d'erreur correspond à sa fluctuation (entre le 1^{er} et le 3^e quartiles des données observées). L'ordonnée correspond à la dispersion des gouttes (σ sur la figure 5.7). Les flèches indiquent les effets de la réduction de pression et de température sur du cône de spray.

250Hz). Une plus grande dispersion des gouttes autour de l'angle de spray apparaît aussi, même si ce constat est plus nuancé pour certains injecteurs.

Effet de la géométrie du SI. Comme indiqué par les spécifications, l'angle de spray du SI-S05 est plus large que les autres. Il semble que ce soit associé à une plus faible dispersion des gouttes. Avec le S09, ce sont les deux plus fortement impactés par les conditions thermodynamiques en terme d'angle. L'angle médian du SC311 et S07 s'ouvre moins, mais l'impact sur la dispersion des gouttes est plus forte. Enfin, le S10 est assez peu influencé par les conditions thermodynamiques.

Effet de la richesse. Seuls quelques points ont été effectués à faible richesse (symbole creux, données détaillées en annexe C figures C.5 et C.3). Avec des débits carburants plus faibles, l'angle de spray peut soit se refermer dramatiquement (débit carburant vraiment faible) soit s'ouvrir (diminution de débit un peu moins forte). Dans tous les cas, l'atomisation est beaucoup plus aléatoire, le spray devient fortement dispersé et instable. C'est d'ailleurs une des raisons de l'extinction.

III Le carburant en phase vapeur

La phase vapeur du kérosène est observé grâce à de la PLIF-Kéro. Le principe de la PLIF est présenté dans le [chapitre 3](#), à la [section III.3.2](#).

III.1 Difficulté inhérente à la PLIF-Kéro dans les conditions de rallumage

Les images issues de PLIF-kérosène montrent en même temps la phase liquide et la phase vapeur. L'intensité de signal de la vapeur est beaucoup plus petite que celle venant des gouttes. En effet, la densité moléculaire des aromatiques dans les gouttes est forcément plus élevée que dans la vapeur. En effet, la densité du liquide est bien plus élevée que celle du gaz, et cette différence de concentration est majorée à basse pression car le liquide est incompressible. De plus, la goutte est composée uniquement de kérosène alors que la vapeur de kéro est mélangée avec l'air. De plus, deux effets amplifient légèrement cet écart :

- Le signal de la vapeur vient exclusivement de la fluorescence de celle-ci, alors que pour les gouttes, la diffusion de Mie vient s'ajouter à la fluorescence. Cependant, ce signal est fortement réduit par la présence d'un filtre passe bande devant l'objectif, et par un décalage temporel de la collection mais des résidus peuvent néanmoins intensifier légèrement au signal associé à la phase liquide.
- La température de la goutte est plus faible que celle de la vapeur. Or, d'après [équation 3.1](#), l'intensité du signal de fluorescence est inversement proportionnel à la température.

Afin d'utiliser toute la dynamique de la caméra², lors de chaque essai, le gain³ de la caméra est réglé afin de saturer sur les plus grosses gouttes de l'écoulement.

La [figure 5.13](#)(haut) met en évidence la difficulté de discriminer les petites gouttes de la vapeur de kérosène, et encore plus la vapeur de kérosène du bruit de la camera. Sur cette figure, l'intensité du signal de PLIF-Kero est représentée de manière classique en échelle linéaire de couleur. Quelles que soient les conditions thermodynamiques (point 1 ou point 4), seul le signal des gouttes, qui est compris entre 5 et 100% de l'échelle, c'est-à-dire la quasi-totalité de l'échelle colorimétrique utilisée, est observable. La phase vapeur, qui est bien inférieure à 5% de l'echelle n'apparaît donc pas (ou peu), et ne peut donc pas être discriminée du bruit.

Pour palier à ce problème, ces mêmes images sont représentées, sur la [figure 5.13](#)(milieu), à l'aide d'une échelle de couleur logarithmique entre 1 et 100% (deux décades). Cela per-

2. La caméra possède une dynamique de 16 bit

3. la caméra utilisée est intensifiée

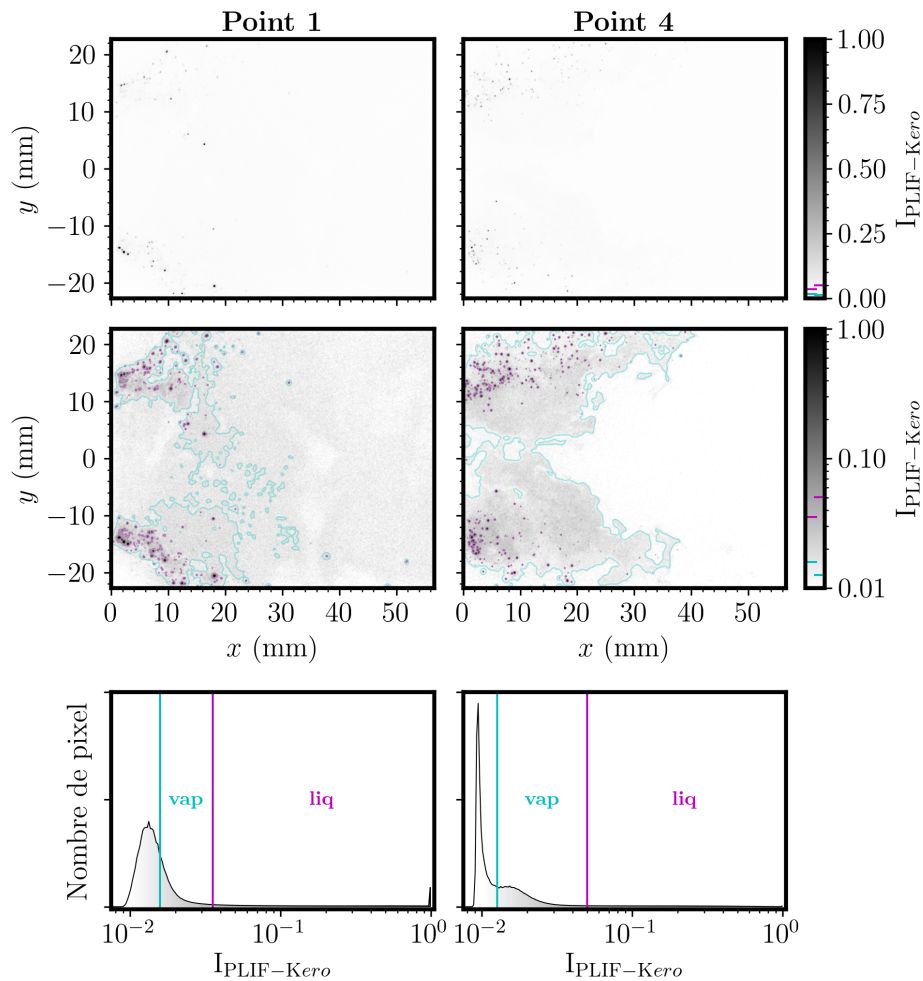


FIGURE 5.13 – Images de PLIF-Kérosène avec les seuils de vapeur et de gouttes pour des essais au point 1 (à gauche) et au point 4 (à droite). Les images instantanées sont représenté avec une échelle de couleur est linéaire (haut) et logarithmique (milieu). Les histogrammes représentés sous les images compile les intensités lumineuse de l'ensemble des pixels de l'essai (spatiale et temporelle). Les seuils définie par l'utilisateur pour séparer les zones sans kérosène, celle avec de la vapeurs et les gouttes sont représenté sur les images logarithmique et sur les histogrammes. Les images sont issue d'essais du SI-S10.

met de faire apparaitre plus facilement la phase vapeur dans l'échelle de couleur de la deuxième décade (1 à 10%). Sur les images, les aplats continus gris correspondent aux zones où s'étend la vapeur de kérosène.

Il y a cependant une différence entre l'image au point 1 et celle au point 4.

Sur l'image de droite (pt4), la délimitation entre les zones de présence de kérosène, et les zones sans est bien distincte. D'ailleurs, l'histogramme affiché en dessous montre une distribution bimodale du niveaux d'intensité : le premier pic correspond aux zones où il n'y a pas de signal de fluorescence, seulement le bruit de la caméra. Le second pic correspond aux zones de vapeur de kérosène. Enfin, les quelques pixels plus intenses correspondent aux gouttes, qui ont une forte intensité, mais ne couvrent pas beaucoup d'espace.

Sur l'image au point 1 (gauche), les délimitations sont moins évidentes, il semble y avoir

du signal de fluorescence sur l'ensemble de la zone enregistrée. Dans ce cas, un seuil arbitraire est choisi pour séparer le signal de vapeur du bruit. Il est représenté en bleu sur la [figure 5.13](#).

III.2 Traitement des images

Pour chaque essai effectué, deux seuils sont définis manuellement (appréciation visuelle) à partir des images en échelle logarithmique. Ainsi chaque image est séparée en 3 zones : les gouttes, les zones contenant de la vapeur de kérosène et les zones sans kérosène. La [figure 5.13](#) montre ces seuils pour deux images instantanées. Au point 1, le seuil de vapeur n'est pas aussi évident qu'au point 4, il est donc très dépendant de l'utilisateur.

A partir de ces données instantanées (images de fluorescence associées aux images binarisées de phase liquide et de phase vapeur), des statistiques sont effectuées :

- **Image moyenne** : Moyenne des images brutes de PLIF-Kero $\langle I_{\text{PLIF-Kero}} \rangle$. Cette image laisse apparaître uniquement la phase liquide, car le niveau de signal de la phase gazeuse est négligeable devant celui des gouttes.
- **Zone de présence de gouttes** : Moyenne des images binarisées avec le seuil gouttes $\langle I_{\text{L01,PLIF-Kero}} \rangle$. Cette image représente la probabilité de présence de kérosène liquide. Cependant, elle a deux limites. Premièrement, comme les gouttes sont des éléments ponctuels, les probabilités qui découleront de la moyenne seront faibles. Deuxièmement, le seuillage permet uniquement de voir les plus grosse gouttes, donc la zone ainsi définie sera probablement plus fine et plus courte que la zone réelle où les gouttes sont présentes, car les petites gouttes se trouvent en périphérie du spray. Cependant, ces images sont tout de même utilisées pour extraire un contour liquide à afficher sur les images concernant la vapeur.
- **Zone de présence de vapeur** : Moyenne des images binarisées avec le seuil vapeur $\langle I_{\text{V01,PLIF-Kero}} \rangle$. Cette image représente globalement la probabilité de présence de vapeur de kérosène, indépendamment de la concentration de celui-ci. Cette donnée comporte un inconvénient majeur, elle est très sensible au seuil choisi. Or celui-ci est définie visuellement par l'utilisateur, et contient un certain degré de subjectivité, surtout à BP/BT.
- **Image moyenne de vapeur** : Moyenne temporelle des images de PLIF-Kérosène sans gouttes $\langle I_{\text{V,PLIF-Kero}} \rangle$. La procédure pour effacer la phase liquide est détaillée en [annexe B section II.2](#)). L'image obtenue est normalisée par le minimum des images instantanées et le maximum de l'image moyenne.

$$\langle I_{\text{V,PLIF-Kero}} \rangle_{\text{N}}(x, y) = \frac{\langle I_{\text{V,PLIF-Kero}} \rangle(x, y) - \min_{x,y,t} (I_{\text{PLIF-Kero}}(x, y, t))}{\max_{x,y} (\langle I_{\text{V,PLIF-Kero}} \rangle(x, y))} \quad (5.10)$$

$$I'_{V,PLIF-Kero_N}(x, y) = \frac{I'_{V,PLIF-Kero}(x, y)}{\max_{x,y}(\langle I_{V,PLIF-Kero} \rangle(x, y))} \quad (5.11)$$

Ces images moyennes représentent les zones de présence de kérosène, mais elles ne sont pas quantitatives. Le niveau de signal entre les différents essais ne peut pas être comparé. Seule la donnée spatiale est comparable.

III.3 Résultats

Les campagnes de PLIF ont permis de caractériser la présence de kérosène dans la chambre de combustion pour un grand nombre de configurations (SI, pression et température, richesse). La [figure 5.14](#) récapitule les résultats obtenus par PLIF-Kérosène pour les conditions de la matrice. L'effet de la richesse sera montré dans l'analyse globale [section V](#). L'ensemble des grandeurs calculées sont tracées en annexe [figure C.7](#) et [figure C.8](#).

Il est difficile d'analyser les essais de PLIF-Kérosène seuls, aucune tendance franche n'apparaît clairement sur la figure. Globalement, la vapeur de kérosène se trouve autour des gouttes, plus du côté de la zone de recirculation interne que de l'extérieur du spray. Lorsque la pression et la température diminuent, la zone de vapeur semble se rapprocher du système d'injection. A BP/BT, il est aussi plus difficile de définir une zone où il n'y a jamais de kérosène. Concernant la fluctuation de la position de la vapeur, il n'y a pas de tendance majeure qui se détache.

Quelques remarques, annexes à l'analyse, peuvent être faites sur certains essais en particulier :

1. L'essai point 1 du SI-S07 ne comporte pas assez d'images pour être correctement convergé.
2. Sur les essais point 3 et point 4 du SI-S05, la nappe laser n'est pas homogène et cela se voit fortement sur les résultats.
3. Les résultats observés pour les point 1 SI-S05 sont étonnants. En effet, l'angle du spray est particulièrement faible en comparaison avec les angles obtenus par tomographie laser à 5kHz (angle moyen de 90 ou 95°)⁴. Une des hypothèses pour expliquer cette différence observée entre les deux techniques concerne les fréquences d'acquisition. Les images de tomographie sont enregistrées à 5kHz et ont montré des instabilités d'angle de spray couplées à 10Hz et 250Hz. La PLIF-Kérosène est faite à 2.5Hz. Il est possible que l'acquisition soit calée sur l'instant du cycle où l'angle de spray est aux alentours de 30°.

4. La [figure C.4](#) superpose les sprays issus des trois différentes techniques de mesure

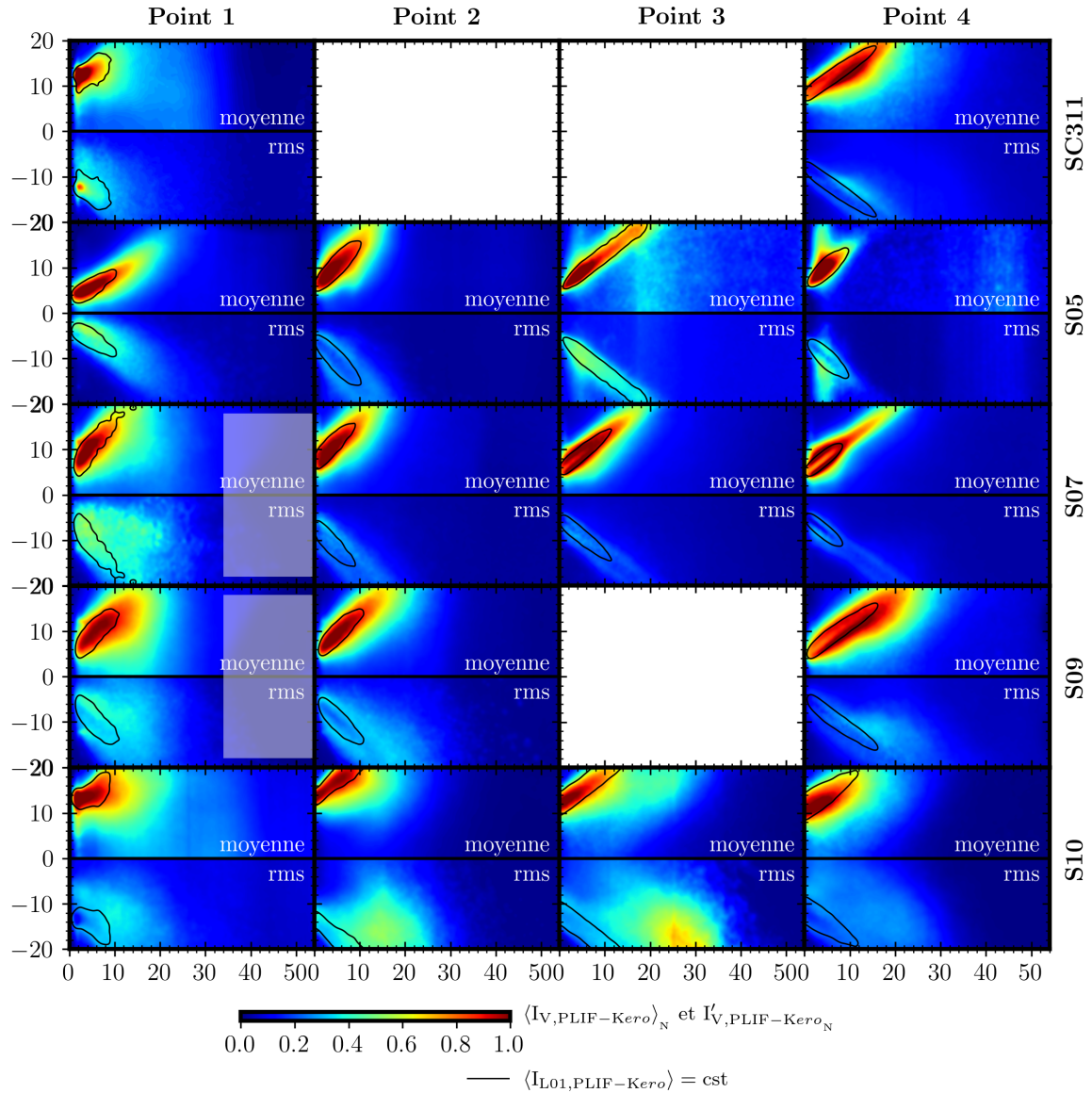


FIGURE 5.14 – Récapitulatifs des résultats de PLIF-Kéro : Pour chaque système d'injection (lignes) et conditions thermodynamique (colonnes), sont représentées, la moyenne des images de vapeur seule (partie supérieure) et leur rms (1σ), ainsi qu'une ligne noire pour représenter la phase liquide. Seule la moitié supérieure de la chambre est représentée car la flamme est considérée axi-symétrique et la partie supérieure est moins touchée par l'absorption laser. Certaines parties des figures sont recouvertes d'un rectangle gris pour cacher les résultats erronés à cause de suie sur les hublots.

IV La flamme

Le dernier élément caractérisé est la structure de la flamme. La PLIF-OH est utilisé pour visualiser la présence du radical OH situé dans les gaz brûlés. Comme expliqué dans la [section III.3.2](#) du [chapitre 3](#) le radical OH est présent en abondance sur la zone de réaction puis diminue ensuite. Le temps de vie du radical OH est important et il est ainsi possible d'imager non seulement la zone de réaction, mais aussi la zone de gaz brûlés.

Les essais de PLIF-OH sont fait en parallèle des essais de PLIF-Kéro. L'implémentation de la PLIF sur HARTur a été présentée dans la [section III.3.2](#) du [chapitre 3](#).

IV.1 Traitement des images

Avant d'analyser les images de PLIF-OH, deux étapes de traitements préliminaires sont effectuées sur les images instantanées. Si nécessaire, les inhomogénéités de nappe laser sont corrigées. Ensuite, il faut retirer les gouttes visibles sur les images afin de ne garder que le signal de fluorescence de OH. Les détails sur les routines appliquées sont expliquées en [annexe B section II.3](#). Ensuite, à partir de images de PLIF-OH sans gouttes $I_{L01,PLIF-OH}$, plusieurs informations sont extraites.

- **Image moyenne** : Dans un premier temps, les images instantanées sans gouttes peuvent être moyennées pour obtenir pour chaque condition $I_{PLIF-OH}$. Ces résultats sont difficiles à analyser car nos mesures de PLIF-OH sont non quantitatives et fortement dépendantes des réglages laser et caméra. Il est donc compliqué de comparer les conditions entre elles.
- **Variable de progrès** : La variable de progrès c , valant 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlés, est calculée pour chaque image instantanée en les binarisant avec un seuil (la méthode pour déterminer le seuil est présentée en [annexe B section II.3.2](#)). La variable de progrès moyenne $\langle c \rangle$ est ensuite calculée.
- **Position de la flamme dans la chambre** : Pour déterminer si la flamme est accrochée à l'injecteur ou liftée, la position de la flamme dans la zone de recirculation interne x_{Flamme} est mesurée pour chaque image instantanée à partir des champs de variable de progrès.
- **Zones de réaction principale** : Les zones de réaction peuvent être définies comme les endroits où le gradient de OH est maximum. L'opérateur de Sobel est utilisé pour repérer ces zones sur les images instantanés. La norme des gradients ainsi calculée est tracée pour chaque image instantanée, puis une moyenne temporelle est effectuée afin d'identifier pour chaque condition les zones de la chambre où les réactions ont préférentiellement lieu.

IV.2 Résultats

Au vu des résultats de PLIF-OH ([figure 5.15](#) complétée par l'ensemble des données calculées, compilées dans la [section IV annexe C](#)), il ne semble pas y avoir de comportement systématique lorsque la pression et la température sont réduites.

L'hypothèse posée avant d'effectuer les essais était que la flamme est parfaitement accrochée au SI et stable dans les conditions atmosphériques et qu'elle devient moins stable lorsque les conditions sont dégradées.

Ce comportement s'observe pour le SI-S07 et le SC311. Dans les conditions ambiantes, la flamme est bien accrochée à l'injecteur, la zone de réaction prend place directement au bord du spray dans la zone de recirculation interne. Puis à BP/BT, la flamme oscille entre accrochée et liftée, et la zone de réaction devient moins stable dans le temps. La [figure 5.16](#) trace l'évolution temporelle de la position de la flamme pour les différents SI et différentes conditions opératoires.

Avec le SI-S09, le schéma est assez différent, la flamme est relativement stabilisée en position liftée aux conditions proches de l'ambiant. La zone de réaction se trouve en zone de recirculation externe et à l'extrémité du spray. En baissant la pression et la température et la pression, la flamme semble rentrer plus dans le spray.

Concernant la topologie de la flamme et la localisation de la zone de réaction, un comportement semble se dégager. A part pour le SI-S05, la réaction est principalement concentrée autour spray à pression et température proche des conditions ambiantes, puis à BP/BT, il devient plus complexe d'identifier une zone de réaction car le maximum de signal de OH ne se situe pas aux abords des zones de gaz frais. La [figure 5.17](#) est un regroupement d'images instantanés pour observer ce phénomène. Cette figure permet aussi de voir l'effet de la richesse. Proche de l'extinction, dans les conditions ambiantes, il n'y a plus qu'une flamme fine à la périphérie du spray. Il est possible qu'il y ait aussi de la combustion en dehors de la zone de visualisation. A BP/BT, la modification de morphologie proche extinction est moins marquée.

En conclusion, le schéma de combustion est dépendant du système d'injection, et nécessite une analyse croisée avec les autres techniques de mesure pour être plus facilement analysé.

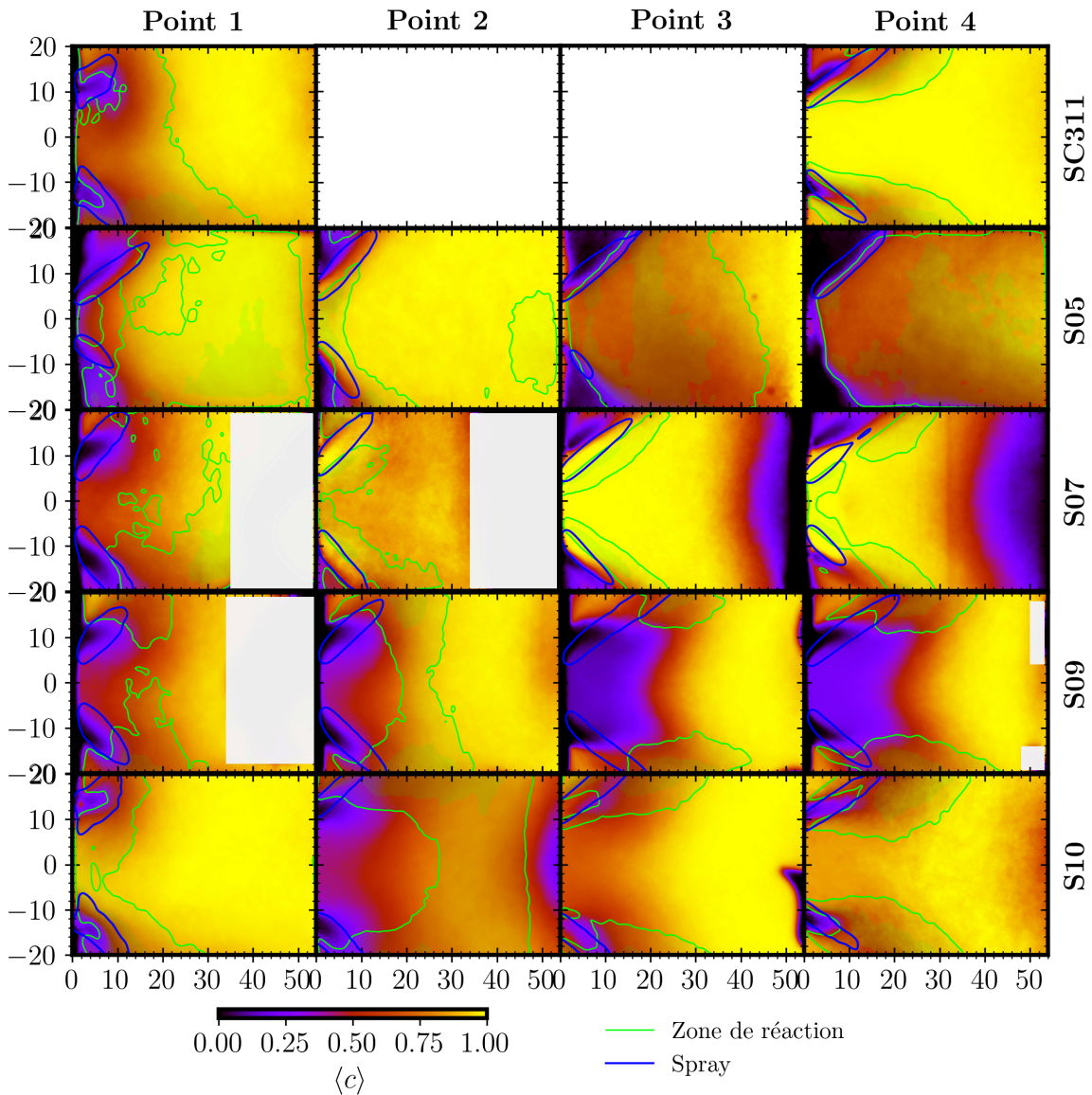


FIGURE 5.15 – Récapitulatifs des résultats de PLIF-OH : Pour chaque système d'injection (lignes) et conditions thermodynamique (colonnes), la couleur de fond représente l'avancement moyen de la réaction $\langle c \rangle$, la position du spray est représenté par la ligne bleu. Les zones de réactions principale sont identifiées par le contour vert, ils sont issus de deux iso-niveaux sur les images de moyenne de gradient. Certaines parties des figures sont recouvertes d'un rectangle blanc pour cacher les résultats erronés à cause de suies déposées sur les hublots.

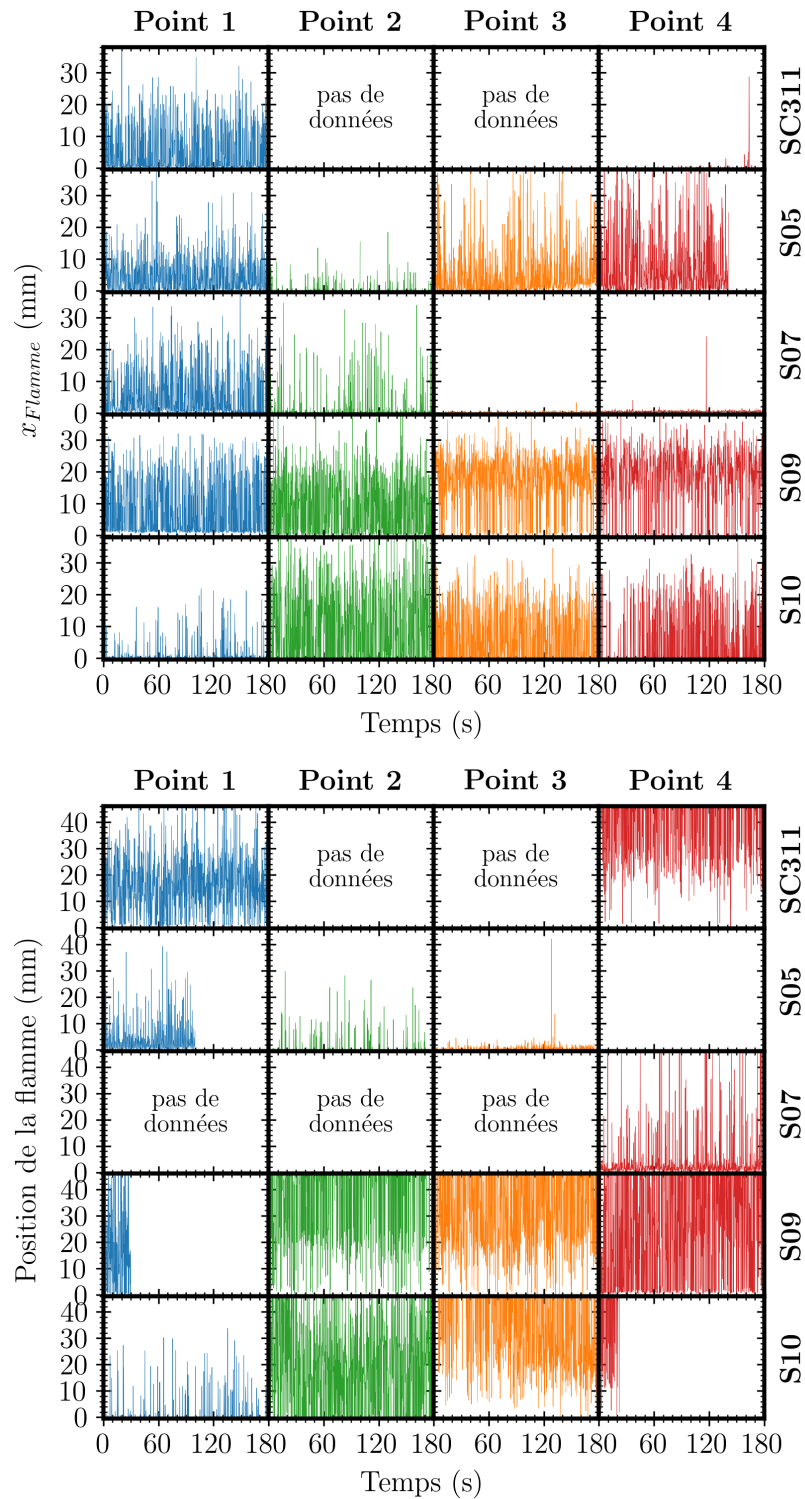


FIGURE 5.16 – Position de la flamme dans la zone de récirculation interne mesurée sur les images de PLIF-OH, tracée en fonction du temps, pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (en haut) et proche de l'extinction (en bas).

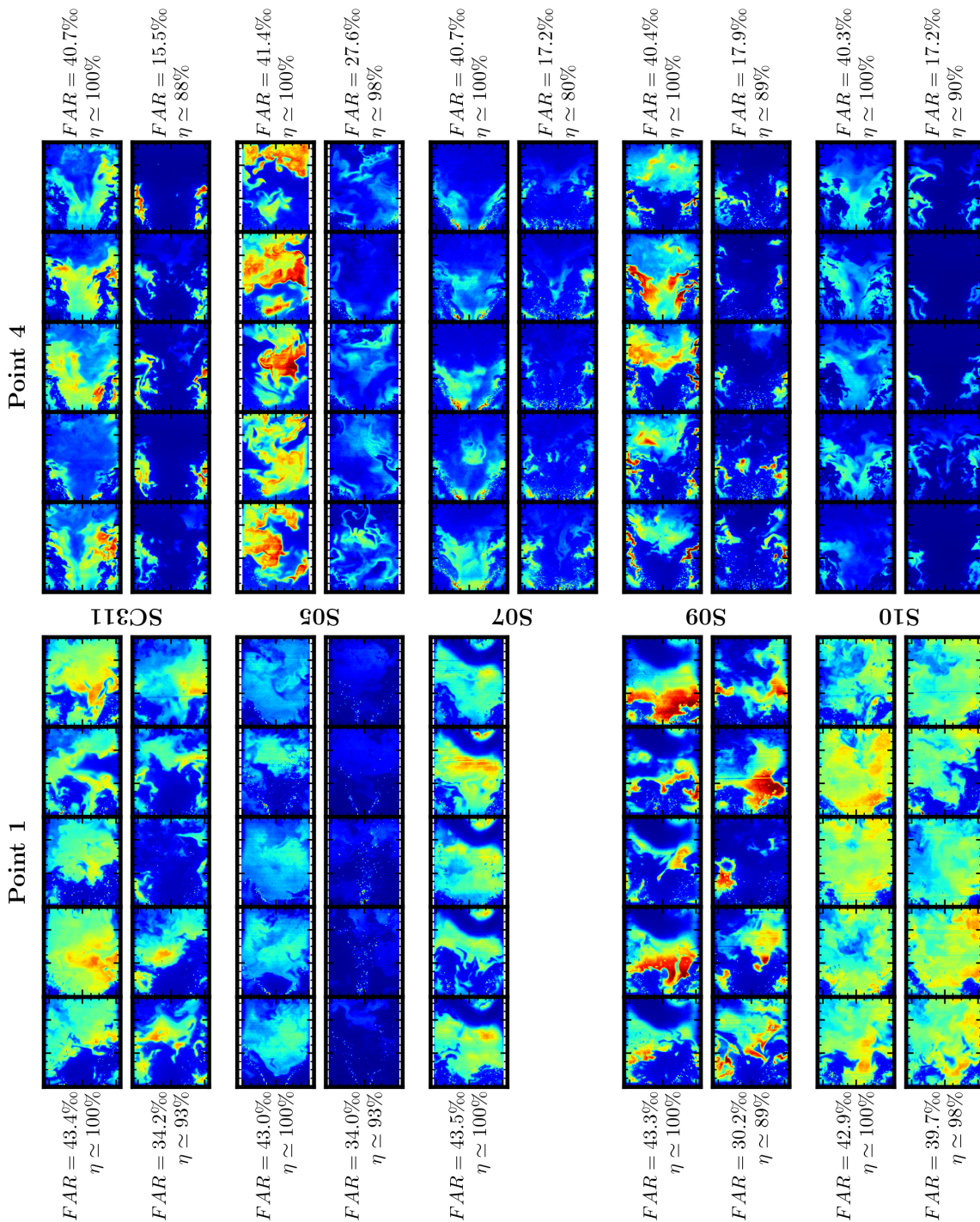


FIGURE 5.17 – Images instantanées de PLIF-OH pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques du points 1 (à gauche) et 4 (à droite). A chaque fois il y a 5 instants aléatoires d'un essai matrice d'essais et 5 images aléatoires d'un essai proche de l'extinction. C'est une mesure non quantitative, le niveau de signal ne peut pas être comparé entre les conditions. Il y a une tache de suie pour les essais points 1 des SI S07 et S09.

V Couplage des résultats

Jusqu'ici, ce chapitre a présenté les différentes campagnes de mesures optiques effectuées sur le banc HARTur. Cette dernière section a pour objectif de regrouper ces mesures, pour en ressortir des tendances par rapport aux effets de pression et de température, et tenter de relier les comportements dans la chambre avec les rendements et les limites d'extinction mesurées. Les figures 5.18 et 5.19 tentent de représenter l'ensemble des résultats moyens issus des différentes campagnes de mesures.

Tous les points de la matrice ont un rendement de 1, mais les géométries d'écoulement et les structures de flamme sont différentes. Il ne semble pas y avoir de tendance associées à la baisse de pression et température, qui soit identique à tous les systèmes d'injection, à part un élargissement de l'angle de spray, et surtout une augmentation de l'amplitude des phénomènes instables (angle de spray, position de la zone de recirculation interne, position de la flamme). Cette plus forte sensibilité aux perturbations est probablement la cause des limites d'extinction plus basse à BP/BT.

Concernant la réduction de richesse au delà d'un rendement inférieur à 1, il y a une tendance commune : La combustion ne prend plus place dans la zone de recirculation interne, mais vient se positionner en zone de recirculation externe, et en périphérie du spray. Ce phénomène n'apparaît pas sur le SI-S05, car l'angle de spray est trop large, ne laissant a priori pas la place suffisante pour une zone de recirculation externe. Dans une chambre plus grande, ou multisecteur, les résultats seraient probablement différents. Cependant, les essais effectués constituent une base de données solide utilisable par SAE, autant pour évaluer la pertinence d'un design par rapport à un autre, que pour valider des codes de calcul LES. En utilisant la simulation LES, préalablement validée avec les résultats expérimentaux dans notre configuration, les différentes grandeurs physiques peuvent être extraites simultanément, ce qui facilite la compréhension des phénomènes par rapport à notre étude qui se base principalement sur des résultats moyennés.

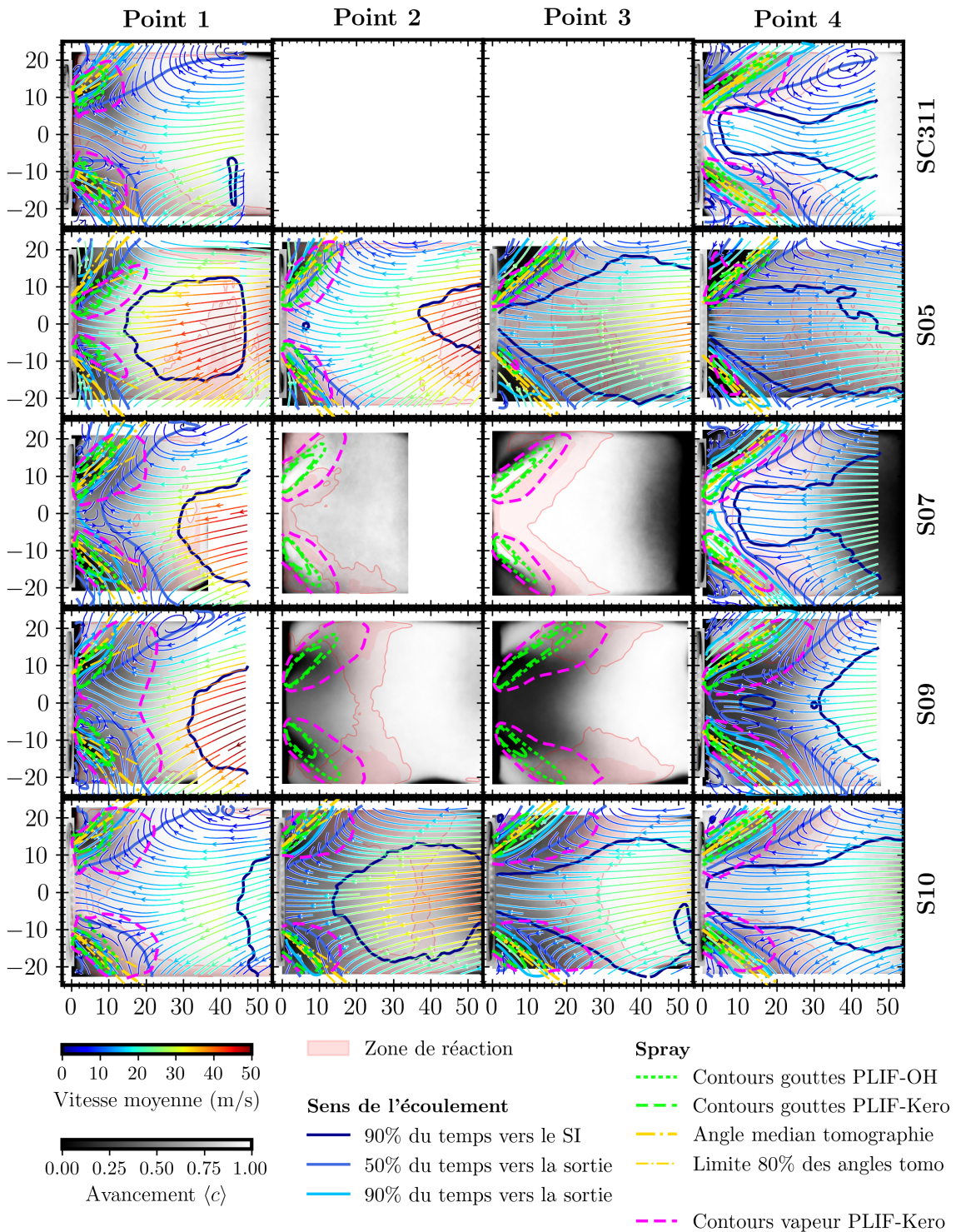


FIGURE 5.18 – Superposition des principaux résultats de diagnostics optiques pour chaque système d'injection (lignes) et conditions thermodynamique (colonnes).

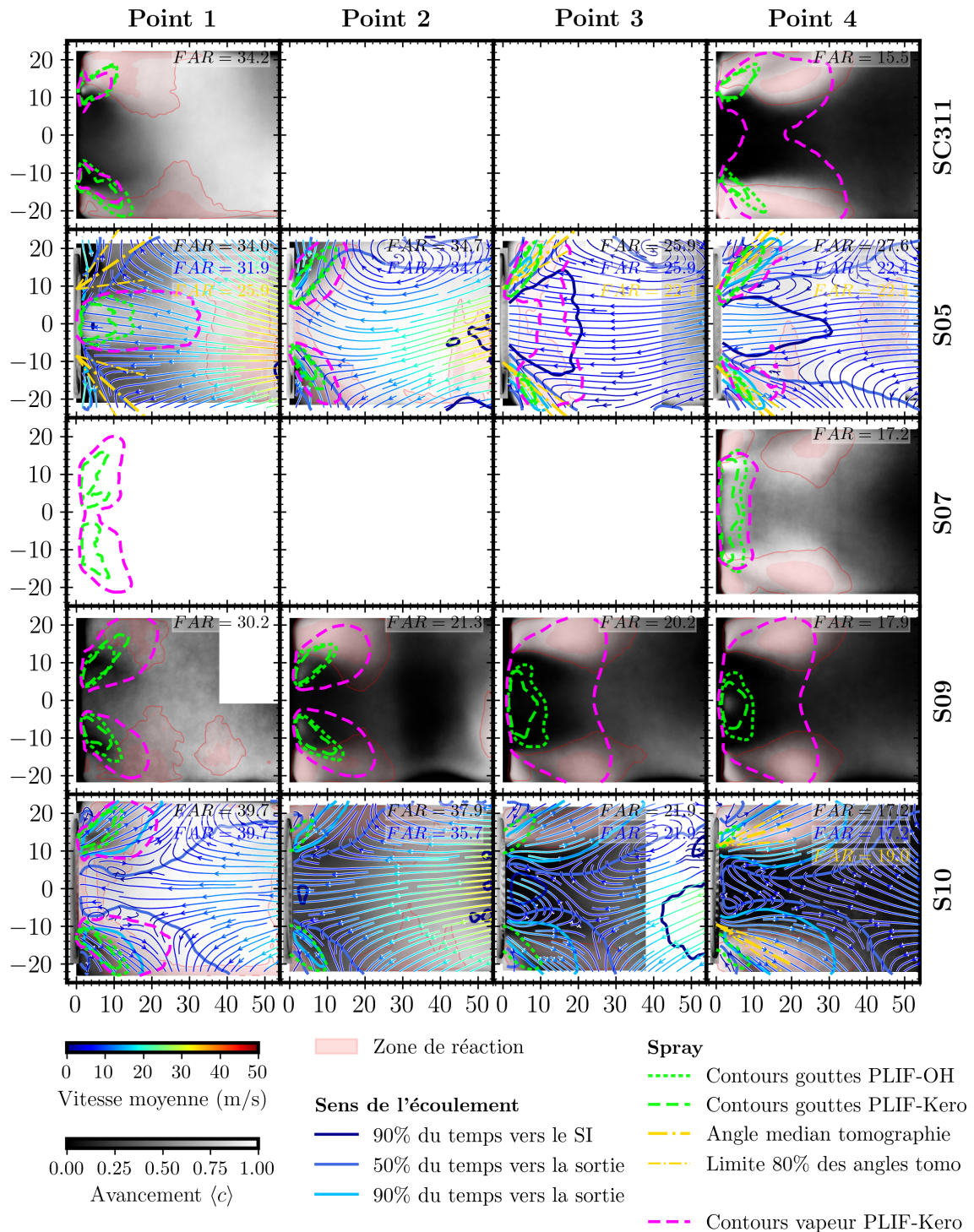


FIGURE 5.19 – Superposition des principaux résultats de diagnostics optiques pour chaque système d'injection (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) pour des richesses proches de l'extinction pauvre. Le FAR utilisé pour chaque diagnostic est précisé sur la figure. Tous les diagnostics n'ont pas forcément été fait à la même richesse. Le FAR écrit en noir correspond aux PLIF, le bleu à la PIV et le jaune à la tomographie.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Un des axes importants pour la conception et l'optimisation des chambre de combustion et des systèmes d'injection est l'opérabilité. Ainsi, en parallèle des travaux de R&D liés à l'optimisation des stratégies de réduction des émissions polluantes, il est toujours nécessaire de garantir et d'accroître l'opérabilité de l'avion. La capacité de rallumage du moteur après une extinction est un des principaux défis dans ce domaine. Les travaux de recherche sur les processus d'allumage des chambres de combustion aéronautiques ont été initiés depuis de nombreuses années, et ont conduits à des avancées majeures sur les connaissances des mécanismes de création de noyaux de flamme, de propagation et de stabilisation sur un injecteur, ainsi que la propagation d'injecteur à injecteur. En revanche, lors d'un rallumage en haute altitude, les processus physico-chimiques rencontrés lors des phases de remonté en puissance du moteur sont assez peu connus, et les installations de recherche et développement permettant d'étudier cette phase d'enroulement, sont très limitées et/ou très peu disponibles, avec des coûts de fonctionnement élevés.

Les motoristes s'engagent et financent des projets de recherche visant à améliorer leurs outils de dimensionnement des chambres de combustion, de prédiction de l'opérabilité des chambres et plus précisément de spécification des lois de dosage. Pour cela, ils ont besoin de meilleures connaissances des processus de combustion diphasique se déroulant à basse pression et à basse température.

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte et vise à initier une activité d'analyse des rendements de combustion et des interactions spray/flamme/écoulement pour mieux comprendre les processus de stabilisation et d'extinction dans des conditions de rallumage en haute altitude.

Les travaux de la thèse se sont organisés autour de quatre axes principaux :

Le premier axe a porté sur la mesure de la vitesse de flamme laminaire à basse pression. Cette grandeur est particulièrement importante en combustion, car d'une part elle régit le positionnement et la capacité de stabilisation de la flamme, et d'autre part c'est un paramètre à valider lors de la création de nouveaux mécanismes réactionnels. Cependant, il existe très peu données expérimentales disponibles dans la littérature pour les conditions sub-atmosphérique, en particulier pour les combustibles tels que le kérosène

ou bien des substituts tels que le n-decane.

Les travaux effectués durant la thèse ont permis de mettre en place une méthodologie expérimentale validée numériquement pour estimer la vitesse de combustion laminaire (LBV) en condition basse pression dans une configuration de flamme sphérique en expansion à pression constante. Nous avons identifié les avantages et les inconvénients de la méthode de mesure de la vitesse de flamme, classiquement utilisée dans la littérature et basée sur la mesure temporelle du rayon de la flamme. Cette méthode suppose que les gaz brûlés sont immobiles et ont atteint l'équilibre chimique, ce qui conduit à une sous-estimation de la LBV. Pour s'affranchir de ces hypothèses trop fortes dans ces conditions opératoires et qui peuvent conduire à des erreurs de plus de 20% Avec cette technique de mesure, les bases de données de vitesse de flamme pour des mélange méthane/air stœchiométrique, pauvre et riche en condition sub-atmosphérique ont été complétées, et de nouvelles données expérimentales pour des mélanges n-décane/air stœchiométrique (surogate du kérosène) ont aussi été réalisés. Ces données seront particulièrement utiles pour le développement de mécanismes réactionnels en condition de rallumage. Cette étude sur la vitesse de flamme a permis la publication de 2 articles dans *Combustion and flame* [27] et au 39^e Symposium International de Combustion [26].

Le second axe a concerné la conception, le développement, la mise au point et la réception d'un banc d'essai expérimental permettant d'étudier la combustion dans des conditions de rallumage en altitude pendant la phase d'enroulement. Il s'agit du banc HARTur (High Altitude Relight for gas Turbine), capable d'intégrer des systèmes d'injection aéronautique fournis par SAFRAN. Ce banc d'essai permet de maintenir des conditions d'entrée de chambre de combustion de -25°C pour l'air et le carburant et 0.45 bar, avec une flamme de 40 à 50 kW dans la chambre, en régime stationnaire. Ces capacités opérationnelles avec le niveau d'instrumentation et d'accès optiques pour la mise en place de diagnostics optiques en font un outil original et performant pour caractériser la combustion diphasique en régime déprimé froid pour des études d'opérabilité et de rallumage en haute altitude. La chambre de combustion est modulable, et de nombreux système d'injection peuvent être testé grâce à une interface simple. Elle reproduit les caractéristiques d'une chambre RQL, avec une zone de combustion primaire, et une zone de dilution.

Le troisième axe de la thèse a porté sur la mise en place d'une méthodologie de mesure du rendement de combustion en sortie de chambre de combustion, et d'étude de l'impact des conditions de basse pression et de basse température sur les limites d'extinction. Ces méthodologies ont pour objectifs de pouvoir caractériser rapidement des SI fournis par SAFRAN et de permettre d'évaluer des modifications de SI dans les phases de R&D sur leurs performances. Dans cet objectif, une métrologie permettant de mesurer la température moyenne d'un écoulement au passage d'une tuyère a été développée. La mesure de la température moyenne en sortie de chambre de combustion a permis de

calculer un rendement de combustion pendant chacun des 5 injecteurs testés. La mesure des rendements de combustion a montré une très bonne efficacité de la combustion lorsque la richesse globale de la chambre avoisine les 0.6, y compris en régime déprimé froid, pour l'ensemble des systèmes d'injection.

En revanche, les essais de limite d'extinction ont mis en évidence des richesses critiques à partir desquelles le rendement de combustion commence à décroître fortement. Ces limites d'extinction apparaissent dans des conditions plus riches pour les conditions déprimées froide.

Par contre, l'étude des différentes géométries de système d'injection n'a pas montré de différences significatives et discriminantes entre les systèmes d'injection, au niveau de ces performances globales.

Le dernier axe s'est concentré sur l'objectif de comprendre les interactions spray, flamme et écoulement, et décrypter les processus menant à l'extinction, la déstabilisation ou le chute de rendement de la flamme pendant l'enroulement. Pour cette étude, quatre diagnostics optiques ont été implémentés sur le banc HARTur : la PLIF-OH pour visualiser et identifier les zones de réactions et de gaz brûlés, la tomographie laser et la PLIF-Kero pour observer le carburant en phase liquide et en phase gazeuse, et la PIV pour caractériser la topologie de l'écoulement dans la chambre de combustion et les champs de vitesse moyennes.

Ces campagnes de mesure ont montré que pour l'ensemble des points à richesse d'environ 0.6, l'effet de la pression et de la température sont particulièrement visibles sur la qualité de l'atomisation et l'angle du spray, qui a tendance à s'élargir quand la température diminue. Les conditions déprimées froides ont aussi induit une plus grande amplitude des phénomènes instables. L'angle du spray et du jet d'air ont tendance à fluctuer. Ainsi, la zone de recirculation ne remonte plus forcément jusque dans le bol du système d'injection, et la flamme se met à osciller entre position accroché et une liftée.

Lorsque le rendement diminue et que l'on se rapproche de la limite d'extinction pauvre, la structure de la flamme change radicalement, et la flamme vient se positionner en périphérie du spray plutôt que de stabiliser dans la zone de recirculation interne. Ensuite, les instabilités du spray mal développé provoquent l'extinction de la flamme.

En conclusion, cette thèse apporte une contribution sur la compréhension de l'ensemble des phénomènes multi-physiques présents dans la chambre de combustion lors de la phase d'enroulement du rallumage en altitude, et leur impact sur les limites d'extinction et les rendements de combustion. Elle fournit des premières pistes de compréhension, et un ensemble de données solides qui pourront être utilisées par SAFRAN pour le développement et l'optimisation de SI. Ces données peuvent également servir au développement et à la validation de modèles numériques.

Ce travail de recherche ouvre plusieurs perspectives de natures différentes.

La première concerne l'amélioration du banc d'essai en lui-même. Les accès optiques

ont permis de mettre en place plusieurs métrologies. Cependant, ils ne permettent pas d'accéder à l'ensemble de la chambre dans la zone riche et les interactions éventuelles du spray avec les parois ne sont pas visibles actuellement. Un nouveau bloc de visualisation avec des accès optiques complets permettrait d'y remédier et d'implanter des diagnostics optiques de manière plus efficace.

La seconde est directement reliée à la nature du combustible. Le Jet-A1 devrait être remplacé progressivement (mais à court terme) par des mélanges Jet-A1/SAF dans un premier temps, puis définitivement par des SAF purs (Sustainable Aviation Fuel). Le choix sur les stratégies de production des SAF et donc de leurs compositions ne sont pas complètement arrêtés. Le comportement à basse température de ces nouveaux mélanges devra être impérativement étudié afin de garantir la même opérabilité. Le banc HARTur pourra être utilisé dans ce sens.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] ATAG. Waypoint 2050. *Waypoint 2050 ATAG*, Second Edi(September) :100, 2021. [2](#)
- [2] Christophe Bailly and Geneviève Comte-Bellot. *Turbulence*. Springer International Publishing, 2015. [77](#)
- [3] D. R. Ballal and A. H. Lefebvre. Ignition of liquid fuel sprays at subatmospheric pressures. *Combustion and Flame*, 31(C) :115–126, 1978. [22](#)
- [4] Saravanan Balusamy, Armelle Cessou, and Bertrand Lecordier. Direct measurement of local instantaneous laminar burning velocity by a new PIV algorithm. *Experiments in Fluids*, 50(4) :1109–1121, 2011. [38](#), [42](#)
- [5] P. Baranger, M. Orain, and F. Grisch. Fluorescence spectroscopy of kerosene vapour : Application to gas turbines. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit - Meeting Papers*, (January) :8791–8806, 2005. [84](#)
- [6] David Barré, Lucas Esclapez, Matthieu Cordier, Eleonore Riber, Bénédicte Cuenot, Gabriel Staffelbach, Bruno Renou, Alexis Vandel, Laurent Y.M. Gicquel, and Gilles Cabot. Flame propagation in aeronautical swirled multi-burners : Experimental and numerical investigation. *Combustion and Flame*, 161(9) :2387–2405, 2014. [24](#)
- [7] Isadore B. Berlman. *Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules*. Elsevier, 1971. [84](#)
- [8] John B. Birks. *Photophysics of Aromatic Molecules*, volume 4. 1971. [84](#)
- [9] M Boileau, J.-B. Mossa, B Cuenot, T Poinot, D Bissières, and C Bérat. Toward LES of an ignition sequence in a full helicopter combustor. *1st Workshop INCA*, (August 2016) :27–34, 2005. [22](#), [23](#)
- [10] Jean François Bourgouin, Daniel Durox, Thierry Schuller, Jérôme Beaunier, and Sébastien Candel. Ignition dynamics of an annular combustor equipped with multiple swirling injectors. *Combustion and Flame*, 160(8) :1398–1413, 2013. [22](#), [24](#)
- [11] Alain Boutier. *Métrie laser pour la mécanique des fluides Granulométrie et techniques spectroscopiques*. 2012. [77](#), [80](#)

- [12] D. Bradley, M. Lawes, and M. E. Morsy. Flame speed and particle image velocimetry measurements of laminar burning velocities and Markstein numbers of some hydrocarbons. *Fuel*, 243 :423–432, may 2019. [38](#), [42](#)
- [13] D. Bradley, M. Lawes, and M. E. Morsy. Flame speed and particle image velocimetry measurements of laminar burning velocities and Markstein numbers of some hydrocarbons. *Fuel*, 243 :423–432, 2019. [47](#), [56](#)
- [14] Pierre Brequigny, H Uesaka, Z Sliti, D Segawa, Fabrice Foucher, Guillaume Dayma, and Christine Mounaïm-Rousselle. Uncertainty in measuring laminar burning velocity from expanding methane-air flames at low pressures. *11th Mediterranean Combustion Symposium, Tenerife, Spain*, 2019. [48](#), [53](#)
- [15] Alexandre Bresson. *Techniques d'imageries quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions*. PhD thesis, 2000. [80](#), [83](#)
- [16] Odin Bulliard-Sauret. *Étude expérimentale de l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée*. PhD thesis, CEA / Liten, Université Grenoble Alpes, 2017. [76](#)
- [17] B. N. Caines, R. A. Hicks, and C. W. Wilson. Influence of sub-atmospheric conditions on the performance of an airblast atomiser. *37th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, (July), 2001. [3](#), [20](#)
- [18] Céline Cardin. *Etude expérimentale des phénomènes physico-chimiques de l'allumage dans des écoulements laminaires et turbulents*. PhD thesis, INSA de Rouen, 2013. [24](#)
- [19] Céline Cardin, Bruno Renou, Gilles Cabot, and Abdelkrim Mourad Boukhalfa. Experimental analysis of laser-induced spark ignition of lean turbulent premixed flames : New insight into ignition transition. *Combustion and Flame*, 160(8) :1414–1427, 2013. [24](#)
- [20] Marcos Chaos, Andrei Kazakov, Zhenwei Zhao, and Frederick L Dryer. A High-Temperature Chemical Kinetic Model for Primary Reference Fuels. *Int J Chem Kinet*, 39 :399–414, 2007. [41](#), [50](#)
- [21] Zheng Chen. On the accuracy of laminar flame speeds measured from outwardly propagating spherical flames : Methane/air at normal temperature and pressure. *Combustion and Flame*, 162(6) :2442–2453, 2015. [51](#)
- [22] Zheng Chen, Michael P. Burke, and Yiguang Ju. Effects of Lewis number and ignition energy on the determination of laminar flame speed using propagating spherical flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1) :1253–1260, jan 2009. [41](#), [49](#)

- [23] Cheng Tung Chong and Jo-Han Ng. Combustion performance of biojet fuels. In *Biojet Fuel in Aviation Applications*, pages 175–230. Elsevier, jan 2021. [34](#)
- [24] Roberto Ciardiello, Pedro M. de Oliveira, Aaron W. Skiba, Epaminondas Mastorakos, and Patton M. Allison. Effect of spark location and laminar flame speed on the ignition transient of a premixed annular combustor. *Combustion and Flame*, 221 :296–310, 2020. [23](#)
- [25] E. Clar. *Polycyclic Hydrocarbons*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1964. [84](#)
- [26] Marie Eve Clavel, Pierre Schleuniger, Yiqing Wang, Alexis Vandel, Vincent Modica, Zheng Chen, and Bruno Renou. A study of propagation of spherically expanding flames at low pressure using direct measurements and numerical simulations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 39(2) :1763–1772, 2023. [46](#), [150](#)
- [27] Marie-Eve Clavel, Alexis Vandel, Vincent Modica, Zheng Chen, Emilien Varea, Vincent Moureau, and Bruno Renou. Determination of spatially averaged consumption speed from spherical expanding flame : A new experimental methodology. *Combustion and Flame*, 235 :111720, 2022. [36](#), [42](#), [46](#), [47](#), [49](#), [53](#), [56](#), [150](#)
- [28] A Cochet, V Bodoc, C Brossard, O Dessornes, C Guin, R Lecourt, M Orain, and A Vincent-Randonnier. ONERA test Facilities for Combustion in Aero Gas Turbine Engines, and Associated Optical Diagnostics. *Aerospace Lab*, (11) :1–16, 2016. [28](#)
- [29] Felix Collin. *Modeling and Numerical Simulation of Two-Phase Ignition in Gas Turbine*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2019. [22](#), [23](#)
- [30] F Collin-Bastiani, J. Marrero-Santiago, E. Riber, G. Cabot, B. Renou, and B. Cuenot. A joint experimental and numerical study of ignition in a spray burner. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4) :5047–5055, 2019. [24](#)
- [31] F Collin-Bastiani, E. Riber, and B. Cuenot. Study of inter-sector spray flame propagation in a linear arrangement of swirled burners. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(4) :6299–6308, 2021. [22](#), [23](#)
- [32] Coordinating Research Council. *Handbook of Aviation Fuel Properties*. Third edit edition, 2004. [15](#), [83](#)
- [33] M. Cordier, A. Vandel, G. Cabot, B. Renou, and A. M. Boukhalfa. Laser-induced spark ignition of premixed confined swirled flames. *Combustion Science and Technology*, 185(3) :379–407, 2013. [24](#)
- [34] M. Cordier, A. Vandel, B. Renou, G. Cabot, M. A. Boukhalfa, L. Esclapez, D. Barré, E. Riber, B. Cuenot, and L. Gicquel. Experimental and Numerical Analysis of an

- Ignition Sequence in a Multiple-Injectors Burner. In *Volume 1A : Combustion, Fuels and Emissions*. American Society of Mechanical Engineers, jun 2013. [24](#)
- [35] Reza Alidoost Dafsari, Hyung Ju Lee, Jeongsik Han, Dong Chang Park, and Jeekeun Lee. Viscosity effect on the pressure swirl atomization of an alternative aviation fuel. *Fuel*, 240 :179–191, 2019. [16](#), [18](#), [19](#)
- [36] Pedro M. de Oliveira, Michael P. Sitte, Marco Zedda, Andrea Giusti, and Epaminondas Mastorakos. Low-order modeling of high-altitude relight of jet engine combustors. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 13(1-2) :20–34, 2021. [22](#), [23](#)
- [37] Michael J. Denton, Samir B. Tambe, and San Mou Jeng. Experimental investigation into the high altitude relight of a three-cup combustor sector. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 4B-2018 :1–12, 2018. [22](#), [24](#)
- [38] Pierre Doublet. *Effet de la pression et de la température de l'air et du carburant sur les caractéristiques du spray délivré dans une chambre de combustion*. PhD thesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2019. [20](#), [24](#)
- [39] Alan C. Eckbreth. *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. 2022. [80](#)
- [40] F. N. Egolfopoulos, P. Cho, and C. K. Law. Laminar flame speeds of methane-air mixtures under reduced and elevated pressures. *Combust. Flame*, 76(3) :375–391, 1989. [48](#), [49](#), [50](#)
- [41] F. N. Egolfopoulos, N. Hansen, Y. Ju, K. Kohse-Höinghaus, C. K. Law, and F. Qi. Advances and challenges in laminar flame experiments and implications for combustion chemistry. *Progress in Energy and Combustion Science*, 43 :36–67, 2014. [34](#), [46](#)
- [42] Lucas Esclapez. *Numerical study of ignition and inter-sector flame propagation in gas turbine*. PhD thesis, 2015. [21](#), [22](#), [23](#)
- [43] Lucas Esclapez, Félix Collin-Bastiani, Eleonore Riber, and Bénédicte Cuenot. A statistical model to predict ignition probability. *Combustion and Flame*, 225 :180–195, 2021. [23](#)
- [44] European Aviation Safety Agency. Cs-e 910. *Certification Specifications for Engines*, 2003. [3](#), [21](#)
- [45] European Commission. Directorate General for Mobility and Transport. and European Commission. Directorate-General for Research and Innovation. *Flightpath 2050 : Europe's vision for aviation : maintaining global leadership and serving society's needs*. 2011. [2](#)

- [46] Mahdi Faghieh, Zheng Chen, Jialong Huo, Zhuyin Ren, and Chung K Law. On the determination of laminar flame speed from low-pressure and super-adiabatic propagating spherical flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(2) :1505–1512, 2019. [36](#), [38](#), [47](#), [48](#), [53](#), [55](#), [56](#)
- [47] Federal Aviation Administration (FAA). §25.903(e). *Federal Aviation Administration, DOT*, 2011. [3](#), [21](#)
- [48] Alan S. Feitelberg and Michael A. Lacey. The GE rich-quench-lean gas turbine combustor. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 2(97), 1997. [6](#)
- [49] M. L. Frankel and G. I. Sivashinsky. On effects due to thermal expansion and Lewis number in spherical flame propagation. *Combust. Sci. Technol.*, 31(3-4) :131–138, 1983. [50](#)
- [50] Jean-Philippe Frenillot. *Etude phénoménologique des processus d'allumage et de stabilisation dans les chambres de combustion turbulente swirlées*. PhD thesis, INSA de Rouen, 2011. [24](#)
- [51] Wei Gao, Shaolin Wang, Fuqiang Liu, Yong Mu, Kaixing Wang, Junqiang Zhu, Gang Xu, Cunxi Liu, and Jinhu Yang. Comparison of ignition characteristics between annular and multi-sector combustor. *Journal of the Energy Institute*, 104(June) :55–66, 2022. [24](#)
- [52] Wei Gao, Jinhu Yang, Fuqiang Liu, Yong Mu, Cunxi Liu, and Gang Xu. Experimental investigation on the flame propagation pattern of a staged partially premixed annular combustor. *Combustion and Flame*, 230 :111445, 2021. [22](#), [24](#)
- [53] Nicolás García Rosa. *Phénomènes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude*. PhD thesis, 2008. [24](#)
- [54] George K. Giannakopoulos, Athanasios Gatzoulis, Christos E. Frouzakis, Moshe Matalon, and Ananias G. Tomboulides. Consistent definitions of “Flame Displacement Speed” and “Markstein Length” for premixed flame propagation. *Combustion and Flame*, 162(4) :1249–1264, apr 2015. [35](#), [38](#), [48](#), [53](#)
- [55] A. Giusti, M. P. Sitte, G. Borghesi, and E. Mastorakos. Numerical investigation of kerosene single droplet ignition at high-altitude relight conditions. *Fuel*, 225(December 2017) :663–670, 2018. [22](#), [23](#)
- [56] Nicolas Gourdain. *Simulation Numerique des Phenomenes de Decollement Tournant dans les Compresseurs Axiaux*. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 2005. [26](#)
- [57] N. Grech, A. Mehdi, P. K. Zachos, V. Pachidis, and R. Singh. Effect of combustor geometry on performance of airblast atomizer under sub-atmospheric conditions. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 6(2) :203–213, 2012. [3](#)

- [58] N. Grech, A. Mehdi, P. K. Zachos, V. Pachidis, and R. Singh. Effect of combustor geometry on performance of airblast atomizer under sub-atmospheric conditions. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 6(2) :203–213, 2012. [20](#)
- [59] F Grisch, A Boukhalfa, G Cabot, B Renou, and A Vandiel. CORIA Aeronautical Combustion Facilities and Associated Optical Diagnostics. *AerospaceLab*, page 13 pages, 2016. [67](#), [69](#)
- [60] F. Grisch and M. Orain. Role of Planar Laser-Induced Fluorescence in combustion research. *Aerospace Lab*, (1) :1–11, 2009. [80](#)
- [61] Fabien Halter, Z. Chen, G. Dayma, C. Bariki, Y. Wang, P. Dagaut, and C. Chauveau. Development of an optically accessible apparatus to characterize the evolution of spherically expanding flames under constant volume conditions. *Combust. Flame*, 212 :165–176, 2020. [47](#)
- [62] Fabien Halter, G. Dayma, Z. Serinyel, P. Dagaut, and C. Chauveau. Laminar flame speed determination at high pressure and temperature conditions for kinetic schemes assessment. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(2) :2449–2457, jan 2020. [36](#)
- [63] M. I. Hassan, K. T. Aung, and G. M. Faeth. Measured and predicted properties of laminar premixed methane/air flames at various pressures. *Combust. Flame*, 115(4) :539–550, 1998. [50](#)
- [64] Yves Jannot and Christian Moyne. *Transferts thermiques : Cours et 55 exercices corrigés*. Saint-Denis : Édilivre, 2016. [XIX](#)
- [65] Jagannath Jayachandran, Alexandre Lefebvre, Runhua Zhao, Fabien Halter, Emilien Varea, Bruno Renou, and Fokion N. Egolfopoulos. A study of propagation of spherically expanding and counterflow laminar flames using direct measurements and numerical simulations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(1) :695–702, jan 2015. [38](#)
- [66] Jagannath Jayachandran, Alexandre Lefebvre, Runhua Zhao, Fabien Halter, Emilien Varea, Bruno Renou, and Fokion N. Egolfopoulos. A study of propagation of spherically expanding and counter-flow laminar flames using direct measurements and numerical simulations. *Proc. Comb. Inst.*, 35(1) :695–702, 2015. [47](#)
- [67] Jagannath Jayachandran, Runhua Zhao, and Fokion N. Egolfopoulos. Determination of laminar flame speeds using stagnation and spherically expanding flames : Molecular transport and radiation effects. *Combustion and Flame*, 161(9) :2305–2316, sep 2014. [38](#)

- [68] Jagannath Jayachandran, Runhua Zhao, and Fokion N. Egolfopoulos. Determination of laminar flame speeds using stagnation and spherically expanding flames : Molecular transport and radiation effects. *Combust. Flame*, 161(9) :2305–2316, 2014. [48](#), [56](#), [58](#)
- [69] Zhongtao Kang, Zhen guo Wang, Qinglian Li, and Peng Cheng. Review on pressure swirl injector in liquid rocket engine. *Acta Astronautica*, 145(November 2017) :174–198, 2018. [18](#), [19](#)
- [70] Zhongtao Kang, Zhen Guo Wang, Qinglian Li, and Peng Cheng. Effects of trumpet on the flow characteristics of pressure swirl injectors. *Journal of Propulsion and Power*, 34(4) :947–959, 2018. [9](#)
- [71] A. P. Kelley and C. K. Law. Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames. *Combust. Flame*, 156(9) :1844–1851, 2009. [51](#)
- [72] M. Khosravy. Review of the New Combustion Technologies in Modern Gas Turbines. *Progress in Gas Turbine Performance*, 2013. [6](#)
- [73] Holger Klinger, Sebastian Bake, Hans Frieder Vogt, Daniel Knieschke, and Peter Schober. Altitude testing of the E3E core engine. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 1 :223–232, 2011. [23](#)
- [74] Alexander A. Konnov, Akram Mohammad, Velamati Ratna Kishore, Nam Il Kim, Chockalingam Prathap, and Sudarshan Kumar. A comprehensive review of measurements and data analysis of laminar burning velocities for various fuel+air mixtures. *Progress in Energy and Combustion Science*, 68 :197–267, sep 2018. [35](#)
- [75] Théa Lancien, Kevin Prieur, Daniel Durox, Sébastien Candel, and Ronan Vicquelin. Large Eddy Simulation of Light-Round in an Annular Combustor with Liquid Spray Injection and Comparison with Experiments. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 140(2), 2018. [22](#), [24](#)
- [76] Renaud Lecourt. Ignition Performances of Alternative Fuels Under Altitude Conditions According to Their Aromatic Content. In Tahir Hikmet Karakoç, C. Ozgur Colpan, and Yasin Şöhret, editors, *Advances in Sustainable Aviation*, number December, pages 15–24. Springer International Publishing, Cham, 2018. [24](#)
- [77] A. H. Lefebvre. Theoretical aspects of gas turbine combustion performance. *CoA NOTE Aero*, page 25, 1966. [III](#), [XXII](#)
- [78] Arthur H. Lefebvre and Dilip R. Ballal. *Gas turbine combustion : alternative fuels and emissions*. CRC press, 2010. [6](#), [92](#)
- [79] Arthur H. Lefebvre and Vincent G. McDonell. *Atomizers*. 2017. [7](#), [8](#)

- [80] J. Leparoux and G. Godel. industrial calculation : LES of an ignition sequence in a 360° SNECMA combustor, 2012. [24](#)
- [81] Wenkai Liang, Fujia Wu, and Chung K. Law. Extrapolation of laminar flame speeds from stretched flames : Role of finite flame thickness. *Proc. Comb. Inst.*, 36(1) :1137–1143, 2017. [51](#)
- [82] G. Linassier, C. Viguier, H. Verdier, R. Lecourt, G. Heid, and G. Lavergne. Experimental investigations of the ignition performances on a multi-sector combustor under high altitude conditions. *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, (January) :1–9, 2012. [24](#)
- [83] Jocelyn Luche. *Obtention de modèles cinétiques réduits de combustion Application à un mécanisme du kérosène*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2003. [82](#), [IV](#), [VIII](#)
- [84] Pierre Malbois. *Analyse expérimentale par diagnostics lasers du mélange kérosène/air et de la combustion swirlée pauvre prémélangée, haute- pression issue d'un injecteur Low-NOx*. PhD thesis, 2017. [81](#)
- [85] Javier Marrero Santiago. Experimental study of lean aeronautical ignition : impact of critical parameters on the mechanisms acting along the different ignition phases. 2018. [22](#), [24](#)
- [86] Javier Marrero-Santiago, Felix Collin-Bastiani, Eleonore Riber, Gilles Cabot, Benedicte Cuenot, and Bruno Renou. On the mechanisms of flame kernel extinction or survival during aeronautical ignition sequences : Experimental and numerical analysis. *Combustion and Flame*, 222 :70–84, 2020. [24](#)
- [87] Alexios Dionysios Martinos, Nikolaos Zarzalis, and Stefan Raphael Harth. Analysis of ignition processes at combustors for aero engines at high altitude conditions with and without effusion cooling. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 1, 2020. [23](#)
- [88] Alexios Dionysios Martinos, Nikolaos Zarzalis, and Stefan Raphael Harth. Analysis of ignition processes at combustors for aero engines at high altitude conditions with and without effusion cooling. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 1 :1–10, 2020. [22](#)
- [89] Epaminondas Mastorakos. Ignition of turbulent non-premixed flames. *Progress in Energy and Combustion Science*, 35(1) :57–97, 2009. [22](#)
- [90] J. J. McGuirk. The aerodynamic challenges of aeroengine gas-turbine combustion systems. *Aeronautical Journal*, 118(1204) :557–599, 2014. [6](#)
- [91] Randal G. McKinney and James B. Hoke. Aero Gas Turbine Combustion : Metrics, Constraints, and System Interactions. *Gas Turbine Emissions*, 38(3) :3–23, 2013. [92](#), [105](#)

- [92] Léo C.C. Mesquita, Epaminondas Mastorakos, and Marco Zedda. LES-CMC of high-altitude relight in an RQL aeronautical combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 39(4) :4811–4820, 2023. [22](#), [23](#)
- [93] T. Mosbach, R. Sadanandan, W. Meier, and R. Eggels. Experimental analysis of altitude relight under realistic conditions using laser and high-speed video techniques. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 2(PARTS A AND B) :523–532, 2010. [22](#), [23](#), [28](#)
- [94] Max Okrashevski, Léo C.C. Mesquita, Rainer Koch, Epaminondas Mastorakos, and Hans Jörg Bauer. *A Numerical Study of Aero Engine Sub-idle Operation : From a Realistic Representation of Spray Injection to Detailed Chemistry LES-CMC*, volume 111. Springer Netherlands, 2023. [23](#)
- [95] Brendan Paxton. Systems design and experimental evaluation of a high-altitude relight test facility, 2015. [24](#), [28](#), [67](#)
- [96] Brendan Paxton, Samir B Tambe, and San-mou Jeng. Systems Design and Experimental Evaluation of a High-Altitude. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*, (x) :1–12, 2016. [24](#)
- [97] Antoine Pestre. *Numerical simulations of aeronautical engine ignitions under realistic high altitude conditions*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2023. [23](#), [31](#)
- [98] M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, E. Riber, T. Schmitt, B. Cuenot, D. Durox, and S. Candel. Large Eddy Simulations of the ignition sequence of an annular multiple-injector combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3) :3159–3166, 2015. [22](#), [24](#)
- [99] Maxime Philip, Matthieu Boileau, Ronan Vicquelin, Thomas Schmitt, Daniel Durox, Jean François Bourgoïn, and Sebastien Candel. Simulation of the ignition process in an annular multiple-injector combustor and comparison with experiments. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137(3), 2015. [24](#)
- [100] T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. Third Edition (www.cerfacs.fr/elearning), 2011. [34](#)
- [101] K. Prieur, D. Durox, J. Beaunier, T. Schuller, and S. Candel. Ignition dynamics in an annular combustor for liquid spray and premixed gaseous injection. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3) :3717–3724, 2017. [24](#)
- [102] K. Ramamurthi and T. J. Tharakan. Flow transition in swirled liquid sheets. *AIAA Journal*, 36(3) :420–427, 1998. [17](#)

- [103] Eliseo Ranzi, Alessio Frassoldati, Alessandro Stagni, Matteo Pelucchi, Alberto Cuoci, and Tiziano Faravelli. Reduced Kinetic Schemes of Complex Reaction Systems : Fossil and Biomass-Derived Transportation Fuels. *International Journal of Chemical Kinetics*, 46(9) :512–542, sep 2014. [102](#), [VIII](#)
- [104] R. W. Read, J. W. Rogerson, and S. Hochgreb. Flame imaging of gas-turbine relight. *AIAA Journal*, 48(9) :1919–1927, 2010. [23](#)
- [105] Robert William Read. Experimental investigations into high-altitude relight of a gas turbine. *PhD Thesis*, 2010. [6](#), [14](#), [22](#), [23](#), [28](#)
- [106] Rolls-Royce. *The jet engine*. Wiley, 5th ed. edition, 2015. [5](#), [6](#), [15](#)
- [107] Tao Shu, Yuan Xue, Wenkai Liang, and Zhuyin Ren. Extrapolations of laminar flame speeds from expanding spherical flames based on the finite-structure stretched flames. *Combustion and Flame*, 226 :445–454, 2021. [37](#), [47](#)
- [108] G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C.T. Bowman, R.K. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner Jr., V.V. Lissianski, and Z. Qin. Gri-mech 3.0. <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>. [41](#), [VIII](#)
- [109] G.P. Smith, Y. Tao, and H. Wang. Foundational fuel chemistry model version 1.0 (ffcm-1). <http://nanoenergy.stanford.edu/ffcm1>, 2016. [41](#)
- [110] G.P. Smith, Y. Tao, and H. Wang. Foundational fuel chemistry model version 1.0 (FFCM-1), <http://nanoenergy.stanford.edu/ffcm1>, 2016. [48](#), [50](#)
- [111] Gregory P. Smith, David M. Golden, Michael Frenklach, Nigel W. Moriarty, Boris Eiteneer, Mikhail Goldenberg, C. Thomas Bowman, Ronald K. Hanson, Soonho Song, William C. Gardiner, Vitali V. Lissianski, and Zhiwei Qin. <http://www.me.berkeley.edu/grimech/>, 1999. [48](#), [49](#)
- [112] Scott Stouffer, Tyler Hendershott, Jeff Monfort, Jennifer Colborn, Edwin Corporan, Paul Wrzesinski, and Andrew Caswell. Fuel effects on altitude relight performance of a swirl cup combustor. *AIAA Scitech 2020 Forum*, 1 PartF(January) :1–20, 2020. [22](#), [23](#)
- [113] R. Surya Prakash, Hrishikesh Gadgil, and B. N. Raghunandan. Breakup processes of pressure swirl spray in gaseous cross-flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 66 :79–91, 2014. [17](#)
- [114] K. M. Tacina. Proper orthogonal decomposition analysis of 9-point swirl-venturi lean direct injection combustion technology. *8th US National Combustion Meeting 2013*, 3(x) :1876–1888, 2013. [6](#)

- [115] Kathleen M Tacina. Swirl-Venturi Lean Direct Injection Combustion Technology for Low-NO_x Aero Gas Turbine Engines. *Spring Technical Meeting of the Central States Section of the Combustion Institute*, (x) :1–12, 2018. [6](#)
- [116] Karl Töpferwien, Félix Collin-Bastiani, Eleonore Riber, Bénédicte Cuenot, Guillaume Vignat, Kevin Prieur, Daniel Durox, Sébastien Candel, and Ronan Vicquelin. Large-Eddy Simulation of Flame Dynamics during the Ignition of a Swirling Injector Unit and Comparison with Experiments. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 143(2), 2021. [24](#)
- [117] Karl Töpferwien, Stefano Puggelli, and Ronan Vicquelin. Analysis of flame propagation mechanisms during light-round in an annular spray flame combustor : the impact of wall heat transfer and two-phase flow. *Combustion and Flame*, 241, 2022. [22](#)
- [118] Turbomeca. *Gaz Turbine Engines*. 2019. [4](#), [5](#)
- [119] Emilien Varea, Vincent Modica, Bruno Renou, and Abdelkrim M. Boukhalfa. Pressure effects on laminar burning velocities and Markstein lengths for iso-octane–ethanol–air mixtures. *Proc. Comb. Inst.*, 34(1) :735–744, 2013. [49](#)
- [120] Emilien Varea, Vincent Modica, Alexis Vandael, and Bruno Renou. Measurement of laminar burning velocity and Markstein length relative to fresh gases using a new postprocessing procedure : Application to laminar spherical flames for methane, ethanol and iso-octane / air mixtures. *Combustion and Flame*, 159(2) :577–590, 2012. [38](#), [42](#), [44](#), [47](#), [49](#), [56](#)
- [121] Yiqing Wang, Ashkan Movaghar, Ziyu Wang, Zefang Liu, Wenting Sun, Fokion N. Egolfopoulos, and Zheng Chen. Laminar flame speeds of methane/air mixtures at engine conditions : Performance of different kinetic models and power-law correlations. *Combustion and Flame*, 218 :101–108, aug 2020. [41](#)
- [122] Fujia Wu, Wenkai Liang, Zheng Chen, Yiguang Ju, and Chung K. Law. Uncertainty in stretch extrapolation of laminar flame speed from expanding spherical flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(1) :663–670, jan 2015. [37](#)
- [123] Yi Wu, Vincent Modica, Xilong Yu, and Frédéric Grisch. Experimental investigation of laminar flame speed measurement for kerosene fuels : Jet A-1, surrogate fuel, and its pure components. *Energy Fuels*, 32(2) :2332–2343, 2018. [48](#)
- [124] Christodoulos Xiouris, Tailai Ye, Jagannath Jayachandran, and Fokion N. Egolfopoulos. Laminar flame speeds under engine-relevant conditions : Uncertainty quantification and minimization in spherically expanding flame experiments. *Combustion and Flame*, 163 :270–283, 2016. [36](#), [47](#), [52](#)

- [125] Shanshan Yao, Ji Zhang, and Tiegang Fang. Effect of viscosities on structure and instability of sprays from a swirl atomizer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 39 :158–166, 2012. [18](#)
- [126] Hao Yu, Wang Han, Jeffrey Santner, Xiaolong Gou, Chae Hoon Sohn, Yiguang Ju, and Zheng Chen. Radiation-induced uncertainty in laminar flame speed measured from propagating spherical flames. *Combustion and Flame*, 161(11) :2815–2824, nov 2014. [41](#)

COMPLÉMENTS ET PRÉCISIONS SUR LA MESURE DE TEMPÉRATURE MOYENNE DANS UNE TUYÈRE

Cette annexe apporte des précisions sur la méthodologie utilisée pour estimer le rendement de combustion. Ce calcul se base sur la mesure de température moyenne dans une tuyère via la mesure de perte de pression dans l'écoulement entre l'entrée et la sortie de la tuyère.

Sommaire

I	Étude paramétrique à partir de courbes d'étalonnage numériques	II
I.1	Modèle numérique simplifié pour HARTur	II
I.1.1	Modèle chambre de combustion	III
I.1.2	Modèle tuyère	IV
I.2	Dépendance à la composition des gaz dans la tuyère	V
I.2.1	Pertinence de prendre en compte la phase liquide dans la tuyère	V
I.2.2	Effet du carburant utilisé pour l'étalonnage	VII
I.3	Choix du diamètre de la tuyère	IX
I.4	Dépendance au débit injecté	X
II	Validation du protocole d'étalonnage expérimental	XI
II.1	Dépendance à la géométrie de l'écoulement	XII
II.2	Hypothèse de combustion complète	XIII
II.2.1	Tomographie laser	XIII
II.2.2	Calcul du temps de séjour	XIV
II.2.3	Prélèvement des gaz en sortie de chambre	XVI
II.3	Estimation des pertes thermiques de la chambre	XVIII
II.3.1	Transfert radiatif	XVIII
II.3.2	Convection naturelle	XIX

II.3.3	Conduction	XIX
II.3.4	Bilan	XIX
II.4	Correction de l'erreur induite par le capteur de pression différentielle	XX
II.4.1	Forme de l'équation de correction	XX
II.4.2	Estimer le coefficient d'erreur	XXI
III	Conclusion	XXIII

I Étude paramétrique à partir de courbes d'étalonnage numériques

Avant de faire un étalonnage expérimental propre au banc d'essai, les courbes d'étalonnage sont estimées numériquement. Cette étape permet d'identifier l'importance de chaque terme de l'équation 4.18 rappelée ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 T_4 &= C^2(\beta, Re_D) \cdot \varepsilon^2(\gamma, \tau, \beta) \cdot \frac{\pi^2 d^4}{16(1-\beta^4)} \cdot \frac{1}{r_4} \cdot \frac{P}{W_4^2} \cdot \Delta p \\
 &= C^2(\beta, Re_D) \cdot \varepsilon^2(\gamma, \tau, \beta) \cdot K_g^2(\beta, d) \cdot \frac{1}{r_4} \cdot \Pi
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

Après avoir présenté les méthodes de calcul des courbes d'étalonnage numériques, des variations seront appliquées aux différents paramètres de l'équation afin de comprendre au mieux leur influence et la pertinence de les inclure dans l'étalonnage expérimental. Seront considérés :

- La composition du mélange dans la tuyère, qui intervient principalement dans le terme $\frac{1}{r_4} \propto M_4$, et dans une moindre mesure dans le coefficient de détente qui dépend de γ . (section I.2)
- Le diamètre du col de la tuyère qui pilote la constante géométrique K_g , mais peut aussi modifier le coefficient d'étalonnage, fonction de β . (section I.3)
- Les débits injectés qui, à première vue, ne modifient que le terme mesuré Π , mais qui sont implicitement aussi contenus dans le coefficient de décharge C . (section I.4)

I.1 Modèle numérique simplifié pour HARTur

Le modèle utilisé pour estimer les courbes d'étalonnage est très simplifié. Il est découpé en deux étapes :

1. **Modèle chambre de combustion :** Estimer, pour un rendement de combustion optimale ou dégradé, la composition et de la température des gaz brûlés en sortie de chambre de combustion.

2. **Modèle tuyère** : Calculer la perte de pression induite par la tuyère, à partir de la densité des gaz brûlés obtenue, couplée avec un modèle pour représenter l'écoulement diphasique dans la tuyère.

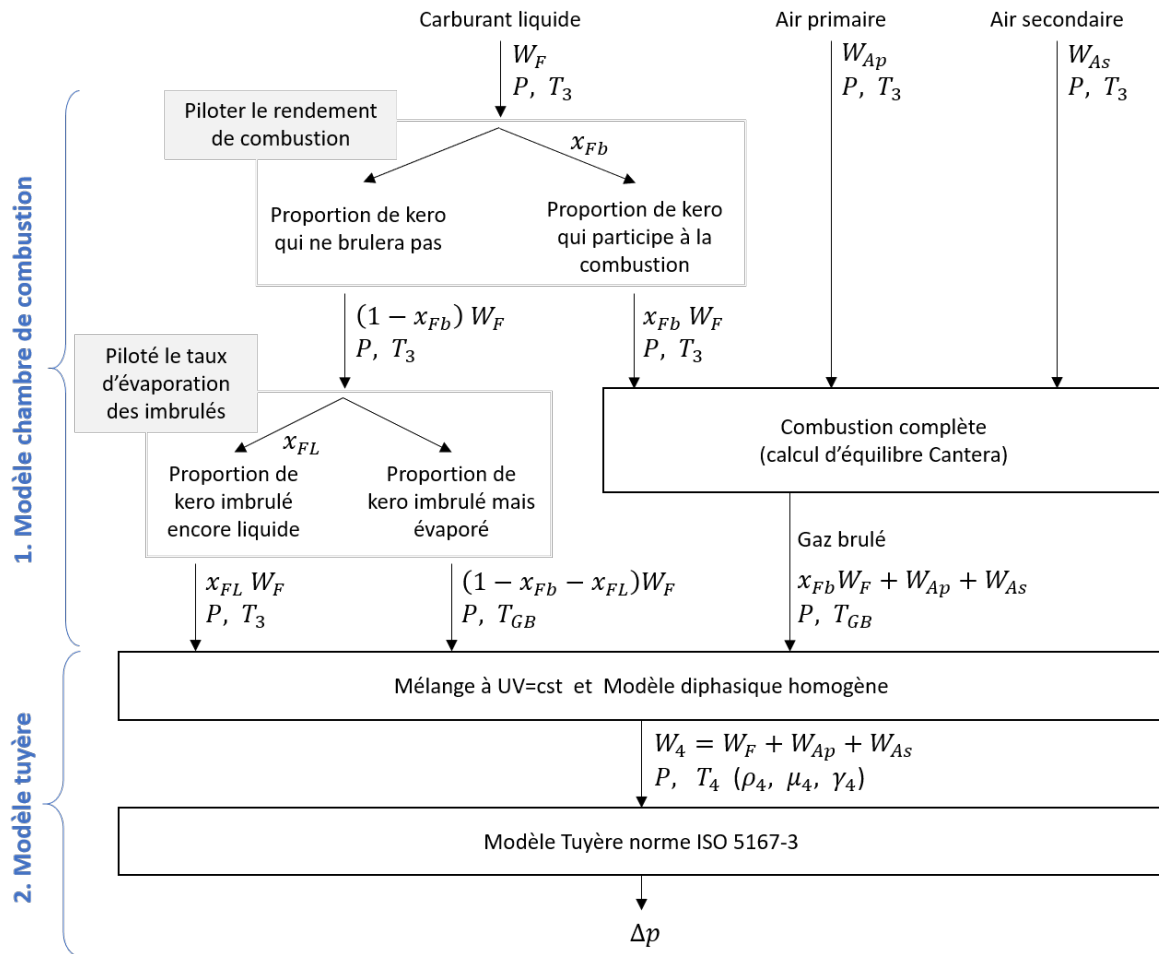


FIGURE A.1 – Modèle numérique simplifié pour estimer les courbes d'étalonnage

La [figure A.1](#) représente schématiquement la procédure utilisée pour calculer numériquement la courbe $T_4 = f(K_g^2 \Pi)$ en cas de combustion incomplète.

I.1.1 Modèle chambre de combustion

Les trois facteurs qui pilotent le rendement lors de la combustion de carburant liquide sont la vitesse d'évaporation, la vitesse de mélange et la vitesse de réaction [77]. Pour les conditions de rallumage en altitude, nous avons considéré que le facteur prédominant est la vitesse d'évaporation et que le temps de réaction est considéré négligeable devant les autres. Donc la combustion est complète, mais elle a une richesse inférieure à la richesse globale. Le rendement de combustion est donc piloté par la fraction de carburant x_{Fb} qui participe à la combustion.

Donc dans le modèle implémenté, les réactifs sont séparés en deux catégories, ceux qui vont participer à la réaction et ceux qui n'auront pas le temps de s'évaporer et de

se mélanger. Ensuite, un calcul d'équilibre à pression et enthalpie constante est effectué avec une richesse inférieure à la richesse globale dans la chambre ($\phi = x_{Fb}\phi_4$). Puis le reste du carburant est ajouté aux produits sous forme liquide ou gazeuse.

Les essais seront effectués au Jet-A1, mais dans ces calculs, le n-décane est utilisé comme substitut au kérosène.

Le mécanisme réactionnel utilisé pour la cinétique de combustion est le mécanisme Luche à 91 espèces et 991 réactions [83].

Quelques approximations sont effectuées avec le calcul d'équilibre :

- La fraction de carburant participant à la combustion possède les propriétés du n-décane tabulé dans le mécanisme Luche, c'est à dire les propriétés de décane gazeux prolongé au delà de la température de changement d'état.
- La chambre est considérée dans sa globalité. Un unique calcul est effectué où tout l'air est impliqué, sans décomposer la chambre en une zone primaire et une secondaire, pour prendre en compte la dilution.

Considérer l'injection liquide, l'évaporation et la dilution apporterait probablement de meilleurs résultats. Cependant, vue la complexité de ces ajouts, et considérant que ces calculs n'ont pas pour vocation d'être utilisés comme courbes d'étalonnage, les améliorations n'ont pas été implémentées.

I.1.2 Modèle tuyère

Dans le modèle de combustion, une partie du carburant injecté n'est pas prise en compte ($1 - x_{Fb}$). Il est réintégré au mélange avant de rentrer dans la tuyère. Il peut être ajouté liquide ou vapeur. Seuls les deux cas limites sont étudiés, c'est-à-dire tous les imbrulés en phase liquide ($x_{FL} = 1 - x_{Fb}$), ou bien en phase vapeur ($x_{FL} = 0$).

Les propriétés du mélange dans le cas gazeux, sont obtenues automatiquement avec Cantera grâce à l'objet *Quantity*. Cette classe permet entre autre de calculer l'état résultant d'un mélange de deux gaz (à volume et énergie interne constant). Pour ce cas, le kéro imbrulé est ajouté à la température des gaz brûlés.

Dans le cas diphasique, les propriétés moyennes de l'écoulement sont calculées en intégrant la fraction liquide à l'aide d'un modèle diphasique homogène. Ce modèle considère l'écoulement diphasique comme un écoulement gazeux avec des propriétés moyennes qui dépendent de la fraction de liquide x_{FL} .

Les expressions des grandeurs utilisées pour calculer Δp dans le cas $x_{FL} = 1 - x_{Fb}$ sont énumérées dans le [système A.2](#). Les propriétés du liquide sont issues des données tabulées

par NIST, elles sont écrites avec l'indices L, et calculées pour du décane à température T_3 .

$$\begin{aligned} \rho_4 &= \left(\frac{x_{FL}}{\rho_L} - \frac{x_{Fb}}{\rho_{GB}} \right)^{-1} & r_4 &= \frac{R}{M_4} & \gamma_4 &= \frac{c_{p_{GB}}}{c_{p_{GB}} - r_4} \\ M_4 &= \left(\frac{x_{FL}}{M_L} - \frac{x_{Fb}}{M_{GB}} \right)^{-1} & T_4 &= \frac{P}{\rho_4 \cdot r_4} & \mu_4 &= \mu_{GB} \end{aligned} \quad (A.2)$$

Ensuite, l'équation 4.14 est utilisée pour calculer la perte de pression. Les coefficients empiriques de décharge C et de détente ε sont calculés avec l'équation 4.15 et équation 4.13 de la norme AFNOR.

I.2 Dépendance à la composition des gaz dans la tuyère

Le premier paramètre étudié est le composition du mélange en sortie de chambre. La composition et les propriétés de l'écoulement dans la tuyère peuvent être affectées par deux facteurs :

1. **Effet de la fraction de liquide** : La combustion est incomplète, et pour les conditions les plus défavorables il est même envisagé qu'une partie du carburant soit encore sous forme liquide en sortie de chambre. Expérimentalement, connaître la composition exacte des gaz lors d'une combustion incomplète, ou encore la fraction volumique de liquide est complexe, et non envisagé pour cette thèse. La prise en compte de l'état des imbrulés (vapeur ou liquide) peut influencer sur la courbe d'étalonnage. Il est donc intéressant d'estimer l'erreur induite par l'approximation de ce paramètre.
2. **Effet du carburant** : Un carburant plus favorable que le kérosène sera utilisé pour l'étalonnage expérimental. Le carburant utilisé va forcément avoir un influence sur la composition des gaz brûlé et donc sur le terme $1/r_4$ de la courbe d'étalonnage. Un calcul numérique préalable permet d'évaluer l'impact d'un changement de carburant sur la courbe $\Delta p = f(K_g^2 \Pi)$, et donc la différence potentielle entre l'étalonnage et la mesure.

I.2.1 Pertinence de prendre en compte la phase liquide dans la tuyère

Le but de ce premier calcul est d'évaluer l'influence de la quantité de carburant encore liquide en sortie de chambre sur les propriétés moyennes du mélange dans la tuyère, et donc sur la relation $T_4 = f(\Delta p)$. Pour cela, les deux cas limites présentés dans le [Modèle numérique simplifié pour HARTur](#) sont considérés.

Les calculs issus de ces deux modèles sont effectués pour les quatre conditions thermodynamiques de la [Matrice d'essais](#), avec des débits moyennés sur les SI. Les courbes

d'étalonnage sont affichées sur la [figure A.2](#). La gamme de température représentée correspond à des calculs avec jusqu'à 50 % de la masse du carburant imbrulé ($0.5 \leq x_{Fb} \leq 1$).

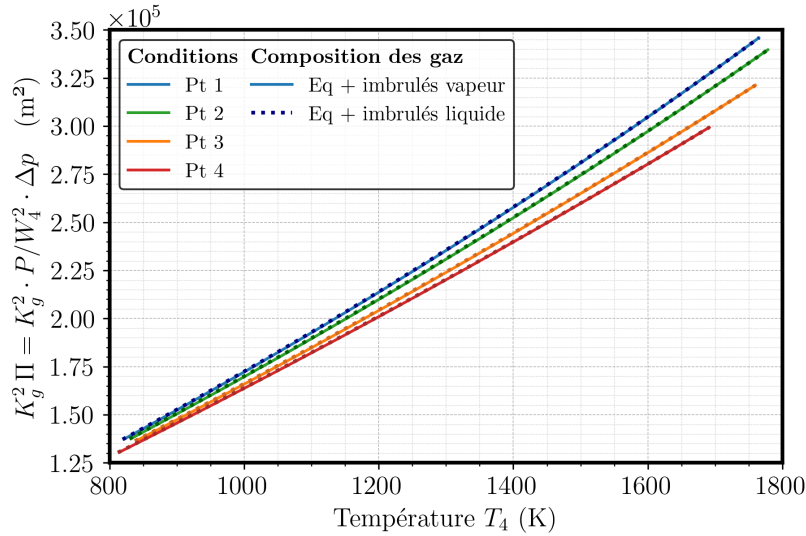


FIGURE A.2 – Courbes d'étalonnage théoriques calculées pour deux modèles de combustion incomplète : Un calcul d'équilibre avec une fraction du carburant, puis un ajout des imbrulés sous forme vapeur à T_4 (trait plein) ou liquide à T_3 (pointillés). Les couleurs représentent les conditions thermodynamiques (avec des débits moyens). Une tuyère $d = 42$ mm est utilisée.

Ces calculs mettent en évidence que la phase des imbrulés n'a pas d'impact sur la courbe d'étalonnage. En effet, l'écart maximum observé entre les deux extrêmes (imbrulé liquide à T_3 en pointillé et imbrulé vapeur à T_4 en trait plein) est inférieur 0.2 %. Ce résultat était attendu compte-tenu de la très faible fraction massique que représente les imbrulés (50 % de carburant non évaporé correspond à une fraction de liquide de 2 % dans l'écoulement).

Pour les essais expérimentaux, connaître la fraction de liquide n'apporterait pas plus d'information. D'autres sources d'erreurs seront probablement plus importante que l'effet de la présence de gouttes. Par exemple considérer des produits de combustion intermédiaires (ce qui n'est pas fait dans le modèle de combustion utilisé) à plus d'effet qu'une faible fraction de liquide.

Modèle de combustion incomplète alternatif : Le [Modèle chambre de combustion](#) utilise le temps d'évaporation et de mélange comme critère limitant le rendement.

La [figure A.3](#) montre les écarts obtenus sur la courbe d'étalonnage entre ce modèle ($T_4 = f(K_g^2 \Pi_L)$ et $T_4 = f(K_g^2 \Pi_V)$) et un modèle alternatif où le critère limitant serait la vitesse de la chimie ($T_4 = f(K_g^2 \Pi_{Pi})$). Considérer des produits de combustion intermédiaires donne une courbe d'étalonnage légèrement différente. Expérimentalement le rendement sera piloté par un critère unique, et le modèle utilisé dans cette annexe sert uniquement à mener une étude paramétrique pour préparer les essais expérimentaux. Pour les calculs suivants, le modèle présenté [section I.1.1](#) continuera donc d'être utilisé, en considérant les imbrulés uniquement sous forme vapeur ($x_{FL} = 0$).

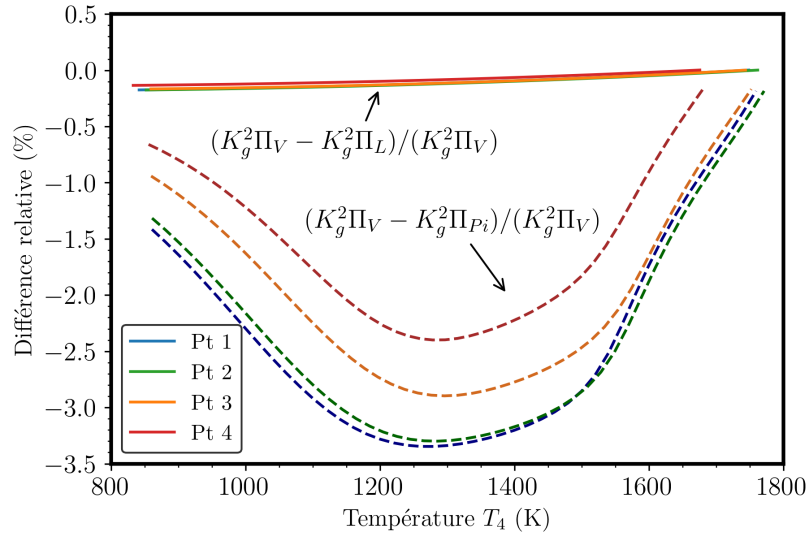


FIGURE A.3 – Différences relative entre les courbes d'étalonnage théoriques calculées pour trois facteurs de combustion incomplète. La référence correspond à un calcul d'équilibre avec une fraction du carburant, puis un ajout des imbrulés sous forme vapeur à T_4 . Elle est comparée avec un calcul d'équilibre avec une fraction du carburant, puis un ajout des imbrulés sous forme liquide à T_3 (trait plein), et avec différents points d'un calcul de flamme 1D plan pour représenter l'avancement de la réaction chimique (pointillés). Les couleurs représentent les conditions thermodynamiques (avec des débits moyens). Une tuyère $d = 42$ mm est utilisée.

I.2.2 Effet du carburant utilisé pour l'étalonnage

Le paragraphe précédent a permis de montrer que la composition et l'état des imbrulés peut influencer légèrement sur la courbe d'étalonnage. Il est aussi intéressant de regarder l'influence de la composition des gaz brulés, dépendant du carburant brulé.

En effet, l'objectif de l'étalonnage expérimental est de construire des courbes grâce à des essais où la température moyenne de l'écoulement dans la tuyère et la perte de pression à ses bornes sont connues simultanément. Pour cela, le banc est utilisé avec un carburant différent du kérosène afin d'assurer une combustion complète, et donc de connaître la température en sortie de chambre.

Deux carburants sont alors proposés pour l'étalonnage : du méthane ou du n-heptane. Les deux comportent des avantages et des inconvénients :

Le méthane est gazeux et léger, par conséquent, il permet d'assurer une combustion complète dans la chambre et donc une bonne estimation de la température des gaz en sortie de chambre par la température adiabatique de combustion (sous réserve que les pertes thermiques de la chambre soient négligeables : voir [section I.1.2](#))

Le n-heptane quand à lui est injecté liquide à température ambiante, avec les mêmes SI que les essais, ce qui permet d'être plus proche de la géométrie d'écoulement au kérosène. Bien que beaucoup plus volatile que le kérosène, la validité de l'hypothèse de combustion complète pendant l'étalonnage est moins évidente qu'avec le méthane.

Avant de faire un choix, il est intéressant de regarder la sensibilité de la courbe d'éta-

lonnage au carburant, notamment avec le terme $1/r_4$.

Les calculs de courbes d'étalonnage théoriques sont calculées pour les 3 carburants. Pour le kérosène, un calcul d'équilibre est réalisé avec une fraction du carburant ($0.5 \leq x_{Fb} \leq 1$), puis les imbrulés sont ajoutés en phase vapeur. Pour les deux carburants d'étalonnage, la température n'est pas pilotée par un rendement de combustion, mais la richesse injectée. Le débit total injecté reste constant pour les trois carburants (valeur moyenne par rapport aux différents SI de la [Matrice d'essais](#)). Les mécanismes réactionnels utilisés pour les carburants d'étalonnage sont :

- n-décane (substitu du **kérosène**) : Luche avec 91 espèces et 991 réactions [83]
- **n-heptane** : PRF Polimi avec 156 espèces et 3465 réactions [103]
- **méthane** : GRI 3.0 avec 53 espèces et 325 réactions [108]

Les résultats sont reportés sur la [figure A.4](#). Seules les conditions limites (point 1 et 4) sont représentées pour plus de lisibilité de la figure. L'allure des courbes avec les deux autres conditions sont similaires.

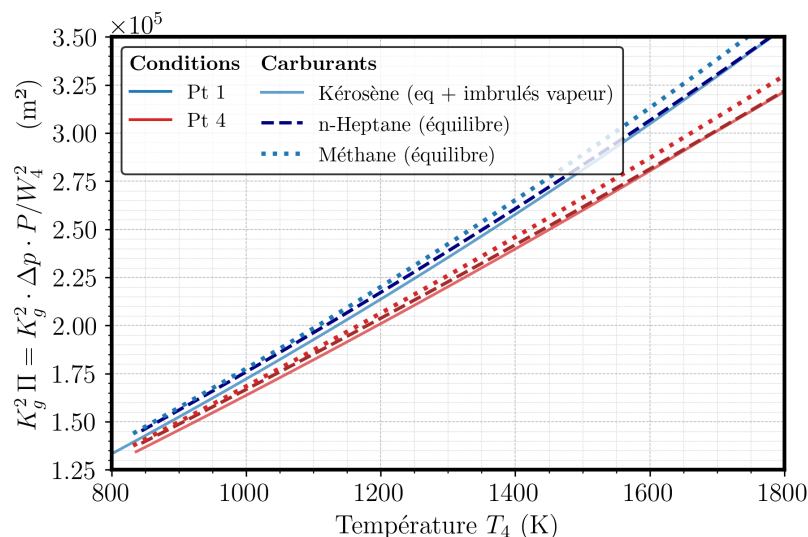


FIGURE A.4 – Courbes d'étalonnage théoriques calculées pour différents carburants : n-décane combustion incomplète (trait plein), n-heptane combustion complète (tirets) et méthane combustion complète (pointillés). Les couleurs représentent les conditions thermodynamiques (avec des débits moyens). Une tuyère $d = 42$ mm est utilisée.

L'écart entre la courbe d'étalonnage au méthane et celle du kérosène est plus ou moins constant avec une erreur légèrement inférieure à 3%. Cette différence est principalement due à la différence de masse molaire entre les produits de combustion du méthane et ceux du décane.

A l'inverse, la masse molaire des produits de combustion du n-heptane et du décane sont très proches ($< 0.15\%$). Pourtant à faible température, un écart de l'ordre de 2.5% est observé entre les deux courbes d'étalonnage. Cette différence s'explique par la méthode de construction de ces courbes. Pour la courbe de n-heptane, qui représente l'étalonnage

et correspond à chaque point à une combustion complète (température pilotée par la richesse), les gaz dans la tuyère ne sont que des produits de combustion. A l'inverse, pour le kérosène, qui représente les mesures et correspond à chaque point à une combustion incomplète (la température est pilotée par la fraction d'imbrulé), les gaz dans la tuyère sont composés de produits de combustion et d'une fraction de décane. Or la masse molaire du décane ($M_{C_{10}H_{22}} \approx 142\text{g/mol}$) est beaucoup plus grande que celle des produits de combustion ($M_4 \leq 29\text{g/mol}$). Donc, plus le rendement de combustion diminue, plus la fraction de kérosène imbrulé augmente, et plus la masse molaire des gaz dans la tuyère augmente et s'éloigne de celle d'une combustion complète lors de l'étalonnage. Donc, pour une même température proche de la température à l'équilibre, la mesure et l'étalonnage sont superposés. En revanche pour des températures plus faibles, un même Δp correspondra lors de la mesure à une température plus élevée que lors de l'étalonnage.

En conclusion, un étalonnage au méthane induit une erreur systématique d'environ 3 %, alors qu'un étalonnage de n-heptane est très précis lorsque le rendement de combustion est proche de 1, puis l'erreur induite par la présence d'imbrulé augmente à mesure que le rendement diminue pour atteindre environ 2.5 % à un rendement proche de 0.4. Ces conclusions ne sont pas suffisantes pour choisir le carburant le plus favorable pour l'étalonnage. Les essais de validation du protocole d'étalonnage montreront qu'il est préférable d'utiliser le n-heptane (voir [section II.1](#)).

I.3 Choix du diamètre de la tuyère

Un autre terme qui peut être modifié dans l'équation d'étalonnage ([équation A.1](#)) est le paramètre géométrique. En effet, le diamètre du col de la tuyère est choisi en amont des essais, et la tuyère est dessinée (selon la norme) et usinée pour avoir la meilleure sensibilité de mesure.

La [figure A.5](#) montre les courbes d'étalonnages pour les quatre points de fonctionnement, calculées avec une tuyère de 33 mm et une de 42 mm de diamètre au col. Sur l'image de droite qui représente les courbes d'étalonnage selon la forme introduite précédemment, il n'y a pas de différences marquées entre les deux modèles de tuyère. Seule une dépendance un peu plus grande aux conditions thermodynamiques est observée avec la plus petite tuyère. Cependant, il y a une différence notable qui apparaît en traçant la relation directe entre température et perte de pression (figure de gauche).

Diminuer le diamètre de la tuyère implique d'une part une augmentation globale de la perte de pression, et d'autre part une augmentation de la pente. Il est donc avantageux d'avoir un petit diamètre pour avoir une bonne sensibilité de mesure. Par exemple, pour le point 1, un col de 33 mm, offre en théorie une sensibilité de 0.25 K/Pa alors qu'avec un diamètre de 42 mm, la sensibilité devient de l'ordre de 0.7 K/Pa. Cependant, pour les points 1 et 2, la tuyère de 33 mm ne peut pas être utilisée puisque le

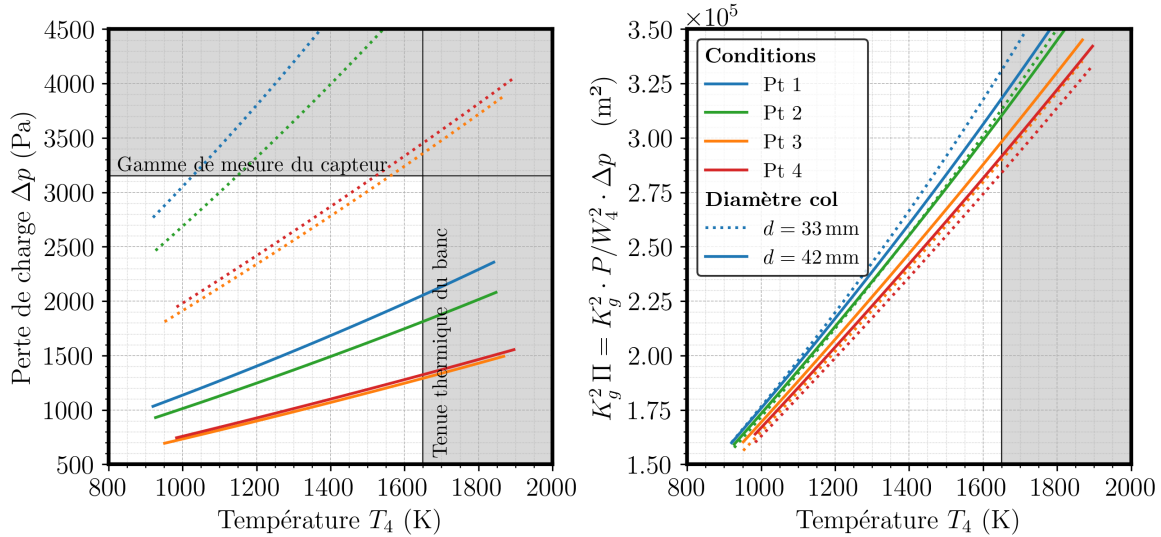


FIGURE A.5 – Courbes d’étalonnage théoriques calculées pour différentes tailles de tuyère : $d = 42$ mm (trait plein) et $d = 33$ mm (pointillés). Les couleurs représentent les conditions thermodynamiques (avec des débits moyens). La figure de gauche montre la relation directe entre la perte de pression mesuré et la température, celle de droite représente les courbes d’étalonnage telles qu’utilisées.

capteur de pression différentielle est limité à 3000 Pa. Il est donc nécessaire d’avoir une tuyère avec un plus gros diamètre.

La tuyère de diamètre $d = 42$ mm n’est pas optimale pour les points 1 et 2, mais elle a été fabriquée avant que la matrice d’essai définitive soit fournie. Elle a été dimensionnée pour un débit global d’environ 30 g/s qui a été réduit au environ de 24 g/s par la suite. Dans ces nouvelles conditions, une tuyère de 38 mm au col aurait été optimale, mais compte-tenu des délais de fabrication d’une nouvelle tuyère, les essais ont été effectués avec celle de 42 mm.

En conclusion, une tuyère de diamètre au col $d = 33$ mm est utilisée pour les conditions points 3 et 4, alors qu’une tuyère $d = 42$ mm est utilisée pour les points 1 et 2.

I.4 Dépendance au débit injecté

Le dernier paramètre intéressant à regarder est le débit injecté. En effet, si le débit a un effet négligeable sur les coefficients d’étalonnages alors il ne sera pas forcément nécessaire de faire un étalonnage par point de fonctionnement ($5 \text{ SI} \times 4 \text{ pt}$). Pour les points 1 à 3, les débits totaux injectés varient au maximum de 3 g/s entre les SI. Les débits du point 4 sont plus proches entre les SI (1.5 g/s de différence max)

La figure A.6 regroupe sur le graphe de droite les courbes d’étalonnage théoriques de chaque condition de la matrice. La figure de gauche représente les deux coefficients d’étalonnage calculés selon les formules empiriques de la norme (équation 4.15 et équation 4.13). Cette figure montre que les deux coefficients sont dépendants des conditions

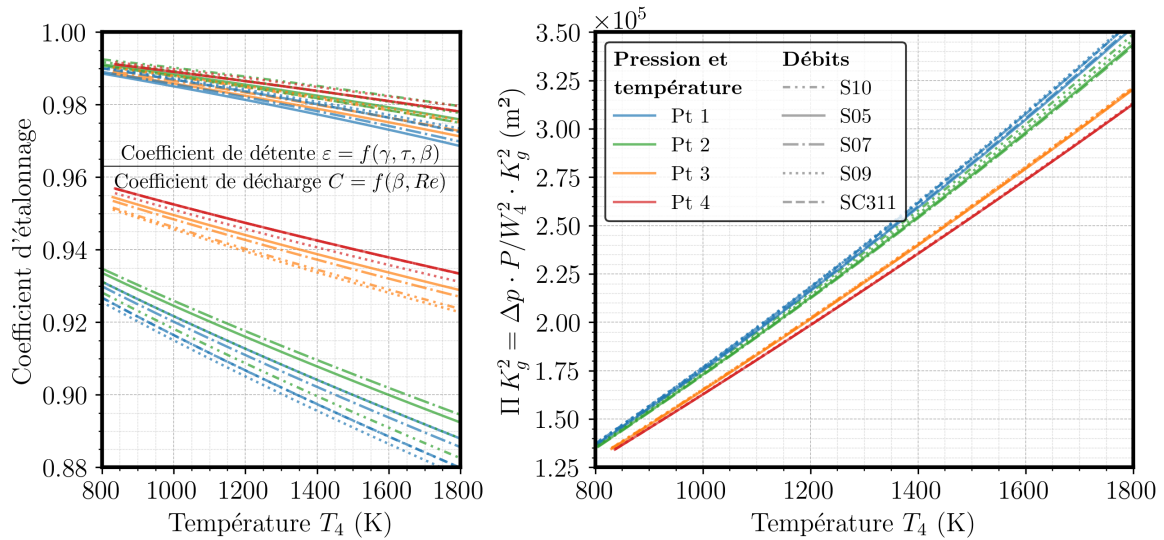


FIGURE A.6 – Coefficients d'étalonnage C et ε (à gauche) et courbes d'étalonnage (à droite) calculés théoriquement pour chacune des conditions de la [Matrice d'essais](#). La couleur représente les conditions de pression et de température (et le diamètre de la tuyère : $d = 33$ mm pour les pts 3 et 4 et $d = 42$ mm pour les pts 1 et 2). Le type de ligne correspond aux débits associés à chaque SI.

de pression, température et débit, et que le coefficient de décharge est aussi fortement dépendant du diamètre du col. Rapportés à la courbe d'étalonnage, ces écarts sont assez minimes : inférieur à 0.5% avec la petite tuyère et entre 0.9% et 1.3% avec la grande. Ces variations sont inférieures à celle dues aux processus d'étalonnage identifiées précédemment (voir [Effet du carburant utilisé pour l'étalonnage](#)).

Il ne semble donc pas forcément nécessaire, à première vue, de faire pour chaque condition thermodynamique, un étalonnage par système d'injection. Cependant, la géométrie de l'écoulement, induite entre autre par la géométrie du système d'injection n'apparaît pas du tout dans l'équation utilisée pour cette étude numérique. Celle-ci est associée à plusieurs hypothèses assez inexacts expérimentalement. Il est donc préférable de vérifier sur le banc d'essai que le système d'injection n'influe pas sur la courbe d'étalonnage.

II Validation du protocole d'étalonnage expérimental

La première partie de cette annexe a présenté une étude paramétriques sur l'équation théorique d'étalonnage ([équation A.1](#)). Elle a permis de déterminer la dimension du col de la tuyère à utiliser, mais ne donne pas de stratégie claire pour les choix du carburant d'étalonnage. Elle semble montrer que seules quatre courbes d'étalonnages suffisent (une par conditions thermodynamique), cependant, les calculs ont été effectués sous couvert d'hypothèses en inadéquation avec les conditions expérimentales, il faut donc effectuer des essais préliminaires pour confirmer les résultats de l'étude numérique.

Cette seconde partie commence par une présentation d'un essai préliminaire qui permet de fixer les derniers paramètres de l'étalonnage (choix du fuel et nombre de courbes d'étalonnage nécessaire).

Ensuite, une section regroupe les moyens mis en œuvre pour valider l'hypothèse de combustion complète posée lors de l'étalonnage.

La troisième section détail le calcul des pertes thermiques de la chambre de combustion, pour valider l'utilisation de T_4^{ad} à la place de T_4 et inversement.

Enfin, est présentée la méthodologie mise en place pour trouver une fonction corrective des mesures de rendement suite à une erreur capteur qui n'a été notifiée qu'après l'ensemble des campagnes de mesure.

II.1 Dépendance à la géométrie de l'écoulement

Parmi les hypothèses permettant d'établir l'équation A.1, figure le caractère irrotationnel de l'écoulement alors que l'écoulement est swirlé. Il faut alors évaluer quel est l'effet du nombre de swirl, et plus généralement de la géométrie de l'écoulement en amont de la tuyère, sur les pertes de pression mesurées.

Si la géométrie de l'écoulement à un impact négligeable sur la valeur de Δp , alors l'étalonnage ne dépend que du gaz dans la tuyère, et pas de ce qui se passe dans la chambre. Alors :

- Il n'y a pas besoin d'utiliser un carburant liquide pour se rapprocher des conditions de mesure au kérosène. L'étalonnage peut être effectué au méthane, ce qui rend plus évidente l'hypothèse de combustion complète. Il suffira de corriger l'erreur constante due à la composition des gaz brûlés.
- Seul une courbe d'étalonnage par condition thermodynamique est nécessaire, soit 4, à la place de 18 si il en faut une par SI et par condition.

L'objectif de cette section est donc de changer le nombre de swirl en entrée de tuyère, sans changer les autres paramètres (pression, débit total, température de fin de combustion). Ces essais ont été réalisés avant de recevoir les SI à étudier. Donc, pour changer la géométrie de l'écoulement dans la chambre, c'est le ratio air primaire (injecté avec un certain swirl via le SI) / air de dilution (injecté à haute vitesse par 4 trous $\varnothing 6$ mm positionnés dans les angles de la chambre à 3 cm du fond de chambre¹) qui est modifié. Les essais ont été effectués avec des mélanges méthane / air. Comme le montre la figure A.7, ils ont mis en évidence une dépendance entre la perte de pression et la géométrie de l'écoulement.

La figure A.7 semble indiquer une dépendance non négligeable entre la géométrie de l'écoulement et la perte de pression mesurée pour une même richesse injectée. En conclusion, puisque la perte de pression est influencée par la géométrie de l'écoulement,

1. Ce n'est pas les trous indiqués sur les plans de la chambre dans le chapitre 3, car les trous de dilution ont été déplacés.

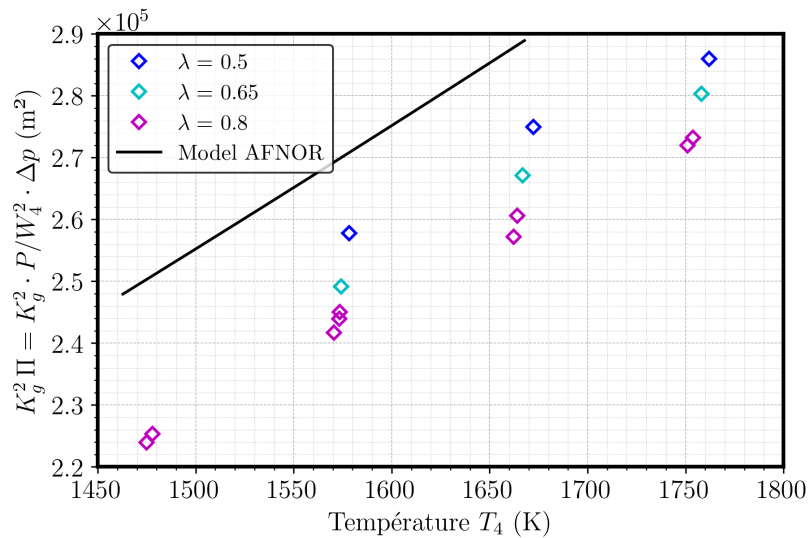


FIGURE A.7 – Illustration de la dépendance entre la géométrie de l'écoulement et la mesure de perte de pression : Points d'étalonnage expérimentaux ($K_g^2 \Pi$ mesuré en fonction de la température adiabatique de flamme calculé) pour une combustion méthane air. La couleur des symboles correspond à la géométrie de l'écoulement via le paramètre $\lambda = W_{Ap} / (W_{Ap} + W_{As})$.

il est préférable de faire l'étalonnage dans les conditions les plus proches de celles des mesures. Les courbes d'étalonnage seront donc déterminées indépendamment pour chaque injecteur, puisqu'il n'induisent pas tous le même écoulement. De plus, il est préférable de réaliser l'étalonnage avec du n-heptane, qui sera injecté comme le kérosène, qu'avec du méthane qui s'éloignerait plus de la configuration de mesure.

II.2 Hypothèse de combustion complète

L'étalonnage se base sur la mesure d'une perte de pression que l'on associe à une valeur de densité ou de température déterminée par un calcul d'équilibre à partir des conditions d'entrée. Avant d'utiliser les valeurs à l'équilibre, il est important de vérifier que celui-ci est bien atteint.

II.2.1 Tomographie laser

Comme l'étalonnage est effectué au n-heptane, la première vérification à effectuer est tout d'abord de s'assurer que le carburant est bien entièrement évaporé. Effectivement, cela ne permet pas de valider l'hypothèse de combustion complète, mais peut l'invalider s'il y a encore du carburant liquide en sortie de chambre.

Une mesure par tomographie laser permet la visualisation des gouttes sur un plan grâce à la diffusion de Mie.

La [figure A.8](#) présente une image instantanée de tomographie laser. Ces mesures ont été effectuées pour chacune des richesses composant les 4 courbes d'étalonnage pour les

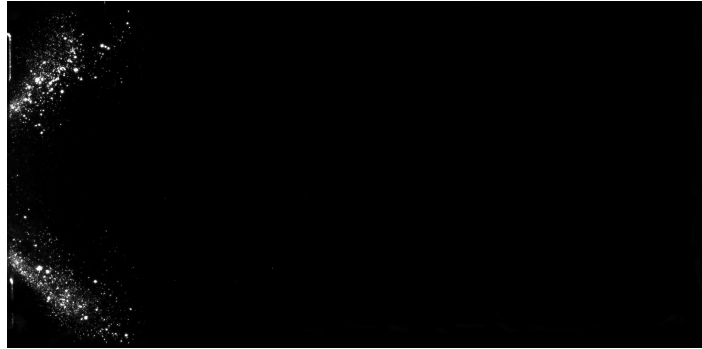


FIGURE A.8 – Image instantanée de tomographie laser enregistré durant l'étalonnage du point 4 du SI-S10, sur le plateau richesse 0.6.

SI-S10 et S05. Elles sont prise à 10 Hz pendant 50 s.

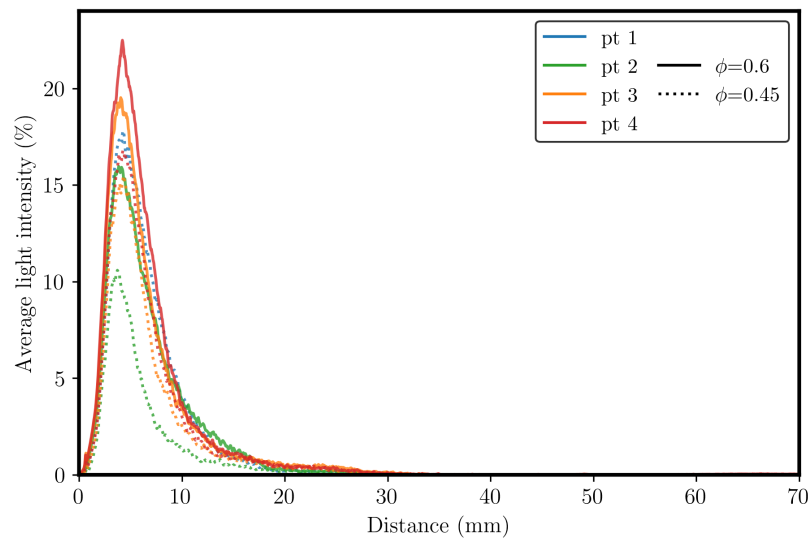


FIGURE A.9 – Éclairement moyen obtenu par tomographie laser enregistré durant l'étalonnage du SI-S10 pour les 4 points, sur le plateau richesse 0.6 et 0.45

La [figure A.9](#) présente un récapitulatif de ces mesures pour le SI-S10. Pour les deux richesses extrêmes de chaque courbe d'étalonnage, l'éclairement moyen est représenté en fonction de la distance à l'injecteur. La moyenne effectuée est spatiale (sur chaque rangée verticale de pixels) et temporelle (sur toutes les images enregistrées). Ces résultats semblent montrer que, avec le n-heptane à température ambiante utilisé pour l'étalonnage, quelle que soit la pression dans la chambre et la richesse injectée, la totalité des gouttes semblent évaporées dans les 3 premiers centimètres de la chambre. Cependant, une réserve est émise car le spray semble continuer en dehors du champ de vision de la caméra.

II.2.2 Calcul du temps de séjour

Les mesures par tomographie laser n'ont pas invalidé l'hypothèse de combustion complète, mais ne sont pas suffisantes pour la valider. Puisqu'il n'y a pas de moyens expéri-

mentaux simples pour vérifier cette hypothèse, en particulier pour les points sub-atmosphériques qui ne permettent pas le prélèvement, une estimation de l'avancement de la réaction par rapport au temps de séjour dans la chambre est effectué.

Le solver *réacteur à pression constante* de Cantera permet de calculer l'évolution temporelle de la réaction. Celle-ci est représentée en terme de température et dégagement de chaleur sur la [figure A.10](#). Ce calcul est très simplifié, car il ne prend en compte ni les temps d'évaporation, ni la combustion en deux étapes (riche puis diluée), ni les zones de recirculation (qui peuvent induire des temps de séjours inhomogènes des gaz).

Ensuite, le temps de séjour expérimental est calculé à partir du volume de la chambre, des débits injectés et des masses volumiques moyennes des gaz (d'après le calcul Cantera). Ce temps de séjour est reporté à l'aide de la droite verticale noire.

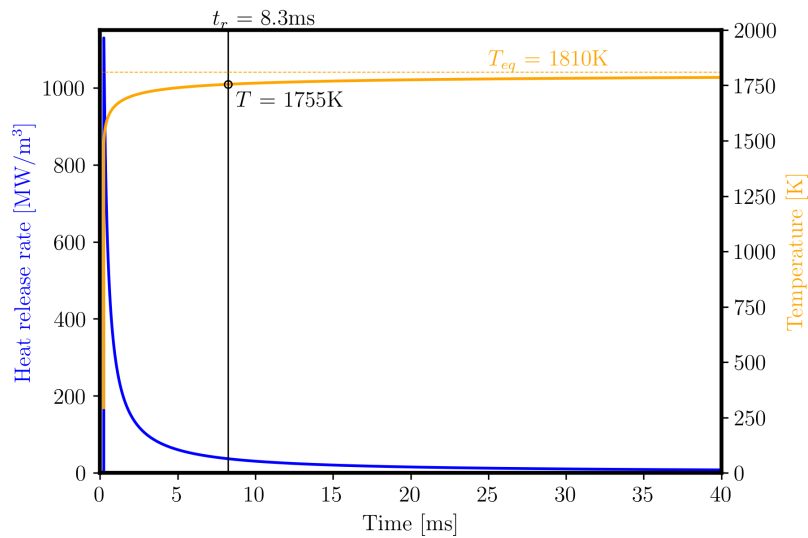


FIGURE A.10 – Estimation de l'évolution temporelle de la réaction durant l'étalonnage du point 3 du SI-S10, pour le débit de fuel de la matrice. L'évolution du taux de dégagement de chaleur est représenté en bleu, et celui de la température en orange.

Ce calcul est effectué pour chaque condition de pression et débit, sur la gamme de richesse de l'étalonnage. Les résultats obtenus (avec les débits du SI-S10) sont récapitulés sur la [figure A.11](#). Pour chaque point calculé, la différence entre la température à l'équilibre est celle après un temps de séjour approximant celui dans HARTur est reportée en fonction de la richesse. L'abscisse supérieure indique les températures à l'équilibre correspondant aux richesses de l'abscisse principale.

Considérer la combustion complète pendant l'étalonnage risque donc de surestimer la température de 30 à 60°C pour les points 3 et 4, et de 60 à 130°C pour les points 1 et 2; soit 2 à 4% d'erreur sur le rendement pour les points proches ambiants et 5 à 8% pour les points BP/BT.

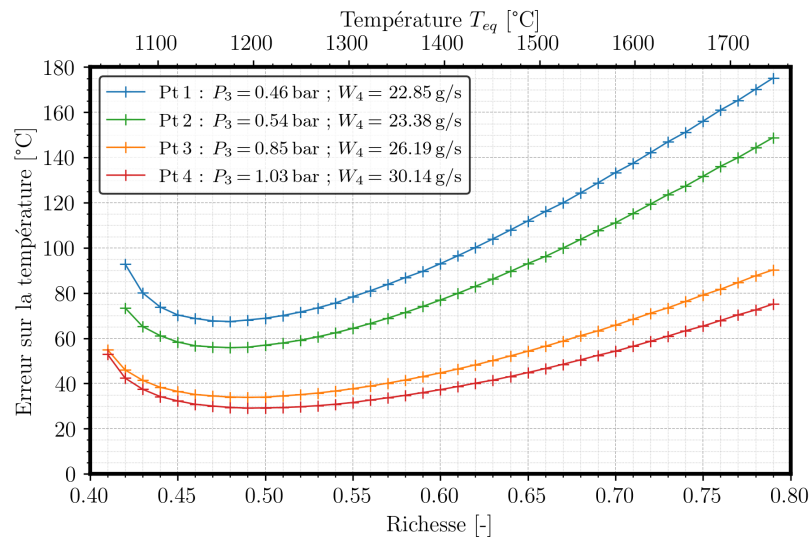


FIGURE A.11 – Estimation de l’erreur sur la température pendant l’étalonnage ($T_{eq} - T_4$) induite par le temps de séjour dans la chambre de combustion. Calcul effectué avec les débit et pression des 4 points du SI-S10, sur la gamme de richesse utilisée pendant l’étalonnage.

II.2.3 Prélèvement des gaz en sortie de chambre

Le temps de séjour présumé a permis d’estimer l’erreur systématique induite par l’hypothèse de combustion complète pendant l’étalonnage. Cette approche peut être, pour les conditions à pression ambiante, complétée par un moyen de mesurer l’avancement de la réaction. En effet, pour s’assurer que la combustion soit complète, il faut vérifier si l’équilibre chimique est atteint. Pour cela, du gaz a été prélevé juste en sortie de tuyère et analysé. L’objectif est de mesurer la quantité de CO encore présent en sortie de chambre de combustion. Le CO est une espèce intermédiaire qui est oxydé en fin de combustion, c’est donc un bon indicatif pour évaluer si l’équilibre est atteint.

Ce prélèvement a été effectué pour les différentes richesses de la courbe d’étalonnage du point 4 (P_{atm}). Pour les points 1 à 3 (inférieur à P_{atm}), il n’est pas possible de faire de prélèvement.

Pour obtenir une relation entre la température dans la tuyère et la quantité de CO dans le prélèvement, un calcul de flamme 1D plan est effectué avec Cantera. Et pour chaque point de l’espace, la température et la concentration de CO sont reportées sur la [figure A.12](#) (les lignes continues)². La concentration de CO est convertie en ppm d’air sec à partir des fractions massiques de CO et de H₂O, car c’est dans cette unité que sont fournis les résultats de l’analyseur. Cette opération est répétée pour chaque richesse. Ensuite, les concentrations obtenues par prélèvement sont superposées sur les courbes (symboles).

La [figure A.13](#) zoome sur les valeurs mesurées, l’abscisse est alors indiquée en terme d’écart entre la température à l’équilibre et celle correspondant à une concentration de

2. les résultats obtenues ne sont pas forcément exacts car le mécanisme réactionnel n’est pas validé pour la concentration de CO à des richesses aussi faibles.

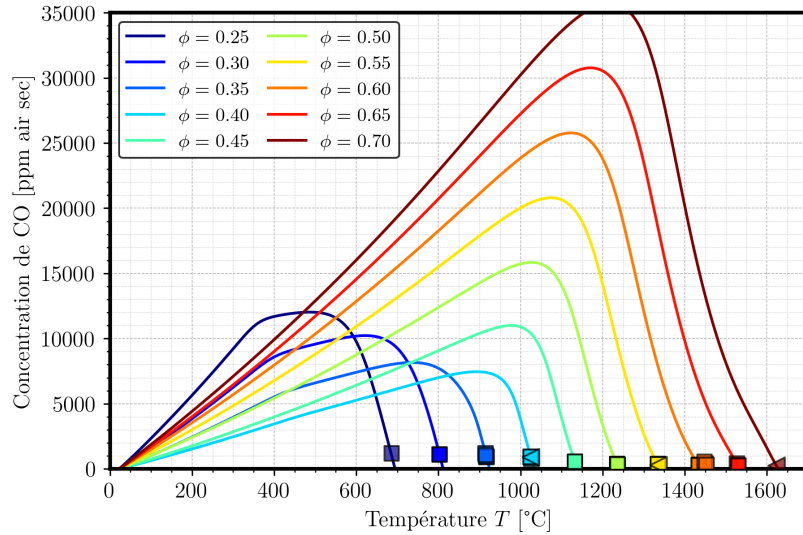


FIGURE A.12 – Estimation de l'évolution de la quantité de CO en fonction de la température durant l'étalonnage. Les lignes continues représentent la relation $x_{CO} = f(T)$ issue d'un calcul Cantera de flamme 1D n-heptane air à différentes richesses. Les symboles sont placés en fonction des concentrations de CO mesurées en sortie de tuyère lors de l'étalonnage du point 4 du SI-S10 (carré) et SI-S05 (triangle).

CO donnée.

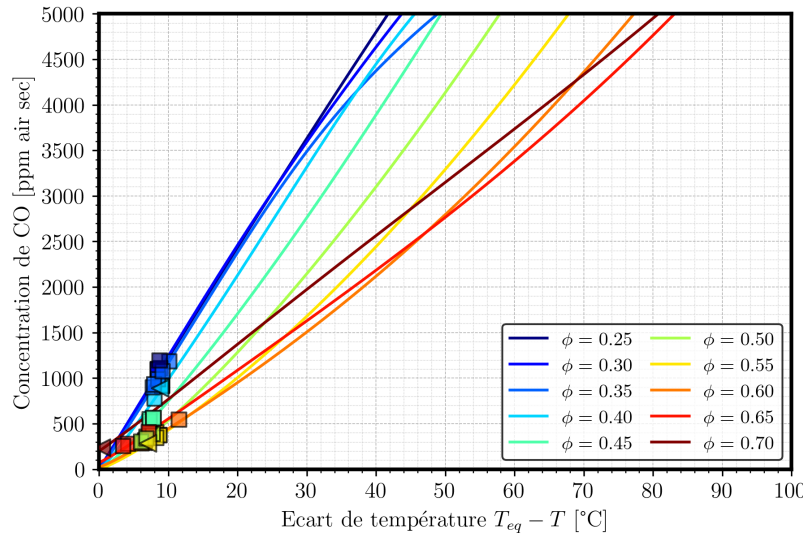


FIGURE A.13 – Estimation, avec la concentration en CO dans les gaz brûlés, de l'erreur sur la température pendant l'étalonnage ($T_{eq} - T_4$). Les lignes continues représente la relation $x_{CO} = f(T_{eq} - T)$ issue d'un calcul Cantera de flamme 1D n-heptane air à différentes richesses. Les symboles sont placés en fonction des concentrations de CO mesurées en sortie de tuyère lors de l'étalonnage du point 4 du SI-S10 (carré) et SI-S05 (triangle).

Les résultats montrent que, quelle que soit la richesse, considérer la combustion complète pendant l'étalonnage mène à surestimer la température d'environ 10°C pour le point 4. Cette valeur est inférieure à celle obtenue avec le calcul précédent sur les temps de séjour. Cette différence provient probablement de toutes les hypothèses utilisées lors des calculs Cantera. Les calculs sont très simplifiés et assez éloignés de la réalité de la chambre

HARTur. Cependant, il est quand même possible de conclure qu'utiliser la température à l'équilibre comme estimation de T_4 lors de l'étalonnage est correct. Il y aura une erreur inférieure à 5 % sur le rendement pour les points 3 et 4 et peut être un peu plus élevé pour les points basse pression.

II.3 Estimation des pertes thermiques de la chambre

Dans toute l'étude les pertes thermiques sont considérées négligeables. Cette section détail comment celle ci sont calculées.

Un bilan thermique simplifié est effectué sur l'enceinte extérieure de la chambre. En effet il n'est pas nécessaire de regarder ce qui se passe au niveau de la double paroi et de la paroi de la chambre de combustion, puisque l'air qui circule dans la double paroi est l'air de dilution qui est ensuite injecté dans la chambre. Par conséquent, la majorité de la chaleur s'échappant de la chambre est captée par l'air de dilution, et donc réinjectée. Cependant, il y a quand même quelques pertes résiduelles. La [figure A.14](#) schématise structure de la double paroi de la chambre de combustion et les flux de chaleur perdue.

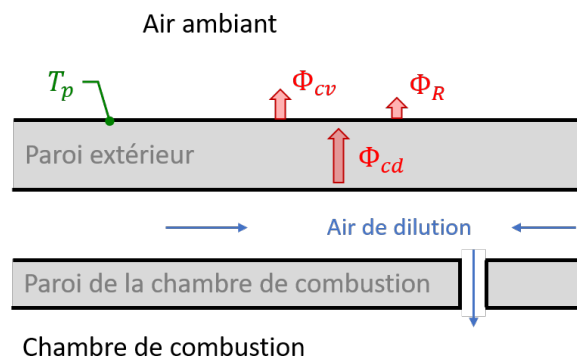


FIGURE A.14 – Représentation schématique des parois de la chambre de combustion et des pertes thermiques.

Pour effectuer le bilan, il faut connaître la température T_p . Elle est mesurée par un thermocouple de paroi plaqué sur la surface externe de l'enceinte extérieure. La température mesurée par celui-ci n'excède jamais les 200 °C.

II.3.1 Transfert radiatif

Les surfaces rayonnantes sont approximées par 208 cm² de hublot avec une émissivité estimée à 0.93 et 808 cm² de parois en aluminium avec une émissivité estimée à 0.15.

L'estimation des pertes est faite en considérant la surface extérieure à 200°C.

$$\begin{aligned}
 \Phi_R &= \varepsilon S \sigma T_p^4 \\
 &= (\varepsilon_{verre} S_{hublots} + \varepsilon_{alu} S_{alu}) \sigma T_p^4 \\
 &\simeq (0.93 \times 0.0208 + 0.15 \times 0.0808) \times 8.67 \cdot 10^{-8} \times 473^4 \\
 &\simeq 89.3 \text{ W}
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

II.3.2 Convection naturelle

La convection naturel est approximées en considérant la paroi extérieure comme 4 surfaces planes de 254 cm², et en considérant la surface des parois à 200°C, et l'air à 10°C.

Une relation simplifiée est utilisée pour calculer le coefficient de convection pour de l'air à pression atmosphérique

$$h = x \left(\frac{T_p - T_\infty}{L} \right)^{1/4} \tag{A.4}$$

avec x une variable qui dépend de la configuration et L une longueur caractéristique. Le x vaut 1.42 pour les parois verticales, 1.32 pour la paroi supérieure et 0.59 pour la paroi inférieure [64]. La longueur caractéristique est approximée par la racine de la surface.

$$\begin{aligned}
 \Phi_{cv} &= hS (T_p - T_\infty) \\
 &= (2h_{coté} + h_{haut} + h_{bas}) S_{plan} (T_p - T_\infty) \\
 &\simeq (2 \times 1.42 + 1.32 + 0.45) \times \left(\frac{200 - 10}{\sqrt{0.0254}} \right)^{1/4} \times 0.0254 \times (200 - 10) \\
 &\simeq 130.7 \text{ W}
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

II.3.3 Conduction

Si de la température extérieure de la parois externe reste constante, alors le le flux perdu par conduction dans la paroi extérieure est égale à la somme des flux radiatif et de convection naturelle. Donc en régime stationnaire :

$$\Phi_{cd} = \Phi_R + \Phi_{cv} \tag{A.6}$$

II.3.4 Bilan

Finalement, la flux total perdu par l'installation est la somme de ce qui est perdu dans la paroi et dans l'air. En régime stationnaire, le flux de chaleur perdu à travers les parois

est donc estimé à :

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{perte}} &= \Phi_{cd} + \Phi_R + \Phi_{cv} \\ &= 2(\Phi_R + \Phi_{cv}) \\ &\simeq 440 \text{ W}\end{aligned}\tag{A.7}$$

En comparaison, la flamme à une puissance comprise entre 40 et 50 kW.

$$\begin{aligned}P_{\text{flamme}} &= \text{PCI} \cdot W_F \\ 43 \times 0.9 &\leq P_{\text{flamme}} \leq 43 \times 1.2 \\ 38.7 &\leq P_{\text{flamme}} \leq 51.6 \text{ kW}\end{aligned}\tag{A.8}$$

En conclusion, environ 1 % de la puissance de la flamme est dissipée à travers les parois.

II.4 Correction de l'erreur induite par le capteur de pression différentielle

Le capteur de pression différentielle induit un offset aléatoire sur les mesures. Cette erreur n'a été repérée qu'après les campagnes de mesure de rendement. Les enregistrements commençant après l'allumage de la chambre de combustion, il n'est pas possible de connaître la valeur de l'offset. L'objectif de ce paragraphe est de définir une fonction pour corriger les mesures sans connaître l'offset qui fausse à la fois l'étalonnage et la mesure, en sachant que cet offset n'était pas le même d'un essai à l'autre.

II.4.1 Forme de l'équation de correction

Étalonnage

Pendant l'étalonnage, la valeur de perte de pression de l'écoulement mesuré Δp_E correspond à la somme de la valeurs de perte de pression de l'écoulement réel Δp et de l'offset. Par commodité d'écriture, la suite du développement est faite avec la variable Π (équation 4.19). Ainsi pendant l'étalonnage :

$$\Pi_E = \Pi + \epsilon_E\tag{A.9}$$

L'équation établie pendant l'étalonnage (équation 4.20) est donc :

$$\begin{aligned}T_4 &= k_2 \left(K_g^2 \Pi_E \right)^2 + k_1 \left(K_g^2 \Pi_E \right) + k_0 \\ &= k_2 \left(K_g^2 (\Pi + \epsilon_E) \right)^2 + k_1 \left(K_g^2 (\Pi + \epsilon_E) \right) + k_0\end{aligned}\tag{A.10}$$

L'équation [équation A.11](#) est l'équation d'étalonnage non biaisée.

$$T_4 = K_2 \left(K_g^2 \Pi \right)^2 + K_1 \left(K_g^2 \Pi \right) + K_0 \quad (\text{A.11})$$

En développant l'[équation A.10](#), il devient possible déterminer les coefficients K_0 , K_1 et K_2 de l'étalonnage non biaisé.

$$\begin{cases} K_2 = k_2 \\ K_1 = 2k_2\epsilon_E + k_1 \\ K_0 = k_2\epsilon_E^2 + k_1\epsilon_E + k_0 \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Mesure

Ensuite, la mesure est aussi biaisée par l'offset :

$$\Pi_M = \Pi + \epsilon_M \quad (\text{A.13})$$

L'[équation A.11](#) est valable pour la valeur non biaisée :

$$\begin{aligned} T_4 &= K_2 \left(K_g^2 \Pi \right)^2 + K_1 \left(K_g^2 \Pi \right) + K_0 \\ &= K_2 \left(K_g^2 (\Pi_M - \epsilon_M) \right)^2 + K_1 \left(K_g^2 (\Pi_M - \epsilon_M) \right) + K_0 \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

En remplaçant par les coefficients préalablement calculés ([A.12](#)) la relation devient :

$$T_4 = \left(k_2 \left(K_g^2 \Pi_M \right)^2 + k_1 \left(K_g^2 \Pi_M \right) + k_0 \right) + \left(2k_2(\epsilon_E - \epsilon_M) \left(K_g^2 \Pi_M \right) + k_2(\epsilon_E - \epsilon_M)^2 + k_1(\epsilon_E - \epsilon_M) \right) \quad (\text{A.15})$$

Qui peut être décomposée en :

$$T_4 = f(K_g^2 \Pi_M) + g(K_g^2 \Pi_M) \quad (\text{A.16})$$

Avec f le polynôme définie pendant l'étalonnage ([équation A.10](#)) et g une fonction affine de correction qui dépend des offsets. Le coefficient d'erreur $\epsilon = \epsilon_E - \epsilon_M$ n'est pas connu. Il est considéré comme une constante qui est différent à chaque essai.

$$g(x) = (2k_2\epsilon) x + (k_2\epsilon^2 + k_1\epsilon) \quad (\text{A.17})$$

II.4.2 Estimer le coefficient d'erreur

La [figure A.15](#) représente les courbes de rendements construites sans prendre en compte le problème rencontré avec le capteur de pression différentielle.

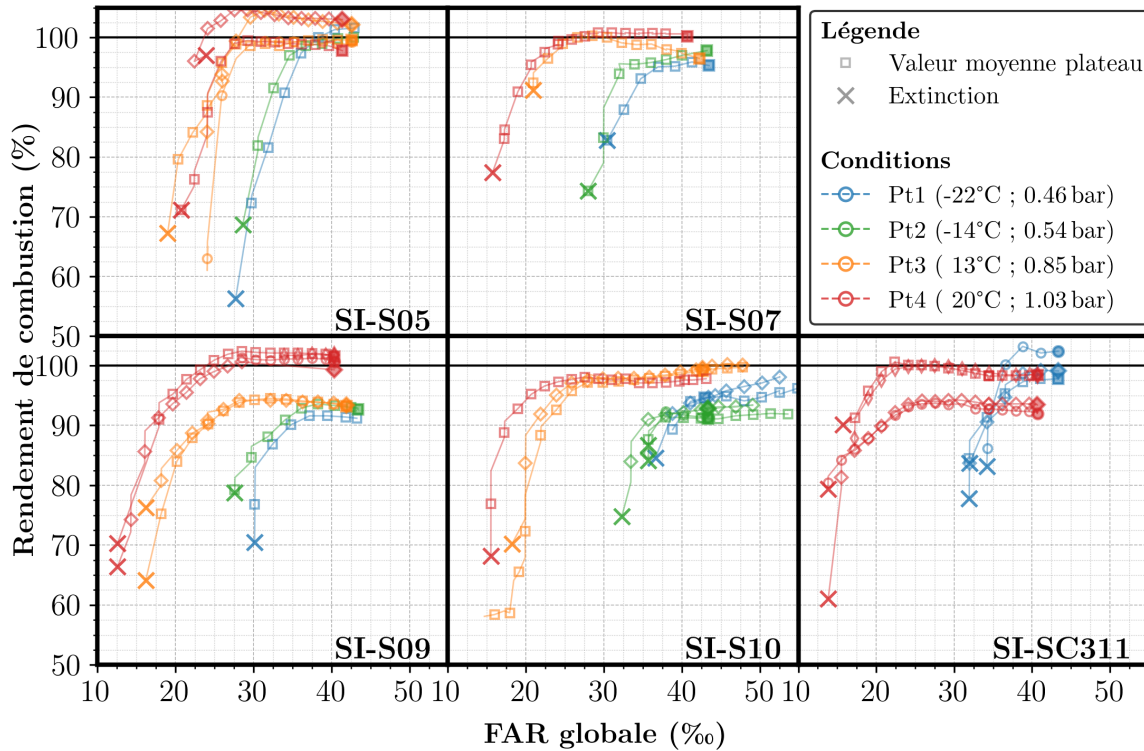


FIGURE A.15 – Rendement de combustion estimé sans la correction de l'offset aléatoire du capteur de pression différentiel. Plus de détail sur la construction et les éléments de ces courbes avec la figure 4.8.

Sur ces courbes, il y a plusieurs observations qui proviennent de l'offset du capteur de pression différentielle de la tuyère.

Premièrement, des essais effectués dans les mêmes conditions, mais à des moments différents. Par exemple, sur le SI-SC311 point 4, deux essais ont un plateau de rendement proche de 1, et deux autres ont ce même plateau à 93%. Cette non répétabilité est aussi visible sur le S05 point 3 et 4 par exemple.

L'autre anomalie qui peut indiquer un problème est l'apparition de rendement supérieur à 1. Elle est observable sur le S05, le S09 et le SC311.

Pour définir le coefficient d'erreur ϵ dans l'équation A.17, il faut alors faire une hypothèse. La supposition ici est que le plateau de rendement élevé est égale à 1.

En effet, le rendement (au sens combustion uniquement, sans tenir compte du rendement thermique de la chambre) est inférieur à 1 lorsque le temps de séjour (pilote par le débit total dans la chambre) est inférieur à la somme du temps d'évaporation, du temps de mélange et du temps de réaction [77]. Ces temps sont tous un peu dépendant du débit de la richesse, carburant injecté. Donc pour que le rendement soit indépendant de la richesse, l'hypothèse la plus probable est que la somme de ces temps soit inférieure au temps de séjour, donc que le rendement soit égale à 1.

En utilisant cette hypothèse sur les premiers points de chaque courbe, le coefficient ϵ est calculé pour chaque essai.

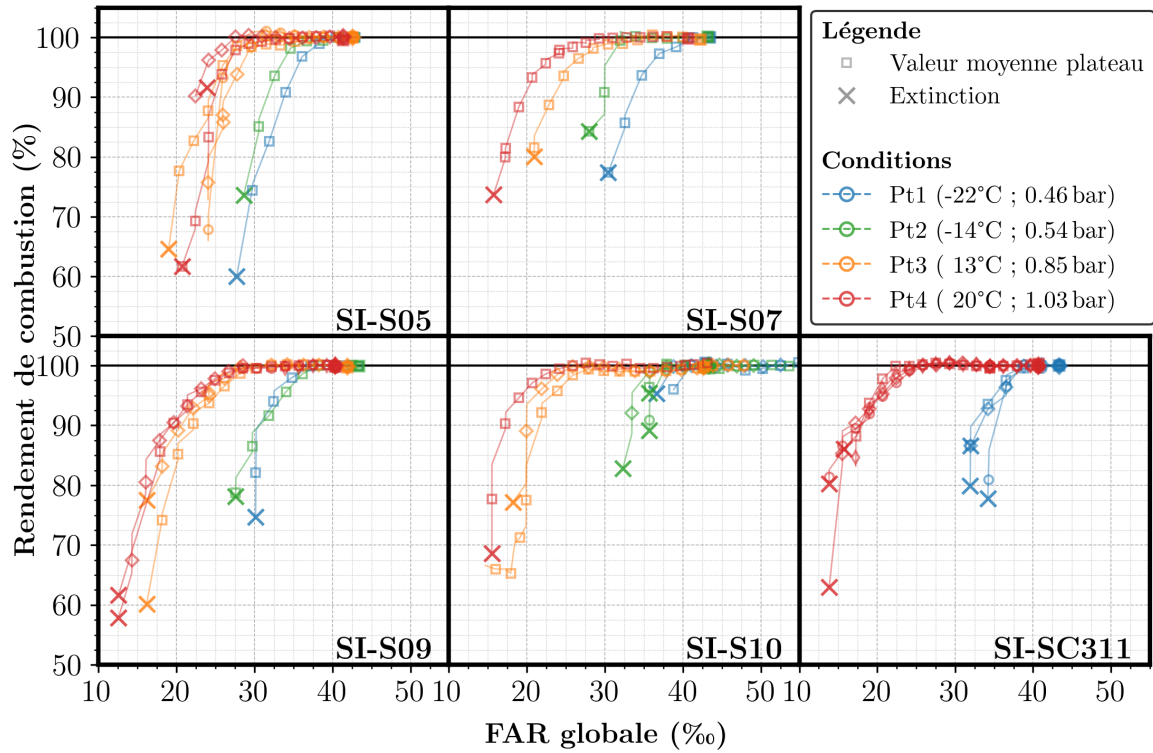


FIGURE A.16 – Rendement de combustions estimé avec la correction de l'offset aléatoire du capteur de pression différentielle. Plus de détail sur la construction et les éléments de ces courbes avec la [figure 4.8](#).

La [figure A.16](#) représente les mêmes essais que la [figure A.16](#), mais en utilisant le calcul de température corrigé. C'est cette dernière qui est utilisée pour l'analyse des résultats.

III Conclusion

Toutes les précisions sur la mesure de température par la tuyère énoncées un grand nombre d'incertitudes de mesure. Dans le [chapitre 4](#), qui est associée à cette annexe, le [tableau 4.1](#) page 108, l'ensemble de ces incertitudes sont résumées.

COMPLÉMENTS ET PRÉCISIONS ALGORITHMIQUES SUR LES TRAITEMENTS D'IMAGES

Cette annexe apporte des précisions sur les algorithmes utilisés pour le traitement d'images des différentes campagnes de diagnostics optiques.

Sommaire

I	Campagne PIV-Tomo	XXVI
I.1	Algorithme de pré-traitement des images	XXVI
I.1.1	Suppression du bruit de fond	XXVI
I.1.2	Suppression des éléments parasites	XXVII
I.2	Difficulté de mesure d'angle de spray par tomographie	XXVIII
II	Campagne PLIF	XXIX
II.1	Définir les zones exploitables des images et le grandissement	XXIX
II.2	Traitement des images de PLIF-Kero pour visualiser uniquement la vapeur de Kérosène	XXX
II.3	Traitement préliminaire des images de PLIF-OH	XXXI
II.3.1	Correction de la nappe laser	XXXI
II.3.2	Seuillage pour définir la variable de progrès	XXXI
II.3.3	Algorithme de traitement des images afin de retirer les gouttes des images de PLIF-OH	XXXII
II.4	Calculer la position de la flamme	XXXV

I Campagne PIV-Tomo

I.1 Algorithme de pré-traitement des images

I.1.1 Suppression du bruit de fond

Les essais de tomographie et de PIV sont réalisés pendant une même campagne. A cause de l'ensemencement pour la PIV, les hublots sont partiellement obstrués par un dépôts de zirconium. Pour améliorer la qualité des traitements il est donc nécessaire de séparer l'arrière-plan des particules ou du spray.

L'arrière-plan est composé majoritairement du voile des hublots sales, mais aussi des éléments de structure visibles par réflexion directe du laser, ou à cause de la lumière diffuse due aux réflexions multiples dans les gouttes et sur les autres structures. L'objet principal visible est le SI, mais il n'est pas spécialement gênant, car il est constant au court du temps, et spatialement pas au même endroit que les gouttes et les particules. Ensuite, s'il y a le dépôt de poudre de zirconium sur les hublots, il sera visible sur les images, et localisé sur la zone d'intérêt étudié, il est donc préférable de le retirer.

Chaque image instantanée est associée à une image de bruit. Elle est calculée à partir de 21 images (les 10 précédentes et les 10 suivantes). Chaque pixel du fond est défini par le minimum de signal enregistré par ce pixel au court du temps. Pour obtenir l'image corrigée, il suffit alors de soustraire l'image de fond à l'image initiale. La [figure B.1](#) montre un exemple avec l'image brute, l'image de fond déduites des images autours, et l'image corrigée.

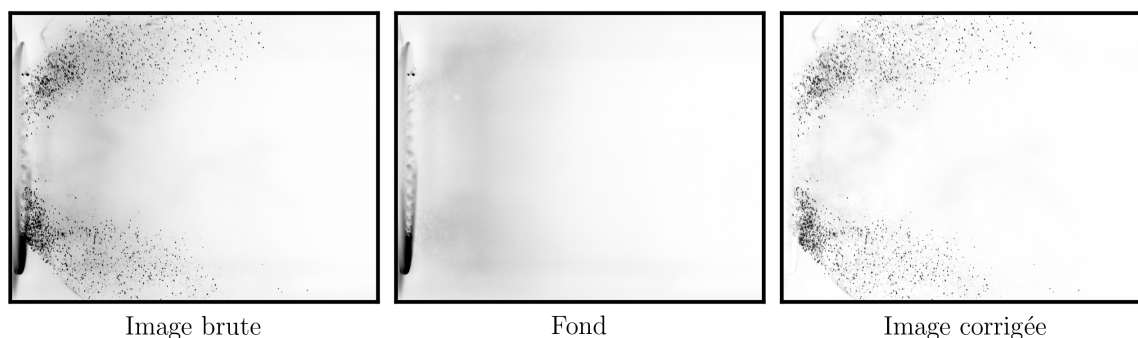


FIGURE B.1 – Illustration de la correction d'une image de tomographie pour retirer l'arrière plan. Le même processus est utilisé pour les images de PIV. De gauche à droite : l'image initiale, l'image de bruit constituée à partir des 10 instants avant et après l'image étudiée, l'image corrigée. Cet exemple est tiré d'un essai effectué pour le point 4 du SI-S10.

Cette technique de minimum temporel fonctionne car l'objet étudié est ponctuel, et que la probabilité d'avoir une goutte sur le même pixel pendant le 21 instants successifs sondés est négligeable.

Cette technique permet de retirer le fond, mais pas les autres éléments parasites de

l'images tel que les poches de suie incandescente, ou encore des grosses gouttes défocalisées.

I.1.2 Suppression des éléments parasites

Pour les images de PIV, ces éléments ne sont pas traités a priori, mais une étape de nettoyage des champs instantanés est faite a posteriori pour retirer les vecteurs faux, entre autre engendrés par ces artéfacts. Par contre pour la detection de l'angle de spray sur les images de tomographie, il est nécessaire qu'il n'y ai plus que les gouttes de visible sur les images.

Pour le signal parasite de LII, le fait de n'utiliser que la première frame pour la tomographie permet de s'affranchir globalement du problème. En effet, le temps caractéristique de la diffusion de mie est de quelques nanosecondes alors que celui de la LII est de quelques microsecondes. Or pour la première frame, le pulse laser est produit moins d'une microseconde avant la fermeture de la caméra, alors que sur la seconde frame il se trouve au début du temps d'ouverture. Donc la première frame n'a pas le temps d'enregistrer de signal de LII, comparé à la seconde qui intègre toute la décroissance. Donc la première frame sera privilégiée par rapport à la seconde. La différence entre les deux frames d'un même instant est illustrée par la [figure B.2](#).

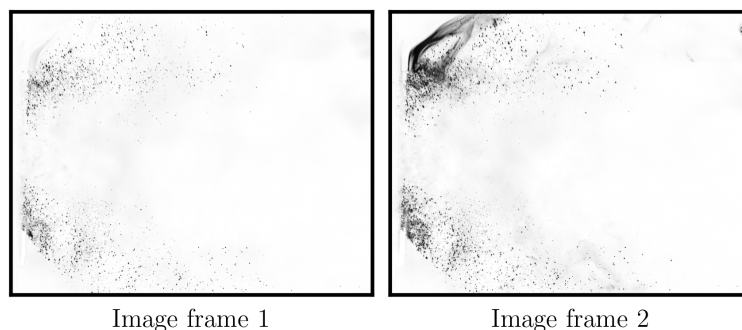


FIGURE B.2 – Illustration du choix de la frame en tomographie pour réduire le signal de LII. Les deux images correspondent aux deux frames du même instant. Cet exemple est tiré d'un essai effectué pour le point 4 du SI-S10.

Pour les autres artéfacts, une procédure simple a été mise en place pour les détecter et les supprimer si nécessaire. L'image de bruit initial est définie par de la morphologie d'ouverture avec un disque de 5 px, pour éliminer toutes les gouttes qui sont des éléments plus petits que ce masque. Ensuite, les niveaux de gris de cette image sont corrigés pour correspondre à l'image initial sur les zones d'artefact trouvées. Enfin l'image de bruit peut être soustraite à l'image initiale. La [figure B.3](#) montre un exemple de suppression d'artefact.

Pour faire des images moyennes de spray, cette étape n'est pas nécessaire car ces artéfacts n'apparaissent que sur quelques images et n'ont donc pas d'impact visible sur les images moyennes (minimum 950 images utilisées à chaque fois)

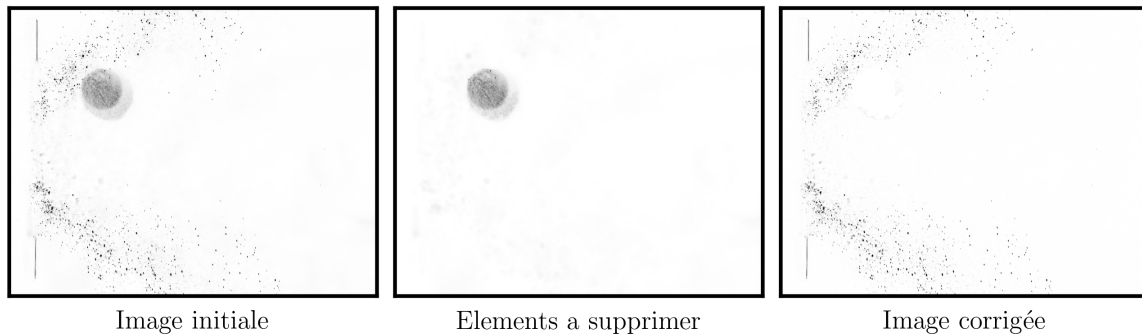


FIGURE B.3 – Illustration de la correction d'une image de tomographie pour retirer les artéfacts. De gauche à droite : l'image initiale (déjà corrigée par l'arrière plan), les éléments identifiés comme non gouttes, l'image corrigée. Cet exemple est tiré d'un essai effectué pour le point 4 du SI-S09.

I.2 Difficulté de mesure d'angle de spray par tomographie

Dans le [chapitre 5, section II.2.2](#), l'étude de la fluctuation de l'angle de spray par tomographie est présentée. Cependant, cette étude est fortement limitée par la qualité des images de tomographie.

Les variations périodiques sont bien visibles avec le capteur de pression dynamique, mais pas toujours facile à identifier sur les images de tomographie car la mesure de l'angle comporte une forte incertitude. En effet, si la qualité de l'image de tomographie n'est pas suffisante, il devient compliqué de mesurer correctement l'angle sur les images instantanées. La [figure B.4](#) illustre ce problème. Le spectre de fluctuation obtenu avec le capteur de pression dynamique ainsi qu'avec les angles mesurés sur des images tomographiques de très bonne qualité, et de qualité moindre sont superposés. L'instabilité à 250 Hz n'est pas clairement identifiable à partir des images de tomographie de qualité normale (rouge) alors qu'elle est visible avec le capteur de pression dynamique (noir). Ces deux jeux de données ont été pris en même temps. Quelques jours plus tard des images de tomographie ont été reprises avec un très grand soin sur leur qualité, et aucun essais de PIV pouvant encrasser les hublots avant. A partir de ce jeu de donnée (bleu), le pic d'instabilité à 250 Hz est très bien identifiable. En conclusion, les essais de tomographie réalisés pendant les campagnes de PIV ne sont pas de qualité suffisante pour automatiser la détection de fréquences d'instabilités, et une partie de l'amplitude des oscillations observées sur la [figure 5.9](#) peuvent être due à la détection d'angle.

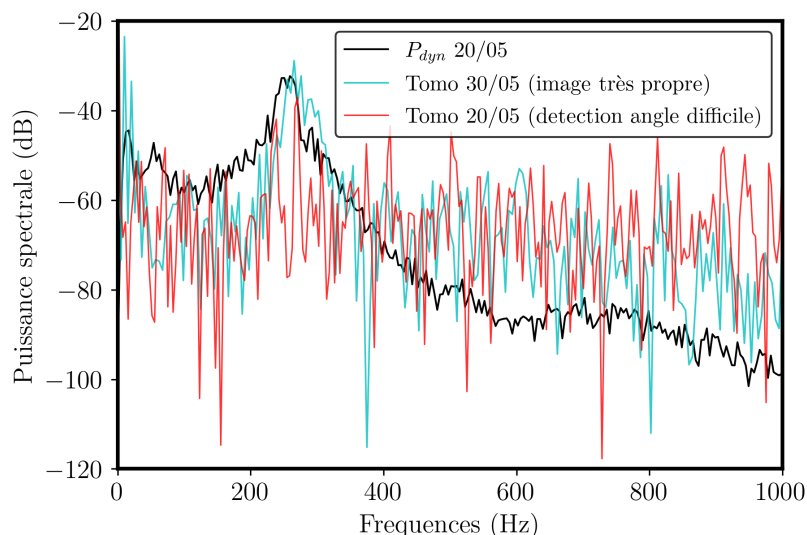


FIGURE B.4 – Illustration de la difficulté à calculer le spectre des fréquences de fluctuation à partir des images de tomographie. Les spectres obtenus à partir de deux essais de tomographie de qualité différente sont superposés. En bleu un essai avec une qualité d'image très bonne et une bonne détection de l'angle et en rouge avec des images moins belles. En noir est ajouté le spectre obtenu à partir du capteur de pression dynamique (mesure réalisée simultanément à l'essai de tomographie médiocre). Ces exemples sont extraits d'essais au point 1 du SI-S05.

II Campagne PLIF

II.1 Définir les zones exploitables des images et le grandissement

Les images de mire nous permettent de définir le grandissement des images. Pour la campagne de PLIF du S1-S10 celui-ci est de 18.09 px/mm, tous les essais des autres SI constituent une unique campagne, le grandissement est de 19.05 px/mm.

En changeant la gamme de luminosité des images il est possible de distinguer le rebord du SI, et donc définir l'origine des images. Le plus simple pour l'observer est de travailler sur l'image moyennée par le temps. Sur l'image (b) de la figure B.5 le SI est visible (rebord gris qui se détache du blanc).

Ensuite les zones de l'image cachées par le bord des hublots sont retirées. Celle-ci sont déterminées à partir du profil vertical moyen (moyenné temporellement et spatialement pour chaque ligne de pixel). Les gradients maximum déterminent les limites de l'image. Pour la suite c'est uniquement les images ainsi rognées qui sont utilisées.

Enfin les zones où les hublots sont partiellement ou totalement obstrués par la suie sont définies préalablement. Elles ne sont pas retirées de l'image pendant toutes les étapes du post-traitement. L'image est conservée rectangulaire, mais le masque des suies est utilisé pour l'étape de calcul des seuils pour la PLIF-OH. Dans tous les cas, un rectangle est apposé sur les images présentant les résultats pour ne pas considérer ces zones inexploitable.

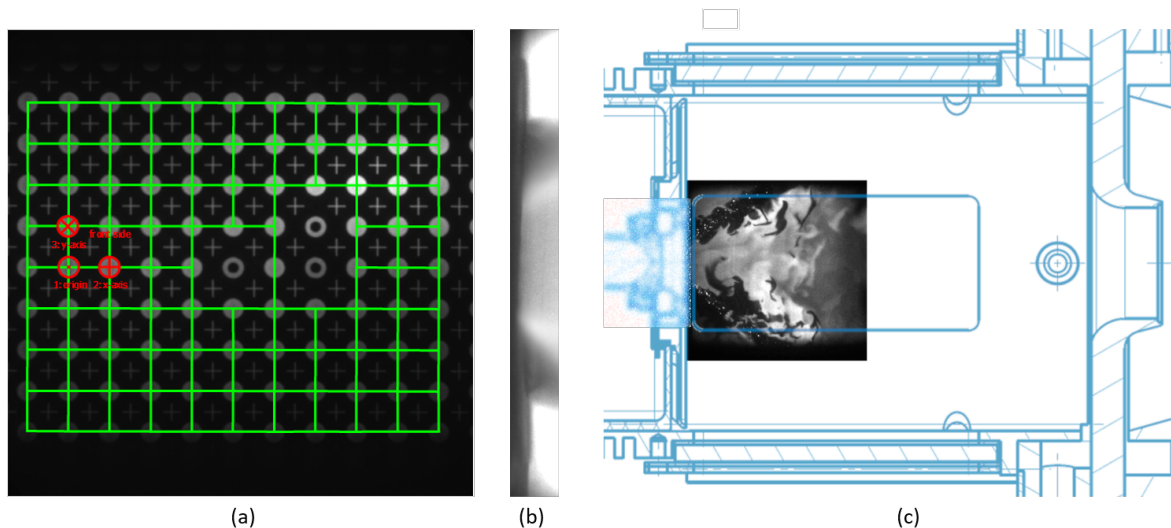


FIGURE B.5 – (a) Image de mire avec détection des points pour déterminer le grandissement (effectuée avec DAVIS). (b) visualisation du bord du SI sur un zoom d'une image moyenne avec un contraste augmenté. (c) Position du champ de PLIF dans la chambre de combustion. Les images utilisées viennent d'un essai point 4 SI-S09.

II.2 Traitement des images de PLIF-Kero pour visualiser uniquement la vapeur de Kérosène

Sur les images de PLIF-Kérosène, les gouttes ont une forte intensité de signal alors que le signal de la phase vapeur presque négligeable. Deux seuils ($I_{seuilL,PLIK_{kero}}$ et $I_{seuilV,PLIK_{kero}}$) sont définis pour identifier ces phases.

Afin d'avoir des images où seule la vapeur est visible, une petite procédure est mise en place. Les images de vapeur sans gouttes sont obtenues en cinq étapes à partir des images brutes :

1. Calculer une valeur de remplacement égale à la médiane du niveau de signal dans les zones de vapeur (entre les deux seuils) ;
2. Les images binarisées de liquide dilaté avec un disque de rayon 3 px permettent de définir les pixels à remplacer ;
3. Remplacer, sur une copie des images brutes, tous les pixels définis à l'étape 2, par la valeur précédemment calculée en étape 1 ;
4. Faire une opération morphologique d'ouverture avec un disque de 5 px de rayon pour supprimer les éventuelles petites gouttes non détectées par seuillage ;
5. Filtrer l'image avec un filtre gaussien ($\sigma = 5$ px) pour réduire les artéfacts due au noyau morphologique.

II.3 Traitement préliminaire des images de PLIF-OH

II.3.1 Correction de la nappe laser

La nappe laser n'est pas forcément très homogène, et ces inhomogénéités peuvent être accrues par un hublot supérieur légèrement opacifié par de la suie ou autre particule. Il est donc parfois nécessaire de corriger les images par un profil de nappe. Pour ce faire chaque colonne est divisée par le profil, puis l'image renormalisée.

Les profils sont obtenue soit avec une images prise, avant et/ou après l'essai, en remplissant homogénéiquement la chambre avec de l'acétone gazeux (qui fluoresce entre autre sur la même longueur d'onde que le OH) ; ou a partir d'une zone d'image de OH moyennée temporellement.

Dans le cas de l'image d'acétone, les profils sont obtenus par une moyenne temporelle et sur chaque colonne de pixel. Pour les profils à partir du OH, seul la partie centrale est utilisée pour définir le profil.

L'intérêt d'utiliser l'acétone est que le profil ne dépend pas de la structure de la flamme pendant l'essai. Au contraire utiliser la partie centre d'une image de OH moyennée sur la durée de l'essai n'est pas possible si la concentration n'est pas homogène. Cependant, si la qualité des hublots change pendant les essais, les images produites avec l'acétone avant ou après l'utilisation du banc ne seront pas représentatives de la nappe pendant l'essai. C'est pourquoi le choix du profil de correction de nappe est fait au cas par cas, et les profils obtenus par moyenne sont régulièrement ajustés et validés avec l'observation d'un échantillon d'images instantanées.

II.3.2 Seuillage pour définir la variable de progrès

La variable de progrès est définie comme étant 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlé. Les images ainsi définies sont calculées avec un seuillage.

Ce seuil est défini à partir de l'histogramme de tous les niveaux de signaux représentatifs enregistrés lors d'un essai. Lors de la compilation des données spatiales et temporelles, les colonnes comportant plus de 5 % de suie ne sont pas pris en compte pour créer l'histogramme.

Les histogrammes obtenus sont majoritairement bimodales. Dans ce cas, le seuil représentant les gaz frais correspond au creux entre les deux pics. Lorsque l'histogramme n'est pas bimodale, le changement de pente est utilisé comme approximation du seuil, puis celui-ci est, si besoin, ajusté manuellement en vérifiant sur un échantillon aléatoire d'images instantanées.

La [figure B.6](#) illustre les deux cas de figures : en haut, un histogrammes bimodale et, en

bas, un essai où le seuil est moins évident sur l'histogramme. A droite des histogramme sont représentés une image aléatoire de l'essai avec d'abord en rouge l'iso-contour égale au seuil défini, puis en bleu le contour nettoyé après quelques traitements.

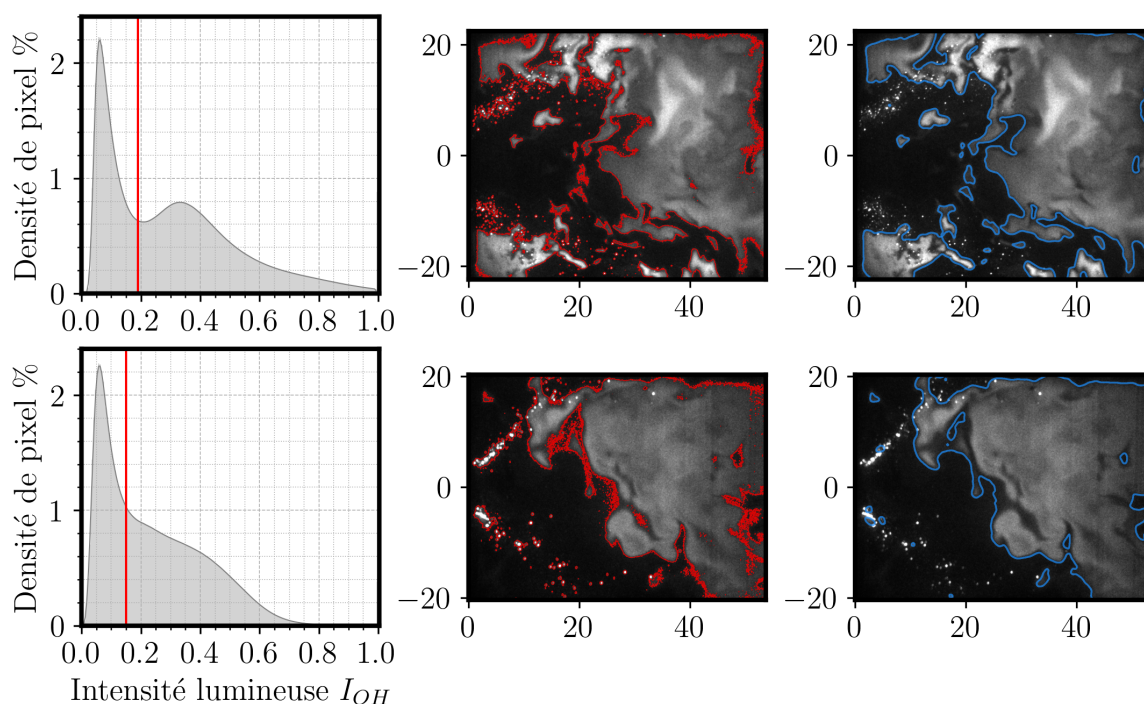


FIGURE B.6 – (Gauche) Niveau seuil des gaz frais sur l'histogramme d'intensité de PLIF-OH. (Milieu) Image instantanée avec tracé du contour des gaz frais au seuil indiqué sur l'histogramme. (Droite) Image instantanée avec tracé du contour des gaz frais utilisé pour la variable de progrès. Ces exemples sont tirés d'un essai SI-S10 pt4 (Haut) et d'un essai SI-S05 pt1 (Bas)

Pour obtenir un contour propre, qui ne compte pas les gouttes dans les gaz brûlés (car plus lumineuse que le OH), quelques étapes de post-traitement sont effectuées :

1. Séparer le signal de OH des gouttes (voir [paragraphe suivant](#))
2. Filtrer l'image en appliquant successivement, une opération morphologique de fermeture avec un noyau de diamètre 5 px, puis un filtre gaussien ($\sigma = 5$ px).
3. Appliquer le seuil sur l'image ainsi filtrée

Le contour obtenue est tracé sur les image de droite de la [figure B.6](#).

II.3.3 Algorithme de traitement des images afin de retirer les gouttes des images de PLIF-OH

Sur les images de PLIF-OH, les gouttes sont visibles, malgré l'utilisation d'un filtre passe bande et le décalage temporelle de l'ouverture de la caméra. Le décalage temporel (ouverture légèrement retardé de la caméra) permet d'éliminer la diffusion de mie direct par les gouttes. En effet le temps caractéristique de celle-ci est inférieur au temps de fluorescence. Cependant il reste quand même le signal venant de diffusion multiple ainsi

que la fluorescence du kérosène. La diffusion crée un signal à la longueur d'onde du laser particulièrement fort car les gouttes sont grosses et nombreuses. De plus même si en phase gazeuse la fluorescence du OH émet un signal plus fort que celle des aromatiques du kérosène, la concentration dans les gouttes est très forte par rapport au phase gazeuse (surtout à faible pression), donc les gouttes vont émettre un signal large bande non négligeable, y compris à la même longueur d'onde que le OH. Ainsi même avec un filtre passe bande qui laisse passer 75 % de signal sur la gamme de longueur d'onde d'émission (autour de 310 nm) et seulement 0.03 % à celle du laser (282.6675 nm), les gouttes seront fortement visibles. Afin d'étudier la flamme il est donc nécessaire de séparer les gouttes du signal de OH.

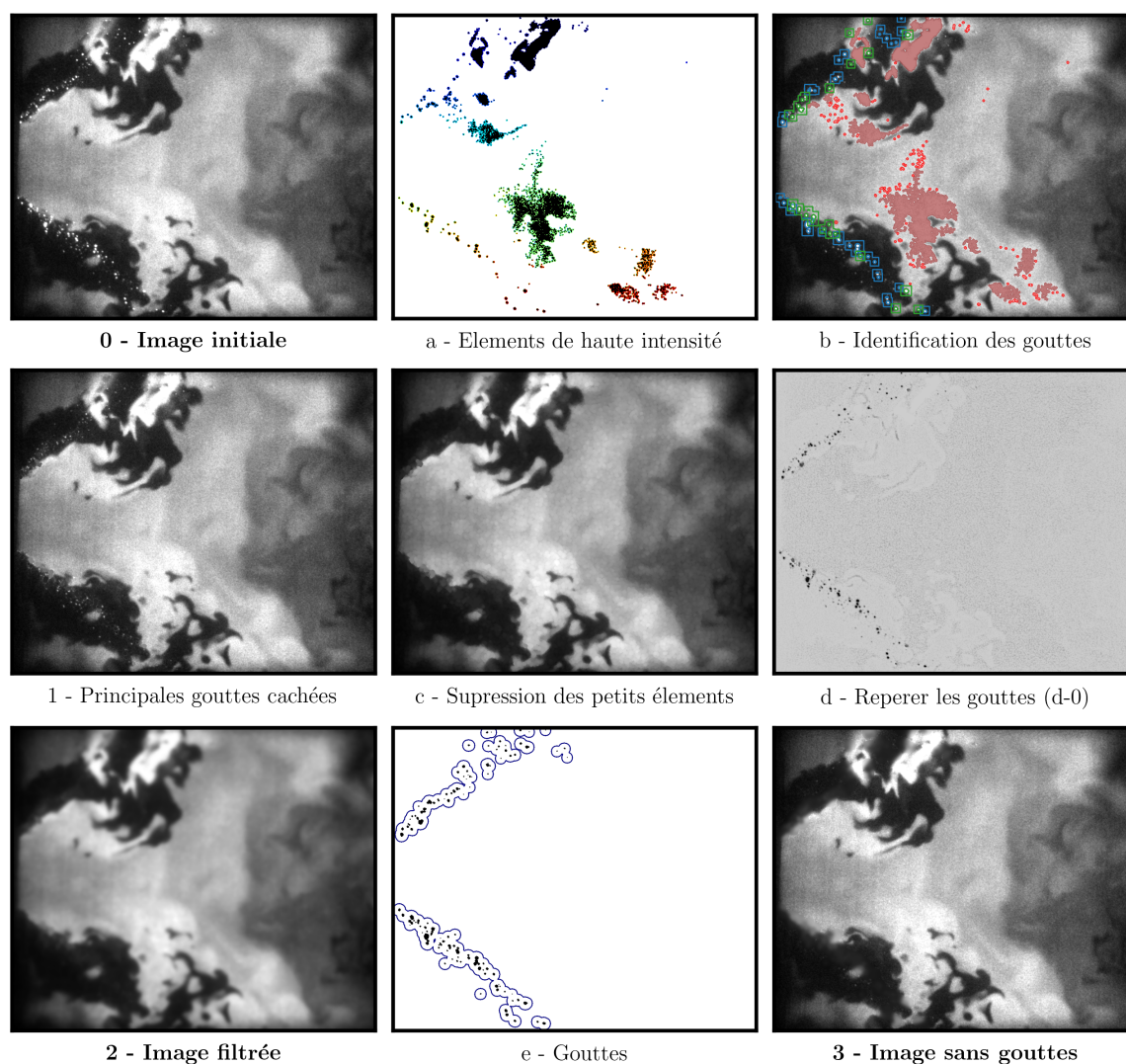


FIGURE B.7 – Procédure de séparation des gouttes et du OH

Les différentes étapes de l'algorithme sont représentées par les images de la [figure B.7](#), et présentées ci-dessous :

Seuillage : Un seuillage est effectué sur l'image initial (0). Tous les pixels supérieurs à 0,95 représentent potentiellement des gouttes. Toutes les zones ainsi déterminées sont

représentées en noir sur l'image (a).

Dilatation : Une opération morphologique de dilatation (le noyau est un disque de rayon 3 px) est appliquée sur l'image binarisée pour agrandir légèrement chaque élément repéré. En effet la goutte est souvent un peu plus grande que juste les pixels très lumineux. Les pixels ajoutés par dilatation sont les pixels colorés sur l'image (a).

Identification des éléments : Ensuite, chaque élément distinct de l'image binarisée (représenté par une couleur différente sur l'image (a)) est étudié séparément pour identifier s'il correspond à une goutte ou non. Quatre cas de figure sont possibles (identifiés sur l'image (b)). L'algorithme utilisé est détaillé dans la figure B.8. L'algorithme se base sur la taille des éléments de haute intensité, et l'intensité de leur pixel voisin. Les amas de gouttes ne peuvent être gérés que si le signal ne sature pas sur le OH (question préalablement répondu par l'opérateur pour chaque essai). Dans le cas contraire il n'est pas possible de distinguer les gouttes du OH, donc la zone saturée sera par défaut considérée comme du OH.

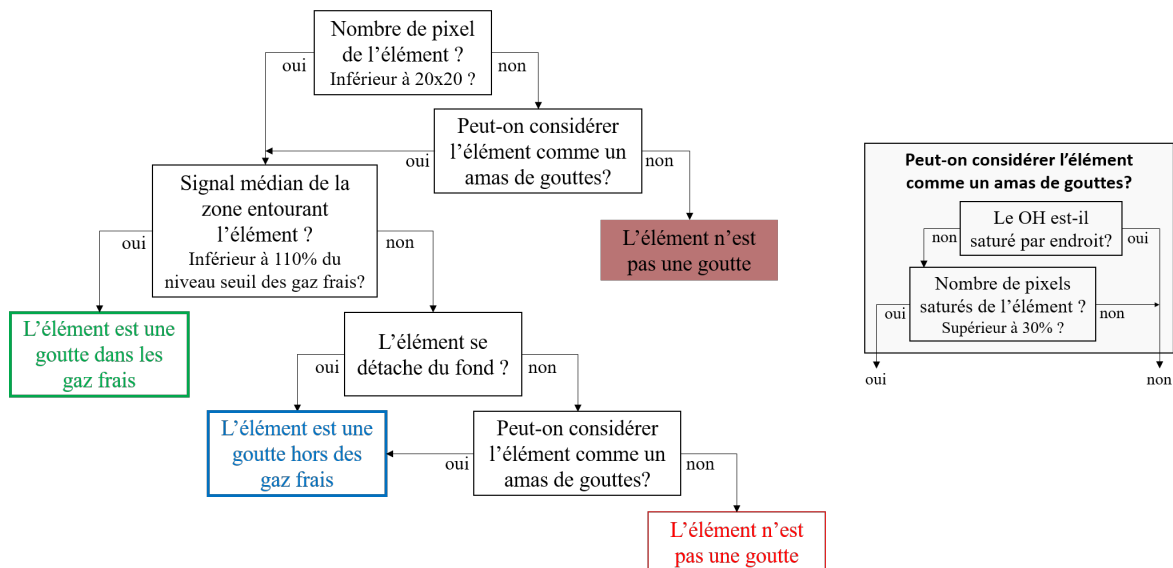


FIGURE B.8 – (Gauche) Algorithme d'identification des potentielles gouttes. (Droite) Conditions pour la gestion des amas de gouttes

Suppression des gouttes principales : Les éléments identifiés comme des gouttes sont remplacés par un niveau de signal homogène déterminé à partir de la valeur médiane du niveau de signal des pixels entourant l'élément (délimité par les carrés bleu et vert sur l'image (b)). Si l'élément est dans les gaz frais (gouttes encadrées en bleu) alors la valeur médiane est multipliée par un facteur correctif de 0.85 pour que le halo de lumière autour de la goutte puisse être minimisé. Le résultat obtenue est l'image (1).

Suppression des gouttes résiduelles : Pour retirer les petits éléments résiduels et les gouttes moins lumineuses, l'opération morphologique d'ouverture est ensuite appliquée avec un noyau de 4 px de rayon. Cette étape donne l'image (c).

Filtrage : Pour supprimer les artéfacts qui apparaissent avec les opérations de morphologie, l'image est filtrée avec un filtre gaussien ($\sigma = 4$ px) pour obtenir l'image (2)

Image de gouttes : En soustrayant l'image initiale à l'image (c), il est possible d'identifier les gouttes par seuillage. Cette méthode permet de repérer plus de gouttes que le seuillage de l'image initiale. Les gouttes sont les éléments les plus sombres de l'image (d), reportés sur l'image binarisée (e).

Image sans goutte : Pour ne pas avoir une image entièrement filtrée, il est possible de combiner l'image initiale (0) et l'image sans goutte filtrée (2). L'image (3) est obtenue en appliquant l'image (2) uniquement autour des gouttes. La zone à remplacer, délimitée par le trait bleu sur l'image (e), est obtenue par une dilatation avec un noyau de 15 px de rayon de l'image binarisée des gouttes (e).

Les images (2) et (3) sont utilisées dans la suite de la chaîne de traitement.

L'image de goutte n'est pas utilisée à proprement dit pour l'analyse de la PLIF-OH car elle ne concerne pas directement la flamme. Cependant comparer l'image moyenne des gouttes obtenue à partir de l'image de PLIF-OH par la procédure ci-dessus avec l'image moyenne des gouttes obtenue à partir des images de tomographie permet de vérifier que l'algorithme fonctionne bien et que les essais sont répétables. La figure C.4 représente les sprays moyens issues des trois types de campagnes de mesures effectuées qui permettent de voir les gouttes.

II.4 Calculer la position de la flamme

Une des données extraites des images de PLIF-OH est la position de la flamme dans la zone de recirculation. Cette distance est calculée avec la procédure suivante, illustrée par la figure figure B.9 :

1. Extraire le centre de l'image : Une bande de 60 px d'épaisseur au centre de l'image est utilisée. Cette zone est représentée par les lignes vertes sur l'image du haut, puis l'image binarisée de cette zone est reportée sur l'image intermédiaire.
2. Calculer un profil d'avancement moyen \bar{c} pour la zone centrale : pour chaque position x , \bar{c} est la moyenne des 60 px verticaux. Le profil est tracé sur la partie inférieure de la figure.
3. Déterminer la position de la flamme : Arbitrairement elle est définie comme la première abscisse où \bar{c} est supérieur à 0.5. Elle est représentée par les lignes pointillées rouges.

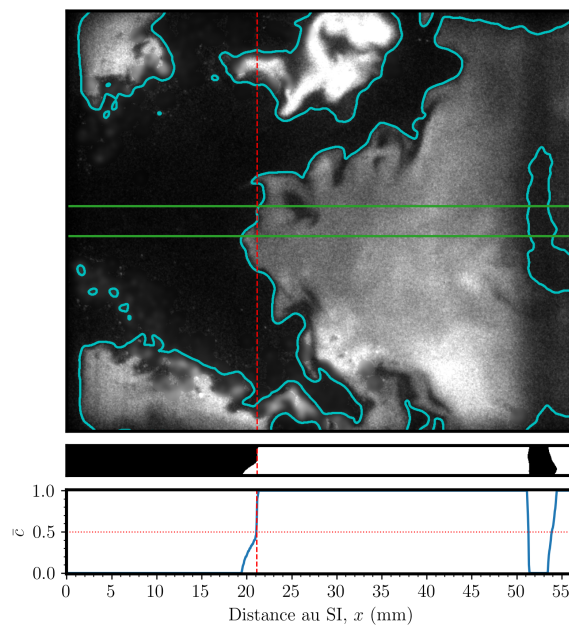


FIGURE B.9 – Déterminer la position latérale de la flamme.

L'image supérieure représente une image instantanée de PLIF-OH pré-traitée. La ligne bleue correspond à l'iso-niveau égal au seuil des gaz frais. La zone d'intérêt est délimitée par les deux lignes horizontales vertes.

L'image intermédiaire est la variable de progrès dans la zone d'intérêt.

Le profil d'avancement moyen \bar{c} pour la zone centrale est tracé dans la partie inférieure de la figure. La ligne horizontale rouge pointillée représente le seuil défini arbitrairement pour déterminer la position de la flamme.

La position de la flamme est représentée par la ligne pointillée rouge verticale sur les trois parties de la figure.

COMPLÉMENTS SUR LES MESURES EFFECTUÉES SUR LE BANC HARTUR

Cette annexe est constituée principalement de figures complémentaires des données calculées issue des différentes campagnes de diagnostics optiques.

Sommaire

I	Caractérisation de l'écoulement par PIV	XXXVIII
II	Caractérisation du spray par tomographie	XXXIX
III	Caractérisation du kérosène par PLIF-Kero	XLII
IV	Caractérisation de la flamme par PLIF-OH	XLV

I Caractérisation de l'écoulement par PIV

La figure ci-dessous représente les champs de vitesses obtenues par PIV, décomposés selon les deux composantes.

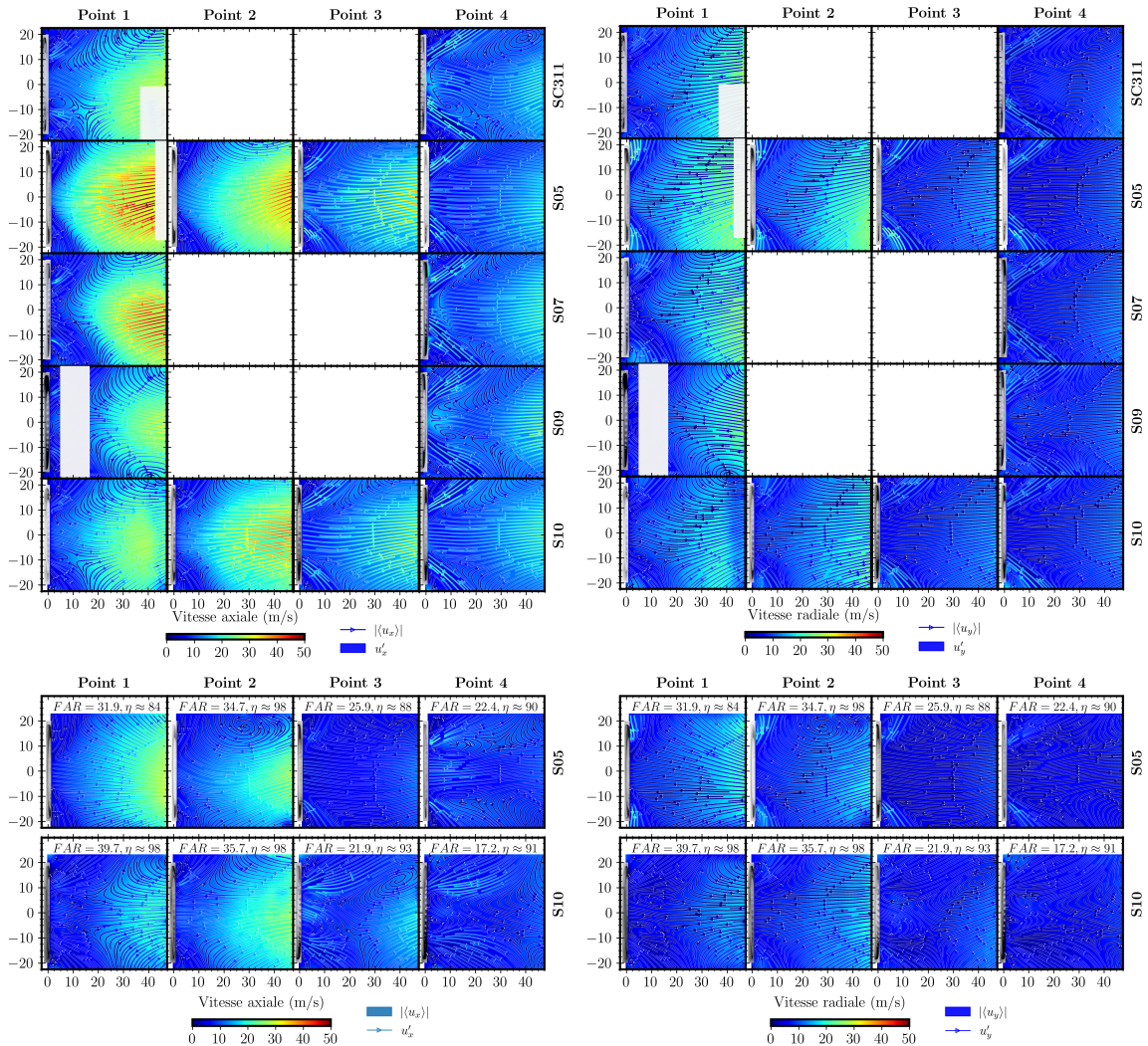


FIGURE C.1 – Les lignes de courants représentent le champ de vitesses moyennes mesurées par PIV pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (en haut) et proche de l'extinction (en bas). Les couleurs représentent les valeurs moyennes (fond) et rms (ligne de courant) des vitesses axiale (à gauche) et radiale (droite).

II Caractérisation du spray par tomographie

Les figures ci-dessous complètent les données de tomographie présentées dans le chapitre 5.

La figure C.3 complète la figure C.2, identique aux figures du chapitre 5 section II.2.2.

En complément des images moyennes présentées dans le chapitre 5 section II.2.1, les figures C.4 et C.5 représentent les images moyennes et leurs fluctuations pour l'ensemble des essais de tomographies. Sur les images moyennes sont ajoutés les sprays observés avec les campagnes de PLIF.

La figure C.6 complète la figure 5.11, en présentant des images d'instabilité du spray pour l'ensemble des systèmes d'injection.

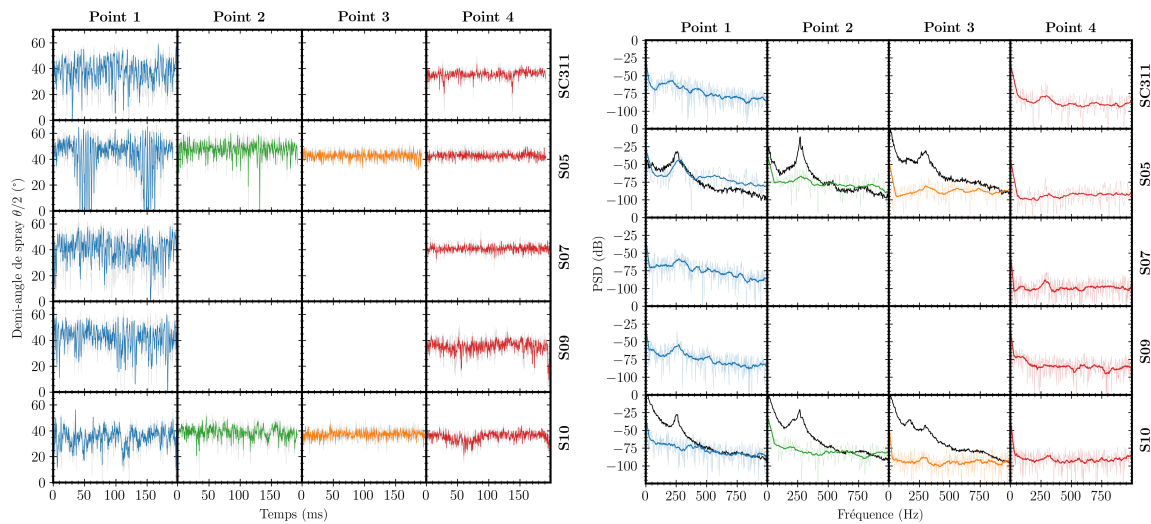


FIGURE C.2 – Fluctuations de l'angle de spray obtenue par tomographie pour les points de la matrice pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes). Les données d'angle de spray sont tracées en fonction du temps (à gauche) et dans l'espace spectral (à droite).

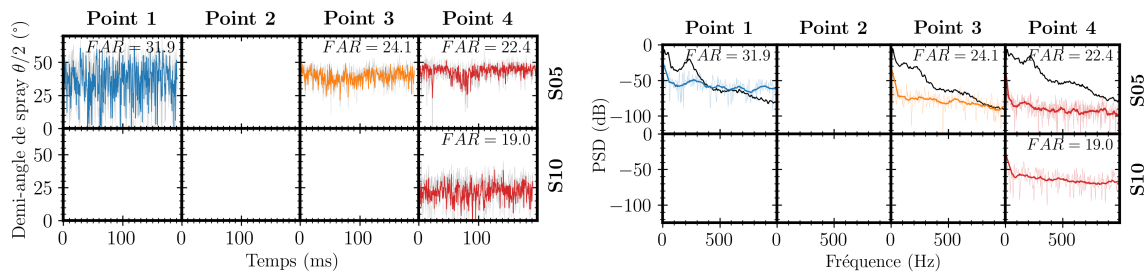


FIGURE C.3 – Fluctuations de l'angle de spray obtenue par tomographie pour les points proches des extinctions pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes). Les données d'angle de spray sont tracées en fonction du temps (à gauche) et dans l'espace spectral (à droite).

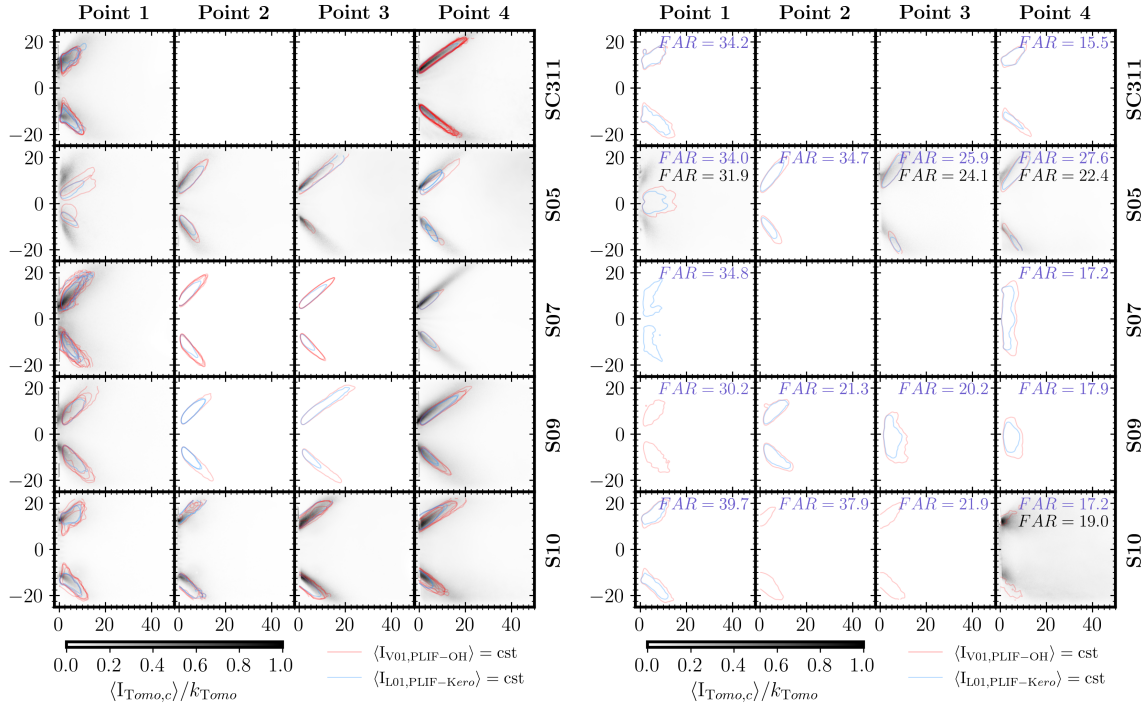


FIGURE C.4 – Images moyenne du spray observé par trois méthodes pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite). Le niveau de gris représente les images moyennes de tomographie, et les lignes, un contour de spray moyen obtenu à partir des images de PLIF OH (en rouge) et kéro (en bleu). Pour les points proches extinctions (à droite) le FAR indiqué en violet correspond aux essais de PLIF et celui en noir aux essais de tomographie.

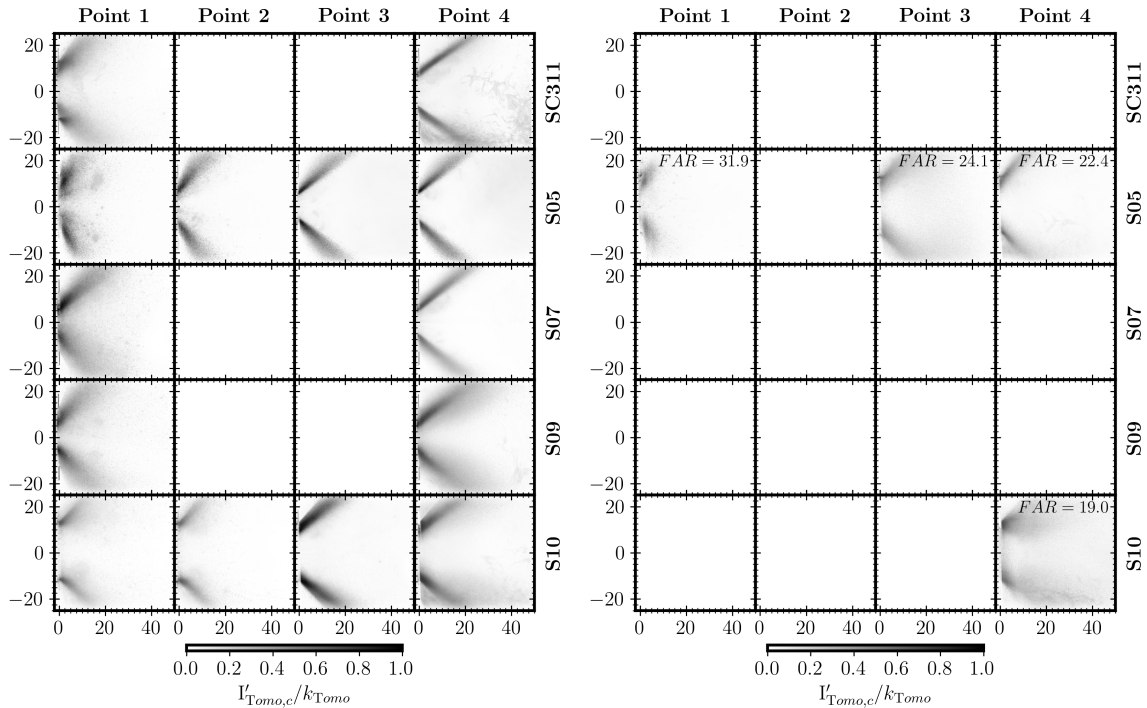


FIGURE C.5 – Image rms du spray obtenue par tomographie pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite). L'échelle de niveaux de gris est la même que sur les images moyennes (figure C.4).

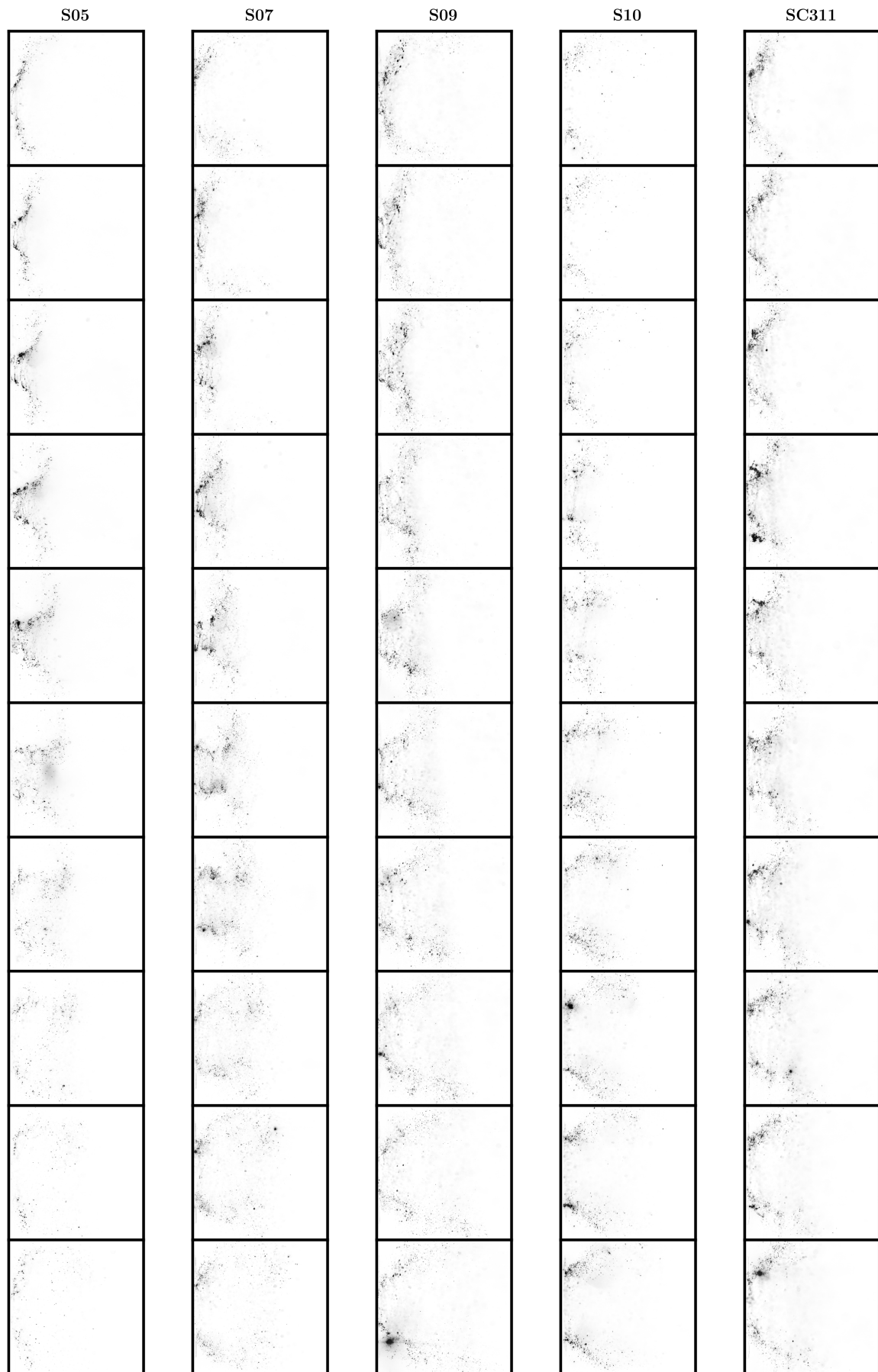


FIGURE C.6 – Images du spray pendant une période d'instabilité pour les 5 SI aux conditions thermodynamiques du point 1. Images enregistrées à 2.5 kHz

III Caractérisation du kérosène par PLIF-Kero

Les figures ci-dessous représentent l'ensemble des données calculé à partir des images de PLIF-Kero.

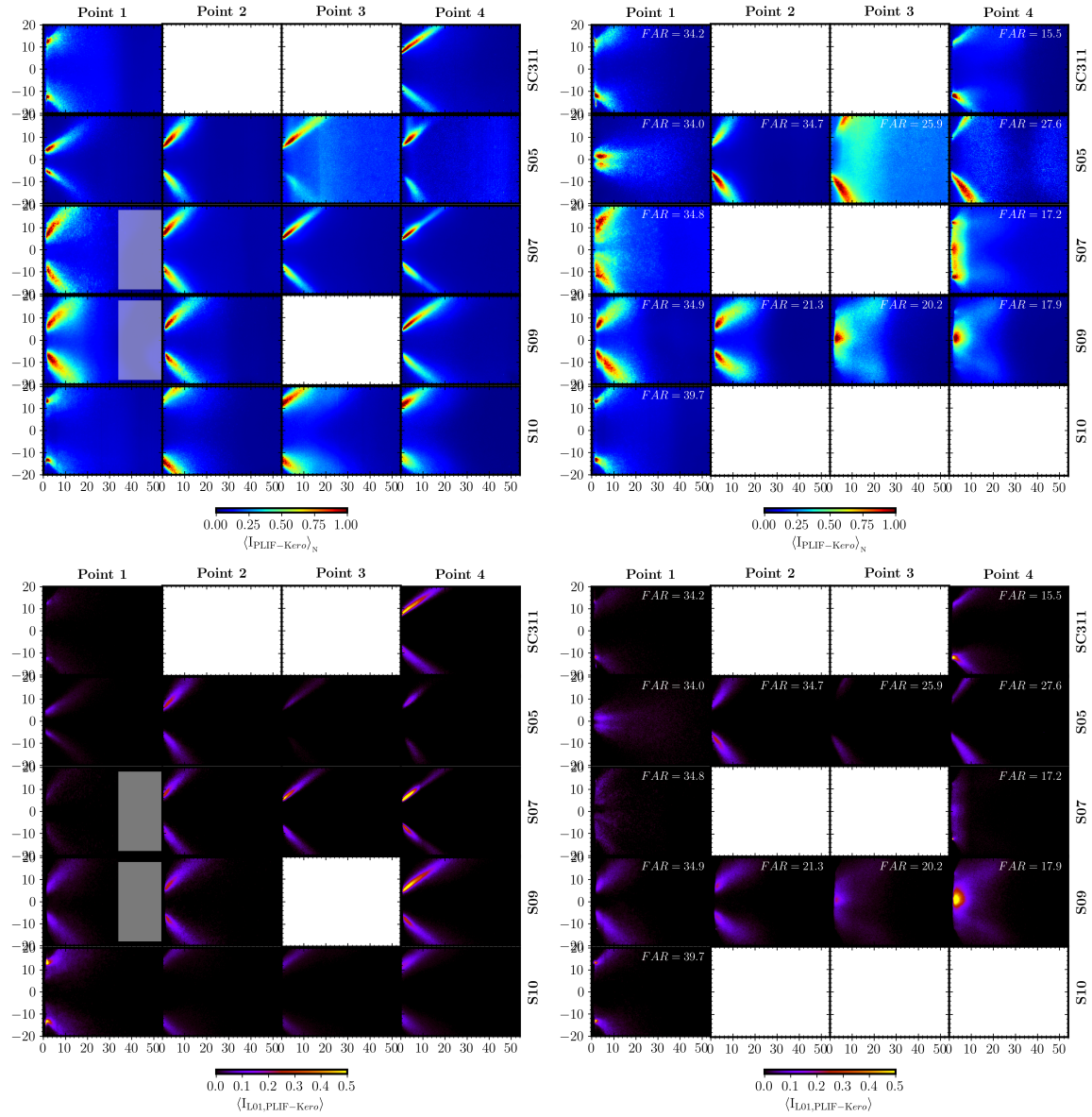


FIGURE C.7 – Visualisation de la phase liquide par PLIF-Kero pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite). Les figures du haut représentent les images moyennes de PLIF-Kero, où seule la phase liquide est visible car le niveau de signal de la vapeur est négligeable devant celui du liquide. C'est une mesure non quantitative, le niveau de signal ne peut pas être comparé entre les conditions. Les figures du bas montrent la probabilité de présence de liquide, calculée à partir des images binarisées.

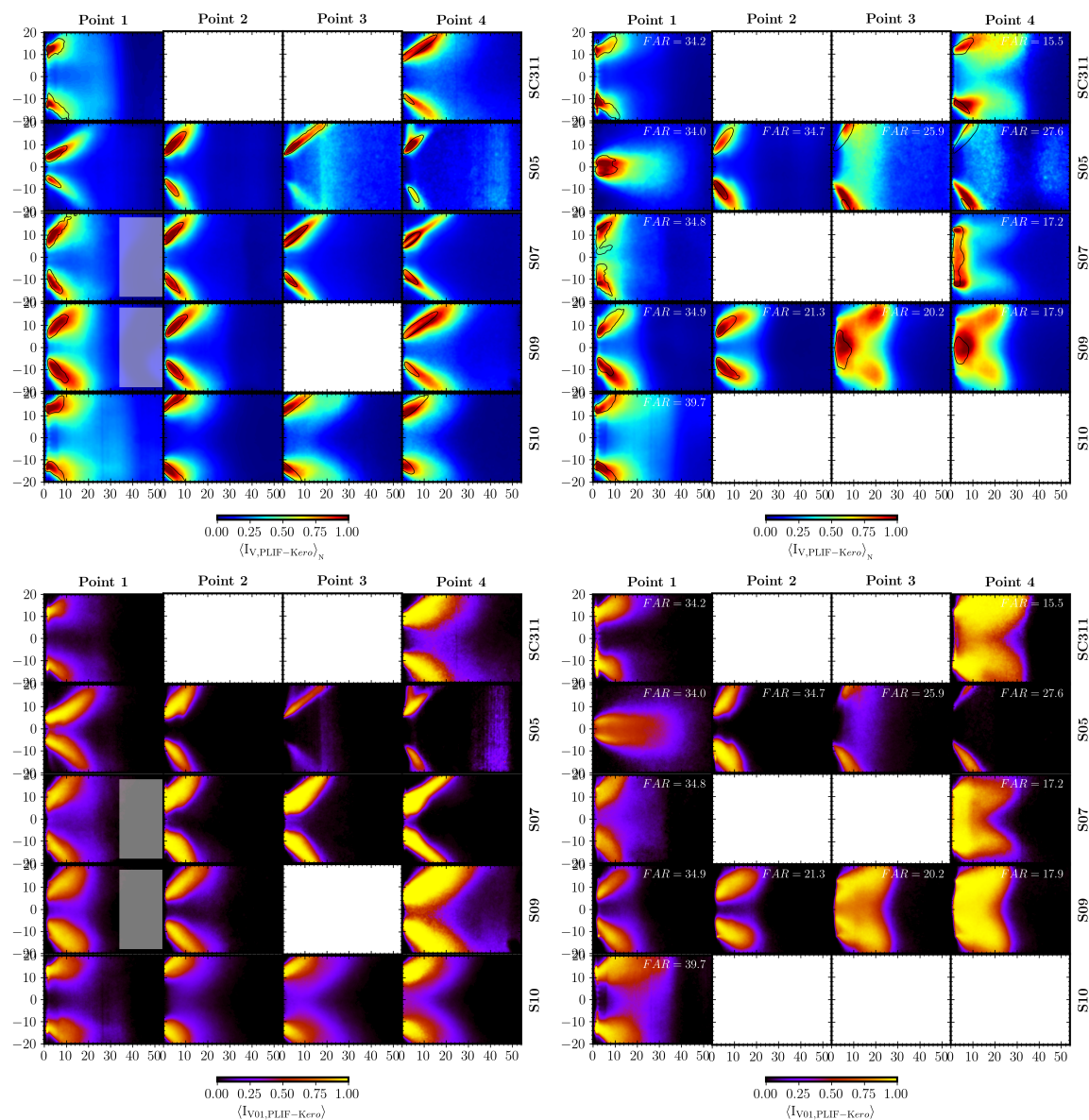


FIGURE C.8 – Visualisation de la phase vapeur par PLIF-Kero pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite). Les figures du haut représentent les moyennes des images de PLIF-Kero sans gouttes. C'est une mesure non quantitative, le niveau de signal ne peut pas être comparé entre les conditions. Les figures du bas montrent la probabilité de présence de vapeur, indépendamment de la quantité. Elle est calculée à partir des images binarisées par le seuil de vapeur, qui est parfois définie très approximativement. La [figure C.9](#) permet de visualiser, sur des images instantanées, les seuils utilisés pour binariser.

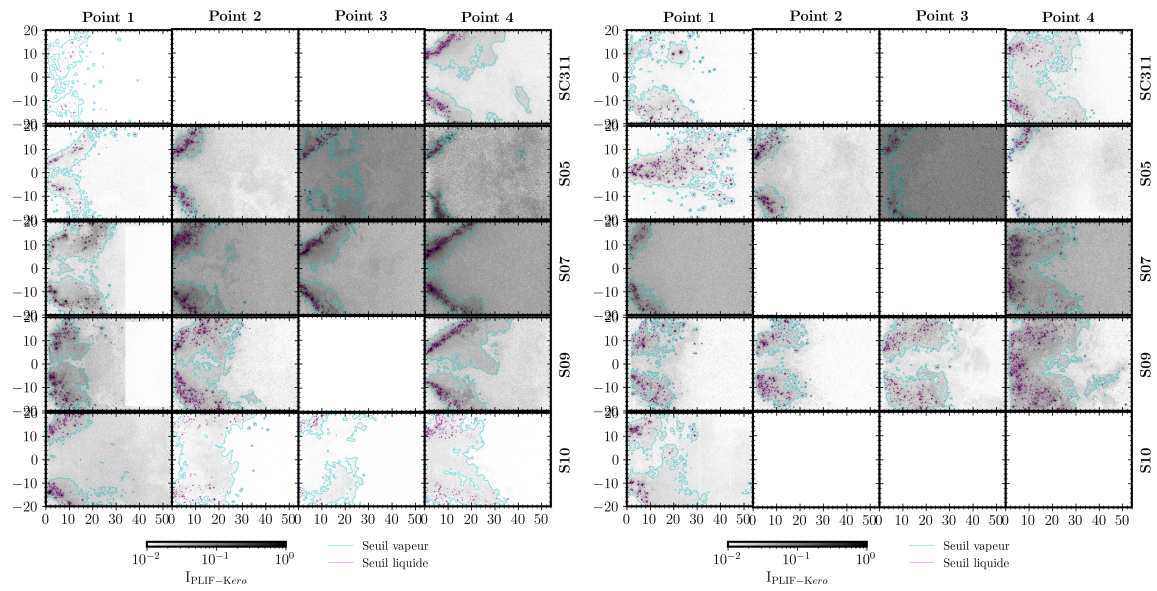


FIGURE C.9 – Visualisation, sur des images instantanées, des seuils utilisés pour binariser les images de PLIF-Kero, pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite).

IV Caractérisation de la flamme par PLIF-OH

Les figures ci-dessous représentent les données calculés à partir des images de PLIF-OH.

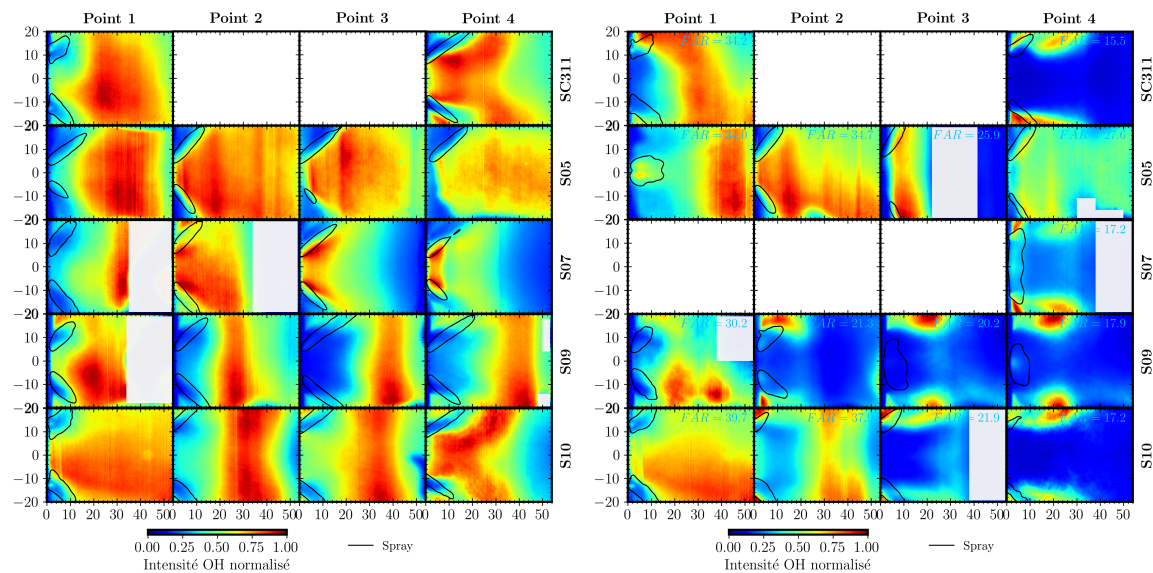


FIGURE C.10 – Images moyenne de PLIF-OH après avoir retiré les gouttes pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite). C'est une mesure non quantitative, le niveau de signal ne peut pas être comparé entre les conditions.

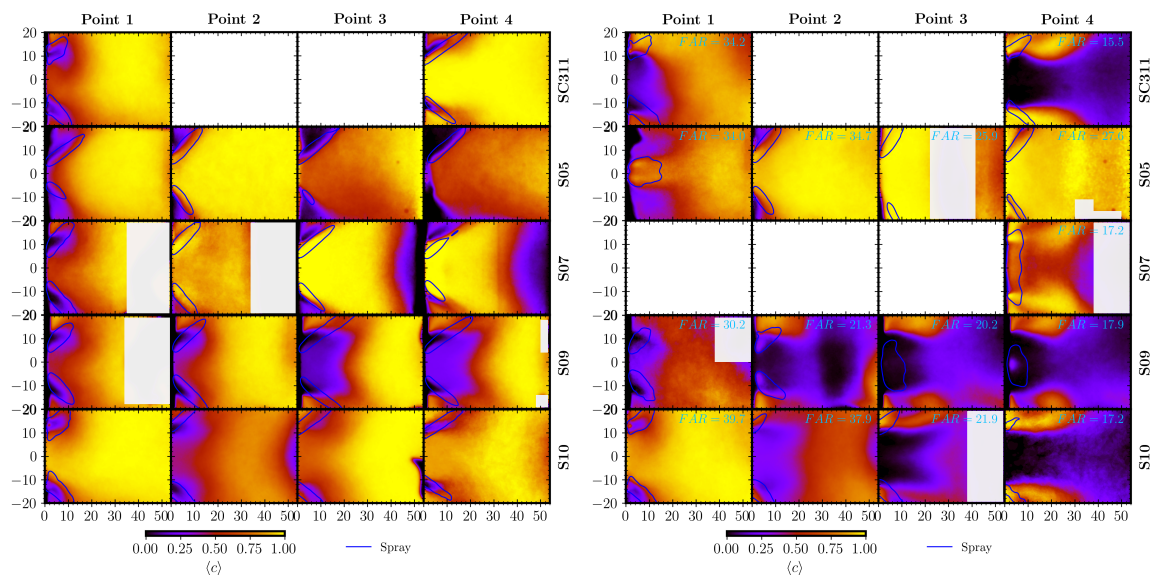


FIGURE C.11 – Variable de progrès moyenne mesurée par PLIF-OH pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite).

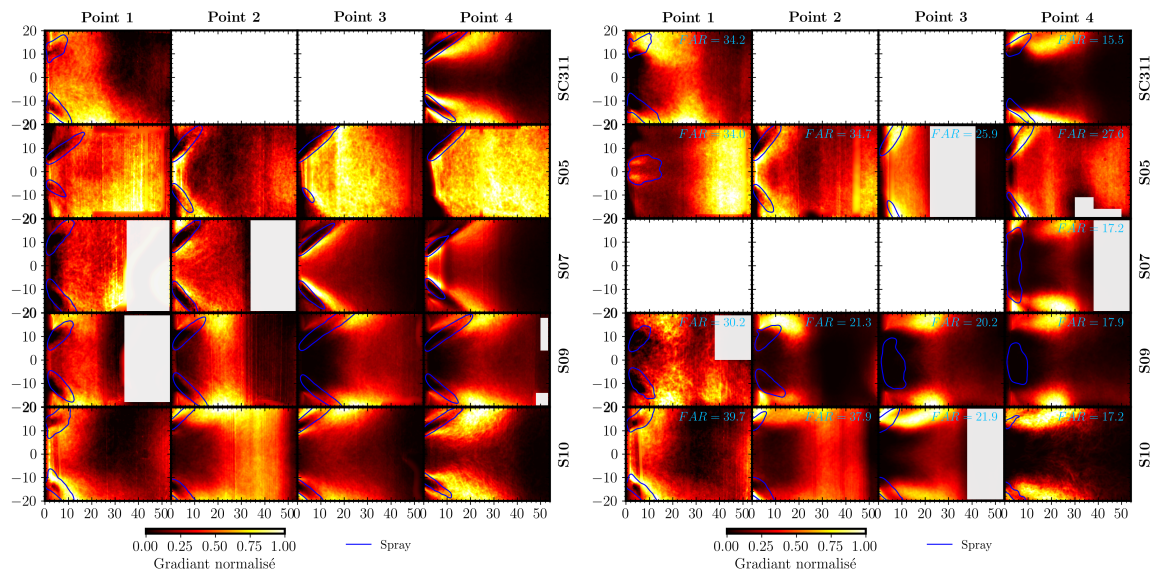


FIGURE C.12 – Position préférentielle du front de flamme estimé par PLIF-OH pour différents SI (lignes) et conditions thermodynamiques (colonnes) de la matrice d'essais (à gauche) et proche de l'extinction (à droite). L'intensité de signal est normalisée par le maximum de chaque essai. C'est une mesure non quantitative, le niveau de signal ne peut pas être comparé entre les conditions.

Étude expérimentale des interactions spray, flamme et turbulence dans des conditions de rallumage en altitude : Application à des injecteurs RQL

Le développement et l'optimisation des systèmes propulsifs pour l'aéronautique présentent un certain nombre de défis technologiques pour répondre aux nombreuses contraintes de pollution, opérabilité et durée de vie. L'une des principales contraintes de sécurité est sa capacité à assurer le rallumage du moteur en cas d'extinction en altitude. Après l'arrêt du réacteur, l'air et le carburant en entrée de chambre de combustion sont à basse pression et basse température. Le rallumage doit s'effectuer dans ces conditions déprimées froides, avec une atomisation dégradée.

Le rallumage de la chambre de combustion n'est que la première étape du rallumage moteur, il y a ensuite la montée en puissance (enroulement). Durant cette étape la régulation du débit carburant est primordiale pour assurer la réussite du rallumage, sans extinction, et avec un rendement suffisant pour entraîner la turbine, et suffisamment progressif pour éviter les problèmes de décollement tournant dans le compresseur.

Ces travaux proposent l'étude de la phase d'enroulement. Dans un premier temps, les problèmes d'atomisation à basse température, et de combustion à basse pression, sont présentés. Ensuite, sur un banc d'essai développé pendant la thèse, les limites d'extinction pauvre et les rendements de combustion sont étudiés le long de la courbe d'enroulement. Cette partie est complétée par l'analyse, dans les mêmes conditions déprimées froides, des interactions spray, flamme et aérodynamisme de l'écoulement par diagnostics optiques.

Mots-clés : Rallumage en haute altitude, Combustion diphasique, Vitesse de flamme, Banc d'essai déprimé froid, Rendement de combustion, Diagnostics optiques

Experimental study of spray, flame and turbulence interactions under high-altitude re-ignition conditions: Application to RQL injectors

The development and optimization of propulsion systems for the aeronautical industry present a number of technological challenges to meet the multiple requirements concerning pollution, operability and durability. One of the main safety constraints is the ability to restart the engine in case of a blow-out at high altitude. After the engine has stopped, the air and fuel entering the combustion chamber are at low pressure and low temperature. The re-ignition must take place in these cold, sub-atmospheric conditions, with a degraded atomization.

Relight of the combustion chamber is only the first stage of the engine re-ignition process, followed by the increase of power (pull-away). During this stage, fuel flow regulation is crucial to ensure successful re-ignition without flame-out, with sufficient efficiency to drive the turbine, and enough smoothness to avoid compressor stall.

This work focuses on the pull-away stage. First, the problems of atomization at low-temperature and combustion at low-pressure are presented. Then, on a test bench developed during the thesis, lean extinction limits and combustion efficiencies are studied along the pull-away curve. This section is completed by the analysis of spray, flame and flow aerodynamic interactions by optical diagnostics, using the same low-pressure/low-temperature conditions.

Keywords: High altitude re-ignition, Two-phase flow combustion, Laminar burning velocity, Low-pressure/low temperature test bench, Combustion efficiency, Optical diagnostics