



HAL
open science

Etude phénoménologique des processus d'allumage et de stabilisation dans les chambres de combustion turbulente swirlées.

Jean-Philippe Frenillot

► **To cite this version:**

Jean-Philippe Frenillot. Etude phénoménologique des processus d'allumage et de stabilisation dans les chambres de combustion turbulente swirlées.. Thermique [physics.class-ph]. INSA de Rouen, 2011. Français. NNT : 2011ISAM0021 . tel-00669522

HAL Id: tel-00669522

<https://theses.hal.science/tel-00669522>

Submitted on 13 Feb 2012

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.

THESE

Présentée

A L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE ROUEN

En vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR

DE L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES

DE ROUEN

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Energétique

Ecole Doctorale : SPMII

Par

Jean-Philippe FRENILLOT

**Etude phénoménologique des processus d'allumage et de
stabilisation dans les chambres de combustion turbulente swirlées.**

Soutenue le 08 Avril 2011 devant le jury d'examen :

Rapporteurs :

Mme C. ROUSSELLE
Mr A. MURA

Professeur à Polytech' Orléans, PRISME.
Chargé de Recherche au CNRS, LCD.

Directeurs de Thèse :

Mr G. CABOT
Mr B. RENO

Maître de Conférence à l'Université de Rouen.
Professeur à l'INSA de Rouen, CORIA.

Examineurs :

Mr I. GÖKALP
Mr L. GICQUEL
Mr M. CAZALENS

Directeur de Recherche au CNRS, ICARE.
Chercheur Senior au CERFACS, Toulouse.
Expert Aérothermochimie SNECMA, Villaroche.

Remerciements

Clôturent sympathiquement l'épisode intense qu'est une thèse et arrivant étrangement au début du manuscrit, voici les remerciements. Sans même me poser la question, je ne peux pas commencer cette partie autrement qu'en parlant de Gilles (Cabot) et Bruno (Renou), les deux directeurs de ma thèse. Soutiens moraux, techniques et scientifiques, je sais pertinemment que je ne serai pas allé au bout de cette thèse sans eux. Pour cela et pour bien d'autres choses, je ne pourrai jamais cesser de rester en contact avec vous. Encore merci pour tout, et notamment d'avoir accepté de devenir conjointement, au moment où j'en ai eut le plus besoin, les directeurs de ma thèse. Les (mes) mots ne suffisent pas pour vous exprimer à quel point vous comptez pour moi.

J'ai eu la chance, ou l'opportunité, d'avoir un jury de grande qualité. Vous aussi m'avez montré dans quelle direction aller : celle de l'argumentation, de la réflexion et du dialogue dans une démarche résolument tournée vers l'avant. Alors merci à vous Christine Rousselle, Arnaud Mura, Iskender Gökalp, Laurent Gicquel et Michel Cazalens.

Ce travail de recherche a été financé conjointement par SNECMA et le CNRS dans le cadre d'un contrat BDI. Ainsi, merci à Michel Cazalens d'avoir osé me proposer ce sujet de recherche lorsque je réalisais mon stage de fin de cycle ingénieur au sein de la division « Chambre de combustion & Arrières corps » de SNECMA Villaroche. Au passage, merci à Mathieu Rullaud, mon encadrant de stage à cette époque, de m'avoir encouragé à poursuivre après le stage en thèse. Ce travail de recherche a entièrement été réalisé dans le laboratoire CORIA – UMR 6614 CNRS, laboratoire sous tutelle de l'INSA de Rouen, de l'Université de Rouen et du CNRS, dont le poste de directeur est occupé par Mourad Boukhalifa.

Je remercie l'ensemble de l'équipe de l'atelier du CORIA et du département EP de l'INSA Rouen pour toute l'aide qu'ils m'ont fournie, les bons moments de rigolade et bien sur toute leur sympathie. Sans leurs compétences les manips' seraient bien loin de pouvoir fournir les résultats

que nous publions si fièrement!! Merci aux ingés du labo, jamais à cours de matériel et d'idées quand ça bloque. Merci aux secrétaires, et principalement dans mon cas merci à Valérie Thieury, Isabelle Lebon et Véronique Agius pour tout le temps qu'elles m'ont (nous) consacrent afin de préparer les départs en congrès, les factures de matériel (qui sont évidemment plus prioritaires que celles des autres !!), et pour leur soutien qui m'a régulièrement permis de faire revenir la motivation.

Au tour d'une des grandes forces vives de la recherche : les doctorant(e)s et post-doctorant(e). Présents le matin dès 7h45 ... ou plutôt entre 9h et 9h30, tous les jours, et mêmes pendant ce qu'on appelait encore avant la thèse les vacances. Coups de gueules, fous rires, grises mines, soutiens, entre-aide, discussions et tout ce qui fait que ce travail est tout de même très riche en émotions, et qu'on partage entre nous, alors merci à Marianne Sjöstrand (si la plante meurt je t'en voudrai longtemps), à Joseph Burguburu (nos visions sur la vie sont assez différentes, mais ça ne nous empêchera pas d'en discuter à nouveau, à chaque fois qu'on se croisera, j'en suis convaincu), à Alexis Vandel (on arrivait à se comprendre à l'aide d'un regard quand la manip' de l'autre, distante de 3m, ne fonctionnait plus), à Nebya Salah (qui a failli me faire mourir de peur et d'angoisse en me faisant monter dans une gigantesque grande roue de la foire Saint Romain de Rouen), à Guillaume Martins (premier collègue de bureau au labo, premières manip's de combustion avec lui), à Guillaume Godel (collègue du 77, collègue de l'INSA Rouen, collègue en thèse, collègue du groupe SAFRAN maintenant, et collègue « supporter » de l'AS Monaco reléguée en Ligue 2 pour 2011/2012 ... au moins). Merci à Nicolas Enjalbert (épatant personnage de simplicité et d'intelligence ... même chambre en congrès à l'ECM de Vienne en 2009, lors de la semaine de l'Ecole de Combustion 2008 à Fréjus avec une semaine de pluie ... sûrement la seule de l'année), à Grégory Bonomeau (pour sa folie et sa bonne humeur dans sa tête), à Matthieu Maugendre (plus de 15000 CD, tous achetés, forment sa collection), à Gautier Luret (pour avoir apporté du calme à tout ce groupe), à David Taieb (pour ses blagues et même celles qui ne sont pas drôles), à Amélie Cabasse (pour sa toujours très bonne humeur et ses supers gâteaux, dégustés aux pauses). Merci bien sur à tout un tas d'autres personnes, pour les pauses passées ensemble, les discussions, les conseils échangés et bien d'autres: Jisheng Min, Emilien Varea, Benoit Talbot, Davy Ngomo, Caroline Lecaplain, Vincent Morel, Guillaume Boutin, Sébastien Grout, Mechline Ayoub, Chloé Caumont, Cindy Merlin, Benoit Leveugle, Eric Albin, Guillaume Lodier, Fabien Thiesset, Céline Cardin, Mathieu Cordier, François Pecquery, Mathias Malandin, Elise Roulin ... et tous les autres que je ne m'aventurerai pas à citer de crainte d'en oublier.

Merci au passage à mes anciens enseignants de l'INSA, devenus le temps d'un semestre collègues de TP : Martine Talbot, Annie Garo ; ainsi qu'aux autres dont j'ai apprécié la sympathie et la simplicité : Jean Cousin, Jean Maquet, Philippe Desjonquères, Siegfried Meunier Guttin-Cluzel, François Penlou ...

Enfin, merci aux membres de ma famille. Notamment à mes parents qui m'ont vu revenir lors de la rédaction de ma thèse. Merci aux membres de ma famille pour m'avoir fait réaliser en me montrant qu'ils sont fiers de moi car faire une thèse est un exercice à part mais gratifiant. Vous avez contribué sans le savoir à me donner la volonté d'avancer.

NOMENCLATURE	11
INTRODUCTION	14
Chapitre 1 – L’allumage	19
1.1 Allumage par bougie	20
1.2 Allumage par laser	21
1.2.1 Le claquage.....	21
1.2.2 Forme du plasma	24
1.2.3 L’expansion et le refroidissement du plasma	27
1.2.3.1 Les effets de l’onde de choc sur l’allumage	28
1.2.3.2 Le refroidissement du plasma: la transition vers la création d’un noyau de flamme	29
1.2.4 Inconvénients de l’allumage par focalisation de faisceau laser	32
1.2.5 Conclusion	32
Chapitre 2 – Etat de l’art des travaux sur l’allumage.....	35
2.1 Influence du volume de dépôt d’énergie.....	36
2.2 Allumage en régime laminaire.....	40
2.2.1 Allumage d’écoulements prémélangés	40
2.2.1.1 Influence de la richesse	40
2.2.1.2 Influence de la vitesse de l’écoulement	41
2.2.1.3 Influence de l’énergie déposée	42
2.2.2 Allumage d’écoulement laminaire non prémélangé ou partiellement prémélangé.....	45
2.2.2.1 La notion de bornes d’inflammabilité.....	45
2.3 Allumage de mélanges en milieu turbulent.....	47
2.3.1 Allumage d’écoulement prémélangés monophasiques	47
2.3.2 Allumage d’écoulement non prémélangés monophasiques	49
2.3.3 Allumage d’écoulements diphasiques.....	50
2.4 Conclusion.....	51
Chapitre 3 - Les dispositifs expérimentaux.....	52
3.1 Dispositif expérimental pour l’étude de l’allumage.....	52
3.1.1 Présentation schématique du brûleur.....	55
3.1.2 Le plenum.....	56
3.1.3 Le système d’injection	56
3.1.3.1 Le swirler	56

3.1.3.2	L'injecteur	57
3.1.4	La chambre de combustion	58
3.1.5	Le convergent de sortie	59
3.2	Régulation des débits.....	59
3.3	Détermination du nombre de swirl du système d'injection	61
3.4	Hypothèses de conservation de la topologie de l'écoulement entre le prémélange et le non-prémélangé	62
3.5	Conditions opératoires des mesures PIV-PLIF-Allumage	64
3.6	Diagramme de fonctionnement du brûleur	66
Chapitre 4 - Les techniques de mesures		71
4.1	Particule Image Velocimetry – PIV	71
4.1.1	Présentation	71
4.1.2	Chaîne de mesures – Méthode d'acquisition	73
4.1.3	Traitement des données	75
4.1.4	Incertitudes liées à la mesure de vitesse par PIV	75
4.2	Laser Induced Fluorescence – LIF	76
4.2.1	Présentation	76
4.2.2	Chaîne de mesures – Méthode d'acquisition	78
4.2.3	Traitement des données	79
4.3	Allumage laser	83
4.3.1	Présentation	83
4.3.2	Moyens de mesures et d'essais.....	83
4.4	Imagerie rapide	86
4.4.1	Moyens de mesures	86
Chapitre 5 - Caractérisation de l'écoulement à froid		88
5.1	Champs de vitesses	88
5.1.1	Analyse des topologies typiques de l'écoulement prémélangé	89
5.1.1.1	Écoulement prémélangé P-H18-0.75-Qm5.03.....	89
5.1.1.2	Écoulement prémélangé P-H9-0.75-Qm5.03- Effet du nombre de swirl	94
5.1.2	Analyse des topologies typiques de l'écoulement non prémélangé.....	97
5.1.2.1	Comparaison des profils moyens et RMS entre les écoulements prémélangés et non prémélangés	98
5.1.3	Validation de la répétabilité des mesures	100

5.1.4	Conclusion sur l'étude de la topologie des écoulements	103
5.2	Etude du mélange entre l'air et le carburant	103
5.2.1	Analyse de la topologie instantanée du champ scalaire	104
5.2.2	Le champ moyen de fraction molaire – effet du nombre de swirl	106
5.2.3	Etude des champs fluctuants	108
5.3	Conclusion	110
Chapitre 6 - Présentation et exploitation des résultats d'allumage		112
6.1	Présentation de la méthode de mesure	112
6.1.1	Que cherche-t-on à mesurer, à déterminer ?	113
6.1.2	Les mesures	113
6.1.2.1	Les probabilités d'allumage	113
6.1.2.2	Protocole d'allumage	116
6.1.2.3	Création des probabilités – taille des échantillons	116
6.1.2.4	Le maillage	121
6.1.2.5	L'énergie laser incidente	122
6.2	Etude de l'écoulement prémélangé. P-H18-0.75-Qm5.03.	124
6.2.1	Description physique de la cartographie d'allumage P-H18-0.75-Qm5.03	124
6.2.2	Analyse directe de la cartographie avec les statistiques du champ de vitesse	125
6.2.2.1	Analyse de la zone de recirculation centrale	126
6.2.2.2	Analyse de la zone de cisaillement maximum	127
6.2.2.3	Analyse de la zone de recirculation de coins	127
6.2.2.4	Analyse dans les jets swirlés	128
6.2.2.5	Conclusion	129
6.2.3	Scénarios d'allumage, P-H18-0.75-Qm5.03	130
6.2.3.1	Etude de la zone de recirculation centrale (IRZ)	131
6.2.3.2	Etude de la zone de recirculation de coins (CRZ)	144
6.2.3.3	Etude de la zone de cisaillement	147
6.2.3.4	Etude de l'allumage dans les jets swirlés	152
6.2.4	Conclusion	158
6.3	Effet des gradients de richesse sur les probabilités d'allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43 ..	161
6.3.1	Description physique de la cartographie d'allumage NP-H18-0.75-Qm5.43	161
6.3.2	Analyse de l'effet des gradients de richesse sur les statistiques d'allumage	162
6.3.3	Scénarios d'allumage, NP-H18-0.75-Qm5.43	163
6.3.3.1	Etude des essais d'allumage dans l'IRZ	164
6.3.3.2	Etude d'essais d'allumage dans la CRZ	173

6.3.3.3	Etude des essais d’allumage dans la zone de cisaillement	176
6.3.3.4	Etude d’essais d’allumage dans les jets swirlés	179
6.3.4	Conclusion	182
6.4	Effet de l’intensification du swirl sur les résultats d’allumage. P-H9-0.75-Qm5.03 et NP-H9-0.75-Qm5.43.	184
6.4.1	Effet de l’intensification du swirl sur les statistiques d’allumage de l’écoulement prémélangé ..	185
6.4.1.1	Cartographie des différences de statistiques d’allumage	185
6.4.1.2	Effet de l’augmentation du swirl sur les statistiques d’allumage dans l’IRZ	187
6.4.1.3	Effet de l’augmentation du swirl sur les statistiques d’allumage dans la CRZ.....	190
6.4.1.4	Effet de l’augmentation du swirl sur les statistiques d’allumage dans la zone de cisaillement maximum	193
6.4.1.5	Effet de l’augmentation du swirl sur les statistiques d’allumage dans les jets swirlés	195
6.4.1.6	Conclusion	197
6.4.2	Effet de l’intensification du swirl sur les statistiques d’allumage de l’écoulement non prémélangé	199
6.4.2.1	Cartographie de l’effet de l’intensification du swirl sur les statistiques d’allumage en configuration non prémélangé	199
6.5	Conclusions sur les résultats de statistiques d’allumage.....	200
Chapitre 7 - Etude de la stabilité des flammes kérosène/air/hydrogène		205
7.1	Introduction	212
7.2	Laboratories & Experimental apparatus.....	214
7.2.1	Scale gas turbine	214
7.3	Optical diagnostics and measurements.....	216
7.3.1	LDV	216
7.3.2	CH* imaging.....	217
7.3.3	Pressure fluctuations.....	217
7.3.4	Pollutant emissions	217
7.4	Operating conditions	218
7.5	Aerodynamic characteristics	220
7.6	Stability domain of combustion.....	224
7.7	Flame structure analysis.....	227
7.8	Combustion instabilities – spectral densities of pressure fluctuations	232
7.9	Pollutant emissions.....	236

7.10	Constant combustion power	238
7.11	Conclusion.....	241
Chapitre 8 - CONCLUSIONS & PERSPECTIVES.....		243
8.1	Problématique scientifique	243
8.2	Ecoulements à froid, turbulence et mélange.....	243
8.3	Statistiques d'allumage.....	244
8.4	Stabilisation des flammes	245
8.5	Perspectives	246
	Annexe 1 – Effet du débit total sur le champ aérodynamique prémélangé. P-H18-0.75- Qm5.03/Qm10.35/Qm15.77	249
	Annexe 2 - Effet de la richesse sur le champ aérodynamique prémélangé. P-H18-0.75/0.85/0.95- Qm5.03	251
	Annexe 3 - Effet du débit total sur le champ aérodynamique non prémélangé. NP-H18-0.75- Qm5.43/Qm11.44/Qm16.96	254
	Annexe 4 - Effet de la richesse sur le champ aérodynamique. NP-H18-0.75/0.85/0.95-Qm5.43	256
	Annexe 5 - Effet de l'intensité du swirl sur le champ aérodynamique non prémélangé. NP-H18/H9- 0.75-Qm5.43	258
	Annexe 6 - Evolution de la fraction molaire moyenne d'acétone dans le mélange en fonction du débit d'air.....	260
	Annexe 7 – Effet de la richesse globale sur les statistiques d'allumage à énergie de dépôt constante en mode prémélangé	262
BIBLIOGRAPHIE.....		264
TABLE DES FIGURES		274

NOMENCLATURE

r	Rayon du volume de dépôt d'énergie, mm.
l	Longueur du volume de dépôt d'énergie, mm.
f	Distance focale, mm.
d	Diamètre du faisceau laser, mm.
S_l	Vitesse de flamme laminaire, m/s.
R	Rayon du swirler, mm.
$D_{swirler}$	Diamètre de sortie extérieur du swirler, mm.
H_{xx}	Nombre de canaux ouverts du swirler.
G_{tan}	Moment de la composante tangentielle de la vitesse.
G_{axe}	Moment de la composante axiale de la vitesse.
V_x	Composante radiale de la vitesse, m/s.
V_y	Composante tangentielle de la vitesse, m/s.
V_z	Composante axiale de la vitesse, m/s.
U_{mean}	Vitesse moyenne, m/s.
V'_x	Composante radiale de la fluctuation de vitesse, m/s.
V'_z	Composante axiale de la fluctuation de vitesse, m/s.
U'_{mean} (ou k)	Fluctuations moyennes de la vitesse, m/s.
MIE	Energie Minimale d'Allumage (Minimum Ignition Energy), mJ.
SMD	Diamètre moyen de Sauter (Sauter Mean Diameter), μm .
P	Pression, bar.
Q_m	Débit massique, g/s.
ΔP	Différence de pression, bar.
X_f	Fraction molaire de carburant.
X_f'	Fluctuations de la fraction molaire de carburant.
$X_{f_{inf}}$	Limite basse d'inflammabilité.
$X_{f_{sup}}$	Limite haute d'inflammabilité.
$X_{f_{st}}$	Ligne stœchiométrique.
E_i	Energies mesurées sur la ligne optique du faisceau laser, mJ.
P_{inf}	Probabilité d'être dans des conditions d'inflammabilité.

P_{ker}	Probabilité de créer un noyau de flamme.
P_{ign}	Probabilité d'aboutir à une flamme stabilisée dans le brûleur.
CO	Monoxyde de Carbone.
NO _x	Oxydes d'Azote.
EINOX	Indice d'émissions de NO _x , mg/kg.
EICO	Indice d'émissions de CO, mg/kg.

Nombres sans dimension :

x/D	Axe vertical du brûleur adimensionné.
z/D	Axe horizontal du brûleur adimensionné.
Sn	Nombre de swirl.
FAR	Rapport air/carburant massique (Fuel Air ratio).
RPA	Ratio des Probabilités d'Allumage.

Acronymes :

FWHM	Largeur du pulse à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum), mm.
LBO	Limite basse d'extinction (Limit of Blow-Off)
PIV	Velocimetry par Images de Particules (Particle Image Velocimetry).
PLIF	Mesure de concentration de carburant (Planar Laser Induced Fluorescence).
IRZ	Zone Interne de Recirculation (Inner Recirculation Zone).
CRZ	Zone de Recirculation de Coins (Corner Recirculation Zone).
PDF	Distribution temporelle moyenne (Probability Density Function).
LPP	Système d'injection (Lean Premixed Prevaporised).
TVC	Concept de chambre de combustion par marche (Trapped Vortex Core).
AS	Flamme accrochée et stable (Anchored Stable).
LS	Flamme liftée et stable (Lifted Stable).
LU	Flamme liftée instable (Lifted Unstable).
VU	Flamme instable proche de l'extinction (Very Unstable).
PSD	Signal de densité spectrale de pression (Power Density Spectrum).

LHV Pouvoir Calorifique Inférieur d'un carburant (Low Heating Value), MJ/kg.

Lettres grecques :

λ Longueur d'onde laser, μm .

ρ Masse volumique, kg/m^3 .

θ Divergence du laser, mrad.

Φ (ou phi) Richesse de l'écoulement.

τ_i Transmittivités des composantes de la ligne optique du faisceau laser.

INTRODUCTION

Dans le domaine de l'ingénierie et de la recherche, les développements actuels visent à améliorer l'efficacité des systèmes de production d'énergie et de propulsion, notamment en les rendant de moins en moins polluants et en augmentant l'énergie produite. Les sommets de Kyoto en 1991, puis de Copenhague en 2009 ont eu pour effet d'imposer une diminution drastique des émissions des gaz à effet de serre les plus polluants. Cette dynamique mondiale, visant à agir et faire prendre conscience de l'importance de l'action humaine sur notre planète possède un lien direct avec les activités de production d'énergie. Les plus grands groupes internationaux de ce domaine affichent parmi les éléments de leur politique générale l'ambition de transiter vers des systèmes dits « verts » en minimisant au maximum les effets négatifs de leurs produits sur la planète.

Depuis de nombreuses années, l'utilisation de sources d'énergies renouvelables fait l'objet de programmes de recherche d'ampleur internationale. Les énergies éoliennes, marémotrices ou solaires en sont des parfaits exemples. Néanmoins, pour certaines activités, le passage à de nouvelles sources d'énergies, non fossiles, ne semble pas pouvoir être facilement envisagé. C'est le cas par exemple des moteurs en général, dont l'utilisation est destinée aux véhicules routiers particuliers, aux avions civils et militaires, aux fusées ou autres. Dans ce sens, les activités de production d'énergie basées sur le principe de la combustion se doivent de rendre plus propres leurs produits tout en développant en parallèle des systèmes employant de plus en plus de sources non fossiles.

Dans le domaine de l'aéronautique civile, les normes d'émissions polluantes en vigueur sont établies par l'ACARE (Advisory Council for Aeronautical Research in Europe). Leurs scénarios prévoient une augmentation comprise en 3 et 5% du trafic aérien des passagers d'ici 20 ans. Sans intervention bénéfique, cette croissance continuera à accentuer leur impact négatif sur l'environnement, en rejetant toujours plus de gaz à effet de serre et de polluants tels que les imbrûlés, les CO, les NOx ainsi que les suies.

Si des phases de travail visant à optimiser les produits actuels sont réalisables, les caps de réductions d'émissions polluantes et d'augmentation de l'efficacité énergétique imposés par ces protocoles ne peuvent être atteints que par la recherche de nouvelles technologies et de modes de fonctionnement novateurs des installations futures. L'industrie européenne des motoristes aéronautiques prépare déjà ces avancées nécessaires via la mise en place de programmes de recherches spécifiques. Les programmes PRECCINSTA ou TIMECOP en ont été des exemples. Aujourd'hui, les programmes de recherche visent à diminuer les émissions de NO_x afin d'atteindre les seuils des normes et de leurs évolutions futures. Les stratégies de diminution des émissions de NO_x passent par la diminution de la richesse globale et locale des chambres de combustion. La quantité de carburant se trouve ainsi en défaut par rapport à l'air, ce qui permet une disparition des « points chauds » à l'intérieur des écoulements réactifs, source importante de formation de NO_x. De plus le passage à des écoulements dits prémélangés, permet d'accentuer encore la réduction de NO_x. Ainsi, les brûleurs de la génération appelée « Lean (Prevaporized) and Premixed burners » sont aujourd'hui la solution la plus viable et la plus prometteuse dans l'optique de l'accroissement des performances globales (hausse du rendement de combustion et diminution des émissions NO_x).

Néanmoins, cette solution présente des inconvénients spécifiques à cette combustion en régime pauvre et prémélangé : la présence d'instabilités de combustion. Elles se caractérisent par l'existence d'oscillations de grandes amplitudes d'un ou plusieurs modes acoustiques du brûleur et apparaissent lorsque le dégagement de chaleur, par nature instationnaire, se couple avec ces mêmes modes d'oscillations du brûleur [1]. Ces oscillations du taux de dégagement de chaleur deviennent ainsi auto-entretenues. Il résulte alors des oscillations de la pression, issues du dégagement de chaleur instable, qui peuvent entraîner des dommages irréversibles au brûleur [2].

La problématique de l'allumage ainsi que du ré-allumage en altitude se rajoute aux phénomènes des instabilités de combustion. On sait qu'à énergie de dépôt donnée, il est plus simple d'initier des réactions chimiques pour des mélanges locaux proches de conditions stœchiométriques. Or, la recherche de la diminution des émissions de NO_x passe par une diminution de la richesse globale des foyers de combustion. En altitude, la chute de la pression (conditions dites « Low Mach »), ainsi que de la température en entrée de brûleur rendent les conditions de ré-allumage d'autant plus critiques que la richesse globale de chambre diminue. Il

devient ainsi nécessaire d'appréhender le phénomène de l'allumage de façon à le comprendre dans des conditions de forts excès d'air dans les brûleurs.

Un allumage, en configuration aéronautique, est considéré réussi lorsqu'un noyau de flamme initié par une étincelle parvient à se développer et à se stabiliser dans le foyer dans un régime auto-entretenu. Cette définition montre l'importance de considérer des aspects liés à l'allumage en lui-même, mais aussi à la stabilisation des flammes afin de répondre correctement à la problématique de l'allumage des moteurs d'avions.

S'il existe des études permettant de connaître des données telles que l'énergie nécessaire à apporter à un milieu pour générer un noyau de flamme en fonction de la richesse ou de la vitesse de l'écoulement, la phénoménologie en elle-même de l'allumage est peu connue. L'intérêt scientifique d'une étude sur l'allumage devient donc majeur [3, 4].

Cette thèse est consacrée à accroître la compréhension des mécanismes d'allumage, de propagation et de stabilisation des flammes turbulentes en configuration aéronautique. Un des objectifs est de déterminer les facteurs, locaux ou globaux, influençant les réussites et les échecs d'allumage. La présentation de ces résultats sous formes de scénarios d'allumage constituera la première grande partie de ce travail de recherche. Nous mettrons en relation ces objectifs avec les dernières avancées obtenues sur la compréhension de l'allumage en milieu aéronautique lors de l'étude bibliographique. La seconde et dernière partie de cette thèse porte sur l'étude de la stabilité des flammes turbulentes de kérosène/air/H₂. Il s'agit d'une approche basée sur la voie de la chimie dans le but d'obtenir une amélioration des conditions de stabilité de la combustion en configuration aéronautique, prévaporisée et prémélangée.

Ce manuscrit de thèse est organisé de la façon suivante. La première partie regroupe les chapitres 1 à 6. Le chapitre 1 est consacré à la présentation du phénomène de l'allumage de façon générale. Le chapitre 2 sert à présenter les travaux liés à l'allumage. Le chapitre 3 présente le dispositif expérimental utilisé dans notre étude de l'allumage ainsi que les conditions opératoires. Le chapitre 4 vise à développer les méthodes de mesure des écoulements que nous avons étudiés, ainsi qu'à lister le matériel utilisé. Le chapitre 5 est dédié à la présentation des résultats de turbulence et de mélange des conditions opératoires. Le chapitre 6 présente les résultats

d'allumage et les analyses effectuées sur les différentes conditions opératoires. La seconde partie de ce manuscrit est dédiée à une étude d'amélioration de la stabilisation des flammes turbulentes. La conclusion vient reprendre les principaux résultats obtenus ainsi que les perspectives et les questions supplémentaires soulevées suite à ce travail de recherche.

1^{ère} partie

Chapitre 1 – L'allumage

La mise en place d'un écoulement réactif impose de générer à un moment donné un noyau de gaz brûlés qui aboutira à une flamme stabilisée sur un brûleur, si les conditions environnantes locales le permettent. Ce noyau initial de gaz brûlés peut être obtenu par différents moyens, tels que le dépôt d'énergie sous forme d'une étincelle ou encore par contact du mélange de carburant et d'air avec une surface à haute température.

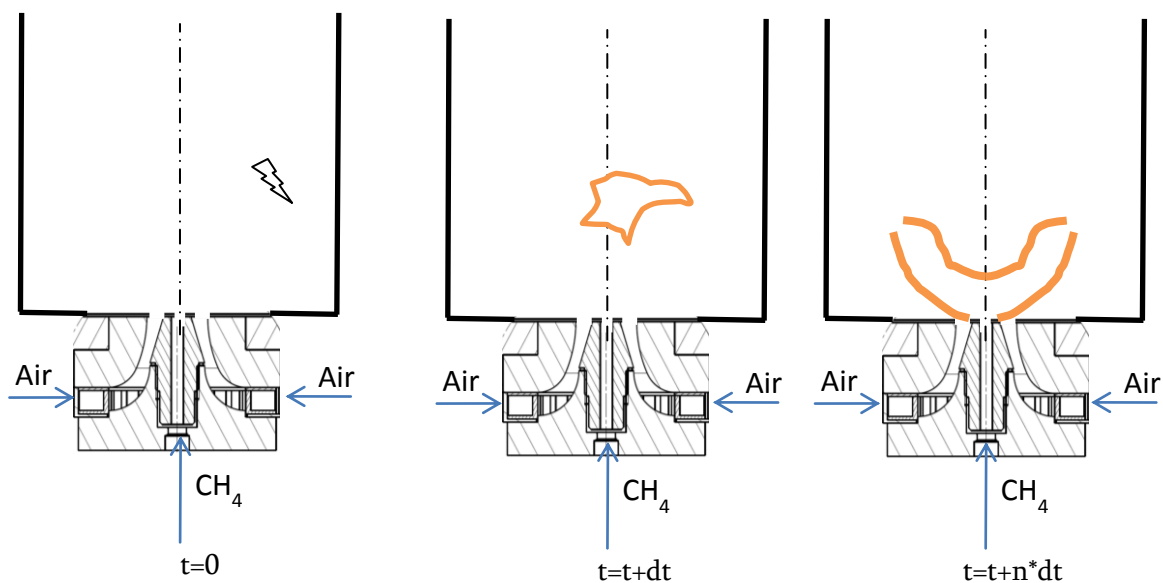


Figure 1 : Schéma de principe des étapes et des paramètres principaux du claquage à la stabilisation.

Les schémas ci-dessus décrivent les différentes grandes étapes du processus d'allumage d'un mélange dans une chambre de combustion confinée. Ce processus est entamé par la création d'une étincelle ou d'un plasma qui permettra l'apparition des premiers radicaux qui à leur tour initieront les réactions chimiques entre les espèces. Selon l'énergie déposée dans le milieu, un noyau de flamme pourra apparaître et croître jusqu'à atteindre une valeur critique de son rayon. Ce noyau pourra alors se développer et si les conditions aérothermochimiques le permettent, le mélange d'air et de carburant qui entrera en contact avec ce noyau s'enflammera à son tour. Les phénomènes de diffusion de chaleur et d'espèces pourront alors s'amplifier et aboutir dans le meilleur des scénarios à la stabilisation d'une flamme près des injections d'air et de carburant.

1.1 Allumage par bougie

La phénoménologie de l'allumage par bougie est composée de quatre phases toutes bien distinctes les unes des autres. Le but étant toujours de générer dans un volume seuil, ou critique, un noyau de gaz brûlés à très haute température dont la convection par le milieu environnant et la diffusion des radicaux ionisés permettront l'initiation des premières réactions chimiques dans le mélange de carburant et d'air afin d'aboutir, selon les domaines d'applications, à une flamme auto-entretenu par des débits adéquats de comburant et de carburant, ou à une répétition cycle-à-cycle de ce phénomène.

- La phase de pré-claquage initie le phénomène. L'intensité entre les bornes des deux électrodes est d'au moins 10kV/cm et sa durée n'excède pas plusieurs dizaines de nanosecondes. La condition nécessaire à l'existence de cette phase réside dans la présence d'électrons libres entre les bornes des électrodes. A l'aide de la grande intensité du champ électrique, ces électrons libres vont être accélérés permettant ainsi d'augmenter la probabilité qu'ils entrent en collision avec des molécules du milieu environnant. Ces collisions vont à leur tour créer des électrons, ainsi que des ions, permettant alors à ce phénomène de s'amplifier et d'arriver à ce que l'on nomme une cascade électronique permettant ainsi d'atteindre les conditions requises à la seconde étape de l'allumage par bougie.
- La phase de claquage peut démarrer à partir du moment où suffisamment d'électrons libres ont été créés afin de rendre le milieu conducteur, faisant ainsi chuter la tension aux bornes des électrodes. Il s'agit du claquage en lui-même et il ne dure pas plus de quelques dizaines de nanosecondes. Le courant (de l'ordre de 100A) passe dans le milieu et ionise les molécules du mélange carburant/air créant ainsi de nombreux radicaux accélérateurs des réactions chimiques exothermiques. Des électrons à très haute température apparaissent (de l'ordre de 50000K).
- Un arc électrique est alors créé. Le plasma d'électrons et d'ions baisse fortement en température tout comme l'intensité et la tension du courant et il commence son

expansion. Sa durée s'établit sur plusieurs millisecondes, il s'agit donc d'un phénomène dont le temps caractéristique est de plusieurs ordres de grandeur supérieurs aux phases de pré-claquage et de claquage.

- La phase de décharge conclut ce phénomène. Les pertes thermiques par la bougie sont très importantes, et la température chute (environ 3000K).

En milieu agressif et corrosif comme l'est la combustion, il devient intéressant de travailler sur l'étude de l'allumage en employant un système pouvant délivrer des étincelles dont les caractéristiques sont répétables en termes d'énergie et de volume de dépôt mais aussi neutres vis-à-vis de l'écoulement. L'allumage par focalisation d'un faisceau laser répond mieux à ces critères et présente l'avantage de pouvoir être placé à n'importe quel endroit de l'écoulement. Dans la partie suivante nous allons présenter le principe de l'allumage par focalisation de faisceau laser.

1.2 Allumage par laser

Un laser permet de fournir un faisceau de lumière fortement énergétique et de faible dimension. Son utilisation devient de plus en plus envisagée notamment grâce à sa capacité à allumer des mélanges à haute pression et haute température [5-13]. L'emploi d'une telle méthode permet de s'affranchir des problèmes de maintenance des électrodes et de l'aspect intrusif de ces dernières. De plus, le principal avantage de l'allumage par claquage du faisceau laser réside dans le contrôle de l'énergie déposée, le contrôle de la durée de l'étincelle et le fait que le système ne perturbe pas l'écoulement. L'étincelle peut être placée au cœur de l'écoulement ou dans des zones de fortes probabilités d'allumage et de stabilisation, évitant ainsi des pertes d'énergie en allumant trop près des parois.

1.2.1 Le claquage

Nous allons tout d'abord étudier la formation de l'étincelle, qui est obtenue à partir de la focalisation d'un laser par une lentille convergente, dans l'écoulement combustible/air. Lors de son

passage par le point focal, le faisceau laser est concentré dans un très petit volume (Figure 2). Il est possible de déterminer les caractéristiques géométriques du volume de dépôt d'énergie. En faisant l'hypothèse d'un faisceau cylindrique, on peut calculer la longueur et le rayon du volume de dépôt d'énergie [14] :

$$r = \left(\frac{2\lambda}{\pi} \right) \left(\frac{f}{d} \right) \text{ et } l = (\sqrt{2} - 1) \frac{\theta}{d} \cdot f^2$$

(Eq. 1)

Avec « r » le rayon et « l » sa longueur volume de dépôt d'énergie. λ désigne la longueur d'onde du faisceau laser, f la distance focale de la lentille, d le diamètre du faisceau laser et θ sa divergence.

Si la densité d'énergie au point focal atteint une certaine valeur qui correspond au seuil de claquage du mélange, ce petit volume de gaz situé au point focal devient optiquement épais et absorbe l'énergie incidente. Notons que, tant que le seuil de claquage n'est pas atteint, le volume de gaz au point focal est transparent à la lumière et ainsi, toute l'énergie incidente qui le traverse est « perdue » (figure 2a). Puis, une fois le seuil de claquage atteint, l'énergie restante du pulse laser est absorbée au point focal, car ce dernier est devenu optiquement épais. Ainsi, les fortes densités d'énergie obtenues au point focal lors du phénomène de claquage conduisent à la formation d'une étincelle, c'est-à-dire d'un plasma via les processus d'ionisation multi photonique et de cascade électronique (par Bremsstrahlung inverse).

- L'ionisation multi photonique : se produit lorsqu'une molécule de gaz absorbe plusieurs photons incidents. Elle peut être ionisée, si l'énergie totale de ces photons est supérieure à son énergie d'ionisation.
- La cascade électronique : Ce phénomène requiert des électrons initialement présents dans le milieu. Ces électrons proviennent du processus d'ionisation multiphotonique et de la très faible concentration d'électrons naturellement présente dans l'air. Les électrons ainsi présents absorbent les photons incidents par Bremsstrahlung inverse : ce phénomène correspond à l'absorption d'un photon par un électron libre, durant sa collision avec un atome ou un ion. En raison de ce gain d'énergie, l'électron se trouve accéléré. Si l'énergie des électrons accélérés via le phénomène de Bremsstrahlung

inverse est suffisante, ils peuvent ioniser les molécules de gaz, au cours de collisions inélastiques. Ce phénomène entraîne ainsi l'apparition de nouveaux électrons libres, qui vont également être accélérés par Bremsstrahlung inverse, ioniser des molécules du milieu et conduire ainsi à l'apparition de nouveaux électrons, enchainant et amplifiant à nouveau avec les phases précédentes. C'est pourquoi ce phénomène est appelé cascade électronique.

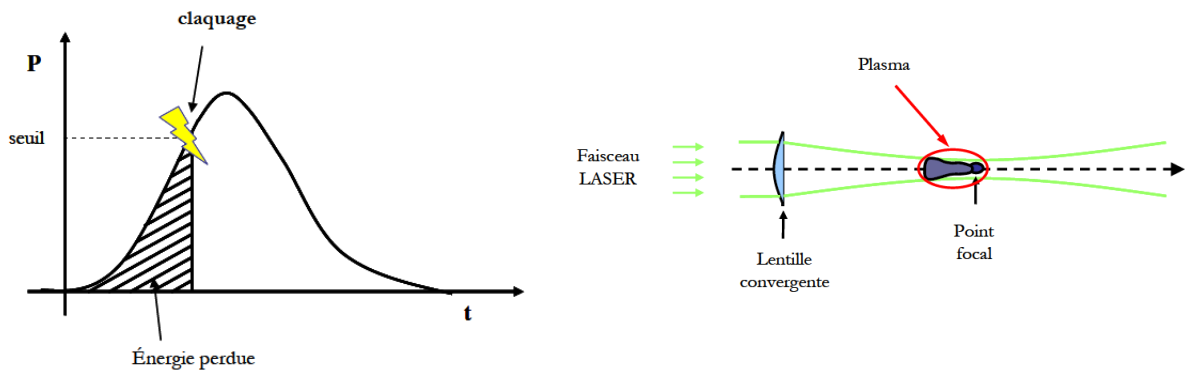


Figure 2 : Evolution temporelle de la densité d'énergie au point focal (gauche). Schéma de la focalisation d'un faisceau laser (droite).

Ainsi, via ces phénomènes, le volume de gaz situé au point focal va être totalement ionisé en un temps très court (~ 200 ns). Ceci conduit ainsi à l'obtention d'un plasma qui contient des espèces chimiques très réactives et qui va constituer une source énergétique et chimique pour l'allumage. Notons que la taille de ce plasma est différente de la taille du volume de dépôt d'énergie, dans lequel est concentré le faisceau laser au point focal. La température et la pression du plasma sont de l'ordre de 10^6 K et de 10^3 atm. Ces conditions de température et de pression conduisent au développement d'une onde de choc, dont nous décrirons les effets sur l'allumage dans la suite.

Notons que l'augmentation de l'énergie déposée au point focal a une faible influence sur la valeur de la température du plasma, mais va entraîner une expansion plus importante du plasma (une étincelle de plus grande taille). Ainsi, une élévation de l'énergie de l'étincelle va conduire à une augmentation significative du temps nécessaire pour atteindre l'ionisation complète du plasma.

1.2.2 Forme du plasma

La forme de l'étincelle issue de la focalisation d'un faisceau laser est assez différente de celle d'une étincelle créée par deux électrodes. Dans le cas d'un allumage laser, la forme de l'étincelle sera principalement dictée par la durée du pulse laser, l'énergie fournie au cours de ce pulse et par le volume de dépôt de l'énergie. Dans sa thèse, Ternel [15] a caractérisé la taille de l'étincelle issue de la focalisation d'un faisceau laser (Spectra Physics 532nm) pour différentes distances focales.

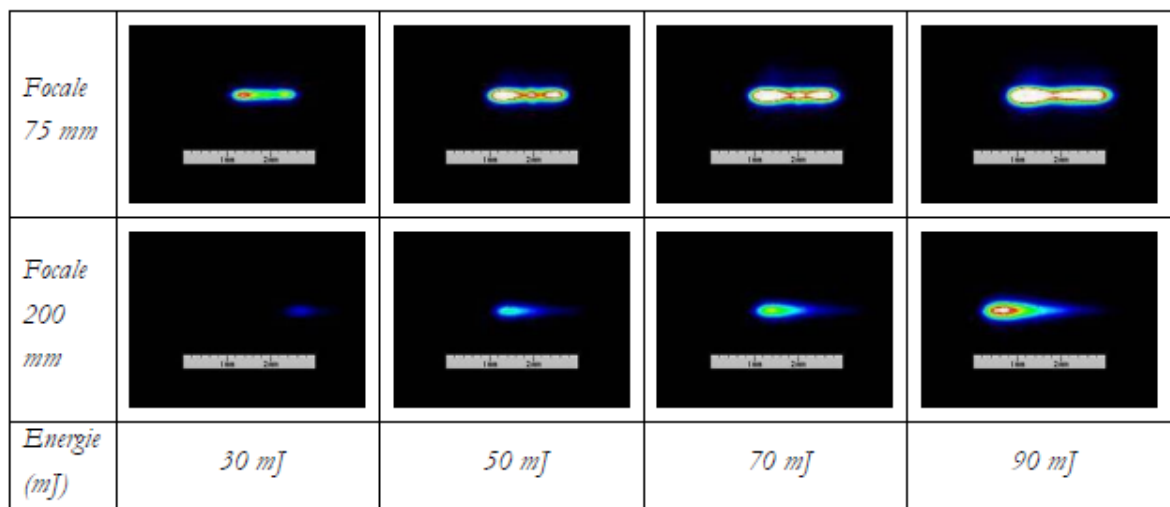


Figure 3 : Evolution de la taille de plasma et de la zone à haute température en fonction de la distance focale et de l'énergie apportée. [15]

Sur ces images, le faisceau laser vient de la gauche. On observe que pour une même distance focale, plus l'énergie apportée augmente et plus le volume du plasma sera grand. La distance focale présente un effet plus marqué étant donné que ce paramètre influe sur le volume de dépôt de l'énergie. Il faut donc apporter plus d'énergie afin d'obtenir un plasma de taille similaire lorsque l'on augmente la distance focale de la lentille de convergence. De plus, la zone de haute intensité du plasma se déplace de façon plus marquée lorsque la distance focale augmente.

Une autre caractéristique de l'étincelle issue d'un tir laser est la formation d'une onde de choc. Lackner [16] a montré la propagation de cette onde de choc par pas de temps de 500ns suite à la formation du plasma.

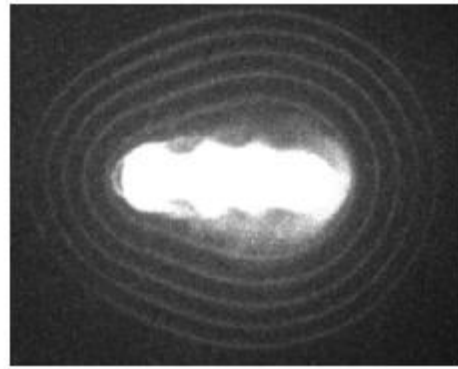


Figure 4 : Evolution de l'onde de choc dans de l'air à 10bars issue du claquage en fonction du temps (Dt=500ns).[16]

Le plasma n'est pas sphérique et cela à cause de l'onde de choc. D'après plusieurs études, cette onde de choc conduit à déformer le plasma et la vitesse de propagation du choc est fonction de l'énergie apportée initialement. Cette onde de choc aide au développement du plasma dans les premiers instants mais elle dissipe aussi grandement son énergie. Cet aspect fait partie des hypothèses permettant d'expliquer les différences d'énergies nécessaires à l'allumage d'un mélange par laser et par électrodes. Une étude de McNeill [17] montre que 90% de l'énergie apportée peut ainsi être perdue lors de ce processus.

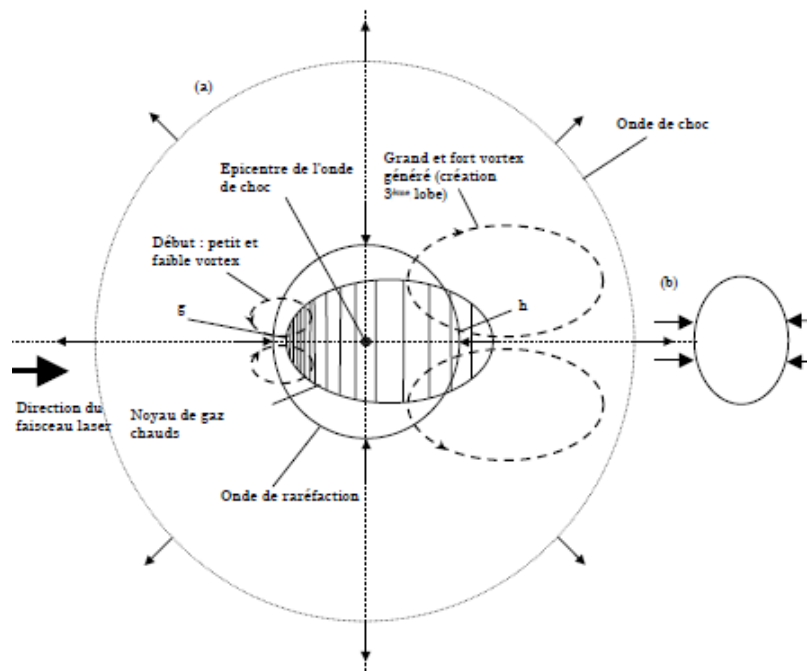


Figure 5: Phénoménologie du plasma issu de la focalisation d'un faisceau laser. [18]

Bradley [18] décrit de façon détaillée le couplage entre le plasma et l'onde de choc. Il utilise la forme du plasma avec comme référence l'épicentre de l'onde de choc. Il représente aussi les deux lobes créés en aval du point de focalisation. Au début de la création du plasma et jusqu'à la fin du pulse laser, l'interface plasma-gaz frais et l'onde de choc issue du claquage se propagent suivant une loi en $t^{0.6}$. L'énergie provenant encore du tir laser renforce la progression du front de l'onde de choc. Cette phase est pilotée par l'énergie laser. Une fois cette courte phase terminée, un développement en loi en $t^{0.2}$ s'installe. Ce phénomène de couplage peut être observé sur la figure suivante.

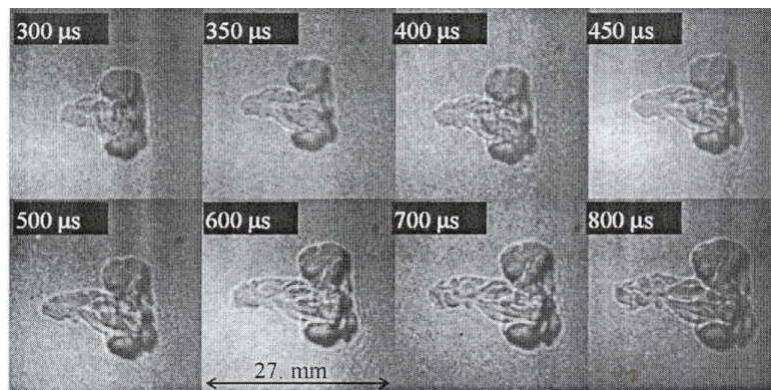


Figure 6: Forme du plasma en fonction du temps et de la richesse. [19]

L'étincelle créée dans ces conditions est une source génératrice importante d'espèces chimiques intermédiaires à haute pression et haute température. Lors du claquage, l'étincelle émet de la chaleur, de la lumière et génère une onde de choc qui se propage dans le milieu environnant. En fonction des conditions locales de l'écoulement une flamme peut commencer à se propager [19] et elle-même venir se stabiliser sur le brûleur en fonction des conditions qu'elle subira dans l'écoulement.

1.2.3 L'expansion et le refroidissement du plasma

Tout d'abord, une expansion du plasma est observée durant les premières 100 à 200 ns (ce temps dépend de l'énergie déposée). Comme nous l'avons vu précédemment, l'ionisation totale est atteinte à ~ 200 ns après le déclenchement du pulse laser. Puis, tout en continuant de croître, le plasma voit sa température diminuer. En-dessous de 30000 K, le degré d'ionisation du plasma diminue. Beduneau et al. [20] ont enregistré le rayonnement émis par le plasma au cours de sa croissance : entre 200 et 1000 ns, ils ont constaté une diminution des émissions ioniques et une augmentation des émissions atomiques, puis moléculaires, traduisant les phénomènes de recombinaison. Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent, plus l'énergie déposée est élevée, plus le temps nécessaire pour atteindre l'ionisation complète du plasma est grand. Beduneau et al. [20] expliquent que l'étape de recombinaison du plasma est également plus longue, lorsque l'énergie déposée augmente.

1.2.3.1 Les effets de l'onde de choc sur l'allumage

Comme nous l'avons expliqué précédemment, une onde de choc se forme, du fait des fortes discontinuités existant entre le plasma et le milieu ambiant. Cette onde de choc est générée lors du phénomène de claquage. Tout d'abord, le plasma et l'onde de choc se développent à la même vitesse. Puis, l'onde de choc se détache du noyau, au bout d'environ 1000 ns après le déclenchement du laser.

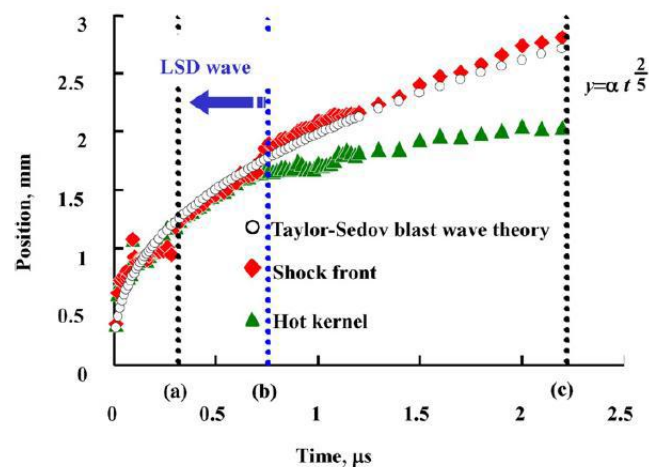


Figure 7 : Evolution des rayons du noyau de plasma et de l'onde de choc, dans un mélange méthane/air. [20]

L'onde de choc est très énergétique, car elle va disperser une partie de l'énergie du plasma. Notons que les pertes thermiques, qui représentent environ 15% de l'énergie de l'étincelle, sont principalement dues à la génération de l'onde de choc durant le processus de claquage. Même si une onde de choc est suffisamment énergétique pour allumer le mélange environnant, elle ne persiste pas assez longtemps pour être responsable à elle seule de l'allumage du mélange, car il existe une différence importante entre les échelles de temps de l'allumage (quelques ms) et les échelles de temps caractérisant la croissance et la propagation de l'onde de choc (quelques μ s).

Cependant, bien qu'elle ne puisse pas allumer directement le mélange, l'onde de choc va tout de même jouer un rôle sur l'allumage. En modifiant la dynamique des gaz de l'étincelle, l'onde de choc va aider l'expansion du noyau de plasma.

Par exemple, Bradley&al [18] décrivent l'apparition d'un troisième lobe sur le bord d'attaque du noyau. Ce troisième lobe apparaît à la suite de la déformation du plasma, par les mouvements des

gaz de l'étincelle, induits par une « contre » onde de choc (rarefaction wave), générée à la suite de l'onde de choc. Grâce à ses mesures, Bradley [18] montrent que le troisième lobe va aider le noyau de plasma à croître.

De plus, Beduneau et al. [20] ont constaté que 1 ms après le déclenchement du laser, la vitesse d'expansion du noyau de flamme est de 2 m/s, pour un mélange méthane/air de richesse égale à 1. Cette vitesse est environ 4 fois supérieure à la vitesse de flamme laminaire. Ils expliquent que la vitesse de flamme du noyau est élevée lors des premiers instants de son développement, à cause de l'effet de l'onde de choc sur la dynamique des gaz du noyau et de la quantité importante de radicaux présente dans le noyau.

Finalement, la transition de l'étincelle vers un noyau de flamme auto-entretenu résulte d'un couplage entre les effets dynamiques induits par l'onde de choc et les effets chimiques. Les premières étapes de la croissance du noyau sont principalement assistées par les mouvements de gaz de l'étincelle induits par l'onde de choc (effets dynamiques). Puis, dans les dernières étapes, l'allumage dépend surtout des réactions chimiques qui se produisent dans le noyau et qui déterminent si la transition du plasma vers une flamme auto-entretenu est possible.

1.2.3.2 Le refroidissement du plasma: la transition vers la création d'un noyau de flamme

Dans un premier temps, le noyau de plasma se développe en étant assisté par les effets dynamiques induits par l'onde de choc, mais aussi en consommant l'énergie qu'il contient. Ainsi, le plasma refroidit au cours de son expansion. Nous allons maintenant nous intéresser à la transition entre le refroidissement du plasma et l'apparition des premières réactions chimiques qui vont permettre au noyau de gaz chauds de croître de manière auto-entretenu. Notons que cette transition a lieu entre 100 et 400 μ s.

Beduneau et al. [20] ont étudié cette transition en s'intéressant au rayonnement spectral émis par le noyau. La figure ci-dessous présente l'évolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux OH* présents dans le noyau de gaz chauds, pour deux énergies d'étincelle très proches, l'une conduisant à un allumage réussi et l'autre à un allumage raté.

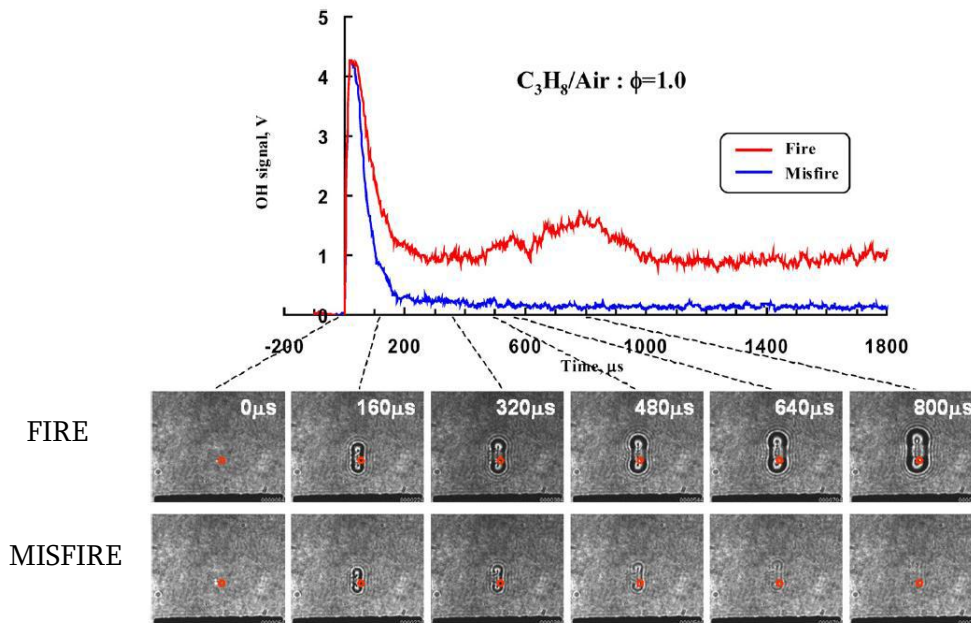


Figure 8 : Evolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux OH* présents dans le noyau de gaz chauds (écoulement laminaire propane/air de richesse égale à 1). Cas de l'allumage réussi : $E_{\text{étincelle}} = 5,61 \text{ mJ}$. Cas allumage raté : $E_{\text{étincelle}} = 5,78 \text{ mJ}$. [20]

Juste après le claquage, en raison de l'ionisation du plasma, l'intensité est très élevée et elle est identique dans les deux cas. Puis, la diminution de l'intensité traduit le refroidissement du noyau de gaz chauds. Beduneau et al. [20] suggèrent que des réactions de ramification, permettant la production de radicaux et donc le développement des réactions chimiques, ont lieu en quantité suffisamment grande dans le cas de l'allumage réussi, mais pas dans le cas de l'allumage raté. C'est pourquoi, dans le cas où l'allumage échoue, l'intensité devient rapidement quasiment nulle. En revanche, dans le cas d'un allumage réussi, on constate une augmentation de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux OH* entre 300 et 800 μs , qui correspond à une production importante de radicaux via les réactions de ramification. Puis le phénomène chimique de ramification est suivi par une phase de propagation, où l'intensité des émissions de OH* diminue. La quantité de radicaux joue donc un rôle important lors de l'initiation des réactions chimiques (lors de la phase de ramification) : si la quantité de radicaux n'a pas atteint une certaine valeur à un instant donné, elle est trop faible pour démarrer les réactions chimiques de ramification et l'allumage est donc un échec.

De plus, Beduneau et al. [20] mettent en évidence l'influence de l'énergie déposée sur :

- la quantité de radicaux produits,
- l'instant auquel cette quantité est maximale,
- la durée pendant laquelle cette quantité maximale de radicaux persiste dans le noyau.

La figure suivante (gauche) montre que plus l'énergie de l'étincelle est élevée, plus la quantité de radicaux produits est importante.

La figure suivante (droite) montre qu'une augmentation de l'énergie déposée dans l'étincelle retarde l'apparition des émissions moléculaires (CN). Ainsi, les radicaux apparaîtront également plus tard, quand l'énergie de l'étincelle augmente. De plus, le maximum des émissions moléculaires persiste plus longtemps quand on élève l'énergie de l'étincelle, ce qui indique que la durée pendant laquelle les radicaux sont présents en grande quantité dans le noyau sera également plus longue.

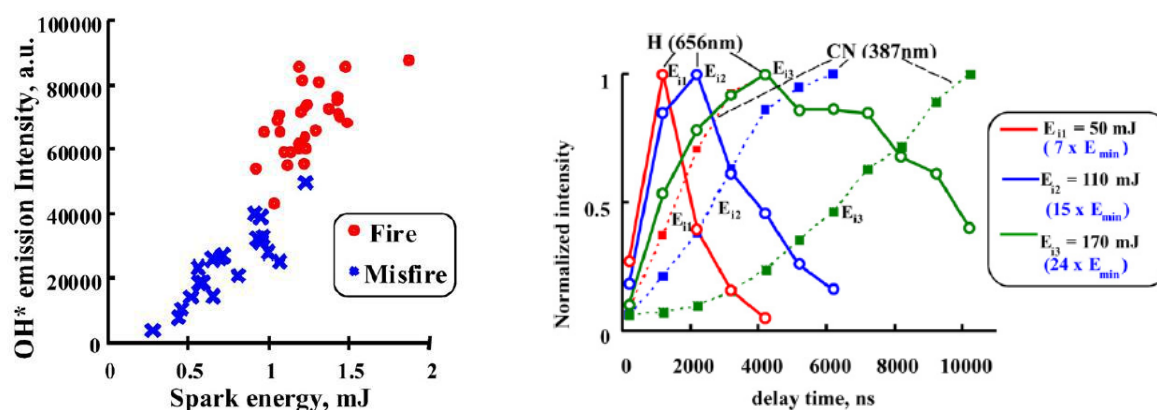


Figure 9 : Intensité du rayonnement émis par les radicaux OH*, 2 μ s après le claquage, avec un temps d'intégration de 1 ms (allumage d'écoulements laminaires méthane/air de richesse 1), à gauche. Evolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par l'atome d'hydrogène et par la molécule CN pour différentes énergies incidentes (allumage d'écoulements laminaires propane/air de richesse 1), à droite. [20]

Par conséquent, pour obtenir un ensemble de réactions chimiques auto-entretenues dans le noyau, il faut qu'une quantité suffisante de radicaux soit formée au bon moment : l'instant où une quantité suffisante de radicaux est formée doit correspondre avec l'instant où débute le phénomène de ramification (l'échelle de temps caractéristique des réactions chimiques est de l'ordre de quelques 100 μ s). Ainsi, comme nous venons de le voir, l'augmentation de l'énergie déposée permet une élévation de la production de radicaux et de la durée pendant laquelle les

radicaux sont présents en grande quantité. De plus, elle retarde l'instant où la quantité maximale de radicaux formés est atteinte, c'est-à-dire à l'instant où les réactions chimiques (ramification) débutent. Notons également que l'augmentation de l'énergie déposée permet de former un noyau de gaz chauds plus volumineux, qui atteindra ainsi plus facilement le rayon critique d'allumage, qui correspond au rayon minimum que doit avoir le noyau de flamme au moment de l'allumage, pour que ce dernier soit réussi. Dans la partie qui suit, nous expliquons de manière plus détaillée cette notion de rayon critique.

Ainsi, les différents phénomènes que nous venons de décrire, expliquent pour quelles raisons la probabilité d'allumage augmente lorsque l'énergie déposée augmente.

1.2.4 Inconvénients de l'allumage par focalisation de faisceau laser

Il existe cependant des pertes d'efficacité dans cette méthode telles que la convection d'électrons en dehors du volume de focalisation du faisceau et des collisions de particules à des états excités. Ceci tend à rendre l'intensité critique du claquage fonction de paramètres tels que le volume de la zone de focalisation, la température, la pression ou le type de gaz dans lequel se produit l'étincelle.

1.2.5 Conclusion

L'un des critères d'allumage est donc la quantité d'énergie qu'il faut déposer dans l'étincelle. Cette énergie sert à initier les réactions chimiques de la combustion, qui doivent produire suffisamment d'énergie pour que le noyau de flamme se développe, tout en arrivant à compenser les pertes thermiques en surface, induites par l'écoulement extérieur. La figure 10 illustre la chronologie du phénomène d'allumage en représentant les différents temps caractéristiques mis en jeu.

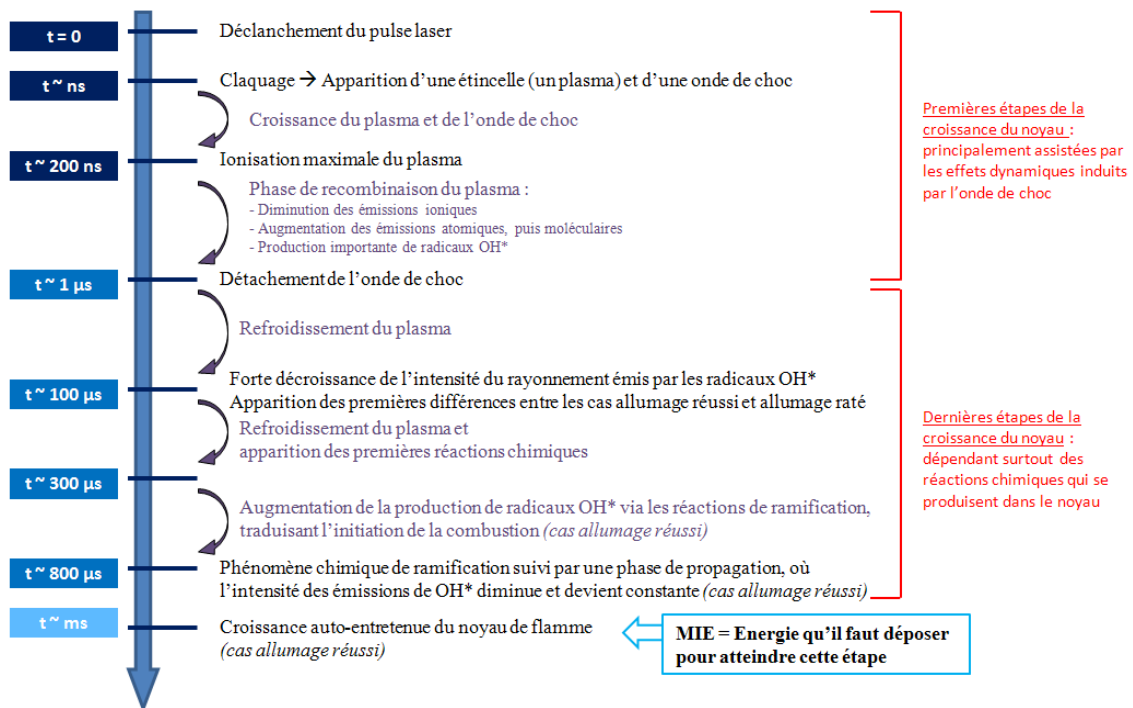


Figure 10 : Représentation chronologique du déroulement d'un processus d'allumage.

Il existe un intervalle d'énergie dans lequel la probabilité d'allumage passe de 0 à 1. Compte tenu de ce phénomène, l'Energie Minimum d'Allumage (MIE : Minimum Ignition Energy) est définie de la manière suivante : c'est la valeur de l'énergie déposée pour laquelle 50% des essais d'allumage sont réussis. De plus, un allumage est considéré comme réussi, lorsqu'il conduit à la formation d'un noyau de flamme auto-entretenu et en expansion. Notons que la valeur de la MIE d'un mélange dépend de plusieurs paramètres : du profil du faisceau laser, de la pression et la température du gaz, de la nature du combustible, de la richesse du mélange, de la distance focale de la lentille (du volume de dépôt d'énergie), de la dynamique de l'écoulement. L'influence des trois derniers paramètres cités sera discutée dans la suite.

Un autre critère qui conditionne la réussite d'un allumage est la taille du noyau de gaz chauds au moment de l'allumage. Si nous considérons un apport de chaleur instantané qui produit dans le mélange une hausse de température en un point donné, une flamme va s'initier si le temps mis par la poche de gaz chauds pour se diffuser par conduction thermique dans un volume supérieur au volume critique est plus long que le délai d'inflammation. En d'autres termes, la poche de gaz chauds doit être suffisamment large, au moment de l'initiation de la flamme, pour que les réactions chimiques dans le mélange consomment assez de combustible et de comburant

afin que la chaleur dégagée par ces réactions vienne compenser les pertes thermiques, et ainsi permettre une propagation autonome de la flamme. Le rayon minimum que doit avoir le noyau de gaz chauds, au moment de l'allumage, a été étudié dans le cas de l'allumage par électrodes : il doit être égal à environ 3 fois l'épaisseur de flamme laminaire. Notons que cette notion de rayon critique d'allumage est un critère nécessaire, mais pas suffisant, car même si le noyau de gaz chaud parvient à atteindre ce volume critique par conduction thermique, il faut que sa température reste suffisamment élevée pour démarrer la réaction. Beduneau et al. [20] montrent que deux noyaux, formés à partir d'une même énergie déposée et ayant la même taille lors des premières 100 μs , peuvent conduire, l'un à un allumage raté et l'autre à un allumage réussi. Ils montrent qu'une analyse plus détaillée de la réussite ou de l'échec d'un allumage peut être menée à partir de l'évolution temporelle des émissions spectrales du noyau, qui présente des différences nettes entre un allumage raté et un allumage réussi, dès les 50 à 100 premières μs .

Après avoir présenté les mécanismes qui conduisent à obtenir une étincelle servant à chercher à allumer un écoulement, nous allons dresser un état de l'art des travaux sur l'allumage. D'abord en écoulement laminaire puis en turbulent, nous présenterons dans chaque cas les configurations de prémélange, de diffusion puis les sprays.

Chapitre 2 – Etat de l’art des travaux sur l’allumage

Il existe différents paramètres à prendre à compte afin d’obtenir une flamme auto-entretenu suite à la propagation d’un noyau de flamme. En premier lieu, il est utile de se questionner sur l’énergie déposée dans le milieu ainsi qu’à la quantité de cette énergie absorbée par le plasma formé. Suite à cela, lors des premiers instants d’existence du noyau de flamme l’importance de la diffusion thermique du noyau de flamme par rapport à la dissipation turbulente du milieu environnant va conditionner le développement ou l’extinction du noyau. En plus de cela la turbulence et les éventuels gradients de richesse à travers le milieu vont conduire à des effets d’étirement du noyau. Si l’étirement induit par ces paramètres peut permettre d’augmenter la surface de flamme et donc le taux de réaction, leur excès peut conduire à une extinction partielle voire totale du noyau de flamme ou de la flamme en développement. Des modifications locales de richesse entraînent des fluctuations temporelles et spatiales sur la vitesse de combustion, rendant possible, là-aussi, le phénomène d’extinction locale de la flamme. Le résultat final, lorsque les paramètres de turbulence et/ou de gradients de richesse ont agit positivement sur la flamme, se traduit par l’existence d’une flamme auto-entretenu stable ou non.

La multitude des paramètres physiques liés à la turbulence et au mélange turbulent lors du phénomène d’allumage conduisent à considérer le problème sous un aspect statistique. La notion la plus utilisée à ce jour pour décrire l’allumage est l’énergie minimale d’allumage notée MIE (acronyme anglais de Minimum Ignition Energy). Elle permet de définir, de façon statistique l’énergie nécessaire à apporter dans un milieu pour aboutir à un taux de propagation réussi de 50% [21, 22]. Les résultats issus des études menées jusqu’à ce jour rendent compte de l’effet de paramètres liées à la génération de l’étincelle, à la turbulence, ou à la notion générale de richesse. Nous allons dresser un récapitulatif de ces résultats au cours de ce chapitre.

2.1 Influence du volume de dépôt d’énergie

Nous avons vu que la façon dont l’étincelle est créée fait partie des paramètres ayant une influence sur les résultats d’allumage. Le volume de dépôt d’énergie fait partie de ces paramètres. A énergie apportée constante, un des moyens les plus simples de faire varier ce paramètre est l’utilisation d’un laser couplé à des lentilles de différentes distances focales. L’équation 1 permet de voir les paramètres influant sur le volume de dépôt d’énergie. Nous présenterons ici des effets, tirés de la littérature, de la distance focale et de la longueur d’onde du laser. Enfin nous présenterons une étude portant sur les conséquences en terme de probabilité d’allumage de la durée du pulse laser ayant servi à créer une étincelle.

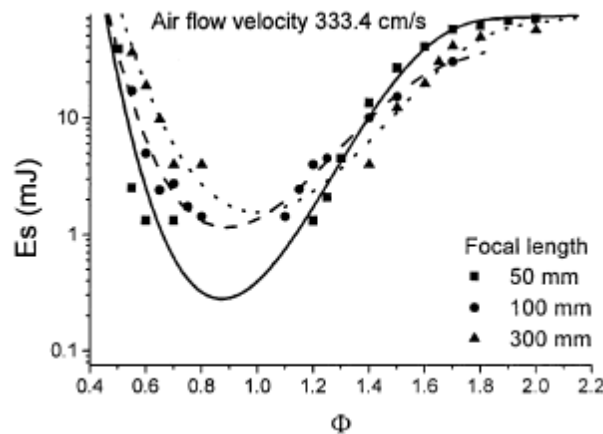


Figure 11: Evolution de la MIE pour des mélanges CH₄/air en fonction de la richesse. Etude réalisée pour plusieurs focales. [19].

La figure ci-dessus est tirée de [19] et représente l’évolution de la MIE en fonction de la richesse du mélange à différentes distances focales de la lentille. Les mesures ont été faites à des richesses inférieures à 0.8 et supérieures à 1.1. On constate que toutes les courbes passent par une zone où la MIE est la plus basse, proche de la stœchiométrie. En deçà et au-dessus de la stœchiométrie, la MIE croît. En dessous de la stœchiométrie, l’augmentation de la distance focale à même richesse conduit à augmenter la MIE. La densité d’énergie devient plus faible et ainsi pour obtenir les mêmes statistiques d’allumage il devient nécessaire d’augmenter l’énergie fournie au milieu afin de se situer au dessus du seuil de claquage.

Dans sa thèse, Ternel [15] a aussi réalisé une étude paramétrique de l’effet de la distance focale sur l’énergie nécessaire à apporter pour allumer leur mélange. Il a employé comme carburants du propane et de l’isooctane dans une enceinte sphérique sous pression.

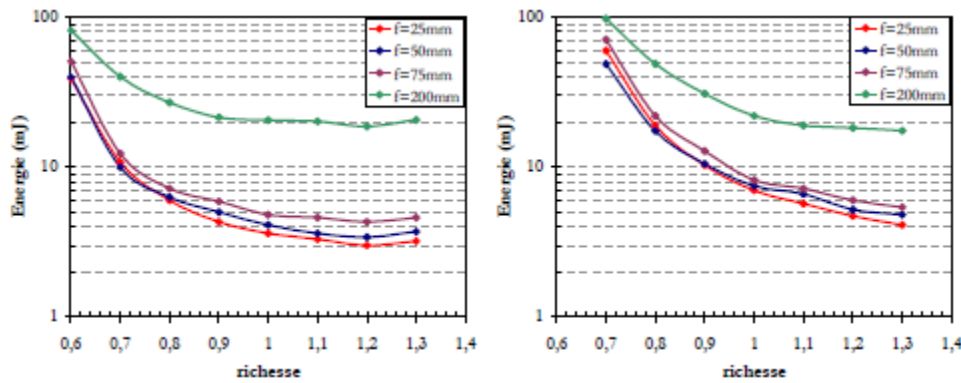


Figure 12: Evolution de la MIE pour des mélanges propane/air et isooctane/air en fonction de la richesse. Etude réalisée pour plusieurs focales. [15].

Ces courbes couvrent un domaine de fonctionnement allant de la richesse 0.6 (domaine pauvre) à la richesse 1.3 (domaine riche). On constate à nouveau que les énergies les plus importantes à apporter sont situées pour les faibles richesses. De l’ordre de 90mJ pour le mélange de propane/air à $\phi=0.6$ contre 20mJ pour ce même mélange à $\phi=1$ avec une focale de 200 mm. La diminution de la distance focale se traduit nettement par une diminution de l’énergie totale nécessaire à apporter pour allumer le mélange. En reprenant les deux richesses citées ci-dessus, les valeurs deviennent respectivement de 50mJ et 5mJ pour une focale de 75mm et tombent à 40mJ et 3.5mJ pour une focale de 25mm. Pour ce mélange et dans cette configuration expérimentale, le minimum d’énergie est observé pour une richesse de 1.2.

Il est possible de modifier le volume de dépôt d’énergie à distance focale constante, en faisant varier la longueur d’onde du laser (cf. équation 1). Ternel [15], toujours dans sa thèse, a poursuivi l’étude de l’effet des caractéristiques du plasma sur l’allumage. Après avoir employé un faisceau laser à 532nm, il reprend sa comparaison entre les deux mélanges mais avec cette fois-ci une variation de la longueur d’onde du laser (1064nm et 355nm).

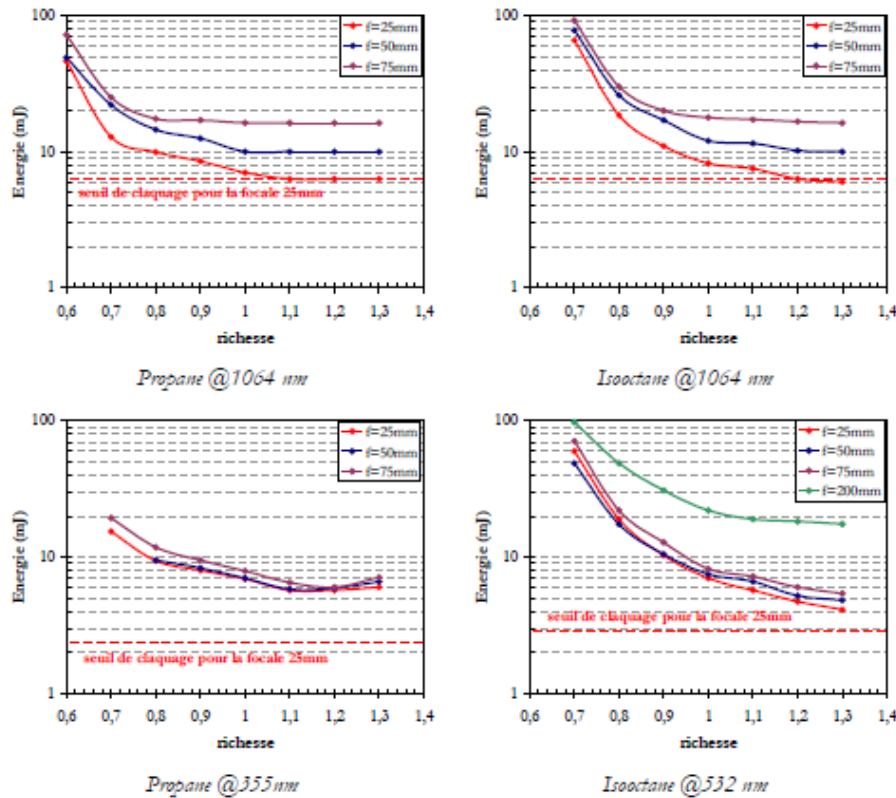


Figure 13: Etude de la MIE en fonction des longueurs d’ondes du faisceau (1064nm et 355nm) pour des mélanges de propane/air et d’isooctane/air. [15]

A 1064nm, la tendance n’est pas exactement la même qu’à 532nm. Un seuil d’énergie est observé au-delà de la richesse 1 dans le cas du propane et à partir de 1.2 pour l’isooctane. Ternel [15] met en évidence que ce palier apparaît à la valeur seuil de claquage de chaque focale. Dans ces cas, le fait d’obtenir un claquage conduit à obtenir un allumage. Il explique qu’à 1064nm la surface de focalisation est plus importante, ce qui permet d’atteindre plus facilement le rayon critique afin d’allumer. Le plasma est donc suffisamment volumineux dès le seuil de claquage dépassé pour atteindre rapidement la MIE.

Au contraire, à 355nm le phénomène est opposé à celui-ci. La surface de focalisation est moins importante. Il faut apporter plus d’énergie pour atteindre la MIE que celle nécessaire pour atteindre le seuil de claquage. Il n’existe pas de palier de MIE en fonction de la richesse pour cette gamme étudiée.

La dernière variable étudiée par Ternel [15] sur l’allumage laser est la durée du pulse à mi-hauteur (FWHM). Il fait varier cette durée entre 10 et 13ns et la compare à son cas de référence obtenu à 6ns. On peut voir sur la figure ci-dessous les résultats de ces essais. Les courbes ont exactement la même tendance mais se trouvent décalées l’une par rapport à l’autre. Dans le cas de durée de pulses variables et supérieurs à 6ns la MIE est supérieure au cas de référence. Il rappelle que ces temps sont d’un ordre de grandeur inférieur à ceux présents dans la combustion et donc que ces différences peuvent être imputées à la façon de former l’étincelle et non à un effet de la combustion.

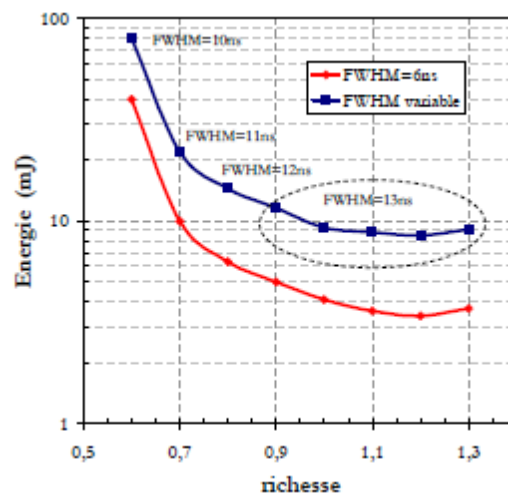


Figure 14: Etude de la MIE en fonction de la richesse pour plusieurs durées d’impulsions du faisceau laser [15].

2.2 Allumage en régime laminaire

Afin de mieux cerner l’influence des paramètres aérodynamiques sur les propriétés d’allumage, il est intéressant d’aborder dans un premier temps les écoulements parfaitement prémélangés. Ceci permet d’éliminer les gradients de richesse et leur influence sur l’allumage, le développement et la stabilisation des flammes.

2.2.1 Allumage d’écoulements prémélangés

Nous présenterons dans cette partie les résultats de la littérature portant sur l’influence de la richesse et de la vitesse de l’écoulement sur la MIE.

2.2.1.1 Influence de la richesse

Beduneau et al. [19] représentent l’évolution de la MIE en fonction de la richesse. Ils montrent que la MIE est minimale pour des richesses proches de la stœchiométrie mais qu’au contraire, plus on s’éloigne de cette valeur et plus la MIE augmente. Ils montrent que l’évolution de la MIE en fonction de la richesse est plus forte sur la branche de faible richesse que sur celle de forte richesse. Par exemple, la MIE est multipliée par un facteur d’environ 10 entre l’allumage à $\phi = 1$ (stœchiométrie) et un allumage à $\phi = 0,65$ (pauvre) ou $\phi = 1,5$ (riche). Phuoc [23] aboutit à des mêmes conclusions sur des études similaires.

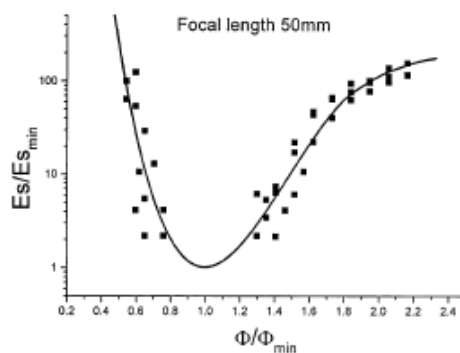


Figure 15 : Evolution de la MIE pour un mélange CH_4/air d’écoulement laminaire en fonction de la richesse. [19]

2.2.1.2 Influence de la vitesse de l’écoulement

Nous allons maintenant présenter des résultats obtenus par Beduneau et al. [19] dont le paramètre d’étude est la vitesse débitante de l’écoulement.

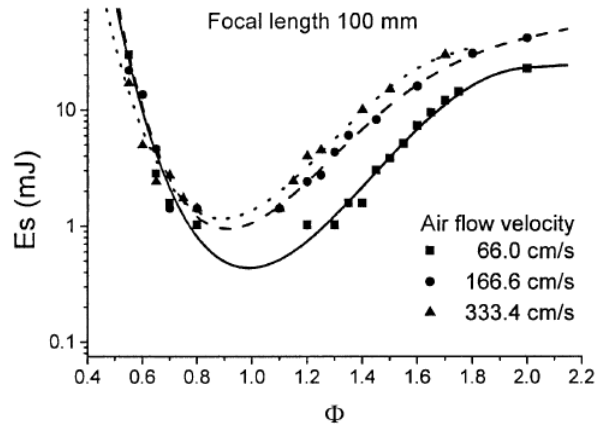


Figure 16: Etude de la MIE fonction de la richesse à plusieurs vitesses d’air. Beduneau [19]

La figure 16 ci-dessus, met en relief l’effet de la vitesse de l’écoulement sur la MIE pour un mélange de CH_4/air . On observe que l’augmentation de vitesse se traduit globalement par une augmentation de la MIE. Par exemple, proche de la stœchiométrie, on mesure des MIE minimales de 0.5, 1 et 1.2mJ pour les vitesses respectives d’écoulement 0.66, 1.66 et 3.33 m/s. Ceci correspond pour les deux dernières vitesses à un gain respectif de MIE d’un facteur 2 et 2.4 par rapport à la vitesse 0.66m/s. On note ici un effet fortement non linéaire de la vitesse sur la MIE.

Le fait d’augmenter la vitesse de l’écoulement induit une augmentation des effets de convection de chaleur à la surface du noyau. Afin de compenser cette perte il est nécessaire de délivrer au milieu une énergie plus importante lorsque l’on augmente la vitesse de l’écoulement, ce qui se traduit ainsi par une hausse de la MIE.

Sur le branches riches de la figure 16, on observe que les gains 2 et 2.4 semblent se conserver quand on augmente la vitesse respectivement à 1.66 et 3.33m/s. Par contre, les branches pauvres, se rejoignent en une branche unique en dessous de $\phi=0.7$, montrant dans cette zone l’indépendance de la MIE à la vitesse de l’écoulement.

2.2.1.3 Influence de l’énergie déposée

Outre l’étude de la MIE, il est intéressant d’observer l’effet de l’énergie déposée sur les phénomènes liés à proprement dit à l’allumage. Nous présenterons dans un premier temps le rôle de l’énergie déposée vis-à-vis des réussites ou des ratés d’allumage, puis nous regarderons l’effet induit sur la vitesse de la flamme.

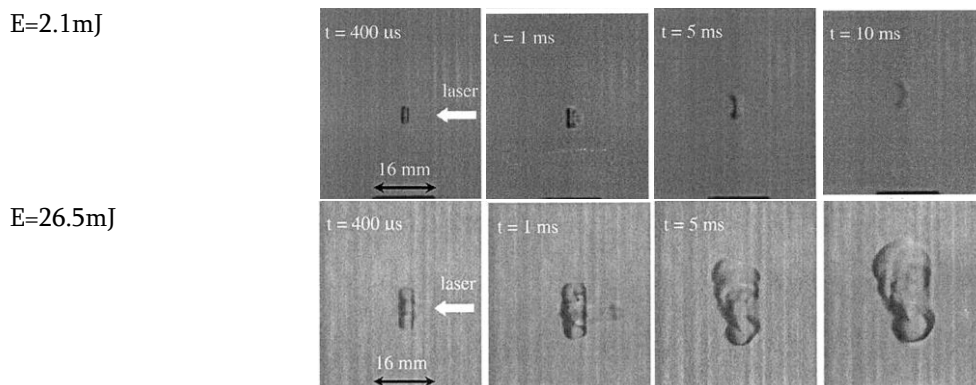


Figure 17 : Photographies Schlieren pour différentes conditions de l’allumage d’une flamme laminaire de CH/air. Richesse : 0.65; énergies de dépôt : 2.1mJ-26.5mJ [24].

On peut voir sur les images ci-dessus l’effet de l’énergie de dépôt. Les deux séries d’images ont été réalisées pour une richesse de 0.65 mais à deux énergies différentes. La première série a été obtenue avec une faible énergie de dépôt, à savoir 2.1mJ. On peut voir un noyau de flamme commencer sa croissance sur les deux premières images puis disparaître. Les réactions de combustion engendrées par l’énergie initiale apportée n’ont pas permis de générer suffisamment de radicaux libres et d’espèces oxydées permettant de poursuivre le développement du noyau. Les pertes thermiques par convection et diffusion du noyau n’ont pas été compensées par la chaleur dégagée lors de la courte période de combustion (depuis l’étincelle jusqu’à moins de 10ms). La série d’image suivante a en revanche été obtenue à l’aide d’une énergie de dépôt dix fois supérieure, à savoir 26.5mJ. Dès la première image on peut observer que le noyau de flamme est plus grand que dans le cas précédent. La flamme croît et ne s’éteint pas. Il apparaît donc grâce à ceci que l’énergie apportée doit être suffisamment grande pour qu’une flamme passe d’un stade de noyau à l’échelle microscopique à celui d’une flamme visible à l’échelle macroscopique.

Sur la figure 18, Bradley [25] a montré l’effet de l’énergie de dépôt sur la croissance de la flamme via l’étude de la vitesse de flamme laminaire. Pour une richesse donnée et pour un rayon de flamme donné, il a mis en avant le fait qu’il est possible d’obtenir pour les fortes énergies déposées une plus grande vitesse de flamme que dans le cas des faibles énergies déposées. Passé une certaine valeur de rayon critique de la flamme (6mm dans ce cas), l’énergie apportée n’influe plus sur la vitesse de flamme qui ne se trouve plus alors contrôlée que par la richesse du mélange.

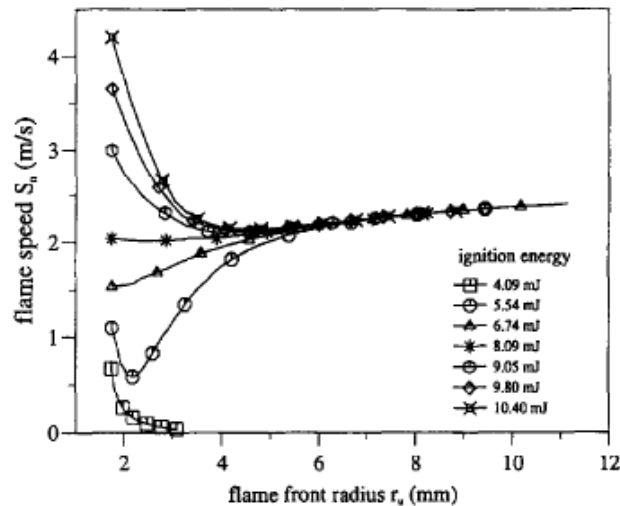


Figure 18 : Evolution de la vitesse de flamme laminaire (m/s) en fonction du rayon du front de flamme (mm) pour différentes énergies de dépôt. [25]

Les résultats de Bradley montrent également qu’en deçà d’un seuil d’énergie de dépôt (4.09 mJ), la flamme s’éteint (vitesse nulle) avant d’avoir atteint le rayon critique de 6mm. Il explique le phénomène par une trop faible concentration en radicaux formés à la suite de l’étincelle, ne permettant pas alors à la combustion de s’amplifier et de compenser les pertes thermiques dues à l’expansion du noyau de flamme.

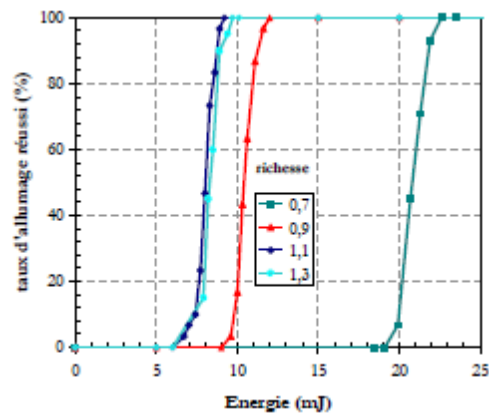


Figure 19: Probabilités d’allumage en fonction de l’énergie pour plusieurs richesses. [15]

La figure ci-dessus est extraite de la thèse de Ternel [15]. Il montre le pourcentage d’allumage réussi en fonction de l’énergie à différentes richesses (2 en régime pauvre et 2 autres en régime riche). Pour les 4 richesses étudiées la tendance est très similaire. Le passage entre les faibles probabilités de réussites d’allumages (<20%) et les fortes probabilités (>80%) s’opère pour une faible variation de l’énergie apportée, à savoir environ 2 à 5mJ. Ces variations représentent néanmoins un apport compris entre 40% et 20% de l’énergie pour un taux d’allumage réussi de 20%. Les énergies les plus faibles à apporter sont obtenues pour les richesses 1.1 et 1.3. Ces deux courbes sont même quasiment superposées. En revanche, en diminuant la richesse, on observe une augmentation de l’énergie nécessaire à apporter afin d’obtenir le même niveau de probabilités d’allumage. Ceci met en évidence la différence accrue entre le domaine de fonctionnement des brûleurs et le domaine possible d’allumage de ceux-ci.

2.2.2 Allumage d’écoulement laminaire non prémélangé ou partiellement prémélangé

2.2.2.1 La notion de bornes d’inflammabilité

L’allumage d’un écoulement prémélangé laminaire a donc déjà été étudié et a permis de tirer plusieurs enseignements sur l’énergie minimale d’allumage, la richesse de l’écoulement ou encore les caractéristiques géométriques du volume de dépôt d’énergie.

Dans une configuration de flamme de diffusion, la localisation de l’étincelle doit être comprise dans les limites d’inflammabilité. En effet, la richesse fait aussi partie des paramètres à prendre en compte localement dans l’énergie à apporter mais aussi lors du développement du noyau de flamme avant d’arriver à une flamme auto-entretenu.

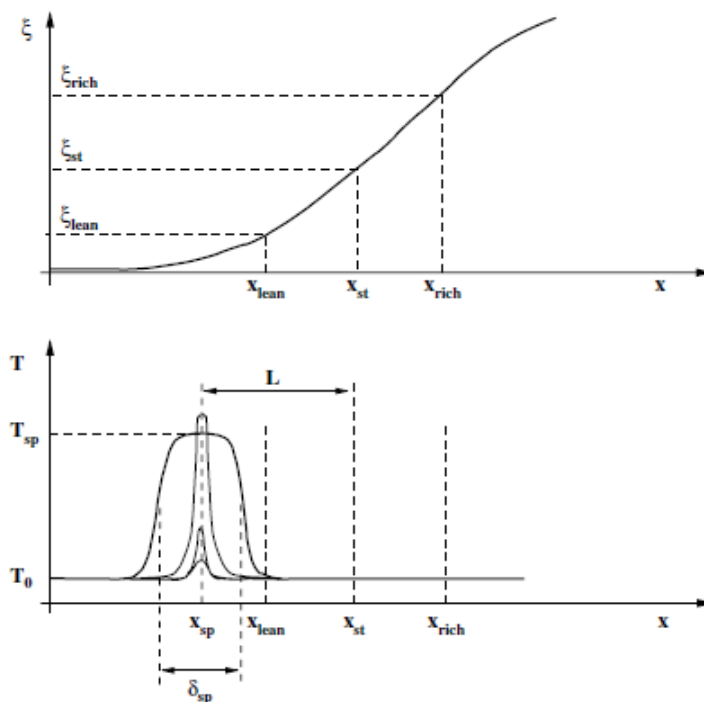


Figure 20 : Représentations schématiques des bornes d’inflammabilité (haut) et de la localisation de la source d’énergie de l’étincelle vis-à-vis des limites d’inflammabilité (bas). [21]

Mastorakos [21] liste différents éléments pouvant agir sur l’allumage sous les conditions non prémélangées. Il cite notamment, en plus du cas de la position du dépôt d’énergie, le volume

de dépôt de cette énergie mais aussi le rayon de courbure de la flamme. A cela nous pouvons ajouter la notion d’historique des conditions de mélange et de vitesses que le noyau de flamme en convection, propagation et développement, va subir tout au long de son trajet avant sa stabilisation. Il s’agit d’une notion importante à prendre en compte dans notre contexte car nous définissons la réussite d’un allumage sous la condition que la flamme vient finalement s’accrocher en sortie de l’injecteur.

La figure ci-dessus représente cette condition nécessaire à la création d’un noyau de flamme ainsi qu’une représentation d’un profil de température plausible en considérant l’étincelle comme une source locale génératrice de chaleur. En écoulement non prémélangé il est nécessaire de déposer de l’énergie en un point de l’écoulement qui permette d’engendrer les premières réactions donnant naissance au noyau de flamme. La distance « L » schématise l’écart entre la ligne stœchiométrique et l’emplacement du dépôt d’énergie. Si l’étincelle est placée trop loin de la ligne stœchiométrique, la diffusion de chaleur et les pertes thermiques vont faire décroître l’énergie locale disponible pour enflammer le mélange. Dans le plus mauvais des scénarios, il se peut que l’énergie issue de l’étincelle puisse ne pas atteindre une zone dans les limites d’inflammabilité et donc empêcher l’allumage de l’écoulement. Nous pouvons voir sur la figure ci-dessus qu’il est néanmoins possible d’engendrer un noyau de flamme même dans des endroits en dessous de la limite basse d’inflammabilité. Cela s’explique par la convection de la chaleur du plasma aux régions proches du dépôt d’énergie. Dans le cas d’un plasma généré par la focalisation d’un faisceau laser, l’onde de choc au moment de la formation de ce plasma peut aider à convecter de la chaleur à des zones plus propices à la génération d’un noyau de flamme.

Les études présentées ci-dessus récapitulent les paramètres essentiels agissant sur les processus d’allumage d’un noyau de flamme pour un écoulement laminaire. La transposition des ces résultats aux écoulements turbulents n’est pas directe. La partie suivante sera consacrée à la présentation des études principales sur l’allumage d’écoulements turbulents et à l’introduction des outils d’analyse nécessaires à rajouter dans ce contexte.

2.3 Allumage de mélanges en milieu turbulent

Au travers des éléments présentés dans le paragraphe ci-dessus, nous avons montré l’intérêt d’aborder pour le moment l’allumage sous un mode statistique afin de comprendre comment la vitesse et l’état du mélange peuvent influencer la réussite ou l’échec d’un allumage. Pour cela, dans la section dédiée aux écoulements laminaires nous avons introduit la notion de MIE. Pour les écoulements turbulents, il est aussi classique d’utiliser la notion de probabilité d’allumage, qui pour une énergie incidente donnée, correspond à la probabilité de créer une flamme qui se développe jusqu’à se stabiliser sur la sortie du brûleur.

2.3.1 Allumage d’écoulement prémélangés monophasiques

Lorsque l’on augmente la vitesse d’un écoulement, on observe que la MIE croît avec cette augmentation des fluctuations de vitesse [18, 26-29]. L’énergie ainsi apportée au milieu par l’étincelle se trouve être dissipée dans une zone plus grande. En effet, des pertes d’énergie sont engendrées par la turbulence locale au moment du dépôt d’énergie, rendant le phénomène de l’allumage liée à l’aspect stochastique de la turbulence. Il faut donc au final apporter plus d’énergie que dans un écoulement laminaire afin d’obtenir un noyau de flamme ou encore une stabilisation de flamme. Lors de la propagation de ce noyau, la turbulence va créer des zones de fortes contraintes supplémentaires dans le milieu pouvant conduire également à une extinction.

Plus récemment, l’effet de la turbulence a été étudié par Shy et al. [22, 30] pour des conditions extrêmes d’intensité de turbulence. Ces auteurs démontrent qu’il existe une transition d’allumage : la MIE augmente lentement en fonction de u'/S_L , puis à partir d’un certain seuil qui dépend de la richesse du mélange, la MIE croît très rapidement (Figure 21 – gauche). Ce comportement est également observé sur la Figure 21 (droite) qui représente la MIE en fonction du nombre de Karlovitz. Notons que le nombre de Karlovitz correspond au rapport entre le temps chimique τ_c de la flamme et le temps caractéristique $\tau_m(\eta_k)$ de l’échelle de Kolmogorov, notée η_k , et il peut être exprimé de différentes manières :

$$Ka = \frac{1}{Da(\eta_k)} = \frac{\tau_c}{\tau_m(\eta_k)} = \frac{u'(\eta_k)/\eta_k}{S_L^0/\delta_L^0} = \left(\frac{L_I}{\delta_L^0}\right)^{-1/2} \left(\frac{u'}{S_L^0}\right)^{3/2} = \left(\frac{\delta_L^0}{\eta_k}\right)^2$$

(Eq. 2)

où S_L^0 et δ_L^0 sont respectivement la vitesse et l'épaisseur de flamme laminaire et $u'(\eta_k)$ est la vitesse des tourbillons de Kolmogorov. L_I et u' caractérisent la taille et la vitesse des tourbillons de l'échelle intégrale. Ainsi, les tourbillons de Kolmogorov ont une taille et un temps caractéristiques qui sont supérieurs aux échelles caractérisant la flamme lorsque $Ka < 1$ et inférieurs quand $Ka > 1$. Le critère de Klimov-Williams ($Ka = 1$) correspond à la transition entre le régime de flammelettes ($Ka < 1$), où le front de flamme est plissé mais reste mince et proche d'une structure laminaire, et le régime "distributed reaction zones" ($Ka > 1$), où les tourbillons de Kolmogorov sont suffisamment petits pour pénétrer à l'intérieur de la zone de préchauffage de la flamme. Le front de flamme est alors épaissi et les petits tourbillons l'étirent, conduisant parfois à des extinctions locales.

Shy et al. [30] expliquent que la transition d'allumage est probablement liée au passage du régime de combustion turbulente "flamelet regime" vers le régime "distributed reaction zones", qui a lieu théoriquement lorsque le nombre de Karlovitz caractérisant l'écoulement turbulent est égal à 1.

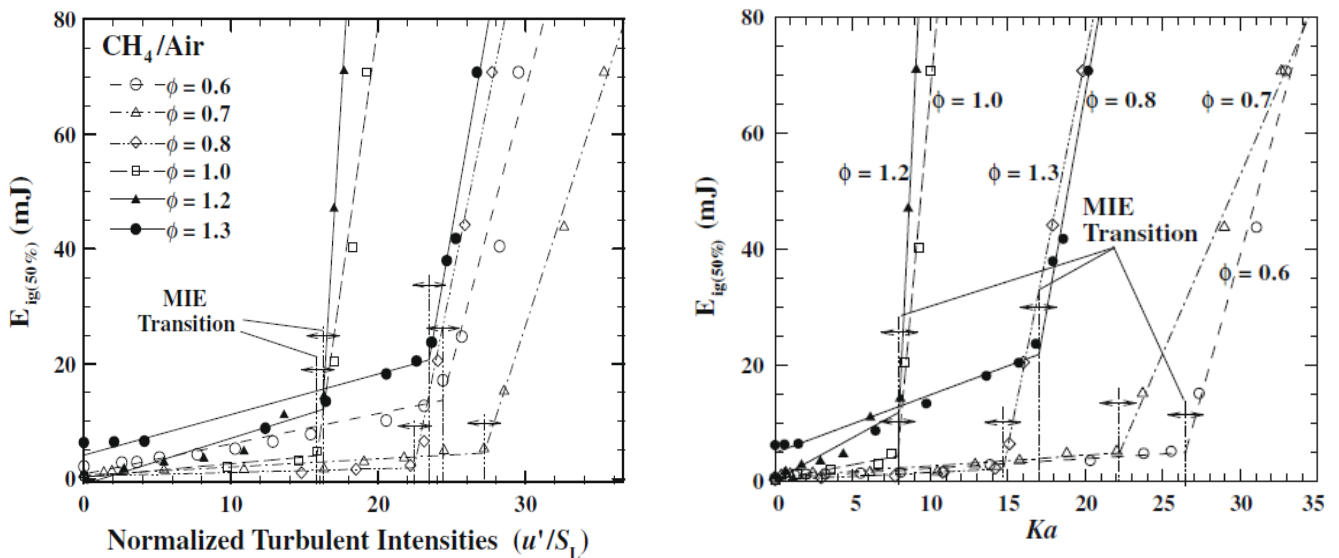


Figure 21: MIE en fonction de l'intensité de turbulence normalisée (gauche)- MIE en fonction du nombre de Karlovitz (droite) - Shy [30].

Dans une étude DNS récente, Klein [31] analyse les échecs d’allumage en terme de vitesses de déplacement du noyau. Ils montrent que cette vitesse de déplacement, vue comme la différence entre la zone de réaction et la zone de diffusion de carburant, devient négative lorsque la turbulence augmente dans la zone où la flamme est préchauffée. Cette notion de quenching du noyau de flamme est à prendre en compte afin d’étudier l’allumage et notamment les causes qui engendrent des ratés d’allumage.

2.3.2 Allumage d’écoulement non prémélangés monophasiques

Dans un écoulement confiné, le point d’allumage ne correspondant pas généralement au point de stabilisation d’une flamme, il convient de pouvoir distinguer les zones de combustion possibles des zones d’allumages probables, d’un point de vue statistique. Pour plusieurs configurations d’écoulements, Mastorakos et al. [21] mettent en évidence que la zone d’allumage des mélanges est plus réduite que la zone d’inflammabilité, appelées respectivement « Ignition Probability » et « Flammability Factor ». (« Ignition Probability » traduisant les statistiques de réussites d’allumages locales mesurées tandis que « Flammability Factor » traduit la capacité locale à permettre l’existence de réactions chimiques). Ceci s’explique en partie du fait que la zone d’inflammabilité ne prend en compte dans son calcul que la répartition spatiale du mélange (dont l’aérodynamique aura un effet sur le résultat final moyen) entre l’air et le carburant mais pas l’aérodynamique de l’écoulement en tant que paramètre indépendant.

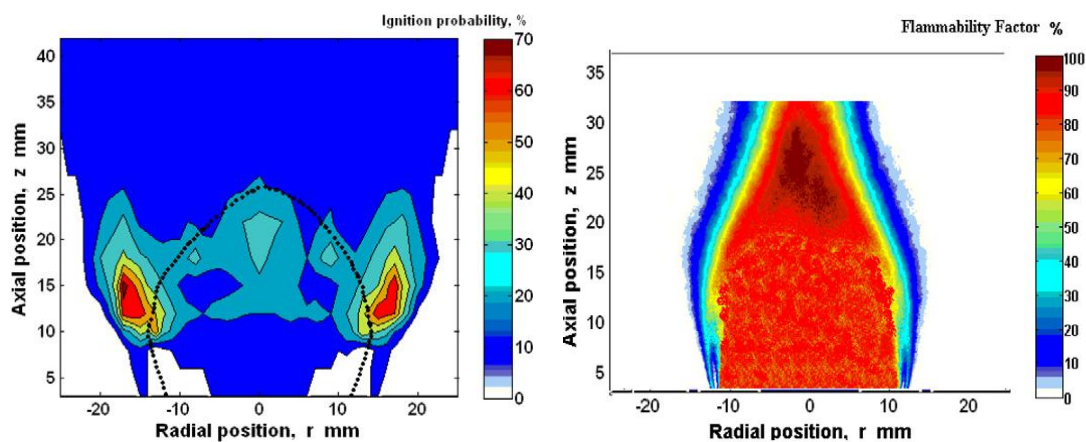


Figure 22 : Contour des probabilités d’allumage et de la zone d’inflammabilité d’une flamme CH₄/air non prémélangée stabilisée par bluff-body – Phi=0.55. Ahmed [32].

Une étude réalisée récemment [32] détaille les mécanismes d’allumage pour une flamme non-prémélangée, confinée et stabilisée par un bluff-body. L’allumage est réalisé par deux électrodes qui génèrent une étincelle et déposent tir à tir une énergie. Pour réaliser ces cartographies les auteurs ont maillé leur zone d’étude et ont effectué pour chaque point de leur maillage 30 tirs d’allumage. Le résultat présenté est issu de la statistique en chaque point qui a ensuite été interpolée afin de représenter la carte 2D des probabilités d’allumage. Les deux images ci-dessus représentent les cartographies des probabilités d’allumage et de la zone d’inflammabilité pour un écoulement méthane/air avec une richesse globale de chambre de 0.55. La ligne en pointillés noir représentant la ligne stœchiométrique moyenne du mélange.

On peut voir que les zones à haute probabilité d’allumage (image de gauche) se situent en dehors des zones où le mélange permet de toujours brûler en moyenne. On peut se rendre ici compte des aspects de convection et de diffusion du noyau de gaz brûlés initié par l’étincelle de l’allumage. Il apparaît donc nécessaire dans notre étude de pouvoir rendre compte des différences éventuelles entre la probabilité de créer, localement, un noyau de flamme qui commence à se développer et la probabilité de stabiliser une flamme près de l’injecteur de notre chambre de combustion. Cette dernière probabilité, la probabilité de stabilisation, tient compte de l’historique du noyau de flamme en expansion qui rencontre tout au long de son trajet des conditions qui peuvent être complètement différentes de celles présentes au moment de la création du noyau de flamme.

2.3.3 Allumage d’écoulements diphasiques

La présence d’une phase liquide dans un écoulement non réactif impose la prise en compte supplémentaire du phénomène de l’évaporation des gouttes avant de permettre la combustion d’un mélange de vapeur de carburant et d’air. Précédemment, nous avons vu l’importance dans les écoulements non prémélangés de la notion de bornes d’inflammabilité. En écoulements diphasiques, cette notion apparait aussi et la phase liquide introduit également la présence, dans la zone du spray de carburant, de fortes variations locales de la richesse locale. Cela s’accompagne naturellement par l’existence de zones non inflammables. De plus, l’interaction entre les gouttes et les propriétés de l’étincelle fait partie des changements qui doivent être pris en compte dans

l’étude de l’allumage sous des conditions d’écoulements diphasiques. Nous pouvons ainsi nous interroger sur l’effet de la présence de gouttes sur le seuil de claquage d’un faisceau laser. Lors des premiers instants d’existence du noyau de flamme il est naturel de tenir compte de l’énergie perdue par ce noyau de flamme afin de permettre l’évaporation du carburant qui lui est proche. Nous voyons ainsi que les paramètres propres à la présence de gouttes de carburant, couplés à la turbulence de l’écoulement, vont avoir un rôle supplémentaire dont il est nécessaire de tenir compte. Les conditions opératoires réalisées au cours de cette thèse n’incluent pas d’écoulements diphasiques. Une revue complète de ces résultats est donnée dans [33].

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un aperçu des dernières études menées sur les phénomènes d’allumage, portant sur des écoulements académiques et complexes. Ces études ont concernés à la fois la physique de l’allumage (génération du plasma et des premières réactions de ramifications permettant le développement d’une flamme auto-entretenu) et de la propagation d’un noyau de flamme depuis la zone de dépôt d’énergie jusqu’à la sortie du brûleur.

De nombreuses études [21, 22, 30, 32, 34-36] ont montré l’intérêt d’avoir une approche statistique en définissant différentes probabilités (Probabilité de créer un noyau de flamme, Probabilité de créer une flamme stabilisée) et l’énergie minimum d’allumage (MIE). Ces probabilités sont généralement corrélées avec des conditions statistiques locales et les résultats font apparaître la nécessité de prendre en compte l’historique de la propagation du front de flamme pour qualifier le succès ou l’échec de l’allumage.

Chapitre 3 - Les dispositifs expérimentaux

3.1 Dispositif expérimental pour l'étude de l'allumage

Ce chapitre vise à présenter le dispositif expérimental qui a été développé, conçu et utilisé lors de ces travaux dédiés à la compréhension des phénomènes d'allumage des noyaux de flammes et au suivi de leur développement jusqu'à la stabilisation d'une flamme dans l'enceinte de la chambre de combustion.

La réalisation de ce dispositif expérimental a été basée à la fois sur d'autres systèmes de combustion existant dans d'autres laboratoires mais aussi sur des contraintes spécifiques à notre étude. Le travail sur l'allumage nécessite de pouvoir suivre le trajet du noyau de flamme sur de grandes distances. Nous avons ainsi imposé d'avoir le maximum du volume de combustion accessible optiquement. Les hublots qui composent notre dispositif expérimental, présentés sur la figure 24, couvrent une hauteur de 228mm de hauteur sur 78mm de largeur. La nécessité d'avoir un injecteur inspiré de ceux employés par l'industrie aéronautique nous a dirigés vers le développement d'un système d'injection d'air composé d'un swirler et d'un injecteur de carburant. Ce système d'injection doit être suffisamment flexible pour pouvoir fonctionner en mode complètement prémélangé ou non prémélangé et le nombre de swirl doit pouvoir être modifié simplement.

Les montages de référence trouvés dans la littérature sont situés au TUD (Darmstadt), au DLR (Stuttgart) ainsi qu'au CORIA (Rouen) et à l'ONERA (Toulouse).

Le montage du TUD consiste en un brûleur à swirl en enceinte non confinée. A la fois des mesures par LDV à 2 composantes et des calculs U-RANS et LES ont été réalisés [37, 38]. Cette étude a été complétée par des calculs de type DNS ainsi que des mesures ponctuelles par diffusion Raman de la concentration de méthane sans combustion [39].

Le montage du DLR permet de fonctionner suivant deux configurations différentes: sous pression atmosphérique ou alors sous haute pression.

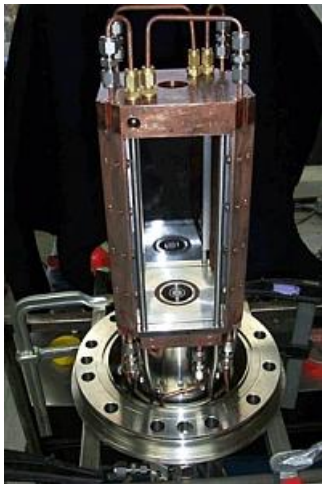
La configuration basse pression (pression atmosphérique) offre l'avantage d'avoir des accès optiques très grands. Ce point précis dans notre étude de dimensionnement de l'installation a été fixé comme un impératif dans l'optique de visualiser la plus grande partie du domaine de développement et de propagation de la flamme jusqu'à sa stabilisation auprès de l'injecteur. Une étude numérique [39] dans le cadre du projet européen PRECCINSTA a permis de mettre en évidence la présence d'un « Processing Vortex Core » (PVC) corrélé à l'étude acoustique des fluctuations de pression dues aux instabilités hydrodynamiques.

Les travaux au CORIA de Martins [40], Vauchelles [41] et Taupin [42] apportent de nombreuses informations quant au dimensionnement de l'installation dans l'optique d'un fonctionnement monophasique ou diphasique.

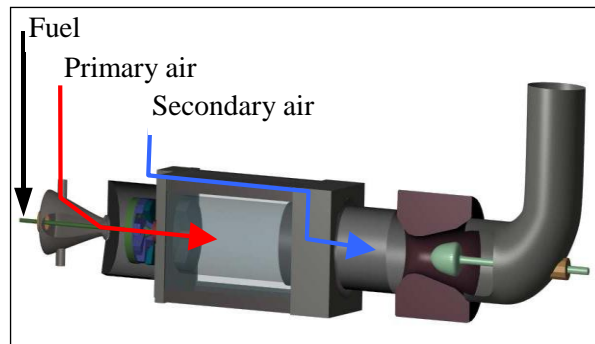
Les études de Vauchelles et Taupin ont porté sur une configuration partiellement prémélangée en utilisant du méthane. L'installation peut monter jusqu'à 10 bars en pression. Ils ont montré que les instabilités de combustion observées étaient dues à des amplifications des fluctuations de richesse et que proche de l'extinction ces fluctuations conduisent à des lâchés de paquets de gaz imbrûlés provoquant une forte hausse des émissions de CO.

Martins a travaillé sur une chambre de combustion prémélangée inspirée des turbomachines. L'injecteur utilisé est celui développé dans le cadre du programme de recherche COS (Comité d'Orientation Supersonique) et est basé sur un fonctionnement de type LPP. La chambre de combustion à échelle réduite peut fonctionner jusqu'à une pression de 10bars et une température d'entrée d'air de 300°C. Il caractérise l'écoulement gazeux à la fois par PIV et ADL et le mélange du méthane par la PLIF sur acétone. La configuration de chambre de combustion en régime diphasique a abouti à l'étude du spray de n-heptane.

Garcia-Rosa (Onera) [43] a travaillé sur une chambre de combustion en configuration non prémélangée. Ses études ont porté sur la caractérisation des phases gazeuses et liquides en vue d'apporter des éléments de réponse sur la problématique de l'allumage des turbomachines pour des conditions de fonctionnement proches de celles rencontrées en altitude ainsi qu'au sol. Il complète son étude expérimentale en améliorant un modèle 0-D puis 1-D de calcul du noyau d'allumage. Le modèle 1-D a ensuite été intégré à un solveur CFD de type LES pour calculer les zones les plus probables d'allumage d'une chambre réelle (Turboméca).



Géométrie TUD



Géométrie CORIA

Figure 23 : Photographies des brûleurs ayant contribué à l'élaboration de notre dispositif expérimental.

Les géométries de ces diverses installations ont servi de base à la création de notre propre dispositif expérimental dédié à l'étude de l'allumage. Des calculs numériques d'écoulement moyens ont été réalisés afin de finaliser la géométrie du système d'injection comprenant le swirler et l'injecteur, mais aussi la forme du volume de combustion. Les principaux critères étaient de pouvoir dépasser le nombre critique de swirl permettant d'obtenir une longue zone de recirculation centrale ainsi qu'une zone de recirculation supplémentaire sur les côtés de la chambre de combustion, près de l'injecteur et de ne pas générer des pertes de charge trop importantes.

Le brûleur retenu est un brûleur non prémélangé à swirl. Pour pouvoir par la suite discriminer l'effet de l'aérodynamique sur l'effet du mélange air-carburant dans la chambre de combustion, nous utiliserons également ce brûleur en mode parfaitement prémélangé en injectant le prémélange à la fois dans le canal « air » et dans le canal « carburant ».

3.1.1 Présentation schématique du brûleur

Le dispositif expérimental (figure 24) est composé de quatre parties distinctes : le plenum, le système d'injection, la chambre de combustion et le convergent d'échappement.

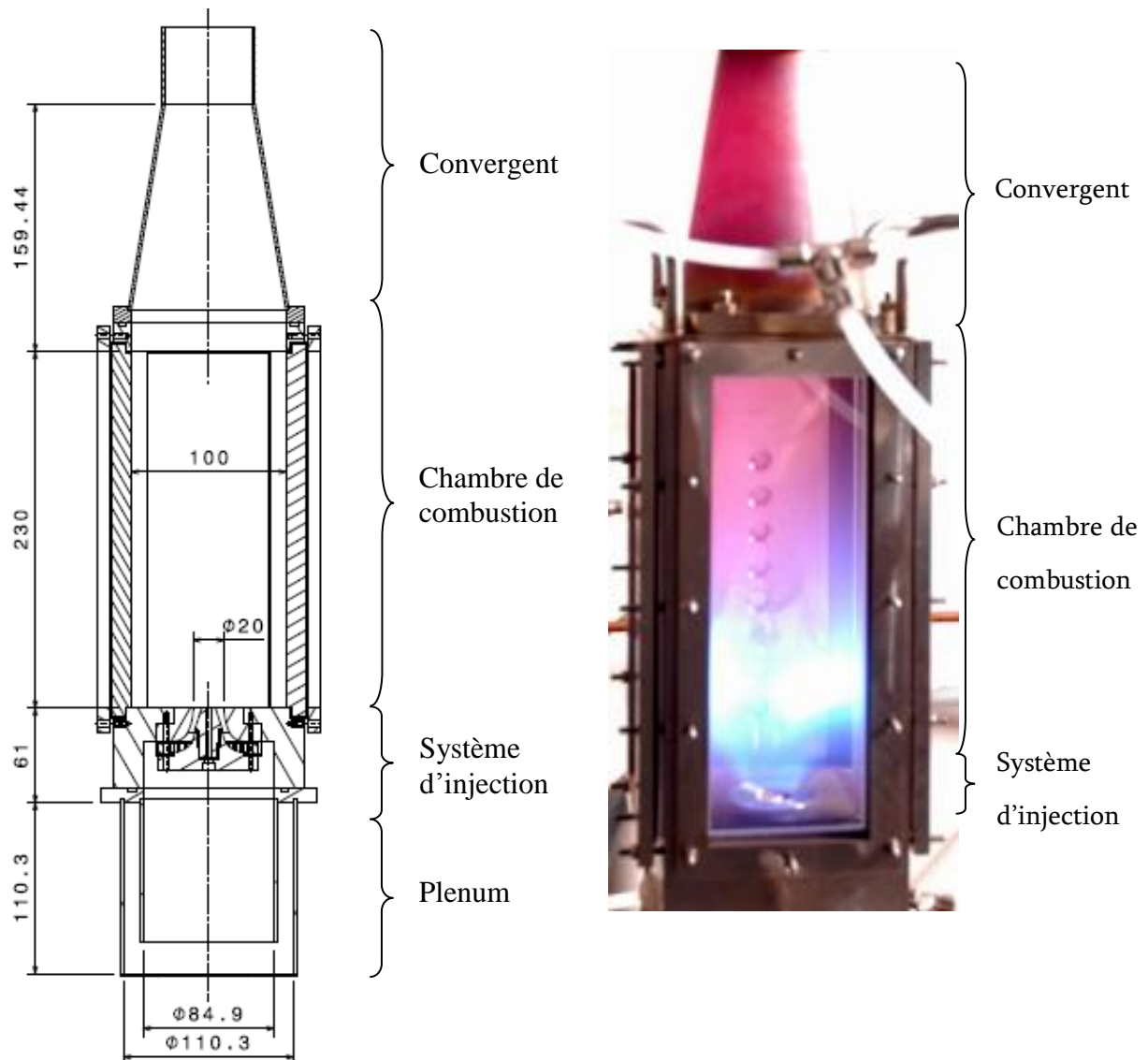


Figure 24 : Schéma et photographie du brûleur.

3.1.2 Le plenum

Il s'agit de la pièce du dispositif expérimental qui permet d'alimenter en air le swirler radial. Il est composé de deux tubes concentriques de diamètres internes respectifs 105 et 85mm. L'air est injecté tangentiellement en partie haute du premier tube concentrique. Une grille d'acier (figure 25) perforée et soudée aux bords du tube intérieur permet de casser les grosses structures aérodynamiques générées par l'injection tangentielle et permet d'homogénéiser les vitesses en entrée du swirler. Un réchauffeur d'air peut aussi être monté directement sur la ligne d'air en entrée du plenum.

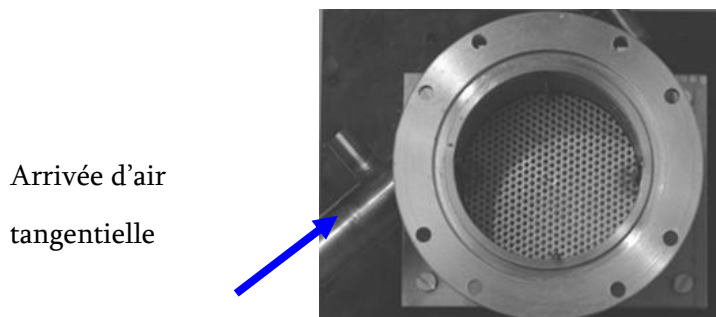


Figure 25 : Photo du plenum (vue de dessus)

3.1.3 Le système d'injection

Le système d'injection permet l'alimentation de la chambre de combustion en air et en combustible. Il est constitué d'un swirler qui génère un écoulement d'air annulaire en rotation et d'un injecteur de combustible central.

3.1.3.1 Le swirler

Il s'agit d'un swirler radial de diamètre 65mm extérieur et 45mm intérieur (Figure 26). Il est composé de 18 canaux inclinés de 45° et de section rectangulaire 6 × 4mm. A la sortie du swirler, l'air est mis en rotation dans un canal annulaire convergent, débouchant dans la chambre de combustion par un anneau de diamètre extérieur $D = 20\text{mm}$ et de diamètre intérieur $d = 9\text{mm}$ (canal 1).

La géométrie de ce swirler et de ce canal annulaire de sortie impose le nombre de swirl [40] qui qualifie l'intensité de la rotation de l'écoulement. Le dispositif est réalisé de façon à pouvoir faire varier le nombre de swirl à débit total constant. Pour cela une pièce supplémentaire amovible permet d'obstruer un canal sur deux du swirler (Figure 26c) afin d'augmenter le rapport débit radial sur débit axial. Nous utiliserons la dénomination H18 pour le swirler 18 trous (H pour Holes) et H9 pour le swirler 9 trous.

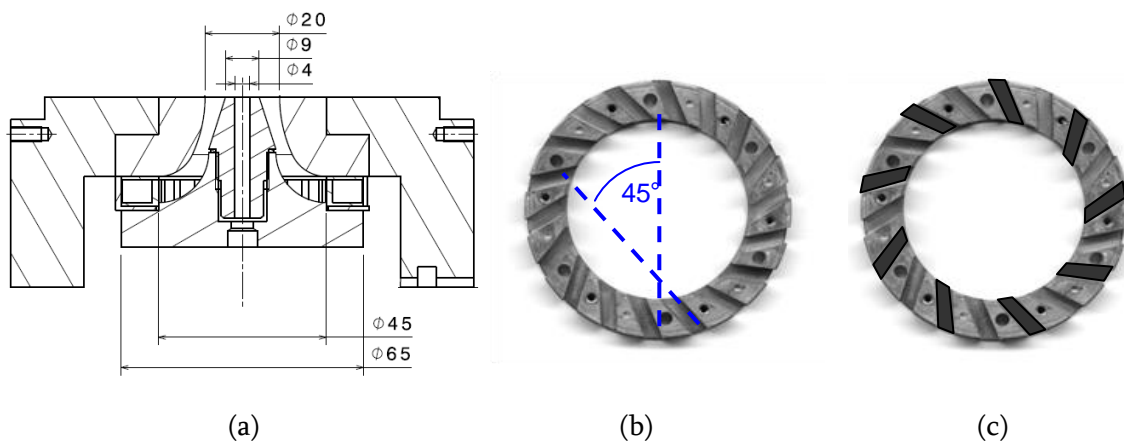


Figure 26 : a) Schéma du swirler et de l'injecteur central

b) et c) Photographie du swirler 18 trous et du swirler 9 trous

3.1.3.2 L'injecteur

L'injecteur carburant est constitué d'un canal central (canal 2) de 4 mm de diamètre débouchant dans la chambre de combustion (Figure 27). Ce diamètre relativement grand a été choisi afin que l'impulsion du jet carburant gazeux soit suffisamment faible pour ne pas « transpercer » la zone de recirculation interne créée par l'écoulement à swirl.

La Figure 27 montre l'injecteur monté sur son support qui est commun au swirler. On y observe l'alimentation en combustible qui traversera radialement le plenum. On peut donc s'attendre à la formation d'un faible sillage ($d=6\text{mm}$) en entrée du swirler qui pourra expliquer certaines dissymétries observées dans les mesures présentées plus loin.



Figure 27 : (a) Photographie de l'injecteur sur son porte-injecteur. (b) Photographie de l'assemblage du système d'injection

Dans des géométries coaxiales de ce type, on peut noter que de faibles décentrages causent de fortes dissymétries de l'écoulement et de la structure de la flamme. Nous avons donc apporté une attention particulière au design de l'assemblage injecteur-swirler afin d'obtenir un centrage le plus parfait possible et indépendant des nombreux démontages dus au changement de paramètres expérimentaux.

3.1.4 La chambre de combustion

La chambre de combustion est de section carrée de 100mm de côté et de hauteur 260mm. Elle est constituée de 4 montants verticaux métalliques qui maintiennent les accès optiques et supportent le cône de sortie des gaz chauds. Ces montants sont refroidis par eau et les angles intérieurs ont été biseautés à 45° afin de se rapprocher au mieux d'une configuration circulaire. Au nombre de 3, les accès optiques ont respectivement une largeur et une hauteur utiles de 78 et 228mm. La quatrième face de la chambre est fermée par une plaque métallique refroidie. Elle permet l'implantation du capteur de pression dynamique et sert principalement à apporter un fond noir lors de l'acquisition des images des différentes campagnes de mesures.

3.1.5 Le convergent de sortie

La sortie de la chambre de combustion se termine par un convergent qui empêche toute entrée parasite d'air extérieur due à la présence de la dépression centrale générée par l'écoulement en giration. Des simulations RANS préalable au design avait montré la nécessité d'installer ce cône.

3.2 Régulation des débits

L'étude de phénomènes tels que ceux apparaissant lors de la combustion nécessite de maîtriser au mieux les conditions opératoires initiales, à savoir les débits massiques de carburant et de comburant. Pour cela nous utilisons un banc de débitmétrie (Figure 28) équipé de régulateurs de débits massiques thermiques dont les références sont données dans le Tableau 1. Pour le mode de fonctionnement non-prémélangé, seuls les débitmètres 1 et 2 sont utilisés alors que pour le mode de fonctionnement totalement prémélangé les 4 débitmètres sont utilisés. Ce banc est supervisé à l'aide d'une interface Labview qui à partir des conditions expérimentales souhaitées (richesse, vitesse débitante) règle chaque régulateur de débit. Cette interface gère également les aspects instationnaires des essais d'allumage en commandant le déclenchement de l'étincelle laser et de la caméra rapide ainsi que l'extinction du brûleur après un allumage réussi.

Les essais d'allumage étant très sensibles à la richesse de l'écoulement, nous avons vérifié puis amélioré la précision de mesure de ces appareils par un étalonnage complémentaire à l'aide des débitmètres étalons du laboratoire dont les références sont reportées dans le Tableau 2. Les précisions sur les richesses après correction peuvent donc être estimées à +/- 3%.

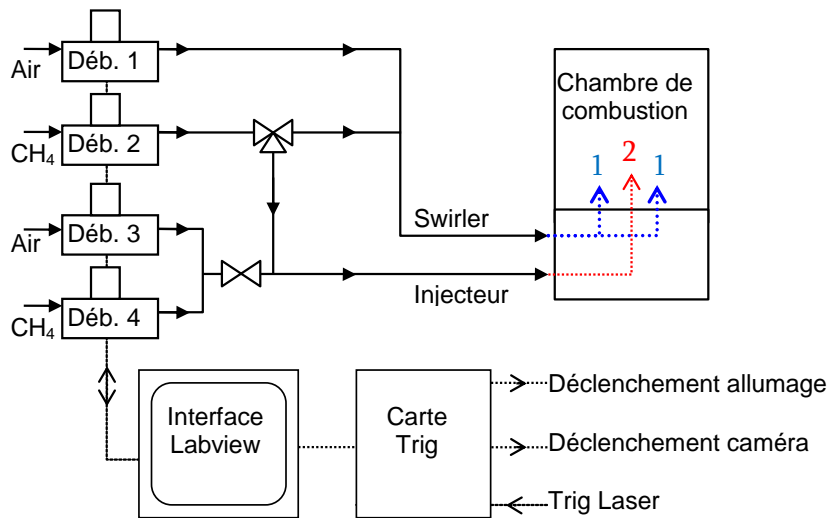


Figure 28 : Schéma du banc de débitmétrerie du brûleur.

Débitmètre	Gaz	Modèle	Gamme de débit	Erreur pleine échelle
1	Air	EL-FLOW F202AC	0.1 à 30g/s	< 1%
2	CH4	EL-FLOW F201AC	0 à 2g/s	< 2%
3	Air	EL-FLOW F201AC	0 à 1g/s	< 2%
4	CH4	EL-FLOW F201AC	0 à 0.2g/s	< 2%

Tableau 1 : Références des débitmètres de l'installation.

Coriolis (Mass Flow Sensor CMF025M319NOANFZZZ. Gamme de températures : -240 à 204°C. Pression max : 103 bar. Gamme de débits: 0-90kg/h). Marque : SERV INSTRUMENT.	Débitmètre (Definer 220-H S/N 119157. Gamme de débits : 0-30nl/min) pour les petits débits (méthane). Marque : SERV INSTRUMENT.
--	---

Tableau 2 : Références des débitmètres étalons.

3.3 Détermination du nombre de swirl du système d'injection

Un dernier élément important de la présentation d'un écoulement swirlé est la détermination du nombre de swirl (S_n) de cet écoulement. Le nombre de swirl est un paramètre qui va fortement influencer la topologie de l'écoulement. Il permet au-delà de sa valeur critique l'existence d'une zone de recirculation centrale qui joue un rôle fort sur la stabilisation de flammes. Il se définit à l'aide des quantités de mouvement tangentielle et axiale de la manière suivante :

$$S_n = \frac{G_{tan}}{R \cdot G_{axe}} \quad (\text{Eq. 3})$$

La quantité de mouvement tangentielle est définie par

$$G_{tan} = \int_0^R V_y \cdot \rho \cdot V_z \cdot 2\pi r^2 \cdot dr \quad (\text{Eq. 4})$$

Et la quantité de mouvement axiale par

$$G_{axe} = \int_0^R V_z \cdot \rho \cdot V_z \cdot 2\pi r^2 \cdot dr + \int_0^R P \cdot 2\pi r \cdot dr \quad (\text{Eq. 5})$$

V_z , V_x et V_y représentent les composantes axiales, radiales et tangentielles de la vitesse, tandis que P représente la pression statique.

Généralement, la composante de pression n'est pas prise en compte car non mesurable [44]. Dans notre cas, n'ayant pas eu accès à la vitesse tangentielle, nous avons estimé le nombre de swirl par une simulation 3D de l'écoulement dans l'injecteur swirlé sous Fluent6.0 à partir des deux géométries réelles de l'injecteur (18 trous ou 9 trous) et de 3 débits d'air (34, 63, 85m³/h). A partir des profils de vitesses axiales et tangentielles obtenus en sortie du swirler, le nombre de

swirl est calculé à l'aide de l'équation 3 sans tenir compte du terme de pression. Le débit introduit dans la chambre de combustion par l'injecteur n'a pas été pris en compte dans ces simulations.

Débit swirlé (m ³ /h)	18canaux	9canaux
34	0.96	1.22
63	0.97	1.23
85	0.97	1.24

Tableau 3 : Résumé des nombres de swirl calculés à l'aide de simulations 3D.

Les résultats obtenus sont indiqués dans le Tableau 3. Ils montrent une quasi-indépendance du nombre de swirl quand le débit varie. Et, comme prévu [40], ils montrent l'augmentation du nombre de swirl lorsqu'on réduit le nombre de trous dans le swirler induisant une augmentation de la quantité de mouvement tangentielle. Pour les deux géométries, le nombre de swirl est supérieur à la valeur critique 0.6 en accord avec l'existence de la recirculation interne observée.

3.4 Hypothèses de conservation de la topologie de l'écoulement entre le prémélange et le non-prémélangé

Les conditions initiales que nous avons imposées dans l'étude des paramètres limitant ou favorisant l'allumage incluent à la fois l'aérodynamique et les gradients de richesse. Notre dispositif expérimental peut fonctionner en écoulement parfaitement prémélangé noté P (Injection du prémélange dans l'injecteur et dans le swirler) ou en écoulement non prémélangé noté NP (injection de méthane dans l'injecteur et d'air dans le swirler). A cause de la différence de masse volumique, la conservation de la topologie de l'écoulement entre les deux écoulements nécessite quelques précautions.

Afin de garder la même structure aérodynamique entre ces deux écoulements, nous avons imposé deux contraintes visant à conserver la vitesse débitante V_1 en sortie du swirler et à conserver la quantité de mouvement du jet sortant de l'injecteur central.

La conservation de la vitesse V_1 se traduit de la manière suivante : $V_1^{NP} = V_1^P$

$$\text{Avec } V_1^{NP} = \frac{[Qm_{Air-1}]_{NP}^\varphi}{\rho_{Air} \cdot S_1} \text{ et } V_1^P = \frac{[Qm_{Air-1} + Qm_{CH_4-1}]_P^\varphi}{\rho_m \cdot S_1} \quad (\text{Eq. 6})$$

φ représente la richesse globale de l'écoulement non prémélangé de référence, S_1 la section de sortie du swirler, l'indice m le mélange.

Concernant le jet central, nous avons conservé l'impulsion du jet afin de maintenir constante la profondeur de pénétration du jet central [45] dans l'écoulement swirler.

- La conservation de l'impulsion tenant compte du mélange Air/Méthane s'écrit de la manière suivante:

$$\rho_{CH_4} \cdot V_2^{NP} = \frac{[Qm_{CH_4-2}]_{NP}^\varphi}{S_2} = \rho_m \cdot V_2^P = \frac{[Qm_{CH_4-2} + Qm_{Air-2}]_P^\varphi}{S_2} \quad (\text{Eq. 7})$$

avec V_2 la vitesse en sortie de l'injecteur.

$$\text{On sait que la richesse s'écrit } \varphi = \frac{\frac{[Qm_{CH_4}]}{[Qm_{Air}]}}{\frac{[Qm_{CH_4}]_{Stoecho}}{[Qm_{Air}]_{Stoecho}}} \text{ avec } \frac{[Qm_{CH_4}]_{Stoecho}}{[Qm_{Air}]_{Stoecho}} = FAR_{st} \quad (\text{Eq. 8})$$

$$\text{Ce qui donne} \quad Qm_{CH_4} = Qm_{Air} * (\varphi * FAR_{st}) \quad (\text{Eq. 9})$$

$$\text{On sait aussi que} \quad \rho_m = X_{CH_4} * \rho_{CH_4} + X_{air} * \rho_{Air} \quad \text{avec X la fraction molaire} \quad (\text{Eq. 10})$$

A l'aide de ces relations, nous pouvons donc écrire l'ensemble des 4 débits dans la condition prémélangée à partir du débit d'air et de la richesse de la condition non prémélangée :

$$[Qm_{Air-1}]_P^\varphi = \frac{[Qm_{Air-1}]_{NP}^\varphi}{(1 + \varphi * FAR_{st})} \cdot \frac{\rho_m}{\rho_{Air}} \quad (\text{Eq. 11})$$

$$[Qm_{CH_4-1}]_P^\varphi = [Qm_{Air-1}]_{NP}^\varphi \frac{\varphi * FAR_{st}}{(1 + \varphi * FAR_{st})} \cdot \frac{\rho_m}{\rho_{Air}} \quad (\text{Eq. 12})$$

$$[Qm_{CH_4-2}]_P^\varphi = [Qm_{Air-1}]_{NP}^\varphi * \frac{(\varphi * FAR_{st})^2}{1 + \varphi * FAR_{st}}$$

(Eq.13)

$$[Qm_{Air-2}]_P^\varphi = [Qm_{Air-1}]_{NP}^\varphi * \frac{\varphi * FAR_{st}}{1 + \varphi * FAR_{st}}$$

(Eq. 14)

Après avoir fixé le débit d'air et la richesse globale en configuration non prémélangée, ce jeu d'équations nous permet d'obtenir les deux débits d'air et les deux débits de méthane à imposer dans notre système expérimental afin de conserver la topologie de l'écoulement dans les deux modes de fonctionnement.

Les mesures PIV effectuées et présentées dans le chapitre 5 seront utilisées afin de valider ces hypothèses.

3.5 Conditions opératoires des mesures PIV-PLIF-Allumage

Afin de récapituler de façon synthétique l'ensemble des conditions opératoires ayant servi aux diverses mesures, nous les avons présentées dans le tableau suivant. Chaque condition opératoire est décrite par un nom, indiquant :

- Le type d'écoulement : « NP » pour « Non-Prémélangé » ; « P » pour « Prémélangé ».
- La configuration géométrique du swirler : « H18 » pour 18 canaux ouverts, « H9 » pour 9 canaux ouverts du swirler.
- La richesse globale de la chambre de combustion : « 0.75 », « 0.85 », « 0.95 » respectivement pour les richesses $\Phi=0.75$, $\Phi=0.85$ et $\Phi=0.95$.
- Le débit massique d'air passant par le swirler exprimé en g/s : « Qmxx ».

Les autres informations (débits, nombre de swirl) sont données dans le tableau 4.

Nom	Q _{mair} sw (g/s)	Q _{mair} jet (g/s)	Q _{mch4} sw (g/s)	Q _{mch4} jet (g/s)	Phi total	DeltaP	N _s	PIV	PLIF
<i>NP-H18-0.75-Qm5.43</i>	<i>5.43</i>	<i>0.236</i>	--	--	<i>0.75</i>	<i>650</i>	<i>0.95</i>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
NP-H18-0.85-Qm5.43	5.43	0.267	--	--	0.85	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	--
NP-H18-0.95-Qm5.43	5.43	0.298	--	--	0.95	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	--
NP-H18-0.75-Qm11.14	11.14	0.468	--	--	0.75	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
NP-H18-0.75-Qm16.96	16.96	0.703	--	--	0.75	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
<i>P-H18-0.75-Qm5.03</i>	<i>5.03</i>	<i>0.227</i>	<i>0.218</i>	<i>0.009</i>	<i>0.75</i>		<i>0.95</i>	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H18-0.85-Qm5.02	5.02	0.253	0.247	0.012	0.85	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H18-0.95-Qm4.97	4.97	0.28	0.275	0.015	0.95	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H18-0.75-Qm10.35	10.35	0.437	0.436	0.019	0.75	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H18-0.75-Qm15.77	15.77	0.66	0.655	0.028	0.75	--	0.95	<input checked="" type="checkbox"/>	--
<i>NP-H9-0.75-Qm5.43</i>	<i>5.43</i>	<i>0.236</i>	--	--	<i>0.75</i>	<i>670</i>	<i>1.21</i>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
NP-H9-0.85-Qm5.43	5.43	0.267	--	--	0.85	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	--
NP-H9-0.95-Qm5.43	5.43	0.298	--	--	0.95	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	--
NP-H9-0.75-Qm11.14	11.14	0.468	--	--	0.75	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
NP-H9-0.75-Qm16.96	16.96	0.703	--	--	0.75	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
<i>P-H9-0.75-Qm5.03</i>	<i>5.03</i>	<i>0.227</i>	<i>0.218</i>	<i>0.009</i>	<i>0.75</i>		<i>1.21</i>	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H9-0.85-Qm5.02	5.02	0.253	0.247	0.012	0.85	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H9-0.95-Qm4.97	4.97	0.28	0.275	0.015	0.95	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H9-0.75-Qm10.35	10.35	0.437	0.436	0.019	0.75	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	--
P-H9-0.75-Qm15.77	15.77	0.66	0.655	0.028	0.75	--	1.21	<input checked="" type="checkbox"/>	--

Tableau 4 : tableau récapitulatif des mesures effectuées pour chacune des conditions opératoires.

Les essais surlignés en jaune représentent les conditions opératoires utilisées lors des études d'allumage.

3.6 Diagramme de fonctionnement du brûleur

La connaissance du régime de fonctionnement d'un couple de débit d'air et de méthane dans un système de combustion est une nécessité. En effet, en fonction des conditions de vitesse d'air débitante et de richesse globale, les structures des flammes obtenues diffèrent ainsi que leur intensité de fluctuations.

Un diagramme de fonctionnement d'un brûleur permet de définir, entre autre, une limite de richesse en dessous de laquelle celui-ci ne peut entretenir une flamme dans son enceinte. Cette limite est fonction du type du système d'injection employé, de la nature du carburant utilisé, du débit d'air injecté, de la qualité du mélange entre l'air et le carburant ainsi que des conditions de pression et de température initiales des fluides. Cette limite est habituellement appelée LBO de l'anglais Lean Blow Out ou Lean Blow-Off [46].

Un diagramme de stabilité permet aussi de déterminer à l'aide de la richesse globale le niveau de production d'émissions polluantes des flammes les unes par rapport aux autres [47]. Ainsi, des conditions proches de la stœchiométrie favorisent la stabilité d'une flamme mais dégradent les performances liées aux émissions de NO_x tout en favorisant une faible production de CO et d'imbrûlés. Les émissions de CO sont élevées près de l'extinction de la chambre de combustion, lorsque la flamme est très instable, mais présentent de faibles taux de NO_x.

Dans les diagrammes de fonctionnement qui vont être présentés par la suite, nous nous intéresserons à la LBO afin de définir le domaine de fonctionnement stable de notre brûleur dans lequel nous réaliserons nos essais d'allumage. Sur la figure 29, nous avons représenté par un point rouge la condition d'allumage étudiée.

Pour construire le diagramme de fonctionnement du brûleur NP, nous avons utilisé la méthodologie suivante. Pour un débit d'air donné, nous avons allumé la flamme à une richesse de 0.75 (ligne horizontale de photographie sur la figure 29 et nous avons réduit le débit de carburant progressivement jusqu'à obtenir la limite d'extinction pauvre. Cette mesure a ensuite été répétée pour différents débits d'air. Dans le cas du brûleur P, la même méthodologie a été utilisée en veillant en plus à garder une impulsion du jet central égale à celle de la configuration NP pour la

richesse et débit correspondants. Cela permet de conserver la même topologie de l'écoulement entre le mode prémélangé et le mode non prémélangé.

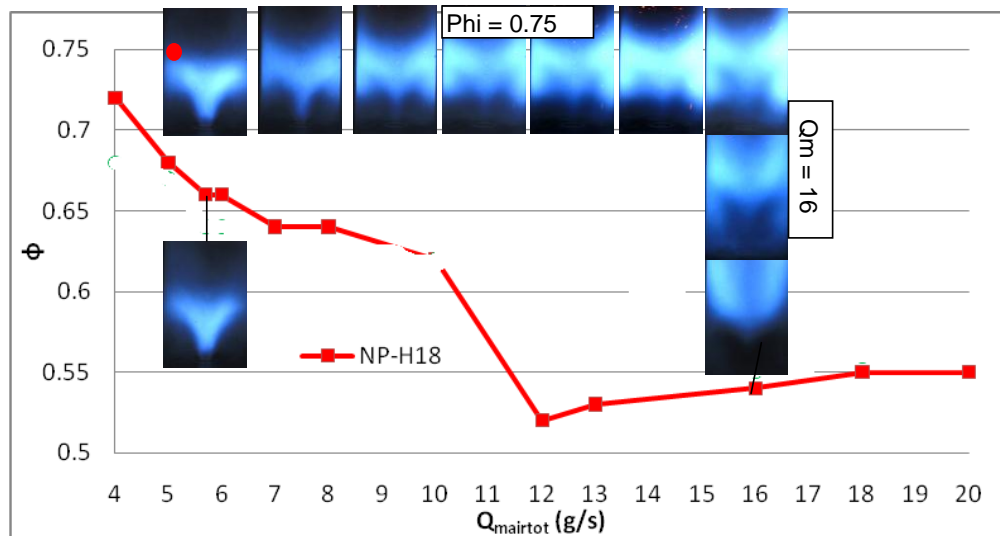


Figure 29 : Diagramme de fonctionnement du brûleur. Cas NP-H18-0.75.

La figure 29 présente le diagramme de fonctionnement de notre brûleur et les photographies de la flamme en fonction du débit et de la richesse pour la configuration non prémélangé et swirler H18.

La courbe en trait plein rouge correspond à la limite d'extinction pauvre du brûleur. Au-dessus de cette courbe, la flamme est stabilisée dans le foyer, en dessous elle est éteinte. Sur la ligne $\phi = 0.75$ on peut, à l'aide des photographies, noter l'évolution de la structure de la flamme. A faible débit, la flamme est accrochée à l'injecteur central. A mesure que le débit augmente et sous l'effet des fortes vitesses, la flamme se décroche, elle est liftée à partir de $Q_{\text{mairtot}} = 9$ g/s. Si on se place à débit constant, on note que pour les très faibles débits ($Q_{\text{mairtot}} = 5$ g/s), la flamme est toujours accrochée au brûleur quelle que soit la richesse alors qu'à très forts débits ($Q_{\text{mairtot}} = 16$ g/s) la flamme est toujours liftée. Dans cette dernière condition la hauteur de lift augmente quand la richesse diminue.

Concernant la richesse d'extinction, on note pour les faibles débits d'air (jusqu'à 10 g/s) que la richesse d'extinction diminue progressivement à mesure que le débit d'air augmente. Ce comportement correspond à l'intensification de la stabilisation par l'écoulement tourbillonnaire quand le débit augmente. Pour cette gamme de débit, nous avons observé de fortes instabilités de combustion à la limite d'extinction qui peuvent être décrites par une forte oscillation entre deux structures de flammes, accrochée ou liftée. Entre 10 et 12 g/s, la richesse d'extinction chute

brutalement de 0.63 à 0.52. Pour ces débits, cet élargissement brusque du domaine de fonctionnement s'explique par la disparition de la structure « flamme accrochée » qui, de ce fait réduit le phénomène de déstabilisation et d'extinction par instabilités dues au changement de structure et qui permet ainsi de fonctionner en mode plus stable dans les conditions pauvres.

Pour les débits supérieurs à 12g/s on observe que la richesse d'extinction augmente légèrement quand le débit augmente, ceci s'explique par le soulèvement croissant de la flamme quand la vitesse augmente.

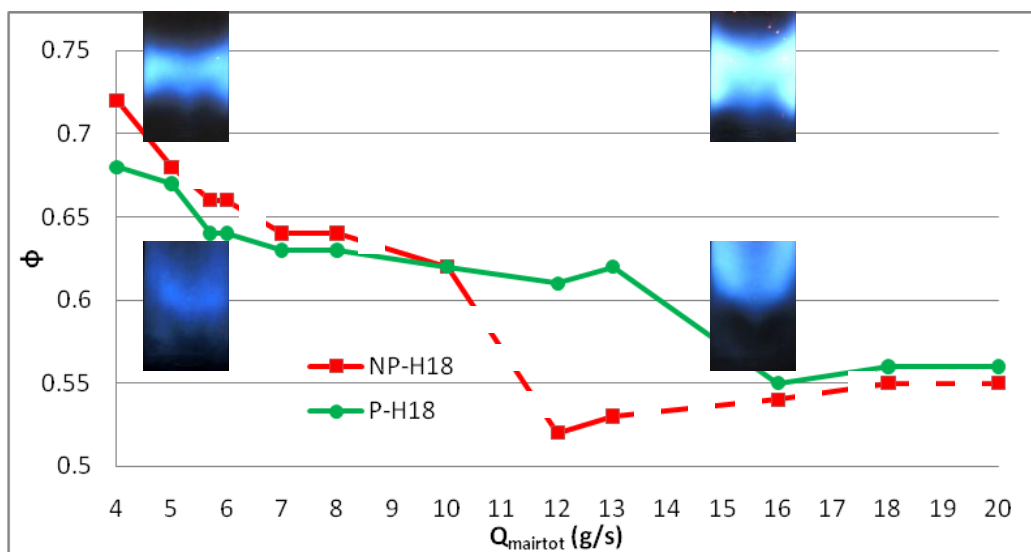


Figure 30 : Evolution de la forme de la flamme proche de l'extinction en fonction du débit d'air et du mode de fonctionnement.

Pour la configuration prémélangée H18, la figure 30 montre un comportement analogue à la configuration non prémélangée. Le changement brusque de régime est décalé vers les débits plus importants. Pour les très forts débits, les flammes sont toujours liftées et la limite d'extinction devient totalement identique pour les deux configurations.

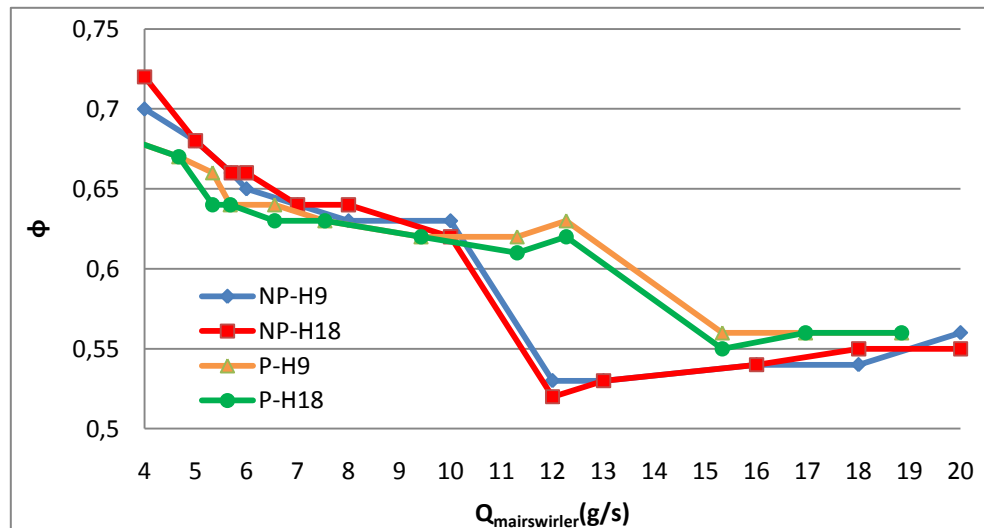


Figure 31 : Diagramme de fonctionnement du brûleur pour l'ensemble des configurations : NP-H18, NP-H9, P-H18, P-H9

Enfin, on observe sur la figure 31, le très faible effet de l'augmentation du nombre swirl sur le domaine de fonctionnement des brûleurs prémélangé et non prémélangé.

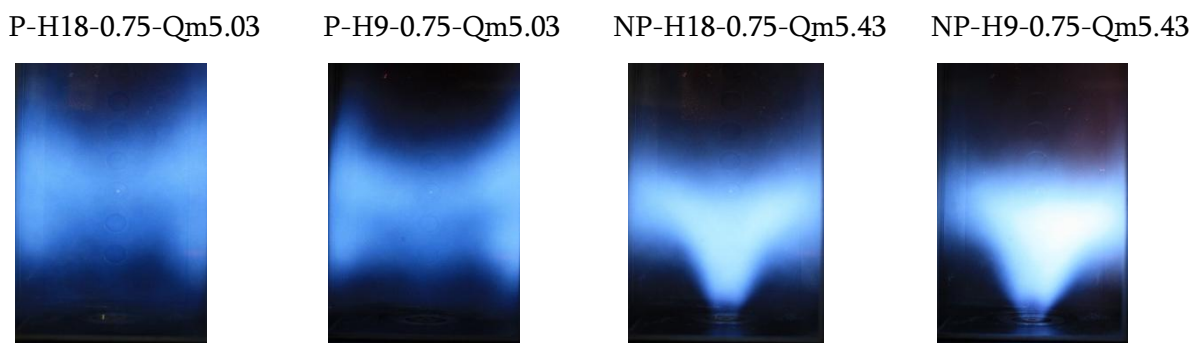


Figure 32 : Forme de la flamme dans chacune des conditions opératoires de mesure de l'allumage.

La figure 32 présente à titre indicatif la forme de la flamme correspondant à chacune des conditions opératoires retenues lors des essais et des mesures d'allumage. Toutes les images présentées possèdent un même temps d'exposition de 0.5s en mode ISO-800. On peut voir les différents modes de stabilisation, à même richesse globale, entre une flamme prémélangée (les deux images de gauche) et une flamme non prémélangée (les deux images de droite). A richesse 0.75, la flamme non prémélangée est accrochée à la sortie du système d'injection. En revanche, la flamme prémélangée est liftée et s'étend plus haut dans la chambre de combustion. Dans les deux

cas, l'augmentation du nombre de swirl à tendance à compacter la flamme et la ramener vers la base de l'injecteur.

Chapitre 4 - Les techniques de mesures

Ce chapitre a pour but de présenter les différentes méthodes et techniques de mesures utilisées lors de ces travaux et qui ont permis d'obtenir les résultats nécessaires à la compréhension des phénomènes étudiés.

Nous aborderons ainsi tout d'abord les méthodes de mesures choisies pour caractériser l'écoulement juste avant l'allumage. Le champ de vitesse sera mesuré par PIV et le mélange air/combustible sera mesuré par PLIF sur le traceur acétone.

Nous présenterons ensuite la technique d'allumage non intrusive par focalisation laser. La mesure de l'énergie laser déposée au cœur de l'étincelle sera également décrite

Finalement, la technique d'imagerie rapide sera présentée. Elle permet de suivre temporellement le noyau de gaz brûlés depuis sa génération jusqu'à la stabilisation de la flamme, en passant par ses phases de développement et de transport dans la chambre de combustion.

4.1 Particule Image Velocimetry – PIV

4.1.1 Présentation

Dans les études visant à comprendre des phénomènes liés à la mécanique des fluides et à la combustion, la connaissance du champ aérodynamique est une donnée essentielle et nécessaire. Pour cela, une méthode de mesure quantitative doit être mise en place. Ici les besoins sont d'ordre spatial. La PIV (Particule Image Velocimetry) permet de reconstruire des champs instantanés de vecteurs vitesses dans un plan, permettant donc une résolution spatiale.

Le principe de la PIV repose sur l'estimation du déplacement moyen d'un ensemble de particules transportées par l'écoulement. Les particules liquides ou solides sont choisies suffisamment petites afin qu'elles suivent parfaitement l'écoulement gazeux. Le signal de diffusion de Mie des particules illuminées par une nappe laser est projeté et enregistré par une caméra CCD

à deux instants successifs, sur deux images distinctes. Le délai imposé entre les deux expositions laser étant un paramètre parfaitement contrôlé, le problème en PIV revient à estimer le déplacement le plus probable d'un ensemble de particules contenu dans chaque partie de l'image d'étude. Ainsi, la vitesse mesuré \overrightarrow{V}_{mes} de cet ensemble de particules est obtenue en divisant le déplacement estimé $(\overrightarrow{x}_2 - \overrightarrow{x}_1)$ par le temps Δt qui sépare les deux acquisitions :

$$\overrightarrow{V}_{mes} = \frac{(\overrightarrow{x}_2 - \overrightarrow{x}_1)}{\Delta t} \quad (\text{Eq. 15})$$

L'estimation de ce déplacement spatial a été proposée par Willert [48] sous la forme du système linéaire suivant :

$$J(m, n) = [I(m, n) * D(m, n)] + B(m, n) \quad (\text{Eq. 16})$$

Où $I(m,n)$ et $J(m,n)$ sont l'entrée et la sortie du système et représentent respectivement les champs de particules aux instants t et $t+\Delta t$. $D(m,n)$ est la fonction de transfert du déplacement des particules et $B(m,n)$ représente l'ensemble des sources extérieures de bruit. Le déplacement le plus probable de chaque ensemble de particules contenues dans chaque fenêtre d'interrogation est estimé par l'algorithme (par FFT) d'inter-corrélation normalisé [48]:

$$R_{IJ}(m, n) = \frac{\sum_{i=-N}^{i=N} \sum_{j=-N}^{j=N} [I(i, j) - \bar{I}][J(i - m, j - n) - \bar{J}]}{\sqrt{\sigma_I^2} \sqrt{\sigma_J^2}} \quad (\text{Eq. 17})$$

Où $I(i,j)$ et $J(i,j)$ sont respectivement les niveaux de gris du pixel (i,j) de la première image (à l'instant t) et de la seconde image (à l'instant $t+\Delta t$). $\bar{I}, \bar{J}, \sqrt{\sigma_I^2}$ et $\sqrt{\sigma_J^2}$ sont respectivement les valeurs moyennes et les écart-type des niveaux de gris des deux images. $2N$ est la taille de la fenêtre d'interrogation. La valeur la plus élevée du pic de corrélation correspond au meilleur accord entre les images de particules des fonctions $I(m,n)$ et $J(m,n)$. L'estimation du déplacement le plus probable de l'ensemble des particules contenues dans la fenêtre d'interrogation revient donc à déterminer la position du maximum de corrélation. Le résultat final se traduit par l'obtention d'un vecteur vitesse sur chaque fenêtre d'interrogation, permettant ainsi de reconstituer le champ de vitesse instantané sur la totalité de l'image.

A partir des champs instantanés, des statistiques temporelles sont réalisables : moyennes et RMS.

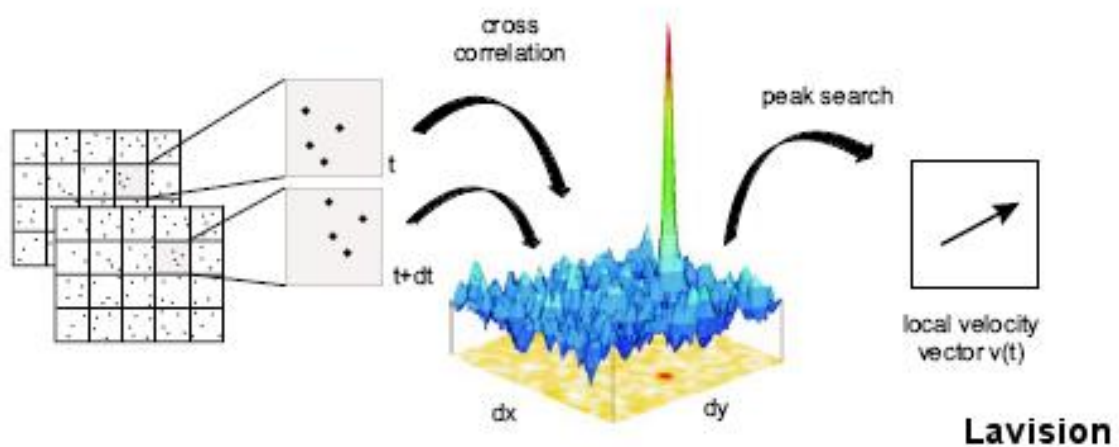


Figure 33 : Illustration de l'intercorrélation sur chaque fenêtre d'interrogation d'une paire d'images.

4.1.2 Chaîne de mesures – Méthode d'acquisition

La chaîne de mesures d'un dispositif expérimental PIV nécessite un certain nombre d'éléments indispensables. Tout d'abord un laser double pulses permet la génération des deux éclaircissements successifs de l'écoulement ensemençé. Nous avons pour cela utilisé un laser YAG Quanta-Ray PIV200 de la marque Spectra-Physics tirant à 532nm à une cadence de 10Hz. Chacun des pulses a été réglé de manière optimale ; c'est-à-dire en intégrant un retard appelé délai Q-Switch permettant au faisceau de délivrer son maximum d'énergie (200mJ). Les deux pulses ont été décalés temporellement l'un de l'autre afin d'obtenir des déplacements moyens de particules de l'ordre de 4 pixels. Cela signifie donc que les délais entre les pulses lasers ont été ajustés en fonction de chacune des conditions opératoires; à savoir entre 4 et 9 μ s. Deux lentilles ont été utilisées afin de réaliser la nappe laser qui traverse la chambre de combustion. La première était une lentille cylindrique de focale 50mm et la seconde une lentille sphérique de focale 1000mm qui a permis de rendre suffisamment fine la nappe laser.

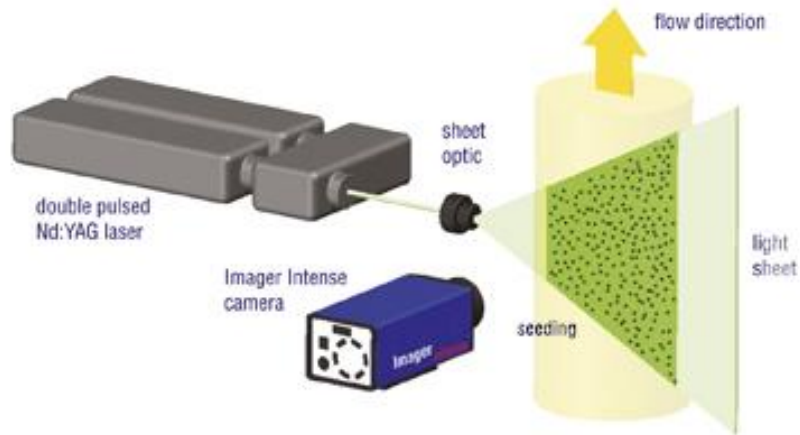


Figure 34 : Schéma de principe d'une installation PIV.

L'ensemencement en gouttelettes d'huile d'olive est réalisée par un système de type Laskin, ce qui assure des diamètres de gouttes de l'ordre du micromètre. L'injection des gouttelettes d'huile d'olive dans les différentes parties de l'injecteur est représentée sur la figure 35 pour les deux configurations de combustion. L'acquisition des images brutes a été réalisée à l'aide d'une caméra FlowMaster de la marque LaVision. La taille du capteur CCD est de 1024×1280 pixels², sur une échelle de 4096 niveaux de gris.

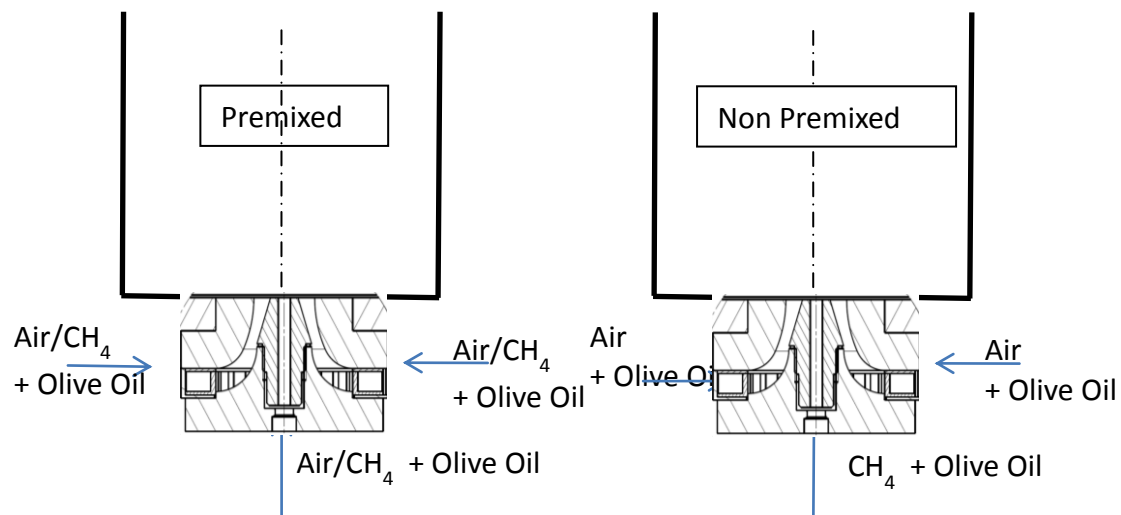


Figure 35 : Schéma de principes des modes d'ensemencement des fluides.

La caméra a été équipée d'une bague allonge de 7mm ainsi que d'un objectif Nikkor f/1.4 de 85mm, permettant d'avoir une résolution de 0.063mm/pixel. L'acquisition des images a été

réalisée à l'aide du logiciel Davis7.2 avec pour chaque condition opératoire un enregistrement de 300 paires d'images.

L'ensemble des mesures a été réalisé dans le plan vertical passant par l'axe de la chambre de combustion et du centre de l'injecteur. L'ensemble des conditions opératoires a été qualifié dans ce plan.

4.1.3 Traitement des données

Les images ont été traitées à l'aide du même logiciel que celui utilisé pour l'acquisition. Le traitement se fait en plusieurs étapes.

- Chaque paire d'images est d'abord découpée une première fois en plusieurs fenêtres d'études de $64 \text{ pixels} \times 64 \text{ pixels}$.
- Dans chacune de ces fenêtres est calculé un pic d'inter-corrélation qui permet de déterminer le déplacement le plus probable des particules présentes. Un taux de recouvrement de 50% est appliqué sur les fenêtres afin de minimiser la perte d'information due à d'éventuels déplacements trop importants de particules.
- Un second traitement identique aux deux points précédents est à nouveau réalisé mais avec cette fois une taille de fenêtre d'interrogation plus petite ($32 \times 32 \text{ pixels}^2$) et un taux de recouvrement de 50%.

Les résultats obtenus sont alors des champs 2D à deux composantes de vitesses instantanées, ici la composante radiale et la composante axiale de vitesse. A partir de ces champs instantanés, il est alors possible d'effectuer des statistiques temporelles : moyenne, RMS, gradient spatial du champ moyen.

4.1.4 Incertitudes liées à la mesure de vitesse par PIV

Si les résultats PIV peuvent correctement représenter le caractère instantané et moyen des écoulements (y compris lors de forts niveaux de turbulence et avec la présence de gradients de

vitesses importants), il est nécessaire de surveiller plusieurs données. Les sources d'erreurs sont nombreuses et doivent être quantifiées. Elles peuvent intervenir à chaque étape du processus (depuis l'acquisition des images jusqu'au post-traitement des données). La qualité de l'ensemencement en particules est importante, en effet une trop faible densité ou une mauvaise homogénéité en particules rend la corrélation difficile. La mesure par PIV repose sur l'hypothèse principale que les particules sont un traceur fidèle de l'écoulement. La taille des particules doit donc être suffisamment petite pour suivre parfaitement l'écoulement et ne pas le perturber [49] mais elle ne doit pas être trop petite afin de générer un signal de diffusion de Mie suffisamment grand. De plus, les particules doivent être le plus mono-dispersées possible afin de ne pas privilégier la mesure des grosses particules et de réduire le bruit provoqué par les plus petites. Pour un écoulement gazeux, la taille des particules doit être comprise entre 1 et 5 μm . L'utilisation de trop fines particules augmente le phénomène de peak-locking qui est du à la mesure discrète (en pixel) du déplacement du pic de corrélation. La « perte de particules » entre les deux images est également une source d'erreur. Une façon de la réduire cette fuite de particules engendrée par leurs trajectoires transverses à la nappe laser est l'augmentation de l'épaisseur de cette nappe (classiquement le dixième de mm) ou également la réduction du délai entre les deux images. On peut également recourir à la technique de recouvrement qui néanmoins ne devra pas dépasser 50% [50].

4.2 Laser Induced Fluorescence – LIF

4.2.1 Présentation

La LIF, ou Fluorescence Induite par plan Laser est une méthode utilisée pour quantifier et repérer une espèce chimique bien précise dans un écoulement. Dans notre étude, elle servira à mesurer le mélange entre le carburant issu de l'injecteur central et l'air issu du swirler. Cette technique de mesure non intrusive peut être employée dans des écoulements à froid ou en combustion. Le principe de cette méthode est basé sur l'émission de photons par une molécule initialement excitée à l'aide d'un faisceau laser accordé sur une longueur d'onde comprise dans une plage de résonance de cette même molécule. La molécule excitée va alors libérer un rayonnement spécifique à une longueur d'onde donnée lors de son retour à un état énergétique inférieur. Ce

sont ces photons d'une énergie inférieure au photon incident qui, émit très rapidement lors de la phase de retour de la molécule à un niveau fondamental, sont captés. Dans le cas de la PLIF (Fluorescence Induite par Plan Laser), l'écoulement est excité par une nappe laser, et le signal est collecté sur un capteur CCD muni d'un intensificateur pour le cas des faibles signaux.

La molécule excitée n'est pas obligatoirement présente initialement dans l'écoulement que l'on souhaite étudier. Pour cela, il est donc nécessaire d'ajouter un traceur gazeux en faible quantité à l'écoulement étudié afin de ne pas perturber les propriétés du mélange entre le carburant et le comburant.

En combustion méthane/air, l'acétone est très régulièrement considérée comme le traceur le mieux adapté pour les études de PLIF [51, 52]. Lozano [53] qualifie ce traceur d'« idéal » pour les raisons suivantes :

- La fluorescence de cette molécule se situe dans le visible (350-550nm).
- Une transition d'absorption accessible aux lasers UV (266nm).
- Une pression de vapeur saturante importante à température ambiante, limitant le risque de saturation en acétone dans le mélange.
- Une masse volumique dans l'ordre de grandeur de celle des carburants gazeux.
- Une indépendance au quenching à température ambiante.
- Une durée de vie du signal de fluorescence courte, permettant d'envisager l'étude d'écoulements à haute vitesse.
- Un prix abordable.
- Une faible toxicité.

Le rendement quantique de cette molécule est en revanche peu élevé (0.1 à 0.2%), néanmoins, son seuil de saturation élevé permet d'utiliser des lasers de forte puissance, compensant ainsi ce point négatif. Si des molécules sont plus intéressantes en termes de rendement quantique, la molécule d'acétone présente le grand avantage de ne pas être toxique contrairement à l'acétaldéhyde, de l'hexafluoroacetone ou du biacetyl.

Le signal de fluorescence de la molécule d'acétone se présente sous la forme suivante :

$$S_F(x, y) = I_0(x, y, \lambda) \cdot dV_c \cdot \eta_{opt} \left[\frac{\chi_{acétone}(x, y) \cdot P}{k \cdot T} \right] \cdot \sigma(\lambda, T) \cdot \psi(\lambda, T, P, \chi_i) \quad (\text{Eq. 18})$$

Avec $I_0(x, y, \lambda)$ la densité d'énergie locale du laser à la longueur d'onde λ dans le volume élémentaire dV_c . η_{opt} traduit le rendement global de transmission optique du système de collection. Le terme entre crochet, correspond à la densité moléculaire locale d'acétone. Elle est calculée à partir de la fraction molaire locale d'acétone ($\chi_{acétone}(x, y)$) et du volume moléculaire (kT/P), avec k la constante de Boltzmann, P la pression locale et T la température locale. $\sigma(\lambda, T)$ représente la section efficace d'absorption moléculaire du traceur et enfin $\psi(\lambda, T, P, \chi_i)$ représente le rendement quantique de fluorescence qui dépend des caractéristiques du laser, des conditions locales de pression et de température mais aussi de l'ensemble des molécules voisines par le biais de leur fraction molaire χ_i .

4.2.2 Chaîne de mesures – Méthode d'acquisition

La source lumineuse d'excitation de la molécule d'acétone a été assurée par un laser mono-pulse Quanta-Ray de la marque Spectra-Physics avec une cadence de tir de 10Hz, une énergie de 170mJ et une longueur d'onde de 266nm. Les deux lentilles utilisées sont identiques à celles mises en place pour les mesures de PIV. Une caméra ICCD Princeton PI-Max 16bits intensifiée couplée à un filtre WG305 permet de collecter l'émission de la molécule d'acétone dans la gamme de longueur d'onde proche de 305nm qui constitue une des plus fortes intensités du signal de fluorescence de cette molécule. Le temps d'exposition des capteurs de la caméra intensifiée est de 1000ns.

Dans notre étude nous avons décidé, de connaître les répartitions des fractions molaires de méthane dans la chambre de combustion et ainsi connaître le champ de mélange instantané méthane/air. Pour cela, l'acétone a été injectée dans le méthane à une concentration volumique de 5%, limitant ainsi les effets d'absorption de la molécule d'acétone dans l'air et toute recondensation de l'acétone dans le dispositif expérimental.

Le débit d'acétone est contrôlé par un débitmètre massique thermique. L'acétone est injectée sous forme de spray dans une chambre thermostatée dans laquelle elle est évaporée et mélangée à la totalité du débit de méthane.

Comme pour la PIV, l'ensemble des mesures PLIF a été réalisé dans le plan vertical passant par l'axe de la chambre de combustion et du centre de l'injecteur. Pour chacune des conditions opératoires, les statistiques ont été réalisées à partir de 1000 acquisitions.

4.2.3 Traitement des données

A ce stade, la mesure du signal de fluorescence n'est que qualitative. Afin d'exploiter un résultat pour déterminer la fraction molaire locale en carburant ou des gradients de répartition de carburant, il est nécessaire d'apporter des hypothèses visant à rendre quantitative ces mesures.

Pression et température sont supposées constantes (ces hypothèses sont vérifiées en écoulement isotherme stationnaire).

Les débits de carburant et de comburant doivent être constants, tout comme le taux d'ensemencement du traceur dans le carburant lors des mesures.

Dans ces conditions et pour une longueur d'onde donnée le signal de fluorescence $S_F(x, y)$ émis par l'acétone se modélise sous la forme suivante :

$$S_F(x, y) = C_0(x, y) \cdot \chi_{acétone}(x, y) \quad (\text{Eq. 19})$$

Où $C_0(x, y)$ est fonction de la distribution spatiale de l'énergie du laser et $\chi_{acétone}(x, y)$ est la fraction molaire locale d'acétone.

Le signal mesuré par le capteur ($S_M(x, y)$) sera alors la somme du signal de fluorescence de l'acétone $S_F(x, y)$ et également du bruit émis par l'ensemble du dispositif expérimental. Ce bruit peut être décliné en trois sources : un signal issu de la « fluorescence » du reste du montage

$(S_{BG}(x, y))$, un bruit de fond inhérent à l'environnement du dispositif expérimental ($(n_{BG}(x, y))$) et un bruit électronique du système d'acquisition ($n(x, y)$).

$$S_M(x, y) = h_s(x, y) \otimes S_F(x, y) + h_s(x, y) \otimes S_{BG}(x, y) + n_{BG}(x, y) + n(x, y) \quad (\text{Eq. 20})$$

où $h_s(x, y)$ est la réponse impulsionnelle du système d'acquisition.

Les défauts du signal de fluorescence causés par la non-uniformité de la répartition spatiale d'énergie de la nappe laser sont mesurés en faisant l'acquisition d'un champ de mesure d'acétone répartie de façon homogène dans le plan de mesure. Ce signal de fluorescence de référence $S_{M,ref}(x, y)$ d'un champ de concentration uniforme est donné par l'équation:

$$S_{M,ref}(x, y) \equiv h_s(x, y) \otimes S_{F,ref}(x, y) + h_s(x, y) \otimes S_{BG}(x, y) + n(x, y) + n_{BG}(x, y) \quad (\text{Eq. 21})$$

L'ensemble $S_{M,BG}(x, y)$, bruits de fond ainsi que la fluorescence du reste du montage est mesuré simultanément dans l'écoulement dépourvu d'acétone :

$$S_{M,BG}(x, y) \equiv h_s(x, y) \otimes S_{BG}(x, y) + n_{BG}(x, y) + n(x, y) \quad (\text{Eq. 22})$$

La moyenne des inhomogénéités de nappe $\langle S_{M,ref}(x, y) \rangle$ et la moyenne du bruit de fond $\langle S_{M,BG}(x, y) \rangle$ sont mesurées au préalable de chaque condition opératoire de mesure. Un exemple est présenté sur la figure 36. A l'aide de la relation suivante, ces mesures de correction permettent d'obtenir une image proportionnelle $S^*(x, y)$ à la fraction molaire d'acétone à partir du signal mesuré $S_M(x, y)$ suivante.

$$S^*(x, y) = \frac{S_M(x, y) - \langle S_{M,BG}(x, y) \rangle}{\langle S_{M,ref}(x, y) \rangle - \langle S_{M,BG}(x, y) \rangle} = \frac{I_{Laser} \times \chi_{acétone}(x, y)}{I_{laser}^{ref} \times \chi_{acétone}^{ref}}$$

$$(\text{Eq. 23})$$

Cette relation dépend cependant encore de l'énergie laser qui fluctue tir à tir.

Pour corriger ces fluctuations tir à tir, nous avons utilisé le signal S_{∞}^* mesuré dans les zones de l'image où le mélange est parfaitement réalisé et parfaitement connu (ceci a été vérifié loin en aval de l'injecteur, par la mesure d'une très faible variabilité spatiale du signal). Après normalisation par ce signal, nous obtenons alors une image proportionnelle à la fraction molaire locale en combustible $\chi_{CH_4}(x, y)$ et inversement proportionnel à la valeur connue de la fraction molaire de CH_4 de l'écoulement parfaitement prémélangé $\chi_{CH_4}^{\infty}$.

$$S^{**}(x, y) = \frac{S^*(x, y)}{S_{\infty}^*} = \frac{\chi_{CH_4}(x, y)}{\chi_{CH_4}^{\infty}}$$

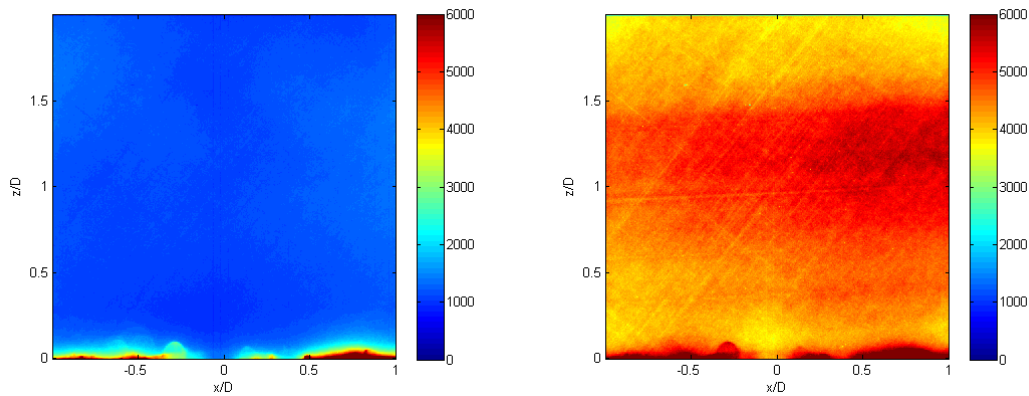


Figure 36 : Image moyenne du bruit (écoulement sans acétone) (à gauche) et image moyenne de la nappe laser (concentration homogène en acétone)(à droite).

La figure 36 présente avec la même échelle de couleurs les corrections apportées sur les images brutes. La figure de gauche ($\langle S_{M,BG}(x, y) \rangle$) est la moyenne sur 300 images du bruit de mesure obtenu sans injection d'acétone. La figure de droite ($\langle S_{M,ref}(x, y) \rangle$) est la moyenne de 300 images du profil de nappe laser obtenu avec un écoulementensemencé de façon homogène en acétone. On peut voir sur le bas des deux images (pour $z/D < 0.1$) la présence d'un fort signal provoqué par la réflexion de la nappe laser sur la base du brûleur.

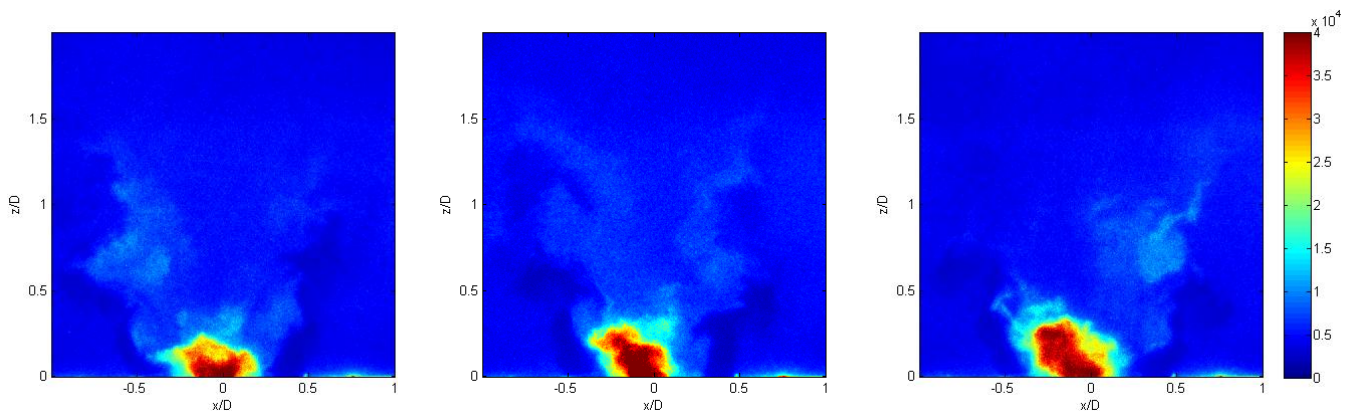


Figure 37 : Images brutes ($S_M(x, y)$) instantanés de PLIF sur acétone. NP-H18-0.75-Qm5.43

La figure 37 présente plusieurs champs instantanés bruts de PLIF sur acétone $S_M(x, y)$ pour la condition NP-H18-0.75-Qm5.43.

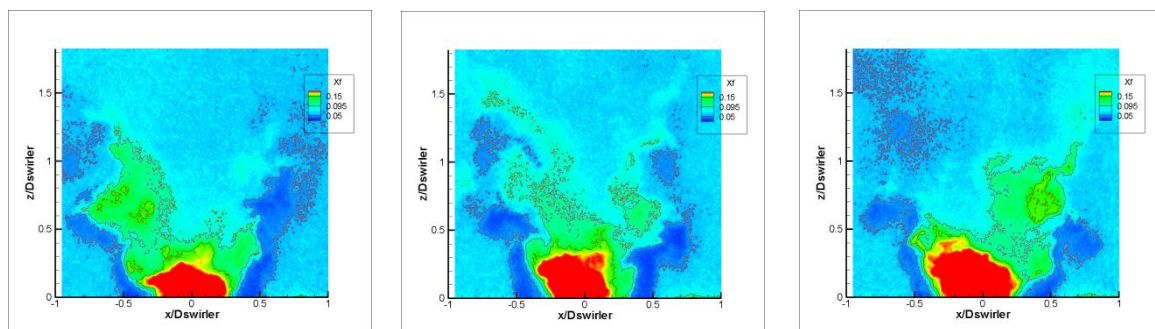


Figure 38 : Images instantanées corrigées de PLIF sur acétone. NP-H18-0.75-Qm5.43

La figure 38 présente pour les mêmes images que la figure 37, les cartographies instantanées de la fraction molaire de combustible issue de l'ensemble des processus de correction. Sur les images, nous avons reporté en gras la ligne stœchiométrique $\chi_{CH_4} = 0.095$, la limite haute et la limite basse d'inflammabilité respectivement $\chi_{CH_4} = 0.15$ et $\chi_{CH_4} = 0.05$.

Le faible intervalle d'inflammabilité et les faibles valeurs associées de fraction molaire de méthane montrent l'intérêt de prendre l'ensemble des précautions citées ci-avant pour minimiser les incertitudes de mesures

4.3 Allumage laser

4.3.1 Présentation

Un laser permet de fournir un faisceau de lumière fortement énergétique et de faible dimension. Son utilisation devient de plus en plus envisagée notamment grâce à sa capacité à allumer des mélanges à haute pression et haute température [5, 54]. L'emploi d'une telle méthode permet de s'affranchir des problèmes de maintenance des électrodes mais aussi de leur déplacement au fil du temps. De plus, le principal avantage de l'allumage par claquage du faisceau laser réside dans le contrôle de l'énergie déposée, le contrôle de la durée de l'étincelle et le fait que le système ne perturbe pas l'écoulement. L'étincelle peut être placée au cœur de l'écoulement ou dans des zones de fortes probabilités d'allumage et de stabilisation, évitant ainsi des pertes d'énergie en allumant trop près des parois.

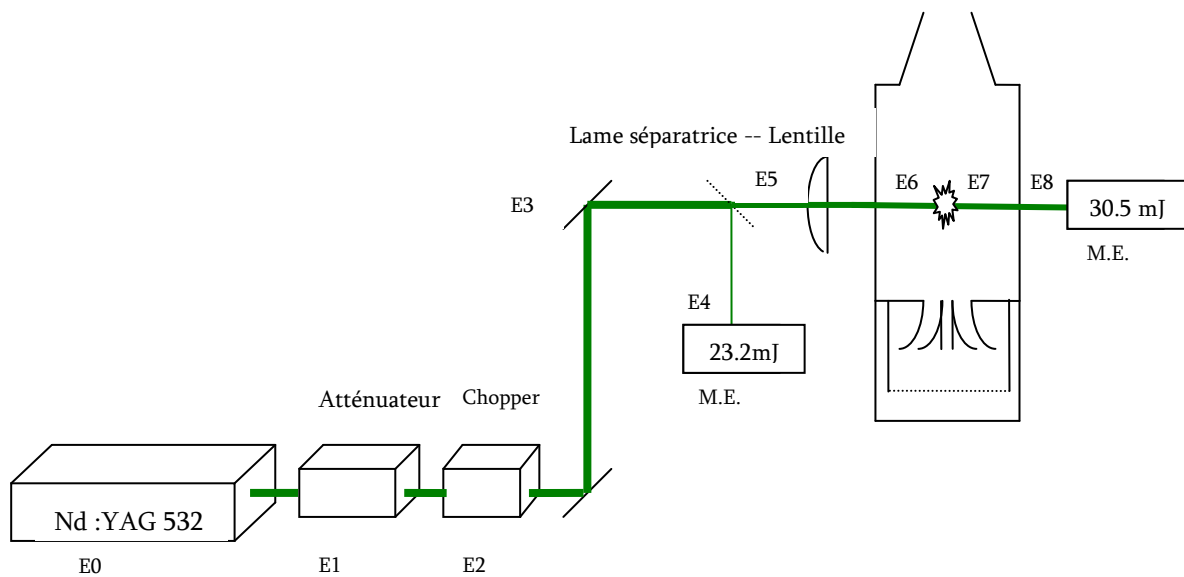
4.3.2 Moyens de mesures et d'essais

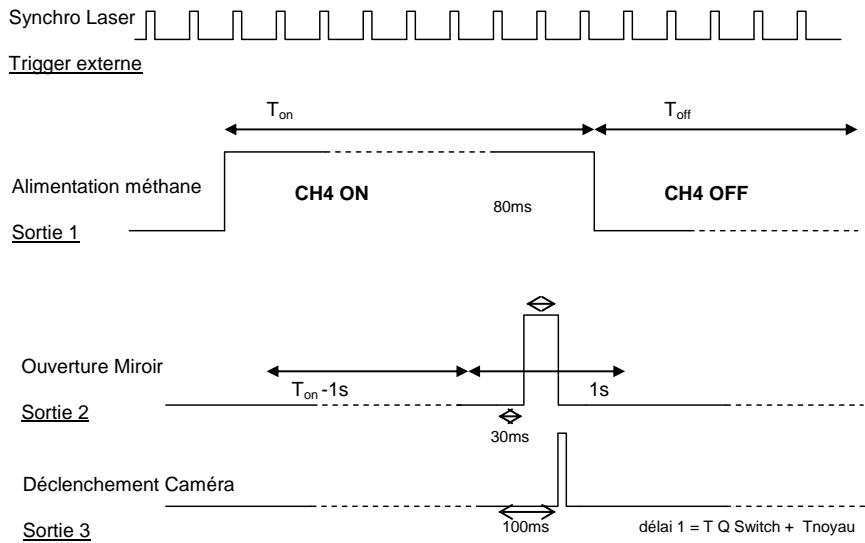
Générer une étincelle en utilisant un laser nécessite le matériel suivant. Nous avons eu à notre disposition le même laser que celui employé pour réaliser la PIV mais en ne faisant tirer qu'une seule des deux têtes laser. Une lentille sphérique de focale 200 mm a été montée sur la ligne optique pour focaliser le faisceau laser en un faible volume. Le diamètre et la longueur du beam waist du laser sont estimés à $8.47 \mu\text{m}$ et 1.04mm respectivement. (Dans notre cas : $\lambda=532\text{nm}$, $f=200\text{mm}$, $d=8\text{mm}$ et $\theta=0.5\text{mrad}$). [14] (Equation1).

Un système de mesure de l'énergie déposée lors de l'étincelle a été mis en place. Il est présenté figure 39 (haut). Il est constitué de deux mesureurs d'énergie équipé chacun d'une tête thermopile (PE50BB DIF – 10A-P-SH) pouvant recevoir et mesurer une énergie venant d'un faisceau à 532nm . Une lame dite de prélèvement a été installée sur la ligne optique afin de recueillir une partie du faisceau laser et ainsi déterminer la puissance du faisceau en sortie du laser grâce à la première tête thermopile. La seconde mesure d'énergie se fait après la chambre de combustion afin de connaître l'énergie résiduelle du faisceau suite à l'étincelle. Le protocole

d'allumage que nous avons mis en place ne comporte qu'un seul tir laser afin de générer un noyau de gaz brûlés. Le laser tirant continuellement à 10Hz nous avons mis en place un système appelé « chopper ». Il est constitué d'un miroir qui vient réfléchir le faisceau vers un absorbeur et d'un moteur qui vient faire pivoter ce même miroir et laisser passer le faisceau laser pour engendrer un seul tir. Une carte d'acquisition a été installée afin de synchroniser l'ouverture du chopper avec les pulses cadencés du laser décalés du délai Q-switch. En amont du chopper, un atténuateur de puissance a été monté sur la ligne optique afin de faire varier dans une grande gamme de valeurs l'énergie laser envoyée au chopper et servant donc à générer l'étincelle. L'atténuateur est un système composé d'une lame séparatrice dont la rotation permet de modifier son facteur de transmission.

L'ensemble de ces dispositifs sont cadencés par une carte de synchronisation (PBESR-PRO-300-4K de la marque Acquittek) dont le chronogramme est présentée figure 39 (bas).





**Figure 39 : Schéma de principe de la ligne optique et des différentes énergies E_i associées (haut).
Chronogramme de synchronisation de la ligne optique d'allumage (bas).**

Ainsi afin de mesurer l'énergie déposée, il nous faut caractériser l'ensemble des éléments de la ligne optique : Transmission de l'atténuateur fonction de la position angulaire ($\tau_{attenuateur}$), transmission du chopper ($\tau_{chopper}$), transmission des miroirs (τ_{miroir}), transmission de la lame séparatrice (τ_{lame}), transmission de la lentille de focalisation ($\tau_{lentille}$) et enfin transmission des deux hublots de la chambre de combustion (τ_{hublot}).

Nous arrivons donc au système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 E_{déposée} = E_7 - E_6 ; \\
 E_7 = \frac{E_8}{\tau_{hublot}} ; \\
 E_6 = E_{5ap} \times \tau_{hublot} ; \\
 E_{5ap} = E_5 \times \tau_{lentille} ; \\
 E_5 = E_3 - E_4 ; \\
 E_4 = E_3(1 - \tau_{lame}) \\
 E_3 = E_2 \times (\tau_{miroir})^2 ; \\
 E_2 = E_1 \times \tau_{chopper} ; \\
 E_1 = E_0 \times \tau_{attenuateur} .
 \end{array} \right.$$

(Eq. 24)

L'énergie déposée dans l'étincelle ($E_{déposée}$) est donc déterminée de la manière suivante en fonction uniquement des deux énergies E_4 et E_8 mesurées à chaque essai d'allumage par les mesureurs d'énergie (M.E.):

$$E_{déposée} = \frac{E_8}{\tau_{hublot}} - E_4 \times \frac{\tau_{lame}}{1 - \tau_{lame}} \times \tau_{lentille} \times \tau_{hublot} \quad (\text{Eq. 25})$$

4.4 Imagerie rapide

L'allumage est un phénomène très court à l'échelle de l'œil humain. En moins de 100ms après la génération de l'étincelle dans le mélange, un noyau de gaz brûlés peut s'être développé et permettre la stabilisation d'une flamme dans la chambre de combustion. Il est donc nécessaire d'employer des moyens d'imagerie rapide afin de pouvoir suivre le parcours choisi ou forcé du noyau de flammes puis de la flamme en train de se stabiliser.

4.4.1 Moyens de mesures

Nous avons disposé d'une caméra rapide Photron SA1 FASTCAM. Les acquisitions sur un domaine de $1024 \times 1024 \text{ pixels}^2$ peuvent se faire à un taux maximum de 5400 images par seconde. Il est possible d'augmenter la vitesse d'acquisition mais au prix d'une diminution de la résolution spatiale.

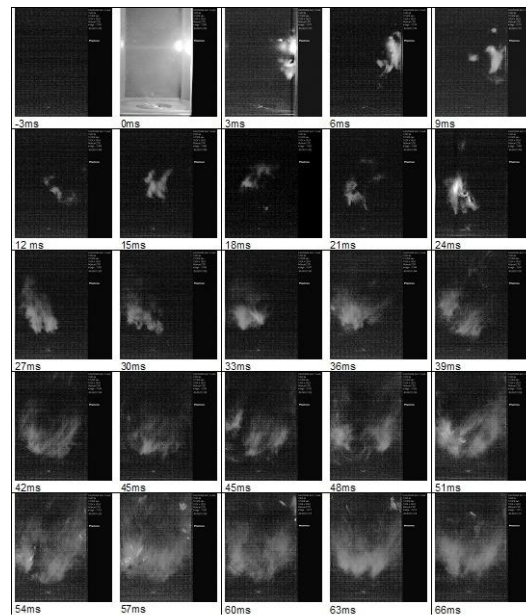


Figure 40: Exemple d’acquisitions à haute vitesse (5400 images par seconde) d’un allumage de kérosène/air.

La planche ci-dessus présente le suivi temporel d’un noyau de gaz brûlés de kérosène/air lors d’essais de mise en place de la caméra rapide et de tests de fonctionnement du dispositif expérimental avec un carburant liquide. L’étincelle était générée par une bougie aéronautique placée dans le hublot métallique. On peut voir ici le chemin suivi par le noyau de gaz brûlés et la flamme en cours de développement. Pendant les mesures par imagerie rapide, nous avons également relevé l’évolution temporelle de la pression chambre de combustion à l’aide d’un capteur de pression dynamique (7061B de la marque KELLER) et d’un amplificateur de charge (5011B10 de la même marque) et de la carte d’acquisition (PBESR-PRO-300-4K de la marque Acquittek) pilotée par le logiciel de la caméra rapide.

Chapitre 5 - Caractérisation de l'écoulement à froid

En vue de l'étude des facteurs limitant ou favorables à l'allumage, il est nécessaire en premier lieu de connaître parfaitement les valeurs des vitesses et des richesses locales dans l'écoulement non réactif correspondant à l'écoulement avant allumage. Pour cela, la technique PIV sera employée afin de caractériser les champs de vitesse puis la technique PLIF sur le traceur acétone pour caractériser le champ de concentration de méthane.

5.1 Champs de vitesses

Les variables intervenant dans le plan de mesure de notre étude sont le nombre de swirl « N_s », le débit d'air passant par la partie swirlée du système d'injection « $Q_m \text{ air}$ », ainsi que la richesse globale ϕ de l'écoulement. Afin de pouvoir discriminer au mieux les effets dus à l'aérodynamique de ceux causés par le mélange lors des essais d'allumage, nous avons décidé de réaliser une étude approfondie des champs de vitesse sans combustion. Non seulement les champs de vitesse seront mesurés dans des conditions similaires à celle d'un allumage, c'est-à-dire en injectant du carburant, mais aussi grâce à deux configurations du système d'injection (§3.4) :

- En configuration dite de prémélange, c'est-à-dire en injectant un mélange homogène air/méthane à la fois dans la partie swirlée du système d'injection et dans l'injecteur central.
- En configuration dite de diffusion, à savoir sans mélange au préalable (air dans la partie swirlée, méthane dans l'injecteur central).

L'analyse de l'aérodynamique de l'écoulement vise à étudier sa topologie et à caractériser les grandeurs statistiques liées à la turbulence. Dans un premier temps, nous procéderons à l'identification des différentes zones caractéristiques de l'écoulement pertinentes pour l'allumage, et en particulier celles qui vont accentuer l'aspect stochastique de l'allumage. Nous étudierons ensuite les effets du nombre de swirl, en écoulement prémélangé ou non prémélangé.

En annexe nous présenterons à titre informatif les résultats obtenus sur l'effet du débit total de la richesse globale du mélange. Ces derniers paramètres n'ont pas été étudiés lors de l'étude de l'allumage.

5.1.1 Analyse des topologies typiques de l'écoulement prémélangé

5.1.1.1 Ecoulement prémélangé P-H18-0.75-Qm5.03.

Afin d'illustrer le caractère fortement instationnaire de notre écoulement, nous présentons figure 41 une planche de champs instantanés de la vitesse axiale notée « V_z » exprimée en m/s. Les coordonnées des axes ont été adimensionnées à l'aide du diamètre géométrique D de sortie du swirler ($D=20\text{mm}$). Les zones sur les planches apparaissant en bleu et en vert très clair correspondent aux vitesses négatives des zones de recirculations.

La condition représentée est celle du cas prémélangé avec le swirler 18 trous et un débit d'air de 5.03g/. On observe que les vitesses les plus fortement négatives se situent sur l'axe de la chambre de combustion, centrées sur l'axe ($x/D=0$). Leur valeur maximale est proche de -14m/s . Elles s'étendent au maximum jusqu'à une hauteur proche de $z/D=2.5$. Cette particularité est appelée « zone de recirculation centrale », (IRZ) Elle est générée par des écoulements tourbillonnaires [55] où le nombre de swirl est supérieur au nombre de swirl critique ($N_{Scrit}=0.6$). Au-delà de cette valeur de nombre de swirl, le gradient de pression au centre de l'écoulement est suffisamment important pour modifier les lignes de courant, entraînant une recirculation d'une partie de l'écoulement en direction de l'injecteur. Les caractéristiques de cette zone de recirculation centrale évoluent suivant l'intensité du swirl. A noter que pour des nombres de swirl très élevés (supérieur à 2), la zone de recirculation centrale tend à occuper la quasi-totalité du volume de la chambre de combustion. Vanoverberghe [56, 57] présente une étude détaillée de ce phénomène appelé « effet Coanda ».

Proche des parois, on peut observer l'existence d'autres zones de vitesses négatives dans l'écoulement. Moins intenses, n'excédant pas -4m/s , celles-ci forment une « zone de recirculation de coins » appelée CRZ. Leur existence est engendrée par l'élargissement brusque du jet dans la chambre de combustion. Il est défini par le rapport de section de la chambre de combustion sur la section du système d'injection à sa sortie, appelé rapport de confinement. Dans notre configuration, ce rapport de confinement voisin de 20 est bien supérieur à la valeur critique 4 [40, 58-60] au-delà de laquelle les zones de recirculation de coin apparaissent.

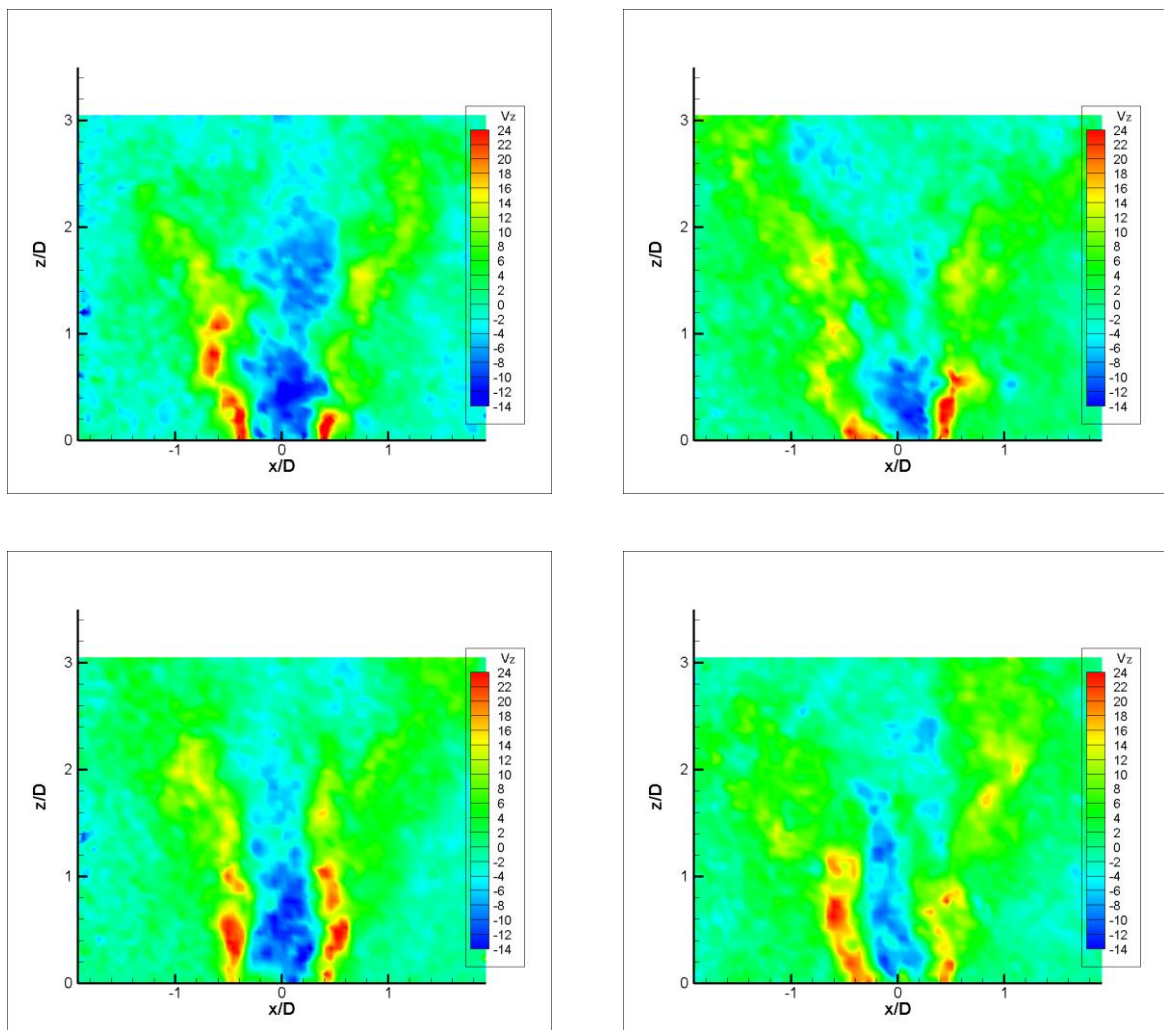


Figure 41: Champs instantanés de vitesse axiale. Condition P-H18-0.75-Qm5.03

On constate ainsi sur la série de planches instantanées que la position et la forme des zones de recirculation centrale et de coins évoluent fortement au cours du temps. Il en va de même pour les jets swirlés prémélangé (en rouge) qui sont injectés dans la chambre de combustion. On identifie

initialement ce flux par ses vitesses fortement positives dans le domaine de mesures, à savoir près de 25m/s au maximum pour la composante axiale. Les planches de champs instantanés montrent que ces jets swirlés sont fortement déformés par les structures turbulentes à l'intérieur de la chambre de combustion. Leur largeur, la longueur de pénétration du jet dans la chambre, leur forme et l'intensité de la vitesse axiale de ces jets swirlés varient d'une planche à l'autre. On peut voir ici le caractère fortement instationnaire et très turbulent des écoulements mis en jeu dans cette chambre de combustion. Cet aspect turbulent sera étudié ultérieurement sur l'efficacité de l'allumage dans des zones particulières de l'écoulement.

D'ores et déjà, les zones de recirculation de coin, la zone de recirculation centrale, les jets swirlés sont autant de particularités qui seront des zones pertinentes dans l'étude de l'allumage en ces points. On peut aussi ajouter à cela le volume compris entre ces jets swirlés et la zone de recirculation centrale. La confrontation de ces deux flux de sens opposé engendre une zone, mince, où les cisaillements visqueux sont importants et qui sera aussi étudiée en vue de connaître son efficacité en termes de tentatives d'allumage.

Les images de la figure 42 ont été obtenues à partir des statistiques réalisées sur 300 images instantanées de PIV, sur chacune d'entre elles, le champ moyen des vecteurs vitesse y est superposé. Les figures 42a et 42b montrent respectivement le champ moyen des vitesses axiales \bar{V}_z et radiales \bar{V}_x dans le plan passant par l'axe du brûleur.

Du fait de la symétrie axiale, seule une moitié du plan est affichée. La vitesse moyenne axiale permet de distinguer l'emplacement moyen de la zone de recirculation centrale délimitée par la ligne $\bar{V}_z = 0$ représentée en trait gras sur la figure 42a. Celle-ci s'étend au-delà de $z/D=2.0$ et occupe une largeur maximale comprise entre $x/D=-0.25$ et $x/D=0.25$. La largeur de la zone de recirculation centrale est maximale à $z/D=0.3$ et diminue à mesure qu'on monte dans la chambre de combustion. Entre le jet annulaire swirlé déterminé à partir de ses fortes vitesses axiales et la zone de recirculation centrale, on distingue la zone de cisaillement maximale générée à l'interface des deux écoulements opposés. La largeur de cette zone est estimée à $x/D=1$ et n'excède pas la hauteur $z/D=1$.

La figure 42b représente la composante de vitesse radiale moyenne de l'écoulement prémélangé. Par convention, les vitesses radiales positives suivent la direction croissante de l'axe

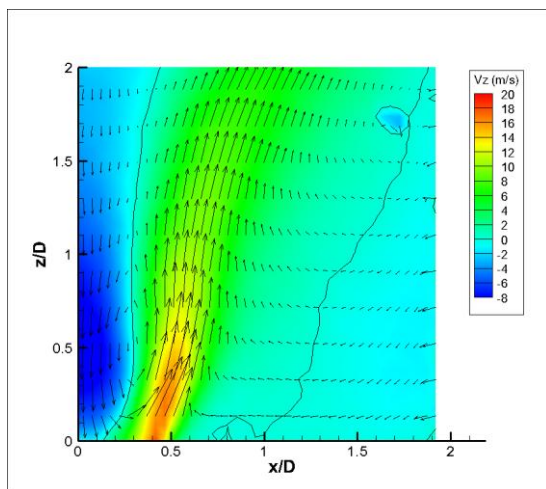
x/D . On peut ainsi voir une grande partie des vitesses radiales être négatives (en bleu) sur la droite de l'image. Elles traduisent la présence de la zone de recirculation de coin qui entraîne également des gaz frais de combustion vers les gaz chauds. Les vitesses radiales moyennes maximales se situent en sortie du swirler et avoisinent 8m/s. Très rapidement, la vitesse radiale devient moins importante dans l'ensemble de la chambre de combustion, laissant en comparaison à la vitesse axiale l'effet le plus important sur le caractère global de l'écoulement. Dans la continuité de la direction du jet swirlé, on note une légère baisse de l'intensité de la composante radiale près de $z/D=0.8$ avant d'augmenter plus haut dans le brûleur.

Les figures 42-c et 42-d montrent respectivement une cartographie moyenne de la norme des vitesses et d'une fluctuation de vitesse k globale typique de l'énergie cinétique de turbulence. La norme des vitesses (équation 26) et la fluctuation (équation 27) sont estimées à l'aide des deux composantes mesurées V_x et V_z en supposant la composante V_y manquante sensiblement égale à la composante V_x .

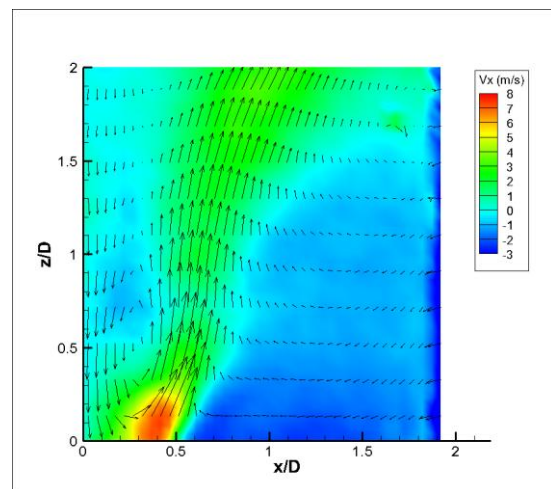
$$|U_{mean}| = \sqrt{[2 \times (V_x)^2 + (V_z)^2]} \quad (\text{Eq. 26})$$

Concernant les fluctuations moyennes de vitesse ; voici la formulation employée :

$$k = \sqrt{[2 * (\overline{V'_x})^2 + (\overline{V'_z})^2]} \quad (\text{Eq. 27})$$



a/



b/

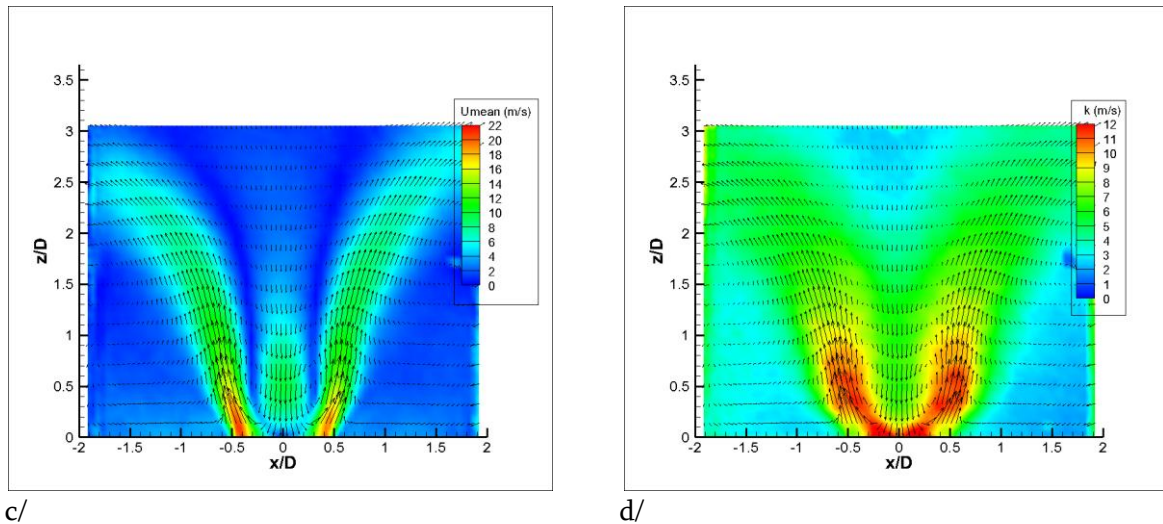


Figure 42: Champs moyens de composantes axiales et radiales de vitesse (en haut). Champs moyens de vitesse et de fluctuation de vitesse (en bas). P-H18-0.75-Qm5.43

Les figures moyennes 4-2c et 42-d sont complémentaires aux figures instantanées car elles permettent de visualiser parfaitement les deux zones de recirculation moyenne. A l'aide des champs de vecteurs moyens, il est possible d'imaginer la trajectoire moyenne dans la chambre de combustion d'une particule lâchée en un point (« un noyau de flamme issue du point d'allumage par exemple»). Une particule lâchée sur l'axe médian de la chambre de combustion aura ainsi tendance à descendre en direction de l'injecteur central. Une particule lâchée sur le bord du brûleur, dans la zone de recirculation de coins, aura tendance à être emportée à la base des jets swirlés qui eux se dirigent en moyenne vers le haut de la chambre de combustion.

Cette représentation moyenne permet également de localiser plus aisément la zone de confrontation directe entre la zone de recirculation centrale et le jet de l'injecteur. Cette confrontation conduit à l'existence dans l'écoulement de points d'arrêts, caractérisés par une vitesse moyenne nulle. Sur les champs instantanés, les points d'arrêts sont difficiles à observer car ils peuvent être situés en dehors du plan de mesure choisi. Ainsi, en moyenne, la zone où peuvent exister les points d'arrêts issus de ces deux parties de l'écoulement se situe très proche de l'injecteur, entre $z/D=0.1$ et $z/D=0.2$ pour des abscisses comprises entre $x/D=-0.2$ et $x/D=0.2$. Ceci signifie que le jet de l'injecteur représentant le jet carburant pénètre très peu dans la chambre de combustion et se mélange très rapidement, de façon partielle, avec le comburant. Il est également possible que la position de ce point d'arrêt ait été difficile à capter à cause d'un léger décalage vertical entre le plan du brûleur et le plan de mesure, toutefois ce décalage ne dépasse pas 2mm.

La figure 42d représente la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente. On peut voir sur cette image que les fluctuations maximales de vitesse sont situées dans le jet annulaire swirlé et qu'elles avaient été observées préalablement sur les images instantanées sous forme de fortes variations locales de vitesse et de position.

De plus, on note que les zones de recirculation de coins ainsi que le haut de la zone de recirculation centrale sont peu soumis à de fortes fluctuations de vitesses. L'intensité des fluctuations de ces deux dernières régions n'excède pas 2.5m/s contre 12m/s pour les plus hautes fluctuations moyennes. En ne s'intéressant qu'à la zone de recirculation centrale, on observe que plus on se rapproche de l'injecteur et plus les fluctuations de vitesses sont élevées malgré les faibles vitesses moyennes observées correspondants au point d'arrêt.

5.1.1.2 Ecoulement prémélangé P-H9-0.75-Qm5.03- Effet du nombre de swirl

Nous allons maintenant présenter les statistiques de champs de vitesses obtenues pour la configuration prémélangée en augmentant le nombre de swirl.

L'augmentation du nombre de swirl induit une mise en rotation plus importante de l'écoulement autour de l'axe de la chambre de combustion. A débit constant, comme c'est notre cas, nous ne modifions pas la vitesse débitante, en revanche nous venons modifier la distribution des composantes de vitesse à l'intérieur de la chambre de combustion.

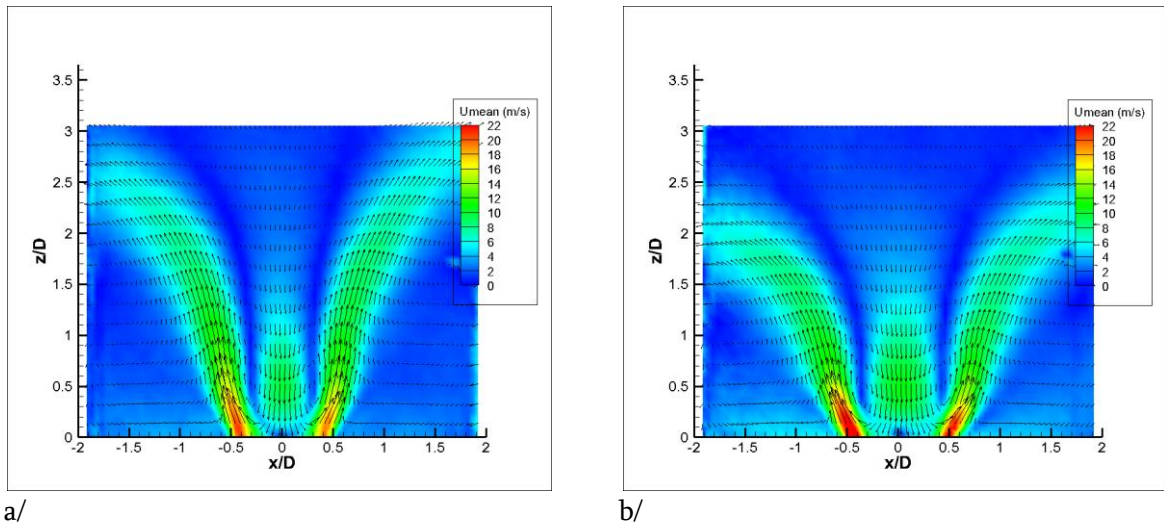
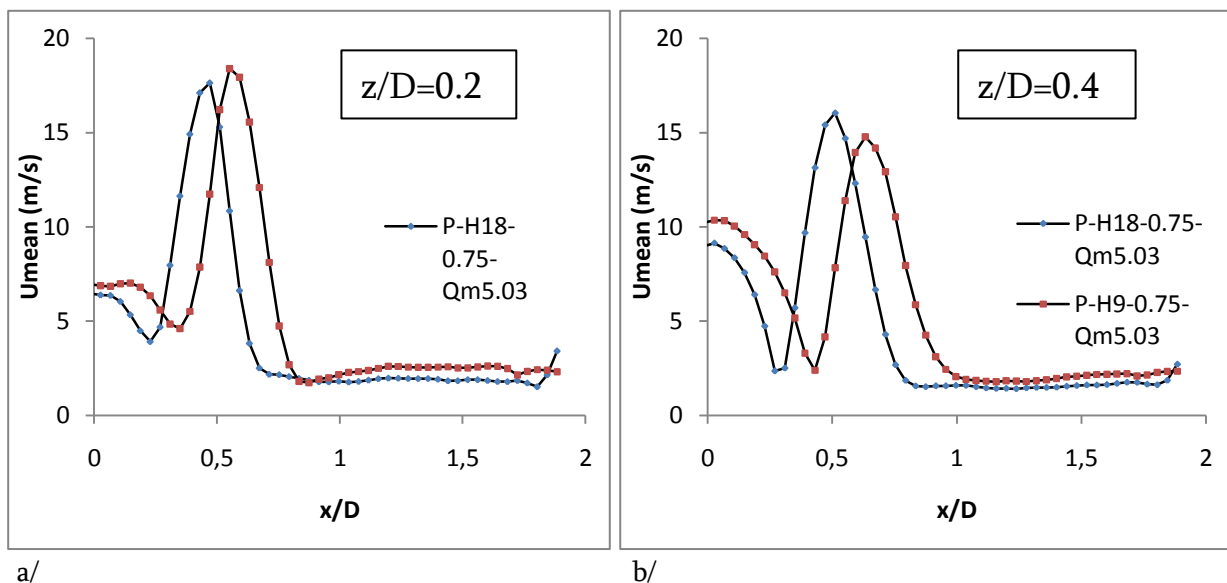


Figure 43 : Comparaisons des champs de vitesse moyenne des écoulements prémélangés pour deux géométries de swirler. A gauche : P-H18-0.75-Qm5.03. À droite : P-H9-0.75-Qm5.03.

La figure 43 représente les champs de vitesse moyenne des écoulements prémélangés pour les deux nombres de swirl utilisés. Les figures 43a et 43b correspondent respectivement au swirler 18 entrées et 9 entrées. L'augmentation de la mise en rotation du fluide conduit à augmenter l'intensité de la vitesse radiale. Cet effet est observé sur la figure 43b, où on peut noter l'augmentation de l'angle d'ouverture des jets swirlés. Parallèlement, on peut voir que la largeur des jets swirlés ainsi que la largeur de la zone de recirculation centrale augmentent quand le nombre de swirl augmente. Cela se traduit par une dépression sur l'axe plus importante permettant la croissance du volume de la zone de recirculation centrale, comme mentionné par de nombreuses études ([58, 60-62]).



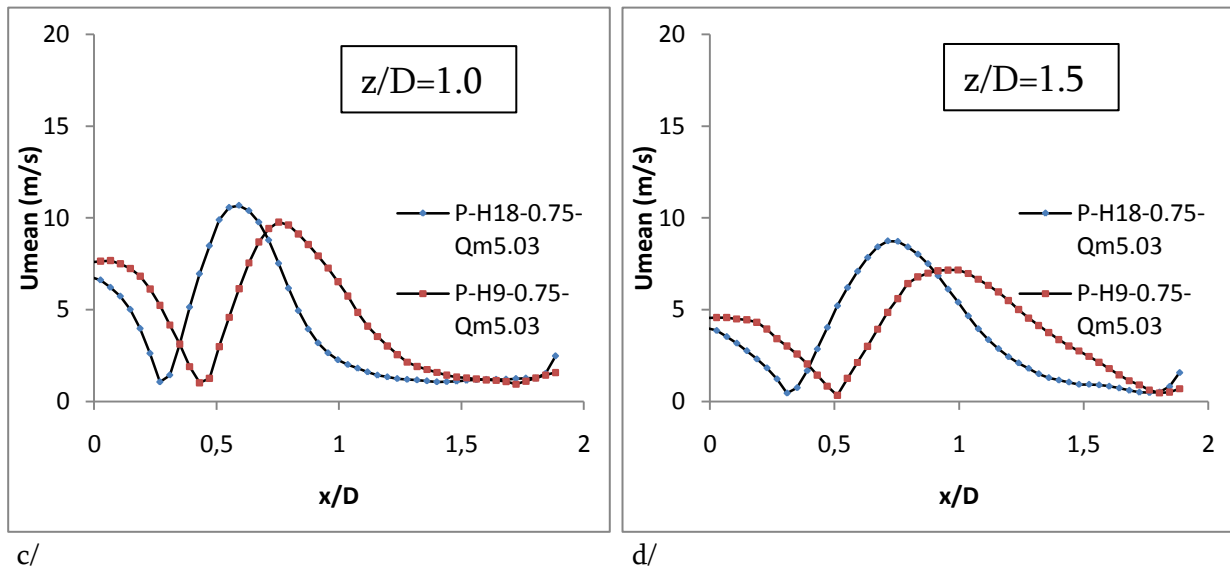
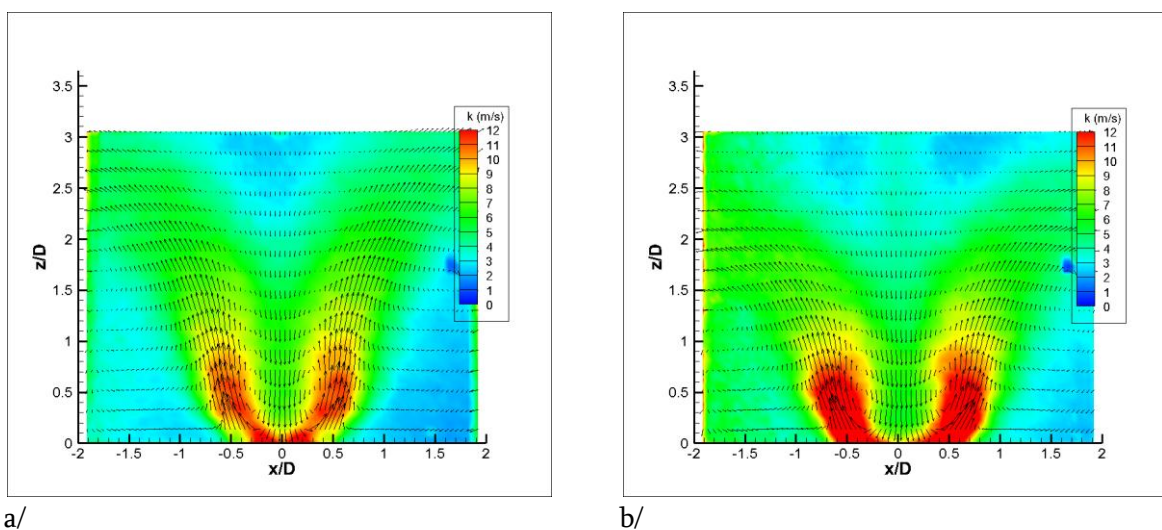


Figure 44 : Profils radiaux des vitesses moyennes. P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03 à 4 hauteurs différentes.

Les profils radiaux des vitesses moyennes présentés sur la figure 44 permettent de quantifier plus facilement l'effet de l'augmentation du nombre de swirl sur la topologie moyenne de l'écoulement. On peut voir ainsi que sur l'ensemble des 4 coupes réalisées entre $z/D=0.2$ et $z/D=1.5$ que l'angle d'ouverture des jets swirlés a augmenté avec le nombre de swirl puisque le maximum de vitesse moyenne s'est décalé vers l'extérieur de la chambre de combustion. Bien que le débit soit constant pour les deux configurations, nous constatons en revanche une légère diminution de la vitesse moyenne maximale, qui peut s'expliquer simplement par l'augmentation du rayon du jet annulaire quand le nombre de swirl augmente.



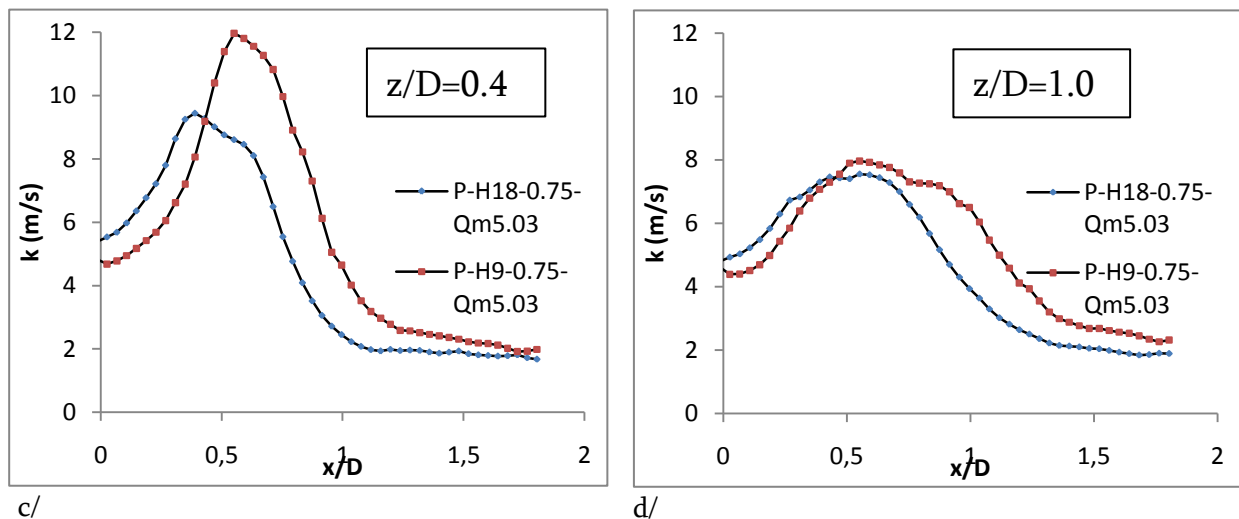


Figure 45 : Comparaisons des fluctuations de vitesse en écoulement prémélangé entre les deux configurations de swirler. A gauche : P-H18-0.75-Qm5.03, à droite : P-H9-0.75-Qm5.03.

La figure 45 permet de voir l'effet de l'augmentation du nombre de swirl sur la répartition et l'amplification des fluctuations de vitesse dans la chambre de combustion. Augmenter le nombre de swirl conduit à augmenter fortement l'intensité des fluctuations de vitesse. Le niveau maximum des fluctuations passe ainsi de 10m/s pour H18 à 12m/s pour H9. La localisation du maximum de fluctuations est passée de $x/D=0.4$ pour H18 à $x/D=0.7$ pour H9. On constate aussi qu'à l'intérieur de la CRZ (au-delà de $x/D=1.0$) le niveau de fluctuations est lui aussi légèrement plus important lorsque l'intensité du swirl est augmentée. A $z/D=1.0$ (droite) ces observations sont toujours valables, les fluctuations sont plus élevées pour H9 et la zone de fortes fluctuations est plus étendue que pour H18. Ceci s'explique par l'augmentation de la vitesse radiale d'injection du fluide dans le canal inter-aubages à débit constant et donc à l'augmentation du nombre de Reynolds « Re ». On constate aussi l'élargissement de la zone de fluctuations de vitesse, tout comme dans le cas de la vitesse moyenne.

5.1.2 Analyse des topologies typiques de l'écoulement non prémélangé

En introduction de ce chapitre, nous avons donné les hypothèses que nous imposons entre les écoulements de diffusion et de prémélangé. Pour rappel, nous voulons conserver les vitesses débitantes et les rapports d'impulsion entre le flux de l'injecteur et celui du swirler. Ceci nous permet d'obtenir une aérodynamique d'ensemble la plus identique possible afin de s'affranchir

d'un double effet aérodynamique/mélange lors d'essais d'allumage en écoulement de diffusion. Grâce à cette façon de procéder, nous pouvons isoler le paramètre gradient de richesse du paramètre champ de vitesses sur l'étude des statistiques et des scénarios d'allumage.

5.1.2.1 Comparaison des profils moyens et RMS entre les écoulements prémélangés et non prémélangés

Ce paragraphe est destiné à valider l'hypothèse faite quant à la conservation des profils de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse à même richesse globale, même vitesse débitante et même configuration géométrique du swirler entre les écoulements de prémélange et de diffusion.

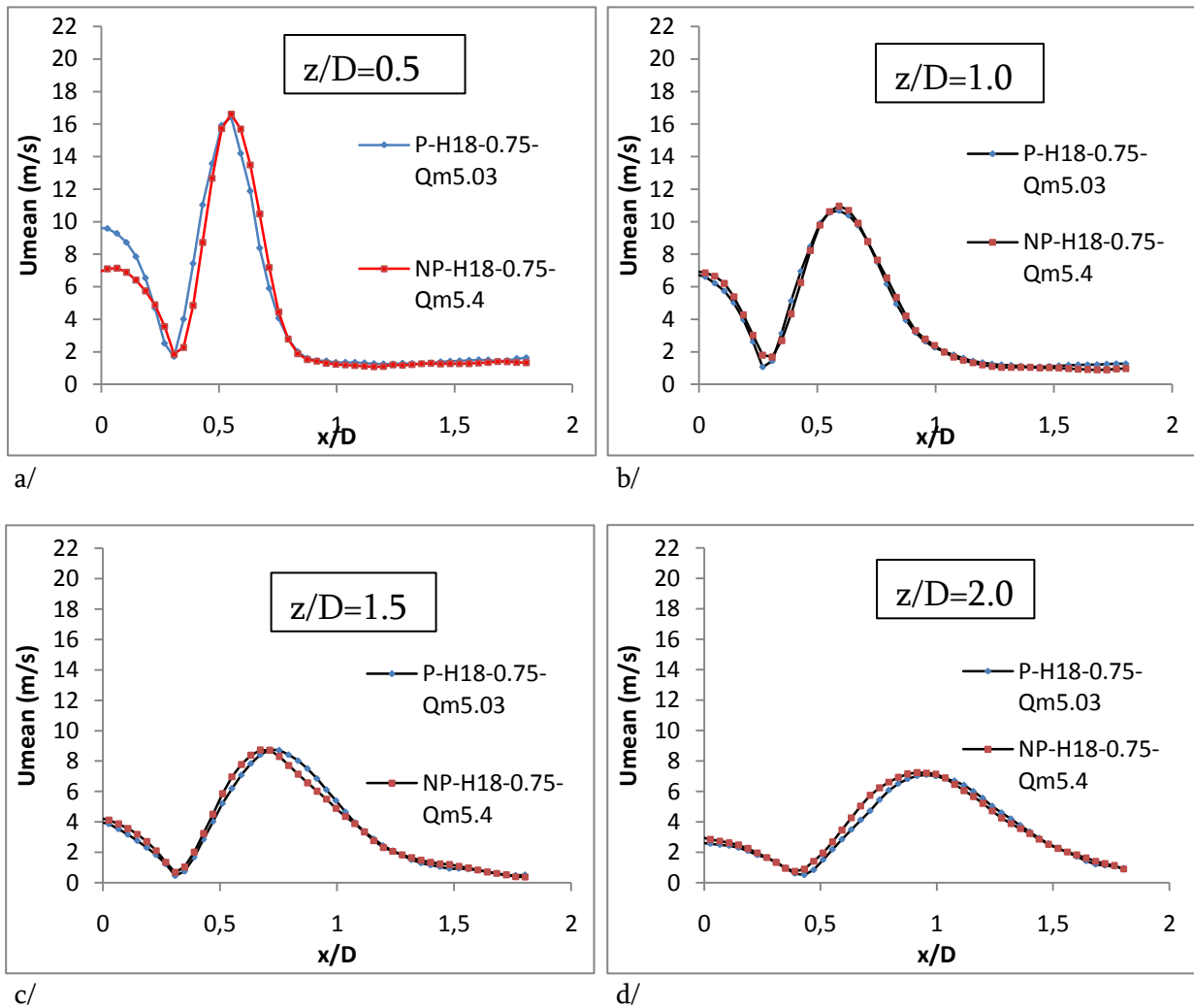


Figure 46 : Comparaison des profils de vitesse moyenne entre les écoulements de prémélange et de diffusion. P-H18-0.75-Qm5.03 et NP-H18-0.75-Qm5.43.

On peut constater sur la figure 46 que les profils de vitesse moyenne pour plusieurs hauteurs dans la chambre de combustion se superposent quasi parfaitement entre les conditions de prémélange et de diffusion. Les hypothèses faites quant à la conservation de la vitesse débitante dans les branches en V de l'écoulement et de la conservation du rapport des impulsions entre les débits passant par le swirler et l'injecteur sont ici vérifiés et validés. On peut observer sur les deux profils de la première ligne, correspondant à $z/D=0.5$ et $z/D=1$, une différence au niveau de la vitesse maximale. Néanmoins cette différence est faible et de l'ordre de grandeur du mètre par seconde. On peut, en partie, attribuer ce défaut à la présence du canal radial d'arrivée de carburant dans le plenum en amont du swirler qui crée un sillage dans l'écoulement.

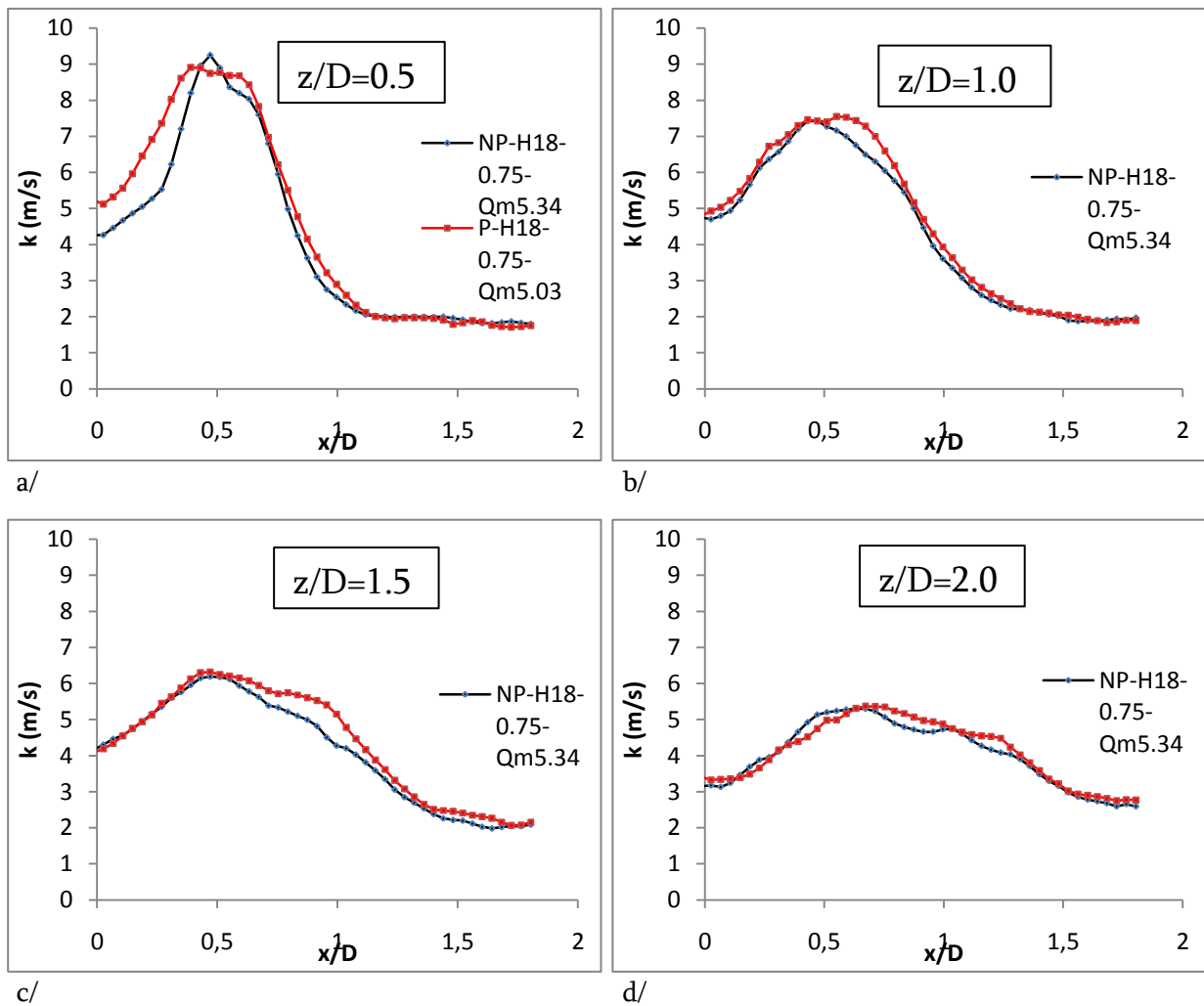


Figure 47 : Comparaison des profils radiaux de fluctuations de vitesse entre les écoulements de prémélange et de diffusion. P-H18-0.75-Qm5.03 et NP-H18-0.75-Qm5.43.

La figure 47 permet de comparer les résultats de fluctuations de vitesses entre l'écoulement de diffusion et l'écoulement prémélangé dans le cas du swirler 18 pour un débit total d'air de 5.43g/s. La superposition des courbes pour plusieurs hauteurs dans le champ de mesure est tout à fait acceptable. Au-dessus de $z/D=0.5$ la similitude des profils de fluctuations de vitesses est respecté à moins de 10% aux endroits qui présentent le plus d'écart. On note néanmoins des écarts plus marqués en-dessous de $z/D=0.5$ et pour la zone de recirculation centrale seulement. Ces écarts peuvent s'expliquer par la très forte sensibilité du point d'arrêt aux conditions d'injection [52] qui modifie fortement le taux de fluctuations si sa position est légèrement déplacée. Cependant, au regard de la bonne coïncidence dans les autres zones et de la bonne répétabilité de l'ordre de $\pm 3\%$ des valeurs moyennes, nous pouvons valider cette étape essentielle pour la suite de notre étude.

5.1.3 Validation de la répétabilité des mesures

L'étude de l'allumage en milieu turbulent étant fortement guidée par l'aspect stochastique de la turbulence, il est nécessaire de pouvoir éliminer tout effet supplémentaire de mesure influant négativement sur les résultats de mesures de probabilité d'allumage. Afin de connaître le taux de reproductibilité de nos mesures PIV, nous avons réalisé à plusieurs jours d'écart plusieurs mesures de notre cas de référence. Nous présentons donc dans ce paragraphe les résultats, pour une même condition de fonctionnement, de la répétabilité de notre dispositif expérimental. Nous présenterons les résultats sur les moyennes d'ordre 1 (profils de vitesse moyenne) et d'ordre 2 (profils de fluctuations de vitesse).

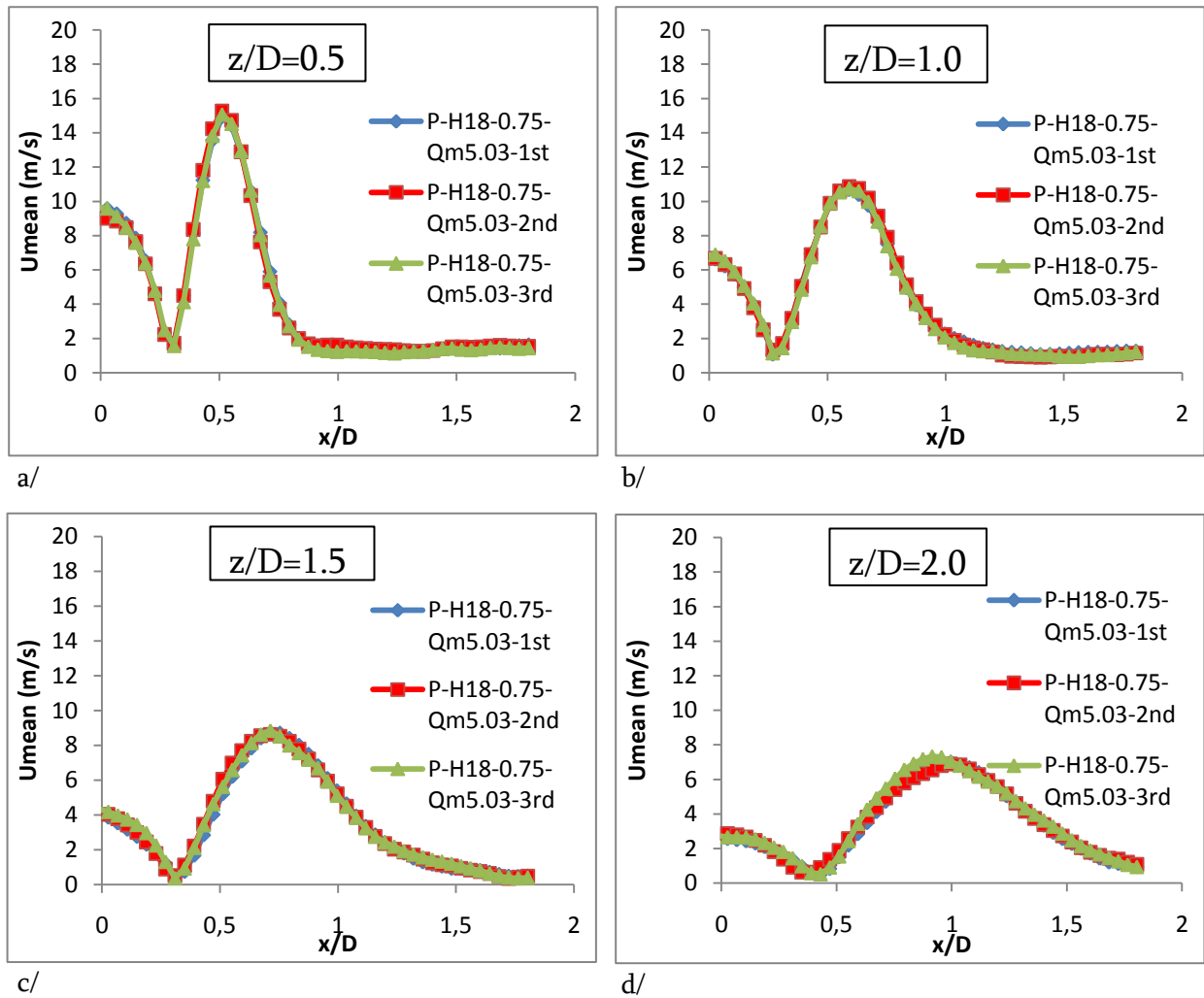


Figure 48 : Courbes de répétabilité des mesures PIV. Profils radiaux de vitesse moyenne. P-H18-0.75-Qm5.03.

La figure 48 permet de quantifier la reproductibilité des mesures PIV sur la moyenne des composantes de vitesses. Plusieurs profils radiaux ont été réalisés sur le domaine de mesure, à $z/D=0.5$, $z/D=1.0$, $z/D=1.5$ et $z/D=2.0$. Ces différentes hauteurs permettent de quadriller la totalité du domaine mesuré en termes de probabilités d'allumage. On constate que l'ensemble des 3 séries de mesures représentées sur les 4 figures coïncident parfaitement les unes avec les autres.

Les écarts maximum observés sont de l'ordre de $\pm 3\%$ et sont considérés suffisamment faibles pour valider la répétabilité de la méthode PIV pour la mesure des valeurs moyennes.

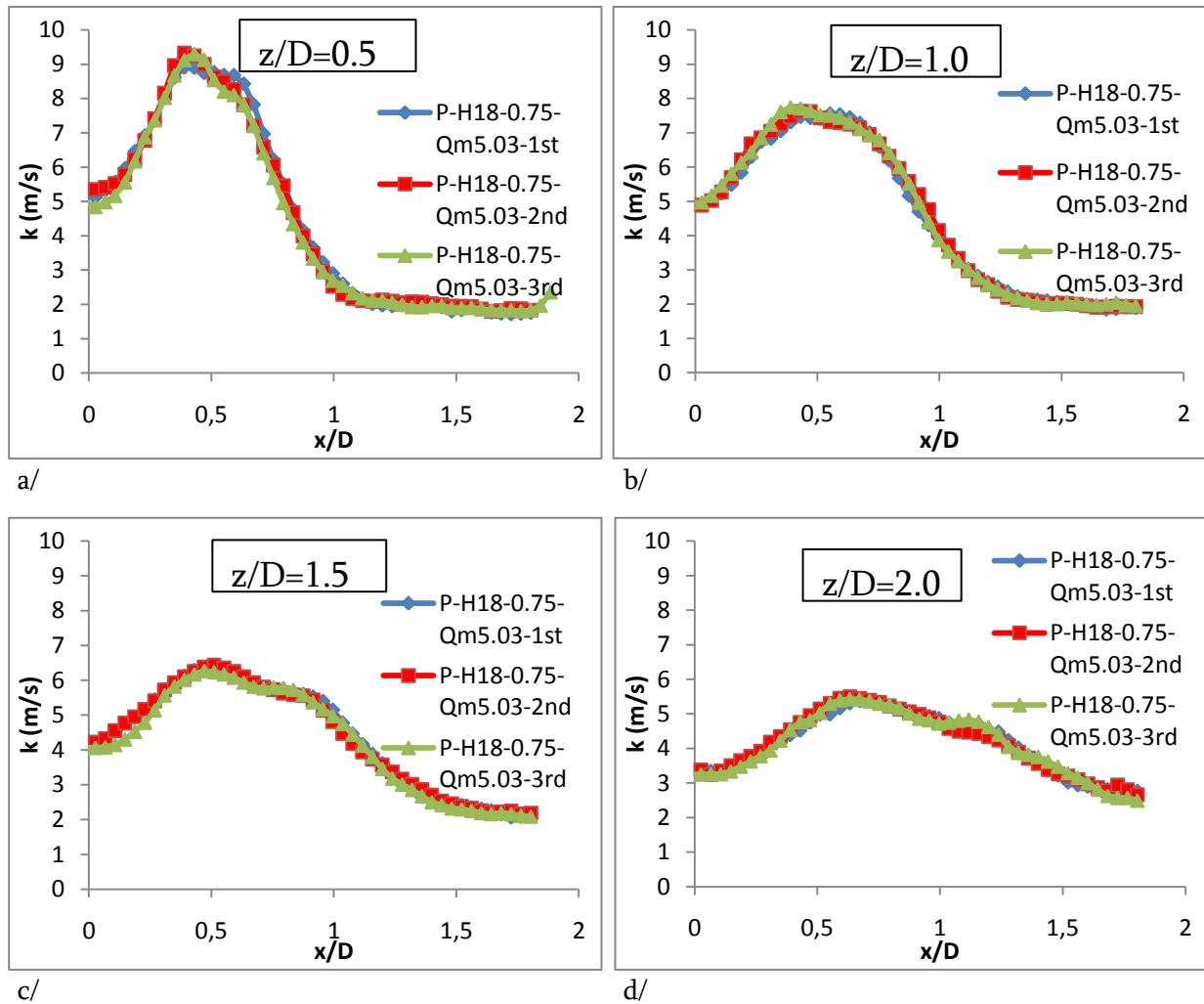


Figure 49: Courbes de répétabilité des mesures PIV. Fluctuations de vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03.

Concernant la répétabilité des mesures de fluctuations de vitesse, la figure 49 compare les profils de fluctuation mesurée à des instants différents pour les 4 hauteurs déjà présentées précédemment. A nouveau, on peut constater, sur les 3 essais réalisés à plusieurs jours d'intervalle, une bonne coïncidence des profils avec un écart maximal de $\pm 2\%$, montrant ainsi la répétabilité de la mesure des fluctuations de vitesse par PIV.

5.1.4 Conclusion sur l'étude de la topologie des écoulements

Afin de pouvoir s'affranchir de l'évolution simultanée des paramètres aérodynamiques et de mélange lors du passage d'un écoulement de diffusion à un écoulement de prémélange, nous avons posé deux hypothèses. En conservant égaux entre ces configurations d'écoulement les vitesses débitantes et les rapports d'impulsions entre les jets du swirler et de l'injecteur il nous devenait possible de s'affranchir de changements dans l'aérodynamique de l'écoulement. Nous possédons ainsi des conditions opératoires répétables nous permettant d'introduire des gradients de richesse dans un écoulement tout en conservant l'aérodynamique similaire entre les deux cas. Ce point est essentiel en vue des essais d'allumages qui visent à connaître l'influence de l'aérodynamique puis des gradients de richesse sur l'efficacité d'allumage.

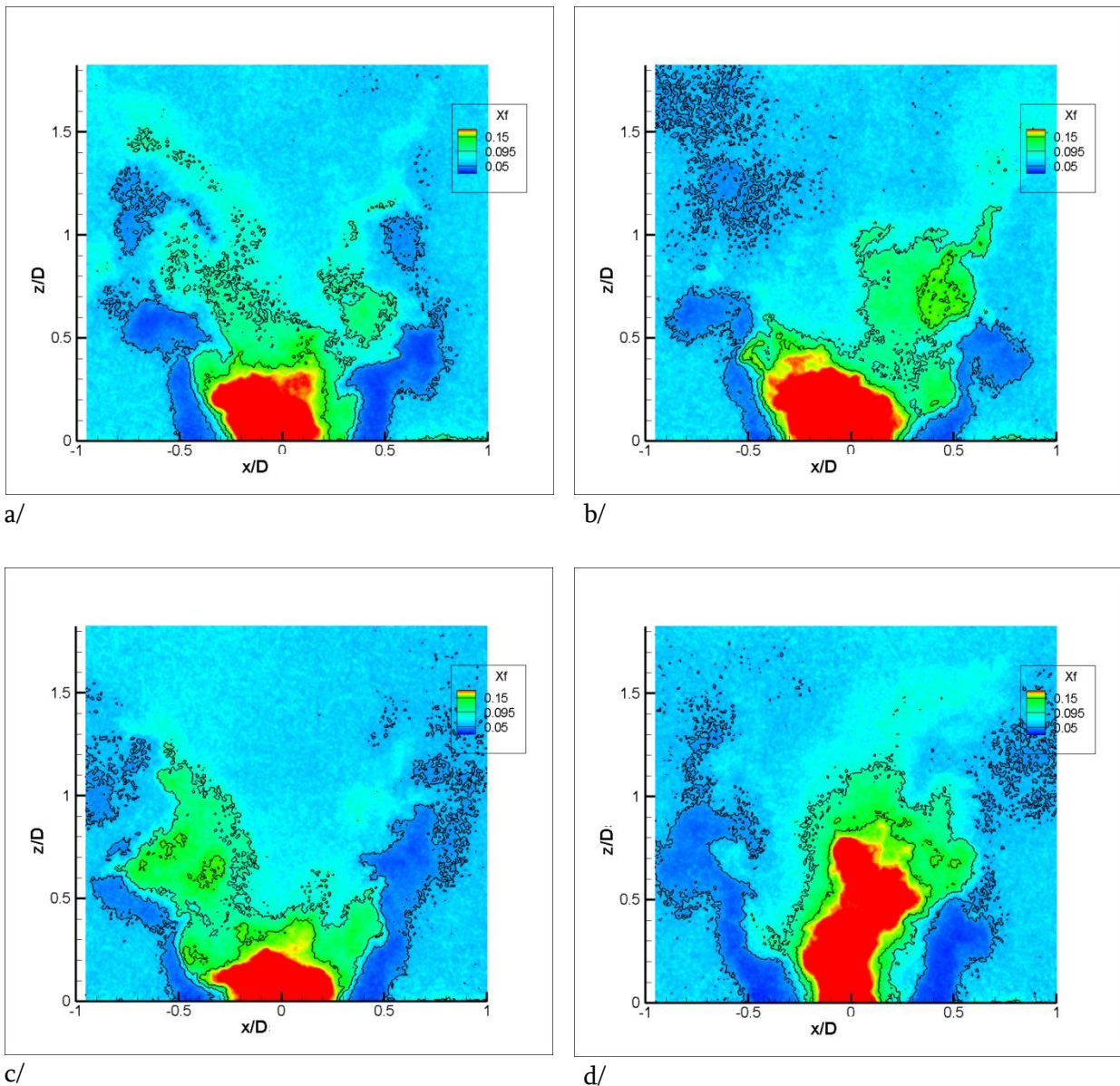
5.2 Etude du mélange entre l'air et le carburant

Cette section a pour objectif d'étudier le champ de concentration (ou plus précisément le champ de fraction molaire) en méthane dans la chambre de combustion pour les conditions de combustion non-prémélangées. La connaissance de ces champs instantanés et des statistiques associées (moyenne et rms) permettra de conditionner les statistiques et les scénarios d'allumage avec les conditions de mélange local du carburant et de l'air. Les champs de concentrations instantanés, 2D, sont obtenus par PLIF sur Acétone, où l'acétone est un traceur ajouté et mélangé au carburant.

L'analyse des champs instantanés de concentration permet d'identifier les limites d'inflammabilités basse et haute du méthane, la position de la ligne stœchiométrique ainsi que les structures de mélange. A partir de ces données obtenues pour différents nombres de Swirl, il sera possible d'identifier les zones favorables à l'allumage et les zones où les très fortes fluctuations de concentration vont contribuer à l'aspect stochastique de l'allumage.

5.2.1 Analyse de la topologie instantanée du champ scalaire

Ce premier paragraphe est donc destiné à présenter l'effet du caractère instationnaire et turbulent de l'écoulement sur le mélange entre l'air et le carburant. Nous représentons sur la figure 50, plusieurs champs instantanés de fraction molaire de méthane obtenus pour la condition NP-H18-0.75-Qm5.43. Sur chacun de ces champs, nous superposons la limite basse et haute d'inflammabilité ($\chi_{CH_4,Inf} = 0.05$ et $\chi_{CH_4,Sup} = 0.15$), ainsi que la ligne stœchiométrique $\chi_{CH_4,Stoech} = 0.095$.



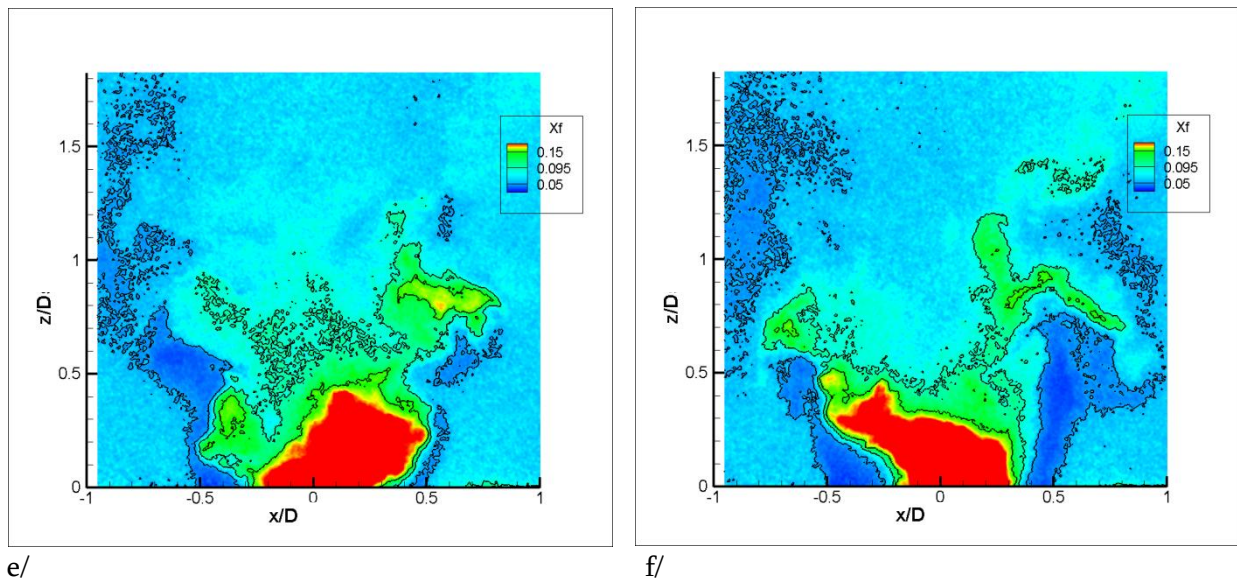


Figure 50 : Champs instantanés de fraction molaire de méthane dans l'air. NP-H18-0.75-Qm5.43.

Ces images permettent de souligner de nouveau la nature complexe de l'écoulement qui peut être vu comme un assemblage de zones caractéristiques : jets d'air issus du swirler, jet central de méthane, zones de recirculation centrale et de coin, et couche de cisaillement.

- Avec une vitesse d'injection élevée, les jets d'air issus du swirler, en bleu foncé ($\chi_{CH_4} < 0.05$), se propagent loin dans la chambre de combustion (jusqu'à $z/D > 1$), avec peu de mélange avec le reste de l'écoulement. La nature instationnaire de l'écoulement conduit à une très forte fluctuation spatiale de ces branches d'air.
- Le jet central de méthane, en rouge ($\chi_{CH_4} > 0.2$), est également bien représenté sur les champs instantanés. Etant donnée la valeur élevée du nombre de swirl de l'écoulement, la zone de recirculation interne (IRZ) interagit très fortement avec le jet de méthane. Cette zone d'interaction, représentée par un écoulement de type « point d'arrêt », est le lieu de fortes fluctuations de concentration et de positions associés à des gradients instantanés élevés. En effet, le jet de méthane ($\chi_{CH_4} \gg \chi_{CH_4,Inf}$) interagit avec la zone de recirculation interne dont la richesse est presque homogène et égal à 0.75, équivalent à $X_{CH_4} = 0.075$.
- Les zones de recirculation de coin présentent au contraire une plus grande homogénéité en concentration, puisque l'air recirculant provient de la partie haute de la chambre où l'écoulement est déjà homogène. Cela se confirme avec les valeurs de fraction molaire identique entre les zones de coin (CRZ) et la partie haute de l'écoulement.

5.2.2 Le champ moyen de fraction molaire – effet du nombre de swirl

La figure 51 présente les champs de concentration moyenne pour les 2 conditions NP-H18-0.75-Qm5.43 et NP-H9-0.75-Qm5.43. Tout comme pour le champ de vitesse moyenne, ils rendent assez bien compte de la symétrie de l'écoulement et des différentes zones de mélange. De la même manière que les champs instantanés, nous avons positionné les iso-fractions molaires moyennes de méthane, correspondant à la limite basse et haute d'inflammabilité et la stœchiométrie.

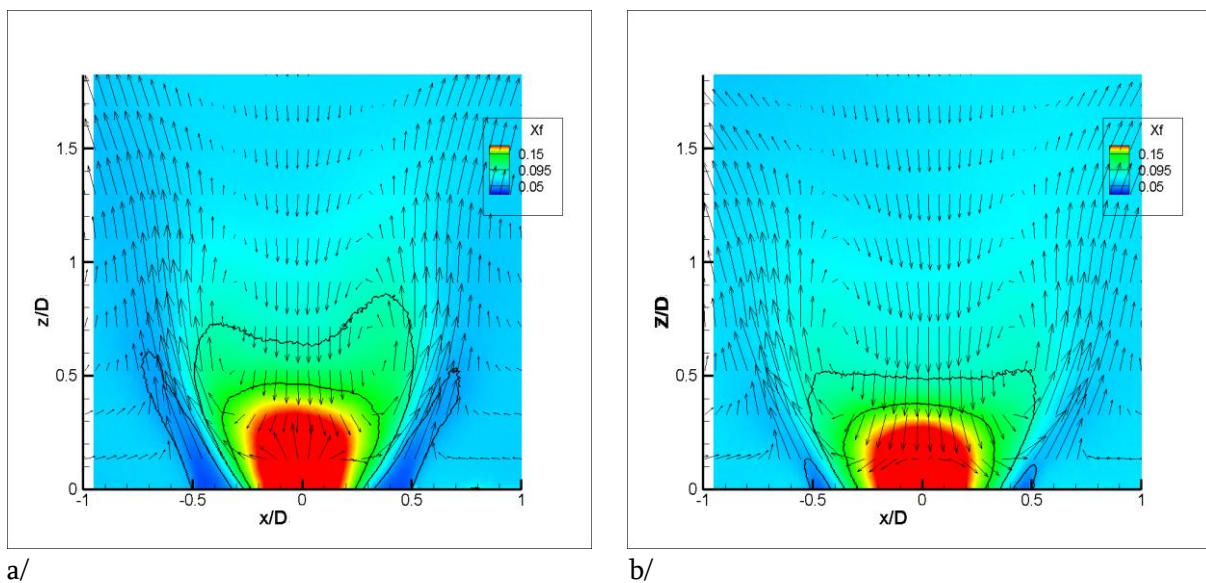


Figure 51 : Champ moyen de la fraction molaire de méthane dans le mélange air et carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43 à gauche, NP-H9-0.75-Qm5.43 à droite.

En moyenne, le jet de méthane s'étend jusqu'à une hauteur proche de $z/D=0.3$ ($\chi_{CH_4}>0.8$). Les jets d'air swirlés se distinguent facilement par leur faible mélange en moyenne dans ces zones. Les zones de recirculation de coin présentent un mélange très homogène, légèrement supérieur à la richesse globale de la chambre. La zone de recirculation centrale présente des gradients de richesse moyens sur l'axe du brûleur importants, notamment avec la zone de point d'arrêt. On note également que la zone située en haut de la chambre est globalement homogène.

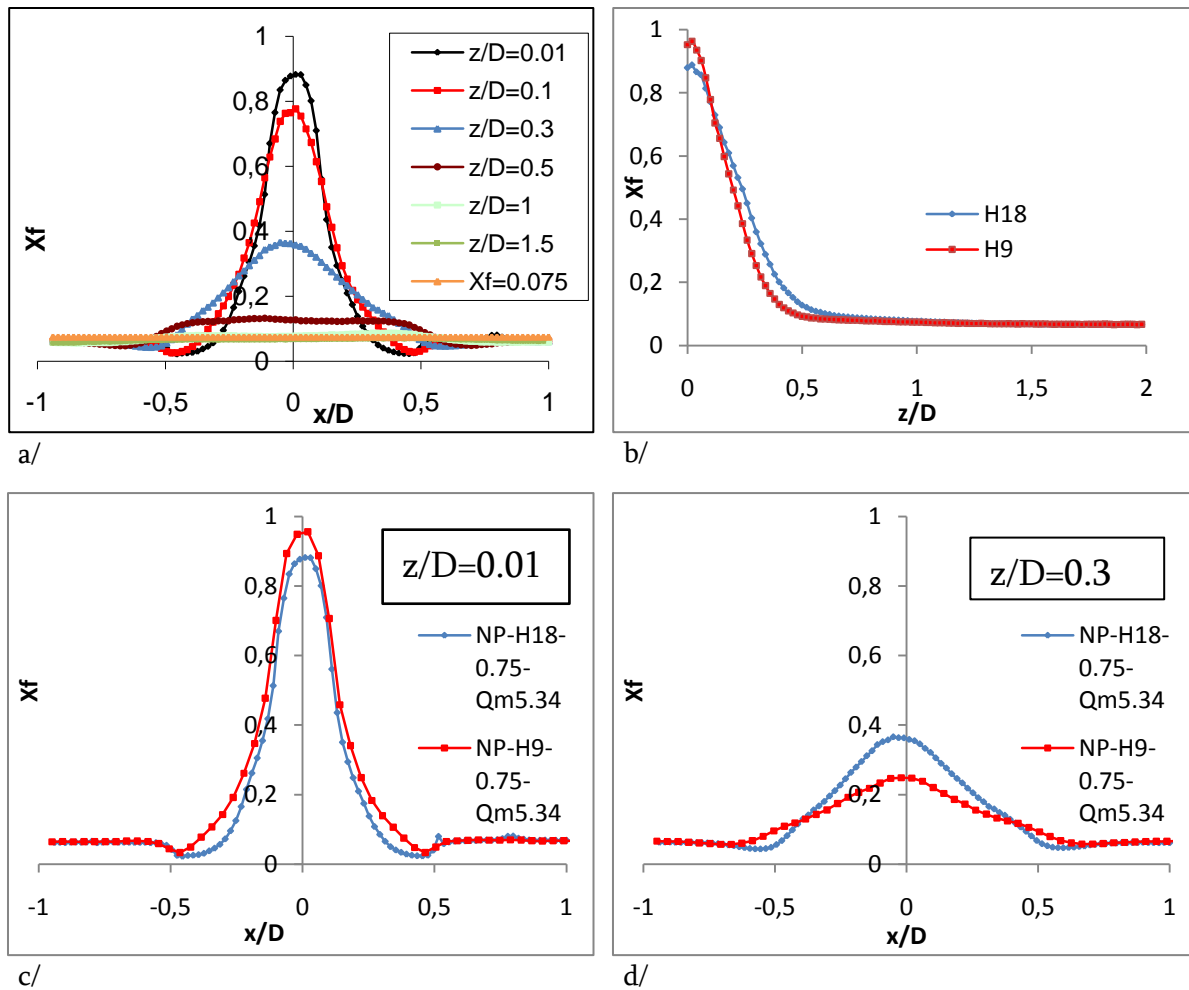


Figure 52 : Profils radiaux et axiaux de fraction molaire moyenne de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. NP-H9-0.75-Qm5.43

La figure 52-a représente des profils à plusieurs hauteurs de la fraction molaire moyenne de carburant pour les conditions NP-H18-0.75-Qm5.43. Les profils de concentration possèdent une symétrie très marquée. Le profil à $z/D=0.01$, au raz de l'injecteur, possède comme valeur moyenne maximale $\chi_{CH_4}=0.9$. Compte tenu du caractère temporel et spatial très instationnaire du jet de méthane, cette valeur permet de dire que le jet de méthane pur est bien capté par nos mesures. A mesure que l'on monte dans l'écoulement, les profils tendent à s'aplatir et sont quasiment plats à partir de $z/D=1.5$.

La figure 52-b représente la comparaison des profils axiaux de concentration entre la configuration H18 et H9. On peut y noter que le jet de méthane pénètre moins loin dans l'écoulement dans le cas à fort swirl (H9) que dans le cas à plus faible swirl (H18). Ceci s'explique

simplement par l'intensification de l'IRZ dans le cas à plus fort swirl qui repousse un peu plus en amont le point d'arrêt du jet de méthane.

La figure 52-c représente la comparaison des profils axiaux de concentration à $z/D=0.01$ entre les deux configurations. On peut voir que le cas à plus fort swirl présente un profil plus large en raison de l'intensification de l'IRZ mentionnée au-dessus. Au-delà de $x/D=\pm 0.5$, les valeurs de fractions molaires sont similaires, montrant le caractère complètement prémélangé, quel que soit le swirler, de la CRZ.

La figure 52-d représente la comparaison des profils axiaux de concentration à $z/D=0.3$. On peut voir que le profil correspondant au fort swirl est plus aplati, traduisant l'augmentation de l'efficacité du mélange lorsque le nombre de swirl augmente. A nouveau, on peut voir que les points à l'intérieur de la CRZ ne présentent pas de différences de fraction molaire.

5.2.3 Etude des champs fluctuants

La seconde partie de l'analyse des champs moyens étudie les fluctuations moyennes de la fraction molaire de carburant.

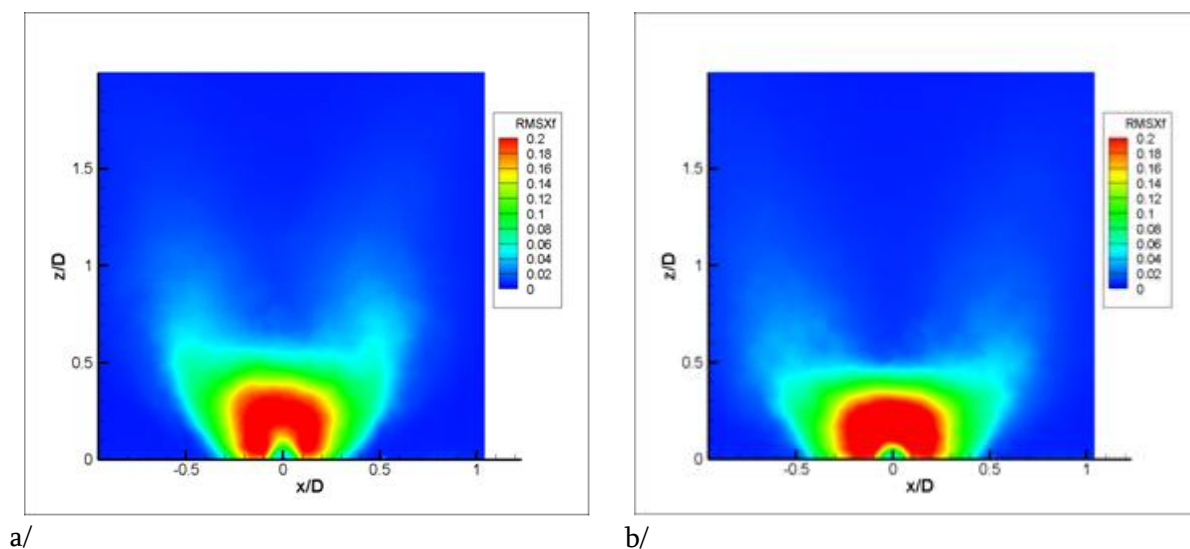
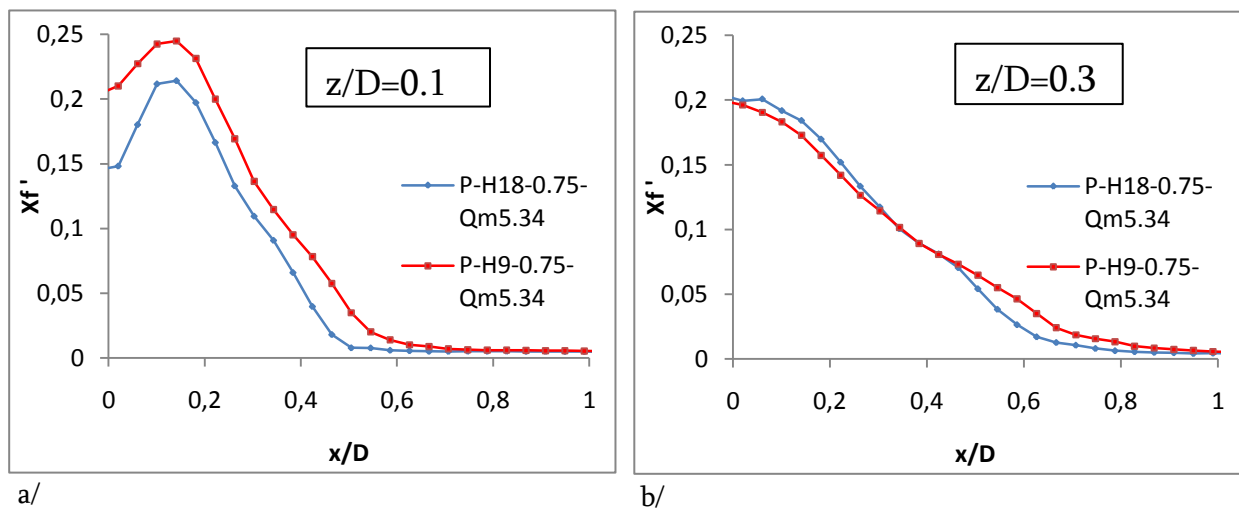


Figure 53 : Champ moyen des fluctuations de fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43 et NP-H9-0.75-Qm5.43.

La figure 53 représente le champ moyen des fluctuations de fraction molaire de carburant pour les conditions NP-H18-0.75-Qm5.43 et NP-H9-0.75-Qm5.43. Dans les deux cas, on peut voir qu'à la base de l'injection de méthane, les fluctuations moyennes sont relativement basses. Cette zone correspond certainement au cœur potentiel du jet qui est peu impacté par la couche de mélange et cela montre bien qu'on capture bien le point d'arrêt. Au-dessus de cette zone, on rencontre une zone de très forte intensité de fluctuations ($\chi'_{CH_4}=0.2$) correspondant globalement à la zone de plus fortes fractions molaires moyennes. Ceci renforce le caractère fortement turbulent de notre écoulement, prouvant que la zone de recirculation centrale agit fortement sur le jet de méthane, comme les images instantanées l'avaient montré. On note néanmoins que le mélange est effectué assez rapidement dans la chambre de combustion. En effet, au-delà de $x/D=\pm 0.5$ et $z/D=1$, les fluctuations de fraction molaire de carburant sont quasiment nulles. Nous nous retrouvons ainsi dans des zones où, en moyenne, les conditions locales de mélange sont très proches de l'écoulement prémélangé.



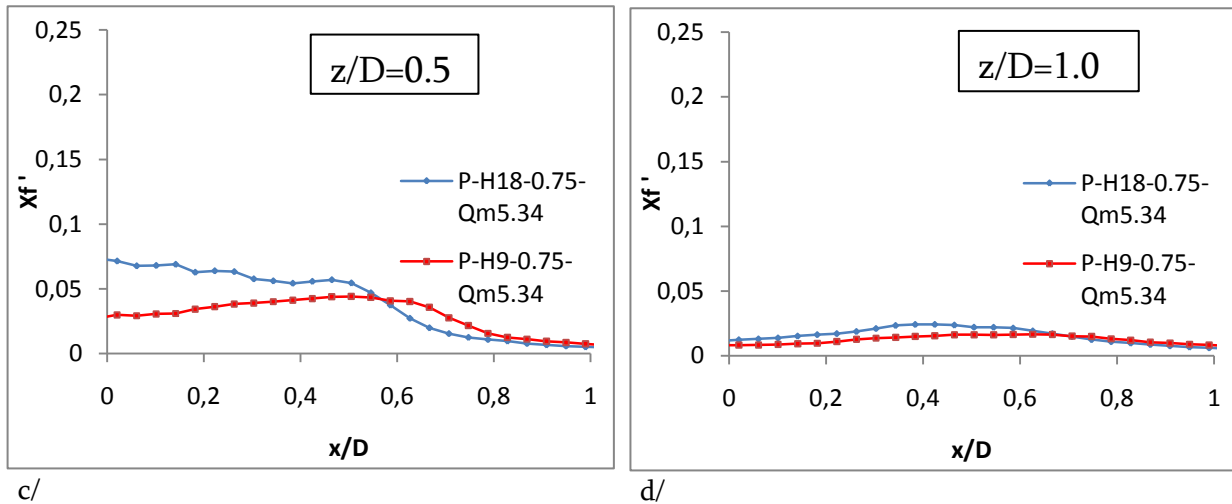


Figure 54 : Profils de fluctuations de fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43 et NP-H9-0.75-Qm5.43. $z/D=0.1$, $z/D=0.3$, $z/D=0.5$ et $z/D=1.0$.

La figure 54 compare les profils radiaux de fluctuations de fraction molaire de carburant à différentes hauteurs. On peut noter que l'augmentation du swirl tend à intensifier les niveaux et la largeur du pic de fluctuations à la base du brûleur, montrant l'augmentation du mélange. Cette intensification du mélange se traduit ensuite par une baisse prononcée des fluctuations à mesure que l'on s'élève dans l'écoulement. A $z/D=0.3$, le cas H9 présente un profil radial relativement plat alors que celui du cas H18 montre encore des fluctuations au centre de l'écoulement. Les fluctuations deviennent inférieures à 0.02 dès qu'on se trouve au-delà de $z/D=1$, ce qui permet de considérer les conditions moyennes de mélange comme équivalentes au cas prémélangé.

5.3 Conclusion

Cette section vient conclure l'étude topologique de notre écoulement à froid. Dans un premier temps nous avons étudié le champ aérodynamique de notre écoulement swirlé en présentant les différentes zones typiques induites par la présence du swirler et des dimensions géométriques de notre brûleur. L'IRZ, la CRZ, la zone de cisaillement et les jets swirlés ont été étudiés à l'aide de champs instantanés et moyens de mesures par PIV. Nous avons ainsi pu montrer le caractère fortement instationnaire et turbulent de notre écoulement. Ceci permet d'affiner les zones d'études de l'allumage et les moyens d'explication de ces futurs résultats.

En présentant les hypothèses qui nous permettent de conserver une topologie moyenne similaire entre les configurations de prémélange et de diffusion, nous avons cherché à conserver le paramètre « aérodynamique » lors du passage en écoulement de diffusion. Ceci nous permet de dissocier de futures causes engendrées par les gradients de richesse ou l'aérodynamique sur nos résultats d'essais d'allumage. La validation de ces hypothèses a été réalisée par des mesures sur plusieurs conditions dont les valeurs de richesse et de débit total sont éloignées les unes des autres. Ceci a été vérifié et validé pour les deux nombres de swirl de notre étude. Enfin nous avons validé la répétabilité des mesures PIV sur la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse, permettant ainsi de ne pouvoir étudier que l'aspect stochastique de l'allumage engendré par les fluctuations de conditions locales tir à tir lors du dépôt d'énergie.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous avons caractérisé le mélange entre l'air et le carburant dans les conditions opératoires de diffusion. Nous avons montré les différences induites par l'augmentation du nombre de swirl, à savoir la diminution de la taille de la zone de mélange et l'intensification du mélange.

Chapitre 6 - Présentation et exploitation des résultats d'allumage

Ce chapitre est dédié à la présentation et à l'interprétation des résultats de mesures concernant l'allumage.

Au préalable, nous développerons la méthodologie retenue pour l'étude de ces résultats en détaillant les quantités mesurées ainsi que les conditions opératoires réalisées. Dans cette section dédiée à la méthodologie employée, un soin tout particulier sera apporté à l'estimation des incertitudes sur les statistiques d'allumage.

Dans un premier temps nous étudierons de façon détaillée la configuration de référence, à savoir un écoulement de prémélange avec les 18 canaux du swirler ouverts (P-H18-0.75-Qm5.03). Ceci permettra d'évaluer les effets de la turbulence seule sur les statistiques et les scénarios d'allumage.

Ensuite, les effets d'inhomogénéité de richesse seront étudiés avec la configuration non prémélangée pour la même configuration géométrique du swirler (NP-H18-0.75-Qm5.43).

Enfin, nous nous intéresserons aux effets engendrés par l'augmentation de l'intensité de turbulence. Ceci sera réalisé en modifiant l'intensité du swirl de l'écoulement. Ces effets seront discutés à la fois sur la configuration de prémélange et de diffusion (P-H9-0.75-Qm5.03 et NP-H9-0.75-Qm5.43 respectivement).

6.1 Présentation de la méthode de mesure

Dans cette première section du chapitre dédiée à la présentation des résultats, nous allons présenter la méthode que nous avons employée. Nous démontrerons sa fiabilité, la répétabilité des mesures tout en justifiant le réglage du niveau d'énergie que nous avons adopté.

6.1.1 Que cherche-t-on à mesurer, à déterminer ?

Nous cherchons à caractériser l'allumage d'un foyer de combustion. Cette phase, instationnaire, peut être perçue suivant une chronologie en 3 actes :

- La création d'un noyau de gaz brûlés et le début de son développement,
- Le développement d'une flamme. Le noyau croît jusqu'à finalement occuper entièrement le volume du foyer de combustion.
- La stabilisation de cette flamme dans le brûleur.

Pour l'ensemble des essais d'allumages, nous nous sommes basés sur le respect de ces 3 étapes afin de déterminer où non si chacun des essais d'allumage était une réussite ou un échec.

6.1.2 Les mesures

Ce paragraphe est dédié à l'explication des protocoles de mesures et traitements lors des essais d'allumage. Nous présenterons les critères que nous avons choisis afin de valider ou non les différentes étapes décrites ci-dessus. En second lieu, nous exposerons notre modèle de répétition statistique des essais d'allumage, ainsi que ses biais. Nous nous attarderons sur la répétitivité des mesures sur différents points de mesures, pris au hasard dans la chambre de combustion. Cette condition essentielle permet de valider la méthode employée lors des nombreux essais d'allumages réalisés. Nous montrerons ainsi que nous sommes représentatifs de la réalité statistique du phénomène de l'allumage dans les conditions que nous avons eu via notre dispositif expérimental.

6.1.2.1 Les probabilités d'allumage

Comme nous l'avons montré précédemment, l'allumage dans une chambre de combustion turbulente doit être vu de façon statistique en raison du caractère fluctuant des conditions locales (vitesses, concentration en carburant) du point de dépôt d'énergie d'une part et d'autre part des autres régions que le noyau de flamme va rencontrer. Pour cela, les dernières études ayant apporté le plus à la compréhension de ce phénomène physique emploient les probabilités d'allumage.

Néanmoins il est possible d'en définir plusieurs, mettant en avant des phénomènes physiques différents.

- La probabilité d'inflammabilité : elle est à relier directement avec les limites d'inflammabilité présentées dans les chapitres 2 et 5 concernant les écoulements non prémélangés. Dans ces écoulements, des zones peuvent se trouver en dehors des bornes qui permettent au mélange formé de brûler (trop riche ou trop pauvre). Ces zones fluctuent dans le temps et dans leurs emplacements au sein des brûleurs. Pour que l'allumage puisse au final aboutir à une réussite, il faut qu'au moment du dépôt d'énergie, l'étincelle se situe dans une zone où $Y_{F\ sup} > Y_F(x, t) > Y_{F\ min}$. Cette probabilité d'inflammabilité s'obtient à partir des champs à froid de PLIF.
- La probabilité de créer un noyau de flamme (P_{ker}) : lorsque les conditions locales de concentration et de vitesse permettent d'enflammer un mélange, l'étincelle permet alors de pouvoir créer un noyau de flamme qui sera convecté et amené à évoluer dans la chambre de combustion. En fonction des conditions rencontrées dans le brûleur, ce noyau peut se développer ou s'éteindre.

Dans notre étude, les diagnostics que nous avons utilisés ne permettaient pas d'envisager de quantifier de façon systématique la chimiluminescence du noyau de flamme afin d'évaluer précisément cette probabilité. Dans la suite du travail, elle ne sera ni estimée, ni représentée.

- La probabilité de stabiliser une flamme (P_{ign}) : il s'agit de la dernière probabilité et elle conduit à définir la stabilisation d'une flamme dans un brûleur. Expérimentalement, la stabilisation de la flamme est détectée par la perception d'un son bref et intense (bang d'allumage) résultant du dégagement de chaleur lorsque le noyau de la flamme a rejoint l'ensemble des zones de la chambre de combustion. Ce dégagement de chaleur est mis en évidence par la mesure d'un pic de pression dans la chambre de combustion comme le montre la figure 55.

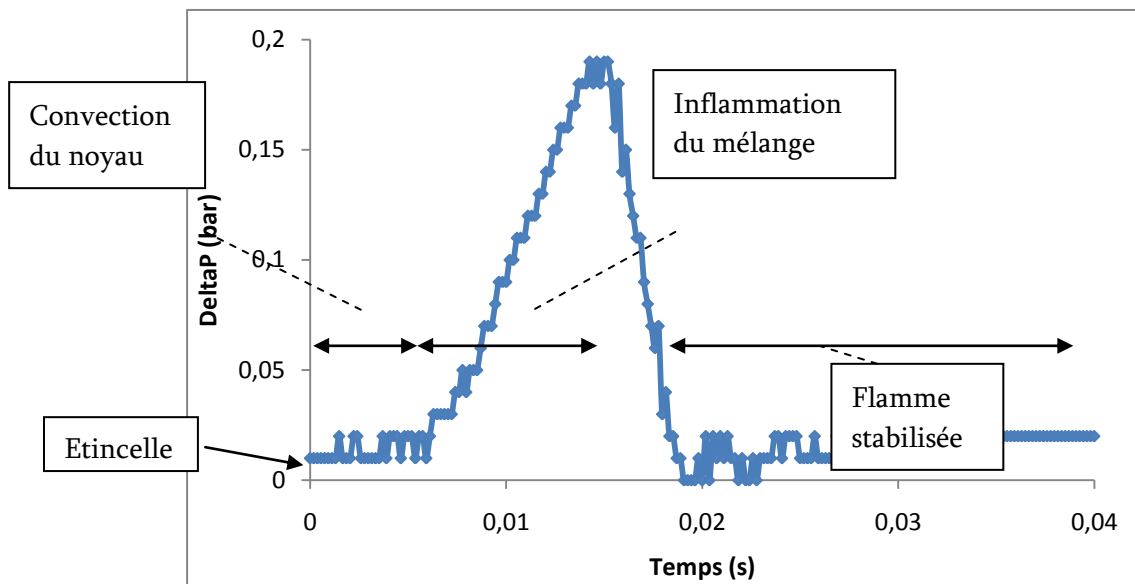


Figure 55: Evolution temporelle de la pression dans la chambre lors d'un essai d'allumage réussi. P-H18-0.75-Qm5.03.

La figure 55 montre l'évolution de la pression dans la chambre de combustion, à partir de la génération de l'étincelle ($t=0\text{ms}$) jusqu'à la stabilisation de la flamme ($t=35\text{ms}$). Après l'étincelle, on peut noter que pendant environ 5 ms la pression n'évolue pas, cela correspond à la convection et au développement d'un noyau de flamme de faible taille dans la chambre de combustion jusque dans les zones à faible vitesse. On observe ensuite une augmentation très rapide de la pression jusqu'à un maximum (0.18bar) à $t = 15\text{ms}$ correspondant à l'inflammation complète du volume de la chambre de combustion. Puis on assiste ensuite à une décroissance rapide de la pression correspondant à la vidange de la chambre vers le milieu extérieur. Enfin, on retrouve globalement la pression initiale à $t = 20\text{ms}$ et on estime à partir des images issues de la caméra rapide que la flamme est réellement stabilisée à partir d'environ $t = 35\text{ms}$.

La succession réussie des 3 étapes décrites précédemment conduit à obtenir ce que nous avons défini comme un essai d'allumage réussi, ce qui nous a permis de noter la probabilité de stabilisation. Celle-ci est toujours inférieure à la probabilité de créer un noyau qui commence à se développer. Des mesures à posteriori par caméra rapide nous ont permis de voir que le niveau d'énergie que nous déposons permettait dans tous les cas de créer un noyau qui entamait sa phase de développement. On peut ainsi traduire cela sous la forme $P_{Inf} > P_{ker} > P_{ign}$.

6.1.2.2 Protocole d'allumage

Nous allons décrire dans ce paragraphe le déroulement d'un essai d'allumage tel que ceux que nous avons réalisés sur l'ensemble des conditions étudiées en allumage.

- Le débit d'air est maintenu constant avant l'enclenchement de la procédure d'allumage. Cela permet de conserver une bonne stabilité du débit d'air (majoritaire) via les régulateurs qui ne réalisent ainsi que de très faibles ajustements.
- La consigne de carburant est envoyée au(x) débitmètre(s) concerné(s). Nous attendons le remplissage de la chambre et la stabilisation du débit. Cette phase nécessite environ 10 secondes.
- A ce moment donné, l'ordre de tir du laser est donné. L'énergie est déposée, conduisant ainsi à un allumage ou non du mélange dans le brûleur.
- Le relevé des énergies et la qualification de l'essai (étincelle/convection – développement - stabilisation réussie(s)/raté(e)s) se fait lors de la phase de refroidissement et de remplissage en carburant de la chambre. Il faut ainsi compter environ 30 secondes par essai d'allumage. L'ensemble des conditions opératoires et des tests d'influence de la richesse et de l'énergie de dépôt à ainsi constitué une somme légèrement supérieure à 10000 tirs d'allumage.

6.1.2.3 Création des probabilités – taille des échantillons

La nature même de l'allumage en milieu turbulent force à considérer le problème sous un aspect statistique. Il est donc nécessaire de réaliser des séries de mesures points par points qui permettront par la suite de créer des cartographies de probabilités d'allumage.

Afin de pouvoir réaliser un maximum d'essais d'allumage sur l'ensemble de nos 4 conditions de géométrie du swirler et d'écoulement, nous allons déterminer avec un intervalle de confiance donné le nombre d'essais minimum dont nous aurons besoin pour que notre échantillon soit représentatif de la physique que nous cherchons à expliquer. La loi de Student permet ainsi de

définir, en fonction du nombre de degré de liberté (le nombre d’essais d’allumage par point de dépôt d’énergie dans notre cas) ainsi que d’un intervalle de confiance fixé, une taille minimale de l’échantillon à respecter. Elle permet également de donner une erreur de la dispersion statistique en présence d’échantillons de faible taille.

Dans notre cas, le choix du nombre d’essais pour chaque point de dépôt d’énergie conduira à considérer la moyenne de nos essais comme un estimateur de la moyenne théorique idéale (avec un nombre d’essais tendant vers l’infini) avec une variation (induite par un nombre d’essais fini) qui donnera une marge d’incertitudes sur nos mesures.

La loi de Student se traduit sous la forme :

$$m = \bar{x} \pm t_v \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (\text{Eq. 28})$$

Avec m la moyenne théorique sur un nombre d’essais infini, \bar{x} et σ respectivement la moyenne et l’écart-type obtenus sur les N essais et t_v le coefficient de Student dépendant de N et du niveau de confiance choisi.

	Intervalle de Confiance A=90%	Intervalle de Confiance B=95%
N=10	$m = \bar{x} \pm 1\sigma$	$m = \bar{x} \pm 1.13\sigma$
N=25	$m = \bar{x} \pm 0.342\sigma$	$m = \bar{x} \pm 0.413\sigma$
N=30	$m = \bar{x} \pm 0.310\sigma$	$m = \bar{x} \pm 0.373\sigma$
N=50	$m = \bar{x} \pm 0.237\sigma$	$m = \bar{x} \pm 0.284\sigma$
N=100	$m = \bar{x} \pm 0.166\sigma$	$m = \bar{x} \pm 0.198\sigma$
N=1000	$m = \bar{x} \pm 0.05\sigma$	$m = \bar{x} \pm 0.06\sigma$

Tableau 5 : Marges d’erreurs issues de la loi de Student.

Le tableau 5 résume les marges d’incertitudes théoriques calculées à l’aide de la table de Student. L’intervalle de confiance à 90% signifie qu’il existe 90% de chances que les résultats obtenus satisfassent à l’équation obtenue par la loi de Student, et donc 95% de chances pour l’intervalle de confiance à 95%. N représente toujours le nombre d’essais et on peut voir qu’à même intervalle de confiance la marge d’incertitude est de l’ordre de 0.3σ pour un nombre d’essais inférieur à 30. Arrivé à 50 essais cette marge diminue et descend à 0.05σ pour 1000 essais. L’intervalle de confiance à 95% présente des marges d’incertitudes plus élevées du fait de son caractère plus restrictif sur le nombre d’essais supposés valider l’équation fournie par la loi de Student.

La problématique revient à déterminer le couples de paramètres (N ; Intervalle de confiance) de telle sorte à bien estimer le caractère fortement turbulent de notre écoulement qui va créer de grandes différences de conditions locales en chaque endroit de celui-ci. Un nombre de 10 essais par point de mesure conduit à une trop grande incertitude et ne serait donc pas représentatif de la physique que nous cherchons à comprendre et expliquer. Pour des raisons de temps d’expérience (cf le maillage adopté en 6.1.2.4), les cas à 1000 essais voire même à 100 essais ne sont pas envisageables. Dans leurs études de l’allumage, Ahmed & al [32] utilisent des échantillons de 30 essais par point de mesure, ce qui conduit à une marge d’incertitude égale à 0.310σ .

Dans le but de couvrir l’ensemble de nos 4 conditions opératoire à travers le maillage présenté plus tard, nous avons décidé d’opter pour un nombre de 25 essais d’allumage par point de mesure et conduisant à un intervalle de confiance de 0.342σ .

Nous avons néanmoins procédé à une vérification de la validité de la taille de cet échantillon. Le premier test a consisté en la réalisation de 4 séries consécutives de 25 tirs d’allumage sur un point de l’écoulement possédant globalement une probabilité de stabilisation de flamme de 50%.

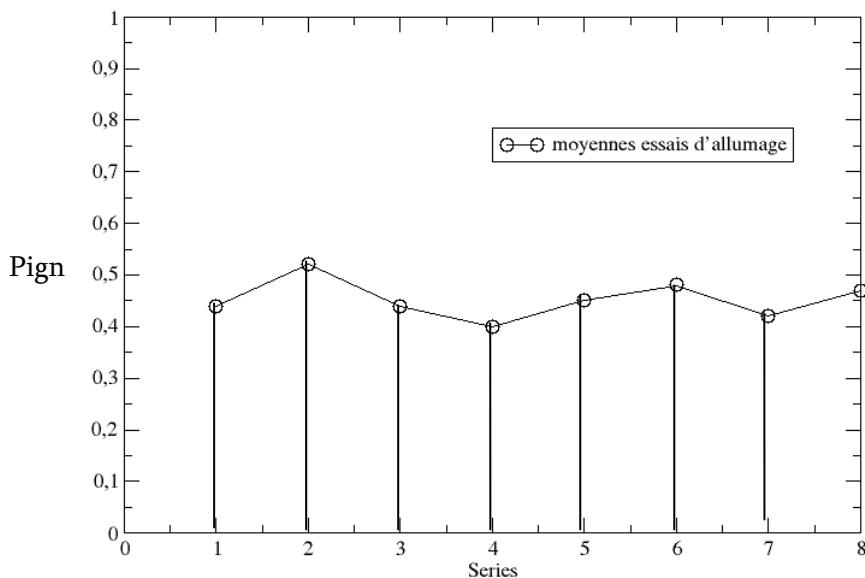


Figure 56: P_{ign} sur un même point pour plusieurs séries d’essais. (Cas P-H18-0.75-Qm5.03)

Sur cette figure, l’axe des abscisses représente les séries réalisées. Les données ont été acquises pour 100 tirs d’allumage consécutifs. Les séries 1 à 4 sont les moyennes obtenues par

échantillon de 25 tirs. La série 5 représente la moyenne des 100 tirs. La série 6 a été obtenue en moyennant les résultats des 50 premiers tirs, alors que la série 7 concerne les 50 derniers tirs. Enfin, la moyenne 7 représente la moyenne des 75 premiers tirs.

La plus basse valeur de probabilité moyennée est de 42% et la plus haute est de 52% pour les séries traitées avec 25 tirs. Cet écart se traduit, en termes de réussite d'allumage, par 3 tirs sur les 25 qui ont eu un aboutissement différent entre les deux cas. L'écart-type sur les 4 premières séries est de 0.05, ce qui représente environ 10% de la moyenne.

Un second type de test portant sur la répétabilité a été réalisé lors des campagnes de mesures. A l'intérieur du maillage expérimental présenté par la suite, deux points ont été choisis de façon à appartenir à deux zones différentes de l'écoulement. Deux séries de mesures sur ces points du maillage ont été réalisées à plusieurs jours d'intervalle :

- Le premier point choisi se situe à la frontière entre la zone de recirculation centrale et les branches d'air issues du swirler. Il s'agit donc d'un point situé dans une zone à cisaillement élevé $\{x/D=0.2; z/D=1.4\}$. Les conditions de vitesses en ce point varient fortement dans le temps. Il existe à cet endroit une alternance entre une position à l'intérieur de la zone de recirculation centrale et à l'intérieur des branches d'air du swirler.
- Le second point test se situe à l'intérieur de la branche de l'écoulement issu du swirler. Ce point se situe à $\{x/D=0.6; z/D=0.8\}$. Les fluctuations de vitesses sont peu élevées mais les vitesses moyennes plus importantes qu'au point test précédent.

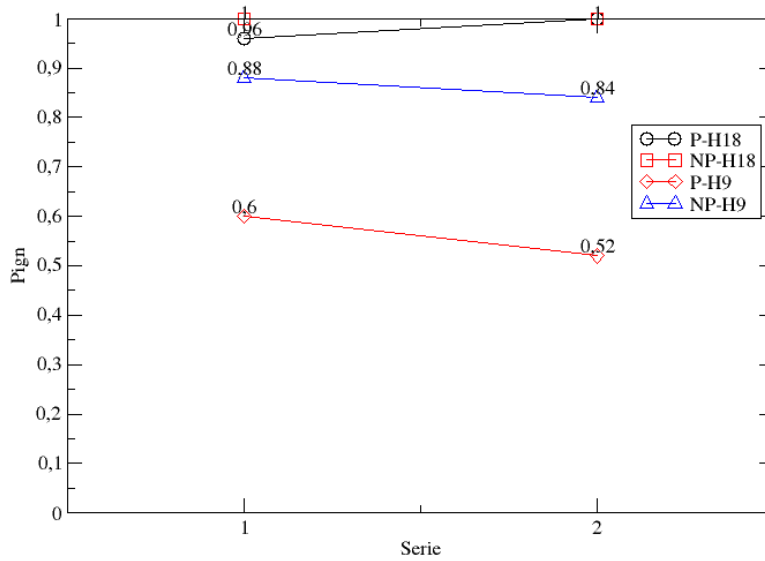


Figure 57: Point test n°1 du maillage. { $x/D=0.2$; $z/D=1.4$ }.

La figure 57 présente la répétition de séries de tirs d’allumage du premier point test du maillage pour l’ensemble des configurations retenues. En ordonnée sont représentées les P_{ign} et en abscisse le numéro de la série. On observe que l’écart de P_{ign} entre les deux séries pour une même configuration n’excède pas 8%. Ce qui correspond à un écart de 2 tirs sur 25. Malgré le caractère fortement fluctuant des conditions locales de l’écoulement en ce point, les statistiques réalisées montrent qu’un échantillon de 25 essais permet de retranscrire le caractère moyen des probabilités d’allumage en ce point.

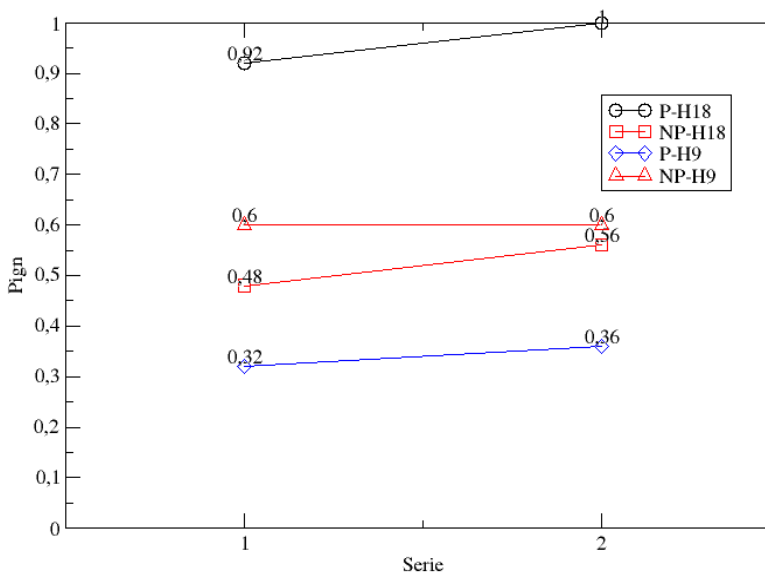


Figure 58: Point test n°2 du maillage. { $x/D=0.6$; $z/D=0.8$ }.

La figure 58 représente ces mêmes mesures pour le second point test. La dynamique est ici plus large qu'au point précédent, puisque les valeurs s'étalent entre 0.32 et 1. Néanmoins, les écarts entre les deux séries pour une même configuration sont exactement du même ordre de grandeur qu'au point test précédent. Le maximum d'écarts est de 8%, ce qui correspond à nouveau à un écart de 2 tirs sur 25 qui ont abouti à un résultat différent.

Nous avons ainsi montré la validité de la taille de l'échantillon que nous avons décidé d'utiliser pour chaque point de mesure du maillage. Des variations sont visibles entre plusieurs séries consécutives ou réalisées à plusieurs d'intervalles, mais ne dépassant pas 1 à 2 tirs différents sur les 25. Le choix de 25 tirs d'allumage pour chaque point du maillage représente un bon compromis entre la qualité des résultats obtenus, et le temps nécessaire à la réalisation de ces répétitions.

6.1.2.4 Le maillage

Chaque statistique obtenue à partir de 25 tirs est réalisée en chaque point du maillage présenté ci-dessous. La disposition des points dans le maillage a été réalisée en tenant compte de plusieurs paramètres. L'écoulement possède des zones où le cisaillement est fort, traduisant la présence de gradients de vitesse importants. Il est donc nécessaire de placer des points suffisamment resserrés dans ces endroits afin de pouvoir capter au mieux leurs effets sur l'allumage. De plus, la taille du plasma créé par le faisceau laser fait partie des paramètres à prendre en compte lors de la création de notre maillage. Le plasma faisant un peu plus d'un mm de longueur [15], nous avons ainsi opté pour un pas radial de 2mm, ce qui correspond à un pas de $x/D=0.1$. Dans cette zone de forts gradients transversaux de vitesse, le pas vertical a été choisi plus grand, et égal à $z/D=0.2$. Au contraire, dans les zones éloignées de l'injecteur, principalement en haut du brûleur, le maillage a été desserré radialement. Le pas a ainsi été fixé égal à $x/D=0.2$, en conservant dans l'autre direction un espacement entre les points égal à $z/D=0.2$. Enfin, la dernière zone qui présente le moins de variabilités aérodynamiques a été décrite avec un pas de $x/D=0.4$ et de $z/D=0.2$. En tout, 73 points composent le maillage de chaque condition. Ceci représente donc 1825 essais d'allumage par condition, soit 7300 essais sur les 4 conditions de fonctionnement déterminées. Les zones proches des parois n'ont pas été testées pour deux raisons. Tout d'abord

cette zone du brûleur fait partie de la zone de recirculation de coins qui a fait l'objet d'essais à l'intérieur du maillage. Ensuite, le point de focalisation laser se rapprochant de la paroi des hublots interdit l'exploration de cette zone sous peine de détériorer le hublot par augmentation de la densité d'énergie le traversant. Il a alors été décidé de ne pas explorer au-delà de $x/D=1$.

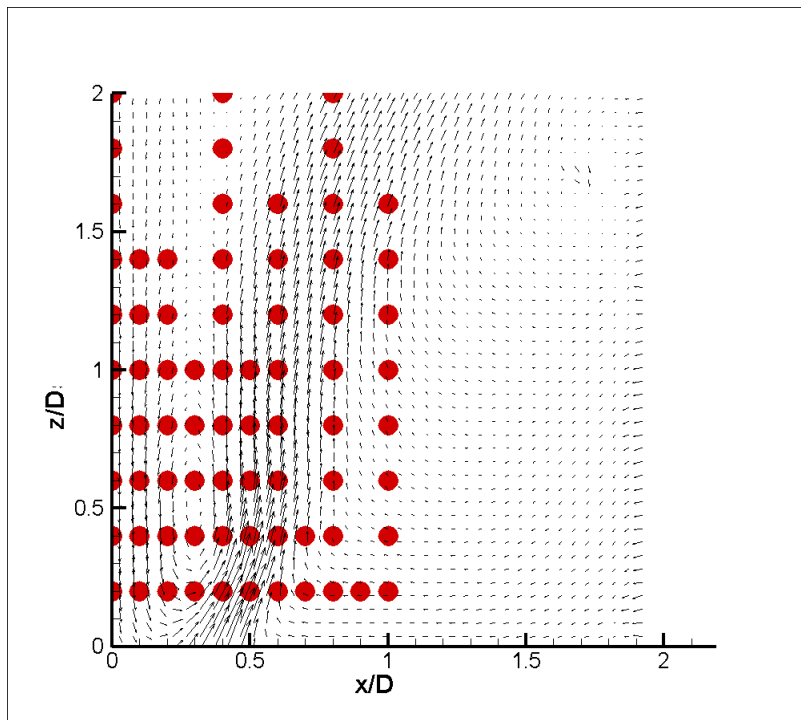


Figure 59: schéma du maillage des points de mesures.

6.1.2.5 L'énergie laser incidente

L'énergie apportée afin de créer un plasma fait partie des paramètres importants influençant le déroulement d'un allumage. Comme cette étude concerne les probabilités d'allumage, nous avons donc choisi de régler l'énergie envoyée dans le volume de combustion de façon à avoir le maximum de dynamique au niveau de ces probabilités d'allumage. Idéalement il faut pouvoir, avec la même énergie pour les quatre conditions retenues, obtenir des probabilités qui s'échelonnent entre 0 et 1 sans privilégier une borne plutôt que l'autre. Afin de déterminer au mieux l'énergie que nous avons utilisée pour les mesures, nous avons fait varier pour une hauteur donnée l'énergie pour différents points latéralement. L'énergie laser, maintenue constante, a été choisie à l'aide du graphique ci-dessous de manière à pouvoir au mieux rendre compte de l'effet des variables de l'écoulement sur les probabilités d'allumage.

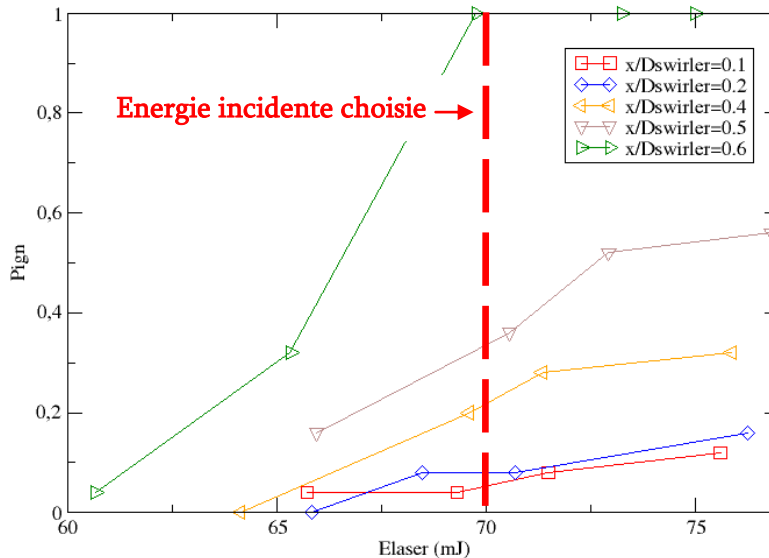


Figure 60 : Evolution des probabilités de créer un noyau de flamme en fonction de l'énergie incidente.

La figure 60 montre l'évolution de la probabilité de créer un noyau de flamme qui se développe en fonction de l'énergie laser avant le claquage. Les courbes ont été réalisées pour plusieurs points à la hauteur $z/D=0.6$. Pour l'ensemble des points, on observe que l'augmentation de l'énergie entraîne une augmentation de la probabilité de créer un noyau. Néanmoins, les pentes croissantes n'ont pas toutes les mêmes valeurs et plus on s'éloigne du centre du brûleur (plus x/D est grand) et plus la pente est importante. On atteint ainsi plus rapidement des valeurs proches de 1 lorsque l'on augmente l'énergie. Il semble que pour certaines positions axiales, l'énergie atteint rapidement le seuil pour lequel un allumage est tout le temps réussi.

Afin d'avoir des probabilités de stabilisation sur l'ensemble du domaine comprises entre 0 et 1, le réglage de puissance apporté dans la chambre de combustion adopté est de 70mJ à ± 1 mJ. Il est maintenu constant pour l'ensemble des résultats présentés par la suite. Pour ce réglage, la valeur de l'énergie déposée dans le mélange est de 32mJ ± 2 mJ suivant les conditions locales.

6.2 Etude de l'écoulement prémélangé. P-H18-0.75-Qm5.03.

Nous abordons maintenant la présentation des essais d'allumage. Notre cas de référence est le P-H18-0.75-Qm5.03. Il nous servira de base de comparaison avec les autres cas choisis. Le cas de référence présente les conditions les moins sévères pour générer un noyau de flamme. Il ne possède pas de gradients de richesse dans l'écoulement, et possède le swirler le moins intense.

6.2.1 Description physique de la cartographie d'allumage P-H18-0.75-Qm5.03

Nous présenterons dans un premier temps les résultats issus des essais d'allumage pour le cas en question sous la forme d'une cartographie basée sur le maillage présenté précédemment. Nous identifierons les zones et de faibles probabilités de stabilisation en cherchant à les relier aux grandeurs physiques liées à l'aérodynamique caractérisées dans le chapitre précédent.

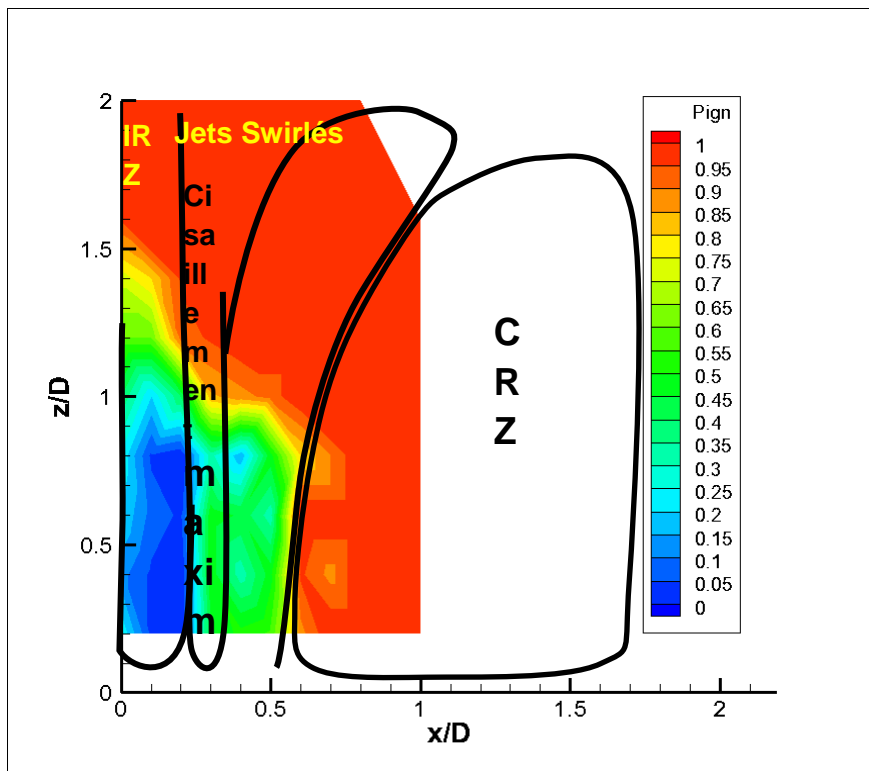


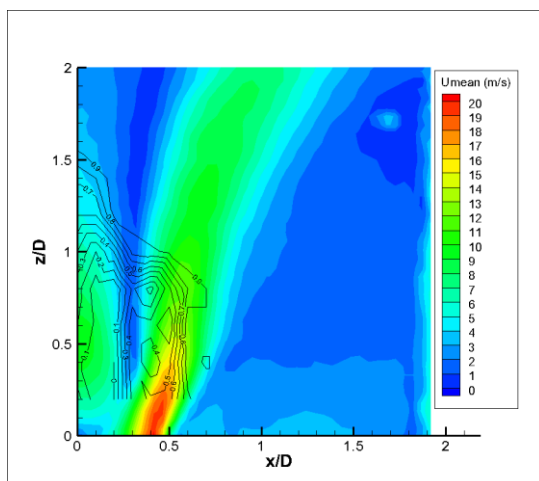
Figure 61: Champ 2D des probabilités de créer un noyau de flamme - P-H18-0.75-Qm5.03

La figure ci-dessus montre le résultat interpolé des essais d'allumages pour le cas de référence. Une analyse zone par zone sera d'abord réalisée afin de montrer d'éventuels liens entre les statistiques moyennes d'allumages et les conditions locales moyennes issues de la turbulence.

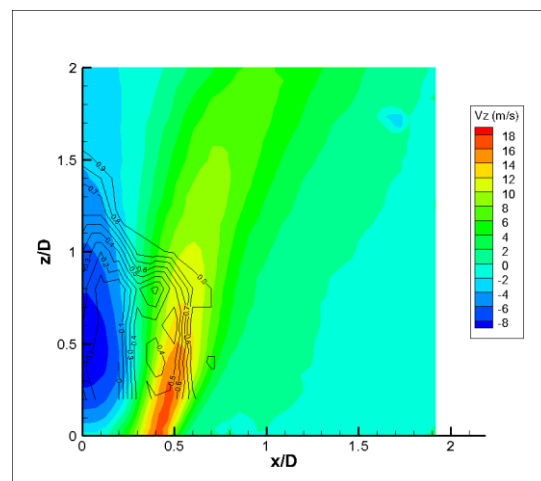
6.2.2 Analyse directe de la cartographie avec les statistiques du champ de vitesse

Les objectifs de cette section sont de mettre en évidence des liens éventuels entre les résultats des mesures de probabilités d'allumage avec les statistiques de la turbulence au niveau du point de dépôt d'énergie. Pour cela, l'analyse se fait par les différentes zones qui composent l'écoulement puisqu'elles possèdent des propriétés topologiques bien définies (voir chapitre 5). Nous chercherons à présenter à chaque fois les statistiques qui corréleront le mieux avec les probabilités d'allumage de cette zone. Ainsi nous procéderons à l'analyse dans l'ordre :

- La zone IRZ.
- La zone CRZ.
- La zone de cisaillement maximum.
- Les jets swirlés.



a/



b/

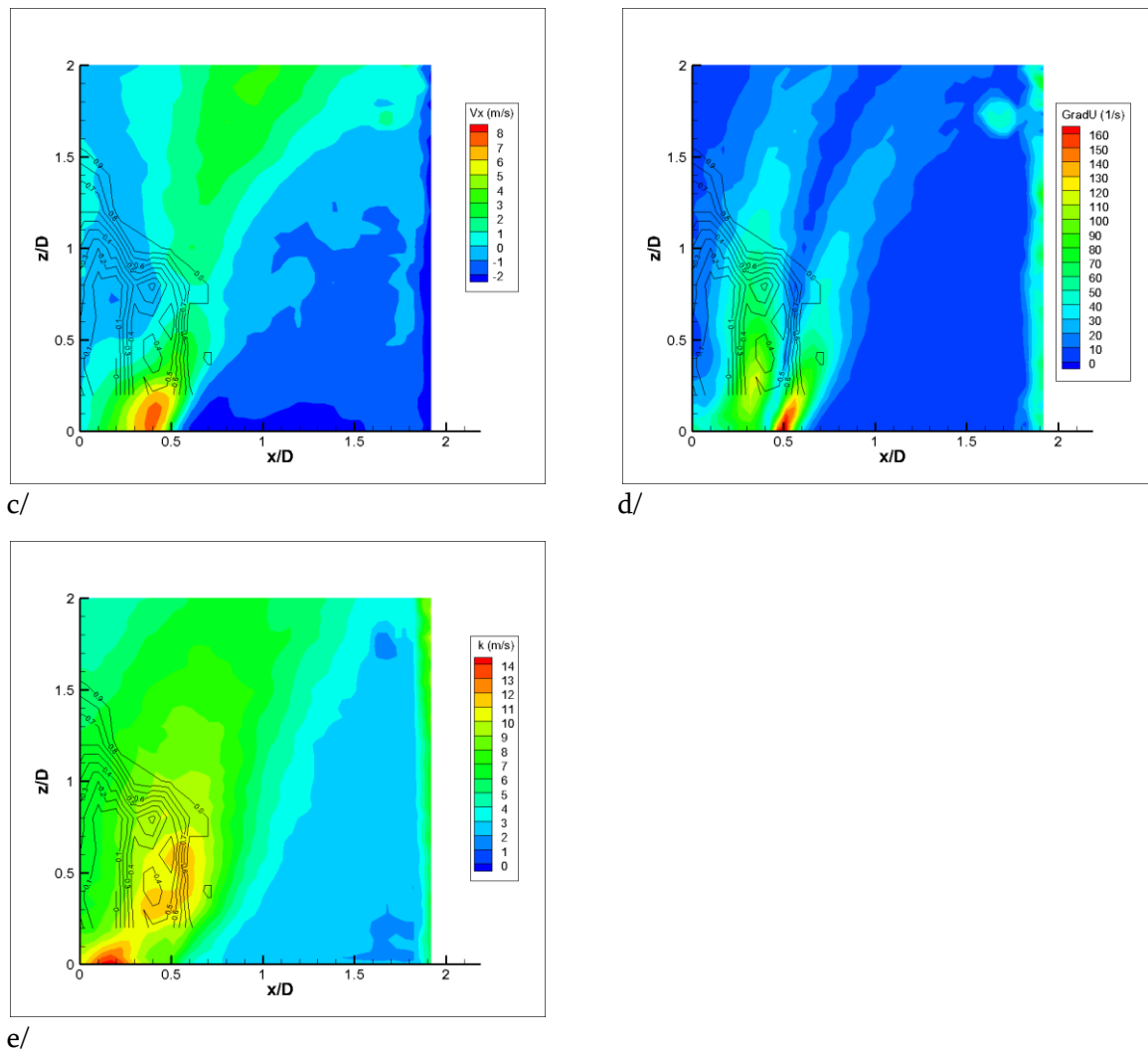


Figure 62 : Superposition des cartographies d'allumage avec les champs aérodynamiques du cas P-H18-0.75-Qm5.03. a : vitesse moyenne ; b : vitesse axiale moyenne ; c : vitesse radiale moyenne ; d : gradients de vitesse axiaux ; e : fluctuations moyennes de vitesse.

6.2.2.1 Analyse de la zone de recirculation centrale

La figure 62-b représente la superposition de la vitesse axiale et des iso-lignes de probabilités de stabiliser une flamme. Dans l'IRZ, on remarque que la vitesse axiale semble jouer un rôle fort sur l'allumage dans ce cas précis. En effet, on observe que les iso-lignes se superposent parfaitement aux contours des zones de la vitesse axiale. De plus, l'effet de l'intensité de la vitesse axiale moyenne dans la zone de recirculation centrale est net. Sur l'axe $x/D=0$ on voit nettement que le minimum des probabilités de création de noyau correspond au maximum de vitesse négative.

6.2.2.2 Analyse de la zone de cisaillement maximum

Située dans la zone des forts gradients ou se trouve la zone de cisaillement maximum (« shear layer ») la vitesse axiale se superpose à la caractéristique des probabilités de stabilisation de flamme. A droite de l'intensité maximale de la vitesse de l'écoulement, les iso-lignes verticales coïncident avec la diminution de celle-ci et sont proches de 1 aux abords de la zone de recirculation de coin. La vitesse axiale ne fournit pas de renseignements supplémentaires pour cette dernière zone.

La figure 62-c montre la superposition des iso-lignes de probabilité de stabiliser une flamme avec la vitesse radiale moyenne. Nous ne distinguons pas d'informations supplémentaires dans les deux premières zones.

La figure 62-d montre la superposition des iso-lignes de probabilité de stabiliser une flamme avec les gradients de vitesse axiale. Comme dit précédemment, deux zones de forts gradients de vitesse se superposent très bien avec des iso-lignes de probabilité de stabilisation de flamme. On voit nettement que les gradients de vitesse moyenne en entre $x/D=0.2$ et $x/D=0.5$ permettent de définir géographiquement dans l'écoulement la zone de cisaillement entre les jets swirlés et l'IRZ.

6.2.2.3 Analyse de la zone de recirculation de coins

La vitesse radiale semble ne pas apporter d'information cruciales sur l'explication directe des statistiques de P_{ign} dans les zones étudiées pour le moment. En revanche, il semble que la partie la plus à droite corresponde avec le début de la zone de recirculation de coin où la vitesse radiale est très faible.

Ceci se constate à $x/D=0.8$ entre $z/D=0.3$ et $z/D=0.8$. Cette partie de la zone 3 se caractérise donc par de faibles intensités des composantes axiales et radiales de l'écoulement.

6.2.2.4 Analyse dans les jets swirlés

Peu de corrélations sont observées entre les cartographies de vitesse et celles d'allumage. Cependant, sur la cartographie de vitesse, on constate que le contour des P_{ign} semble être dicté par les contours de la vitesse axiale dans la zone des plus hautes vitesses de l'écoulement moyen. Au-delà de $z/D=0.5$, il n'existe plus de tendance nette permettant d'expliquer les résultats de P_{ign} avec une simple superposition des moyennes locales de la turbulence.

Dans cette zone de l'écoulement, caractérisée par de fortes valeurs de fluctuations de vitesse, il peut être intéressant de corréler des probabilités d'allumage avec k , la fluctuation de vitesses, comme cela est fait dans des études récentes sur la MIE [22, 30]. Sur la figure 63, nous reportons les probabilités d'allumage en fonction des conditions locales de fluctuations de vitesse.

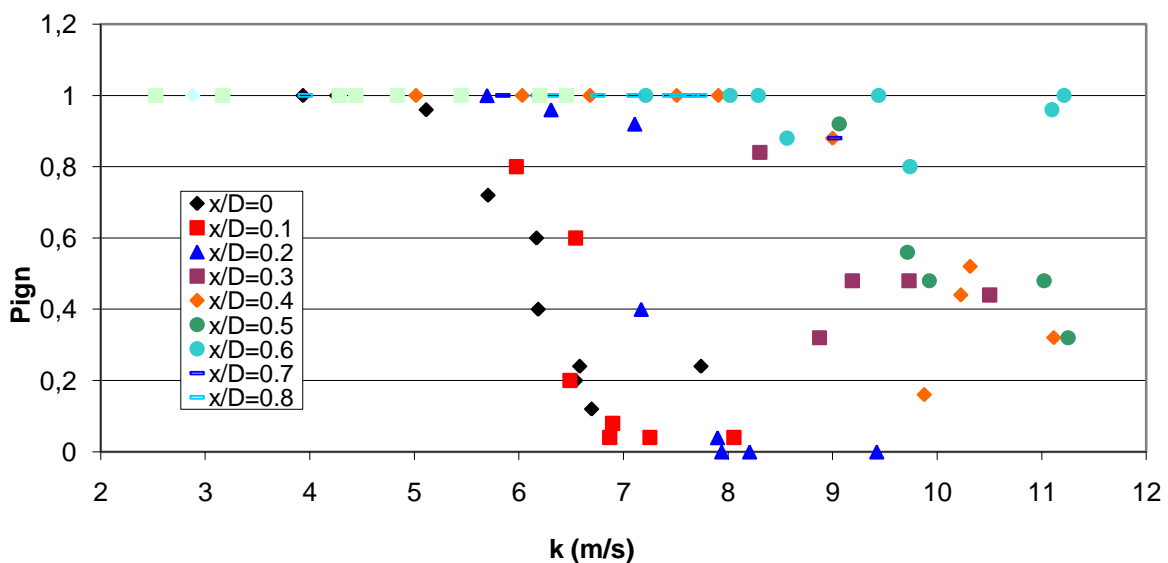


Figure 63 : Evolution des probabilités de stabiliser une flamme dans l'IRZ en fonction des fluctuations de vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03.

Contrairement aux études de Shy&al [22, 30], nous ne constatons pas la possibilité de corréler directement l'ensemble des probabilités de stabiliser une flamme par rapport aux conditions locales de fluctuations de vitesse. Néanmoins, nous constatons que pour l'IRZ (x/D compris entre 0 et 0.2), il existe une corrélation entre P_{ign} et k .

Pour compléter, la figure 62-e montre la superposition des iso-lignes de probabilité de stabiliser une flamme sur le champ moyen de fluctuations de la vitesse. Contrairement au cas moyen du champ de vitesse, il n'apparaît pas possible de décrire plusieurs zones de probabilités de stabilisation de flamme en fonction des conditions locales de la moyenne des fluctuations de vitesse. Les zones à faibles probabilité ne se localisent pas forcément aux endroits de fortes fluctuations de vitesse, et inversement comme le montre Shy&al [22, 30] dans ses études portant sur d'autres configurations de géométrie et de turbulence. Au contraire, pour la zone comprise entre $x/D=0.4$ et $x/D=0.6$ à z/D évoluant de 0.3 à 0.6, on trouve une zone à plus hautes fluctuations de vitesse ; alors qu'on observe des probabilités d'allumage comprises entre 45% et 95%.

Bien que nous ne mesurons pas les mêmes probabilités d'allumage que Shy&al [22, 30], nous voyons ici que les niveaux moyens maximum de fluctuations de vitesse aux points de dépôt d'énergie n'expliquent pas à eux seuls les phénomènes d'allumage et de stabilisation d'une flamme.

6.2.2.5 Conclusion

L'analyse par superposition des champs moyens de vitesse avec les iso-probabilités de stabiliser une flamme n'apporte pas entièrement satisfaction dans l'analyse des résultats. Même si certaines zones de probabilités semblent coïncider avec des contours de variables aérodynamiques, l'ensemble du champ des P_{ign} mesurées n'est pas expliqué. La vitesse axiale et les gradients de vitesse axiale semblent permettre de comprendre quel paramètre aérodynamique pilote la réussite ou l'échec des essais d'allumage dans la zone de fort cisaillement, tout comme pour le haut de la zone de recirculation centrale (au-delà de $z/D=1.3$). La vitesse radiale n'apporte pas d'informations supplémentaires et les fluctuations de vitesse ne suffisent pas à elles-seules à dégager des zones de probabilités d'allumage qu'elles gouverneraient.

Des liens partiels ont donc été mis en évidence entre les conditions locales au point de dépôt d'énergie et le résultat final d'allumage. Certaines zones présentent des contradictions avec la littérature.

L'hypothèse que nous mettons ainsi en avant est basée sur la nécessité d'appréhender la réussite ou l'échec de l'allumage avec un point de vue « Lagrangien ». Il est nécessaire de suivre l'historique du trajet du noyau de flamme afin de comprendre, en fonction du lieu de dépôt d'énergie dans l'écoulement, comment ce noyau s'est développé, s'il a été convecté par l'écoulement ou s'il a été rapidement étiré puis éteint.

Ce suivi lagrangien du trajet du noyau de flamme et de la phase d'expansion suivie de la stabilisation dans le brûleur a été réalisé à l'aide d'une caméra rapide, présentée dans le chapitre 4. Ces résultats vont ainsi nous permettre, en plus des probabilités de stabiliser une flamme, de fournir des scénarios tenant compte de l'historique moyen des essais d'allumage, afin d'expliquer les résultats présentés plus haut.

Nous nous proposons donc d'étudier à nouveau les 4 zones typiques de l'écoulement :

- La zone de recirculation centrale,
- La zone de cisaillement,
- La zone de recirculation de coins,
- Les jets swirlés.

6.2.3 Scénarios d'allumage, P-H18-0.75-Qm5.03.

La présentation des scénarios d'allumage est basée sur l'utilisation simultanée des conditions locales d'allumage (statistiques de la vitesse et de la concentration) et des enregistrements par caméra rapide de la propagation du noyau de flamme depuis l'initiation jusqu'à la stabilisation dans la chambre. Cette analyse est présentée pour les 4 zones caractéristiques de l'écoulement qui sont représentées sur la figure 61.

6.2.3.1 Etude de la zone de recirculation centrale (IRZ)

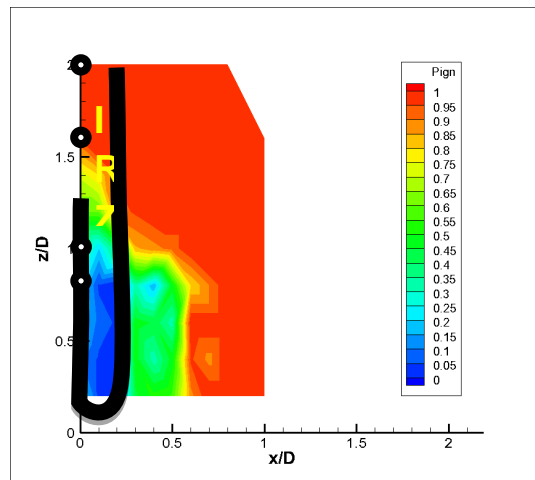


Figure 64 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. ● points d'allumage testés dans l'IRZ.

Dans l'IRZ, la figure 64 montre que plus le point d'allumage est situé haut dans la chambre de combustion plus la probabilité d'obtenir une flamme stabilisée est importante.

Nous pouvons donc émettre l'hypothèse que le temps de convection et le temps de développement du noyau de flamme peuvent piloter, au final, la probabilité de stabiliser une flamme lors de dépôt d'énergie dans la zone de recirculation centrale.

En effet, plus le noyau de flamme aura eu le temps de se développer, plus sa surface de flamme totale sera importante, ce qui lui permettra de vaincre des conditions de turbulence localement plus intenses, sans forcément aboutir à une extinction causée par des contraintes d'étirement trop fortes sur la surface de flamme.

Pour mettre en évidence cette hypothèse, nous nous intéresserons ainsi au temps mis, en moyenne, par le noyau de flamme créé dans la zone de recirculation centrale pour arriver au point d'arrêt.

Nous avons déterminé le temps de développement de la flamme en considérant un déplacement basé sur la vitesse moyenne locale entre le point d'allumage sur l'axe et la rencontre avec le point d'arrêt. Le temps de développement du noyau de flamme peut s'exprimer par:

$$t_{conv} = \frac{Z_{allumage} - Z_{arrêt}}{\frac{1}{(Z_{allumage} - Z_{arrêt})} \int_{Z_{arrêt}}^{Z_{allumage}} V(z) dz} \quad (\text{Eq. 29})$$

Où $V(z)$ est la vitesse moyenne sur l'axe z/D obtenue à partir des mesures par PIV.

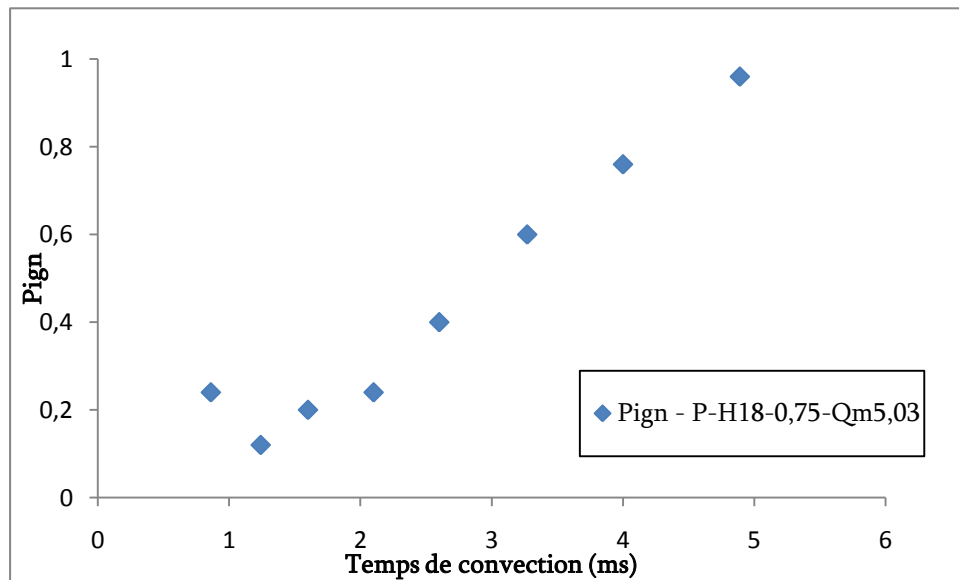


Figure 65 : Probabilité de stabiliser une flamme dans l'IRZ en fonction du temps de convection de la flamme (ms) sur l'axe $x/D=0.0$. P-H18-0.75-Qm5.03.

La figure 65 montre l'évolution de la probabilité de stabiliser une flamme en fonction de l'estimation du temps de convection du noyau suite à l'étincelle dans la zone de recirculation. On peut voir que l'évolution de la probabilité de stabiliser une flamme est linéaire et croissante avec les temps de convection. C'est-à-dire que nous vérifions ici l'hypothèse de la nécessité d'un temps suffisamment important de développement du noyau de flamme avant d'arriver au point d'arrêt, qui est la confrontation directe de la zone de recirculation centrale et du débit prémélangé issu de l'injecteur. On voit ainsi que pour des allumages très proches de l'injecteur, la probabilité d'aboutir à une flamme stabilisée est faible : inférieure à 20% pour $z/D < 1.0$. En revanche, à $z/D = 2.0$, la probabilité d'obtenir une flamme stabilisée est supérieure à 95%. De plus, loin de l'injecteur, les fluctuations de vitesses sont plus faibles en moyennes qu'à $z/D = 1.0$, limitant ainsi les contraintes d'étirement sur la surface de flamme du noyau.

Nous allons maintenant utiliser les acquisitions par caméra rapide afin d'illustrer au mieux la réussite d'allumage dans les zones à plus haute probabilité de stabilisation de flamme ($> 95\%$), c'est-à-dire pour $z/D > 1.6$.

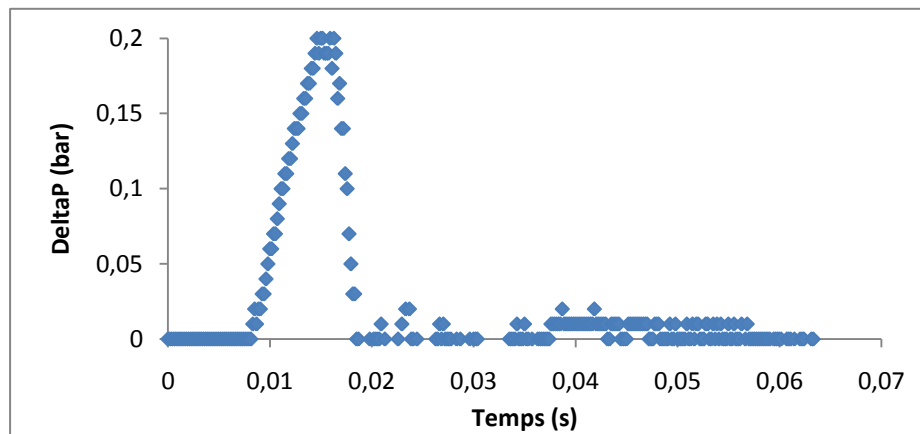
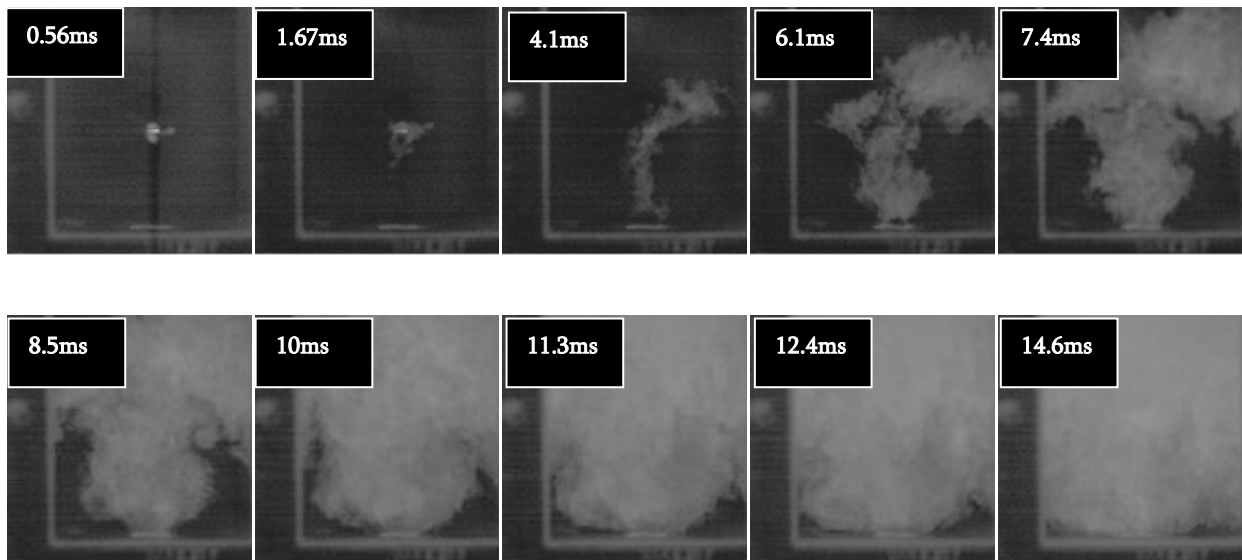


Figure 66 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=2.0\}$.

La figure 66 représente une séquence d'allumage réussie pour le cas P-H18-0.75-Qm5.03 au point $\{x/D=0.0 ; z/D=2.0\}$. Ce point se caractérise par une probabilité d'aboutir à une flamme stabilisée de 96%. Cet enregistrement montre que l'allumage de la chambre de combustion se fait bien par la propagation du noyau dans la direction axiale (i.e. vers le bas du brûleur) mais aussi dans la direction radiale (au niveau du point d'allumage) à $t=4.1\text{ms}$. Sur l'image suivante ($t=6.1\text{ms}$), on peut voir que le volume occupé par la flamme a fortement augmenté. Ceci se traduit sur le graphe de pression par le début de l'augmentation de pression due à l'intensification du dégagement de chaleur. La dernière image de la ligne du bas, 14.6ms suite à l'étincelle et caractérise le moment où survient le pic maximum de pression dans la chambre de combustion. C'est cette information qui nous servira à qualifier l'efficacité à stabiliser plus ou moins rapidement une flamme.

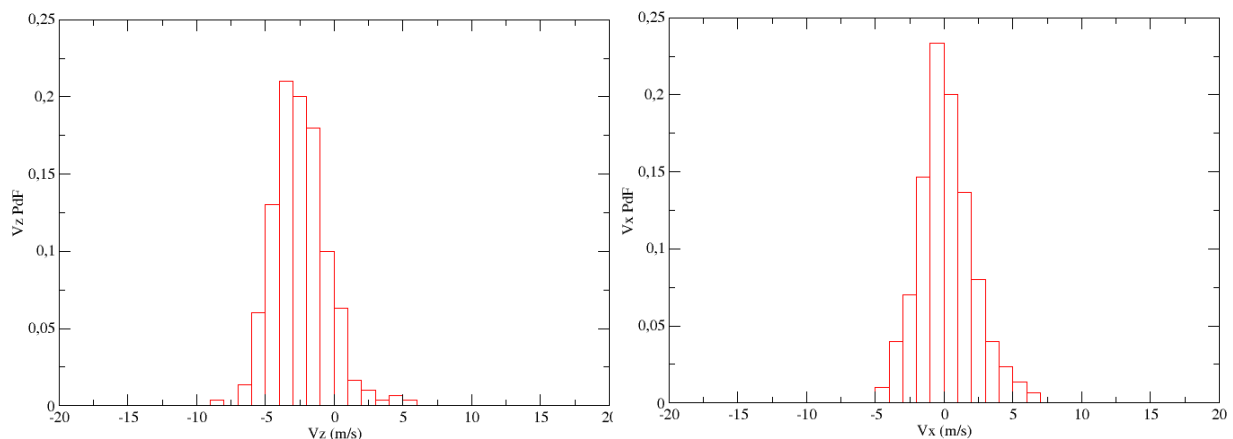


Figure 67 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=0.0$; $z/D=2.0$ }. A gauche : PDF de vitesse axiale V_z . A droite : PDF de vitesse radiale V_x .

Le scénario d'allumage le plus probable pour les points d'allumage à $z/D > 1.6$ peut être décrit de la façon suivante. Lors du dépôt d'énergie dans la chambre de combustion, le développement du noyau de flamme peut se faire rapidement étant donné le faible niveau de fluctuations de vitesses. D'autant plus que les vitesses radiales, centrées autour de 0 et peu élevées ne peuvent pas engendrer de trop fortes contraintes d'étirements sur la surface de flamme du noyau, comme le montrent les PDF de la figure 67. La PDF de la composante axiale de la vitesse est gaussienne, et centrée autour de la valeur de -2.5m/s et s'étend principalement entre -5m/s et $+1\text{m/s}$. Il s'agit donc de valeurs faibles puisque près de 80% des valeurs de vitesses axiales relevées en ce point sont comprises entre -3m/s et 0m/s . Ainsi, le noyau de flamme a ainsi le temps de se développer avant d'arriver au niveau de la zone des points d'arrêt, comme nous l'avions supposé. Mais la flamme se développe aussi en direction du haut de la chambre de combustion comme le montrent les images de la figure 66. Lorsque la flamme semble parvenir à s'accrocher près de l'injecteur elle peut se développer dans l'ensemble de la chambre de combustion et au final parvenir à se stabiliser.

En revanche, nous avons pu observer sur la figure 61 des probabilités d'arriver à stabiliser une flamme qui sont inférieures à celles obtenues pour $z/D > 1.6$. Les points d'allumage situés à $z/D=1.4$ et $z/D=1.6$ possèdent respectivement des probabilités d'aboutir à une flamme stabilisée de 40 et 60%. En prenant en compte les incertitudes de mesures, ces points sont d'un intérêt tout particulier puisqu'ils se singularisent par l'obtention presque une fois sur deux d'une flamme stabilisée et d'un raté d'allumage. L'analyse des PDF de composantes de vitesses et de séquences

d'allumage au point $\{x/D=0.0 ; z/D=1.6\}$ nous permettra de voir l'effet d'un des deux paramètres de vitesse et du trajet suivi par le noyau de flamme dans les premiers instants sur le taux d'échec et leur explication dans la zone de recirculation centrale.

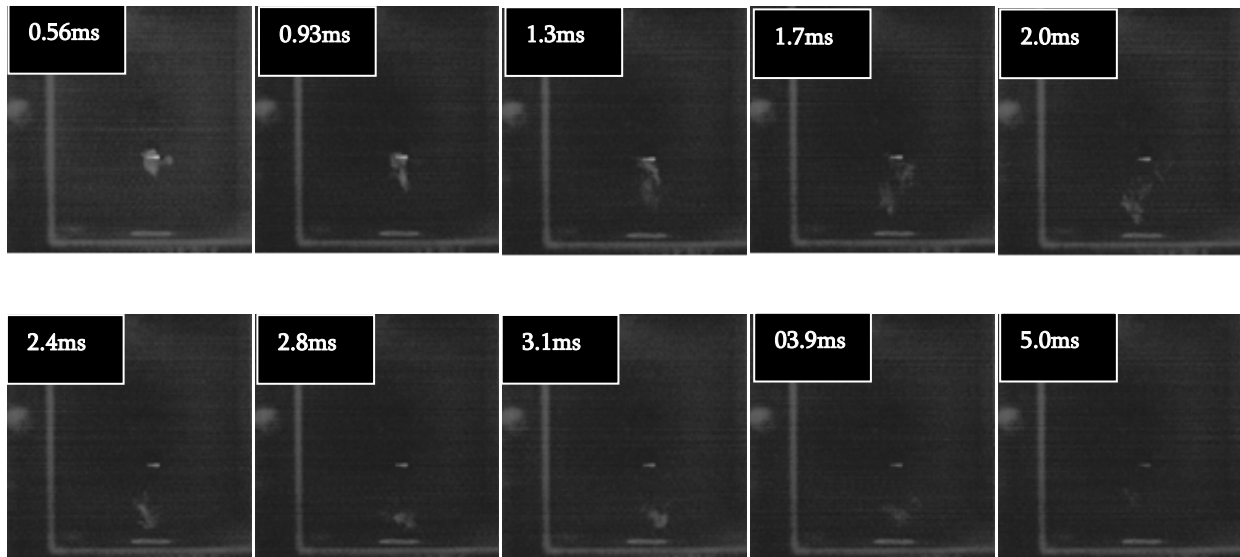


Figure 68 : Séquence d'un raté d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.6\}$.

La figure 68 présente une séquence d'un raté d'allumage représentatif des échecs à la hauteur $z/D=1.6$. On constate tout d'abord que le temps total de cet essai, jusqu'à l'extinction du noyau de flamme est de 5ms. Ensuite, on peut voir que le noyau de flamme se dirige vers le point d'arrêt. Il suit donc bien la direction moyenne constatée sur les résultats des mesures PIV. En revanche son déplacement est plus important que pour le point $\{x/D=0.0 ; z/D=2.0\}$. Après 1.67ms à $z/D=2.0$, le noyau de flamme était toujours situé autour de l'emplacement de l'étincelle alors que dans ce cas le noyau de flamme a déjà effectué environ la moitié de la distance qui le sépare de la zone des points d'arrêts. Avec des réglages de caméra identiques, on note aussi que l'intensité lumineuse émise par le noyau de flamme est moins importante, indiquant une faible intensité de combustion. La dernière image de la 1^{ère} ligne de la figure 68 montre l'état du noyau de flamme après 2ms. La zone de réaction est positionnée du point d'allumage, $z/D=1.6$ jusqu'à la base du point d'arrêt, proche de $z/D=0.1$. La seconde ligne de la figure 68 montre comment sont éteintes les faibles zones de réactions qui subsistaient. Les dernières zones de réactions tendant à disparaître sont celles situées le plus bas dans la chambre de combustion. Elles coïncident avec la zone de confrontation de l'IRZ et du jet de l'injecteur.

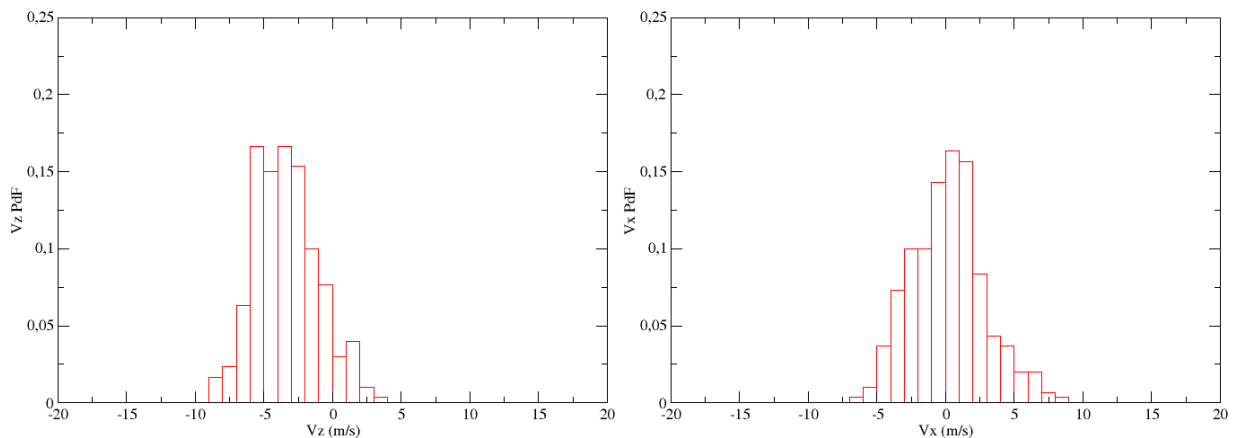


Figure 69 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.

La figure 69 présente la PDF de la composante axiale (gauche) et de la composante radiale (droite) de la vitesse au point $\{x/D=0.0 ; z/D=1.6\}$ du cas P-H18-0.75-Qm5.03. La PDF de vitesse axiale est centrée autour de -3m/s, ce qui est une valeur plus fortement négative qu'à $z/D=2.0$. On note aussi qu'il n'existe plus qu'une faible proportion de vitesses axiales positives dans cette distribution. La PDF de vitesse radiale est toujours centrée sur 0 mais une part légèrement plus importante des valeurs est négative, néanmoins cette tendance n'a pas été constatée sur les séquences d'allumage. L'effet de la vitesse axiale reste donc majoritaire sur le déplacement du noyau de flamme. Les PDF confirment ainsi la tendance observée sur les images. Le noyau de flamme est préférentiellement emporté en direction de l'injecteur et de la zone où existent les points d'arrêt. En nous reportant à notre hypothèse affirmant qu'il faut un temps de développement suffisamment important pour parvenir au final à stabiliser une flamme en allumant dans l'IRZ, ces observations la confirment. Les vitesses axiales sont plus fortement négatives et la distance entre le point d'allumage et la zone des points d'arrêt est plus faible. Le temps de développement du noyau, et donc sa surface totale de flamme a diminué par rapport à $z/D=2.0$; et on observe bien que la probabilité d'obtenir une flamme stabilisée est plus faible.

Nous venons de traiter du cas des échecs d'allumage lorsque l'on se rapproche de l'injecteur. Néanmoins, comme dit précédemment, $z/D=1.6$ se caractérise par une probabilité d'aboutir à une flamme stabilisée proche de 50%. Nous allons maintenant nous intéresser au déroulement représentatif des réussites d'allumage dans cette zone.

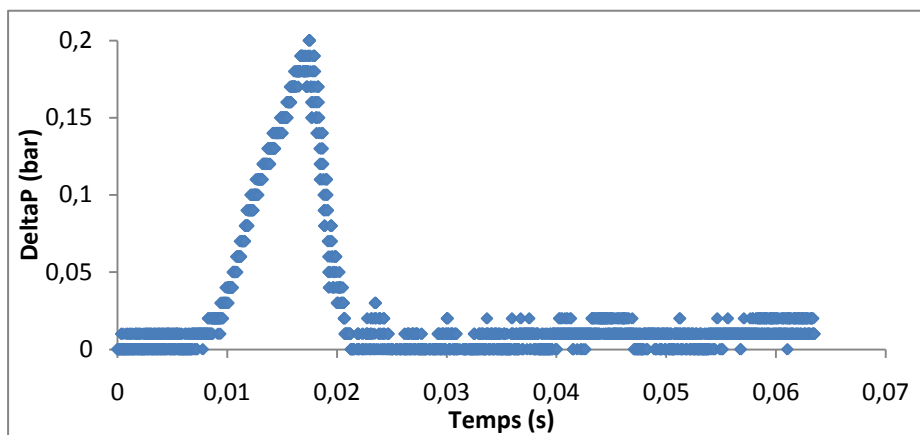
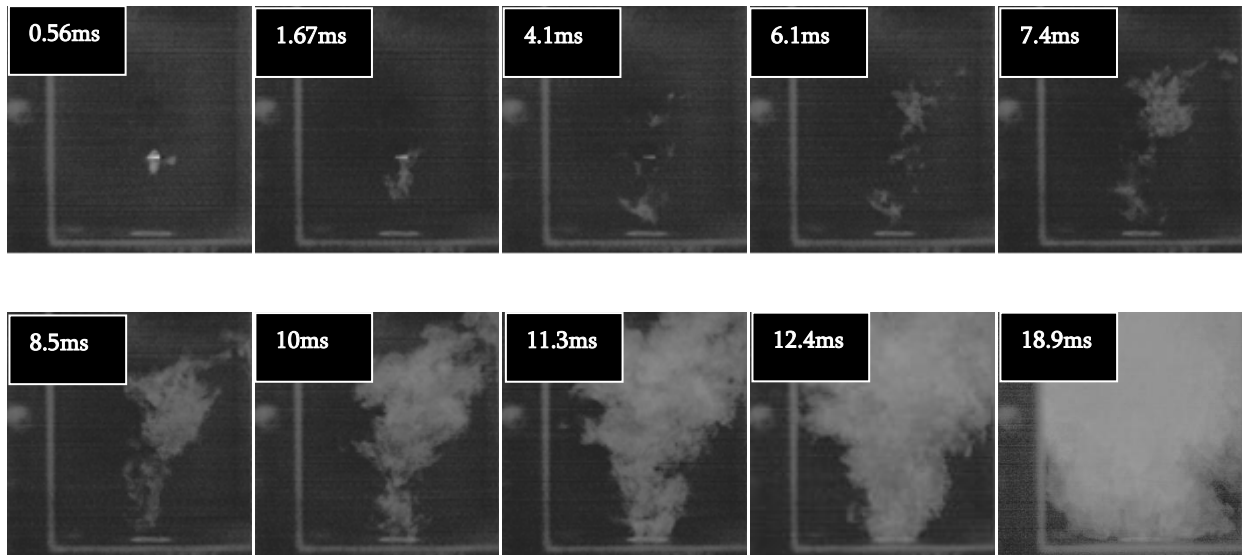


Figure 70: Séquence de réussite d’allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=0.0$; $z/D=1.6$ }.

La figure 70 représente une séquence représentative des réussites d’allumage au point $z/D=1.6$. La 3^{ème} image de la 1^{ère} ligne montre qu’après 4.1ms le noyau de flamme a déjà atteint la zone d’existence des points d’arrêt, confirmant le modèle que nous avons élaboré à l’aide de la figure 64. On constate aussi qu’à cet instant des zones de réactions, bien que faibles et apparemment éparses, existent aussi au-dessus de la hauteur $z/D=1.6$. Ces zones de réactions peuvent être issues du noyau de flamme étiré et éteint en partie en zone basse de la chambre, dont des paquets auraient été convecté ou issues des premiers instants suite au claquage. L’analyse de ces images permet de voir que ce sont ces dernières zones de réactions, les plus éloignées de l’injecteur, qui vont croître le plus rapidement et parvenir à accrocher plus fortement une flamme sur les bords de l’injecteur et/ou du swirler. Cette observation renforce l’hypothèse que nous avons formulée relative à la nécessité d’un temps de développement suffisamment long avant d’arriver à la rencontre des zones les plus fluctuantes et les plus contraignantes dans l’écoulement pour

permettre d'aboutir à la stabilisation d'une flamme. On note aussi que le pic de pression qui a lieu en coïncidence avec l'image se produit 18.9ms suite à l'étincelle. Cette valeur de 19ms est représentative du temps mis pour obtenir ce phénomène lors des réussites d'allumage à cette hauteur. On peut ainsi constater que l'allumage à ce point nécessite plus de temps qu'à $z/D=2.0$ pour que la flamme remplisse toute la chambre de combustion à la fin de sa phase d'expansion: 18.9ms contre 14.6ms.

En ce point, le scénario d'allumage le plus probable tend à montrer que le noyau de flamme est, dès l'apparition de l'étincelle, convecté en direction de l'injecteur. N'ayant pas eu le temps de se développer au cours de ce petit trajet, le noyau de flamme s'éteint dans la zone des points d'arrêt. Par contre, la réussite de l'allumage en ce point s'est caractérisée par l'existence de zones de réactions ayant remonté au-delà de la hauteur d'allumage. Tandis que les zones de réactions existantes près de l'injecteur commençaient à s'éteindre, comme sur les ratés d'allumage, les zones de réactions situées en haut du brûleur sont parvenues à se développer et s'accrocher sur la section de sortie du swirler.

En se basant sur notre modèle de temps de développement de flamme nous pouvons dire que les conditions locales instantanées jouent un rôle majeur dans la réussite ou l'échec d'un essai d'allumage, confortant ainsi notre approche Lagrangienne du suivi du noyau de flamme. Les échecs d'allumage à la hauteur $z/D=1.6$ ont bien montré qu'ils étaient associés à une arrivée trop précoce du noyau de flamme sur la zone des points d'arrêt : moins de 2ms après l'étincelle contre un temps de plus de 3ms dans notre modèle pour expliquer les réussites d'allumage. Les noyaux de flamme convectés trop rapidement, c'est-à-dire avec une vitesse trop importante, n'ont donc pas réussi à acquérir une surface de flamme totale suffisamment conséquente et le noyau de flamme se trouve rapidement éteint en raison des conditions locales fortement turbulentes.

Le dernier point d'allumage abordé dans l'étude de l'IRZ concernant les faibles probabilités d'aboutir à une flamme stabilisée. Ces points sont situés à partir de $z/D=1.0$ et vont jusqu'à la limite des mesures, à $z/D=0.6$, pour des valeurs comprises entre 25% et 0% de réussite d'allumage de la chambre de combustion.

Les ratés d'allumages ne présentent pas de différences dans leur déroulement. Les images sont qualitativement similaires à celles de la figure 68. En revanche, les réussites d'allumage suivent les trajectoires suivantes.

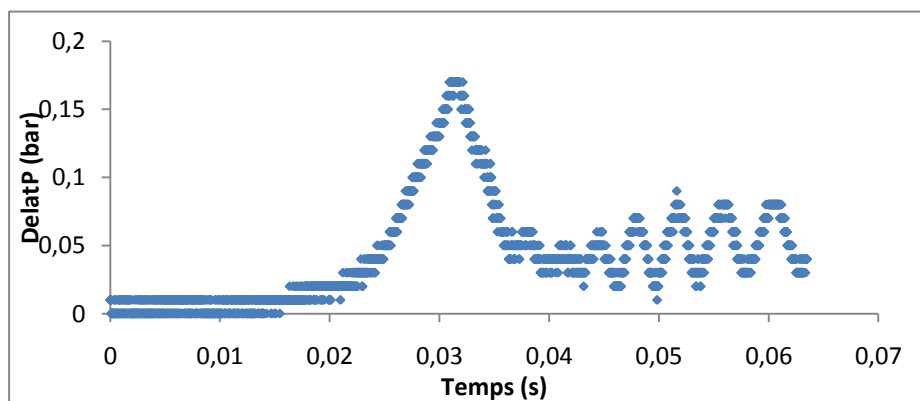
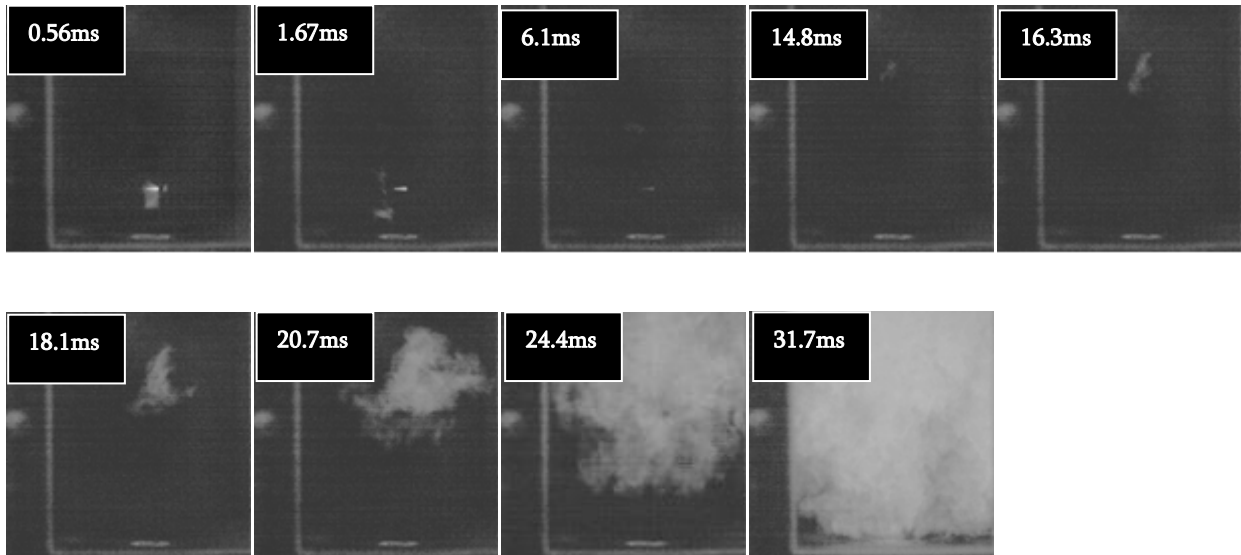


Figure 71 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=0.0$; $z/D=1.0$ }.

La figure 71 présente le premier type de trajet suivi par le noyau de flamme afin d'aboutir à une flamme stabilisée pour les hauteurs en dessous de $z/D=0.6$ et $z/D=1.0$. Dès l'apparition des premières zones de réactions, on peut voir que le noyau de flamme créé est convecté en direction de l'injecteur. La 3^{ème} image de la 1^{ère} ligne montre que les zones de réactions ont disparu près de l'injecteur. Seules subsistent des zones de réactions qui s'éloignent de l'injecteur et se dirige en haut de la zone de l'IRZ. Ce sont ces zones de réactions, qui entament leur développement où les conditions moyennes locales sont moins fluctuantes, qui vont permettre d'aboutir à la stabilisation d'une flamme dans le brûleur. On note que ce n'est qu'au bout de 31.7ms que le pic de pression

apparaît. Cet historique du trajet du noyau de flamme est le plus répandu sur l’ensemble des réussites d’allumage en-dessous de $z/D=1.0$.

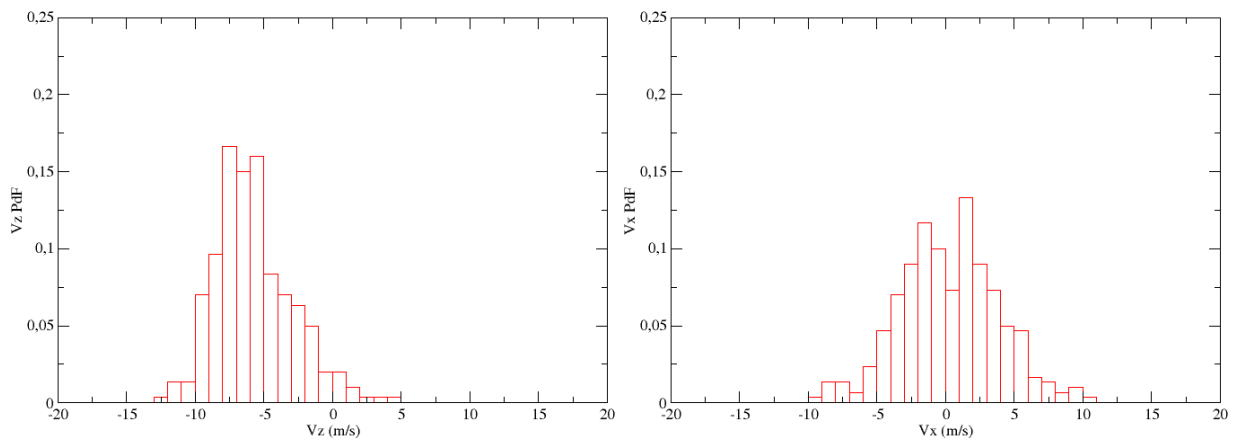


Figure 72 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.0\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.

Pour cet historique de trajectoire, le scénario le plus probable peut être décrit de la façon suivante. La proximité du point d’allumage avec l’injecteur ne permet pas au noyau de flamme de suffisamment se développer avant l’arrivée sur la zone des points d’arrêt en raison de vitesses dans la zone de recirculation centrale trop fortes. Ceci est statistiquement confirmé par la figure 72. La PDF de la vitesse axiale est centrée autour de -7.5m/s environ. Compte tenu de cette vitesse moyenne, et de la faible distance à l’injecteur, le noyau de flamme créé a peu de chances de survivre. La majeure partie des essais d’allumage aboutissent à l’extinction totale du noyau de flamme. Quelques essais peuvent aboutir à stabiliser une flamme dans la chambre de combustion si des zones de réactions parviennent être convectées, grâce aux jets swirlés, suffisamment haut afin de retrouver des conditions moins turbulentes et moins fluctuantes.

Certaines réussites d’allumage ont néanmoins eut un historique de trajectoire du noyau de flamme complètement différent. Bien que non majoritaires, ceux-ci ont été observés à plusieurs reprises à $z/D < 1.0$.

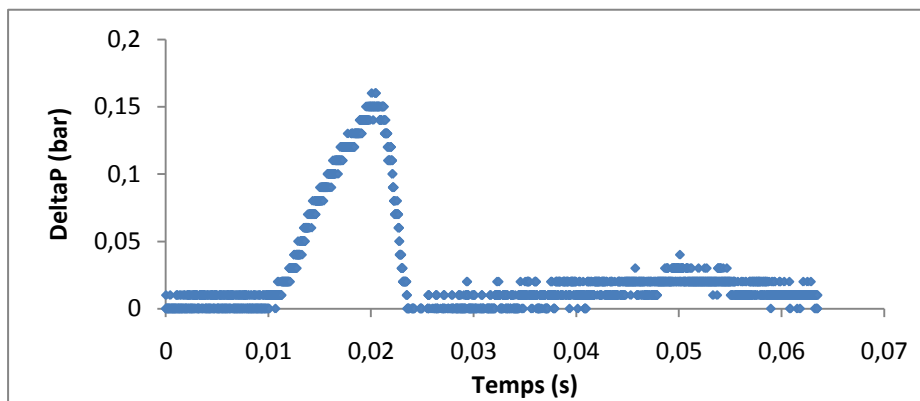
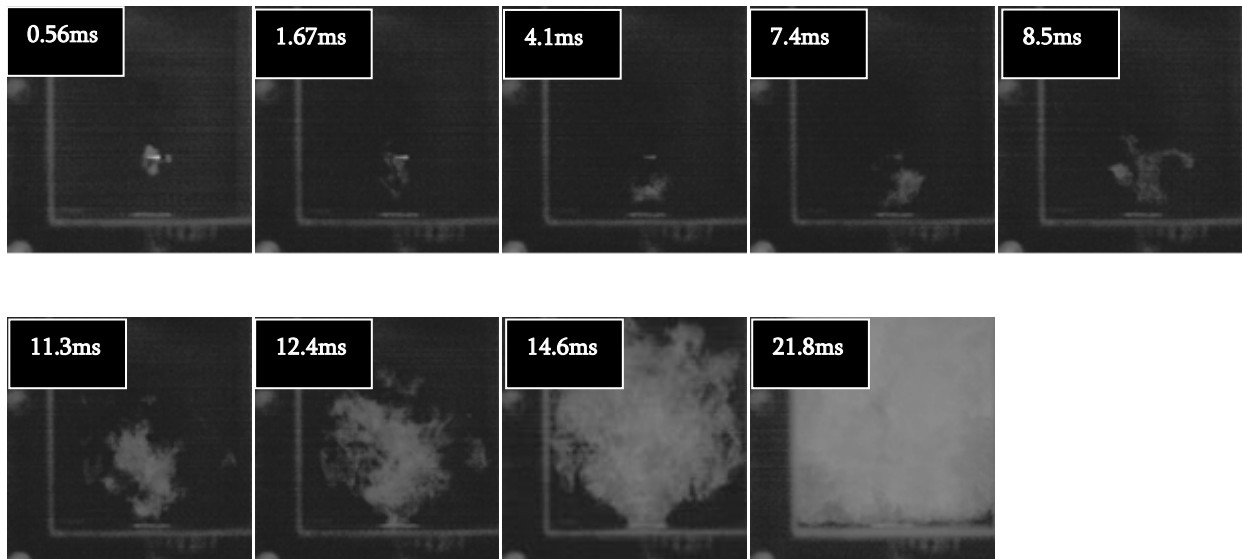


Figure 73 : Séquence de réussite d'allumage, 2^{de} trajectoire. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=0.0$; $z/D=1.0$ }.

La figure 73 représente la seconde trajectoire possible, bien que moins fréquente, qui permet de stabiliser une flamme pour des essais d'allumage situés à $z/D < 1.0$. La 1^{ère} ligne montre que le noyau de flamme est rapidement emporté en direction de l'injecteur et arrive près de la zone des points d'arrêt après 2ms environ. On peut ensuite constater que les zones de réaction s'accroissent à l'intérieur de l'IRZ. La seconde ligne confirme la réussite d'allumage et de développement du noyau de la flamme depuis l'IRZ. Cette zone peut donc néanmoins, dans notre cas, présenter des conditions favorables à la réussite d'essais d'allumage. On note que le pic de pression apparaît au bout de 21.8ms. Il s'agit d'un temps de 10ms inférieur aux cas de réussite d'allumage décrits dans la figure 71 mais néanmoins supérieur de 3ms aux cas à $z/D=1.6$, confirmant ainsi la tendance à augmenter le délai avant l'arrivée du pic de pression plus on se rapproche de l'injecteur pour déposer l'énergie.

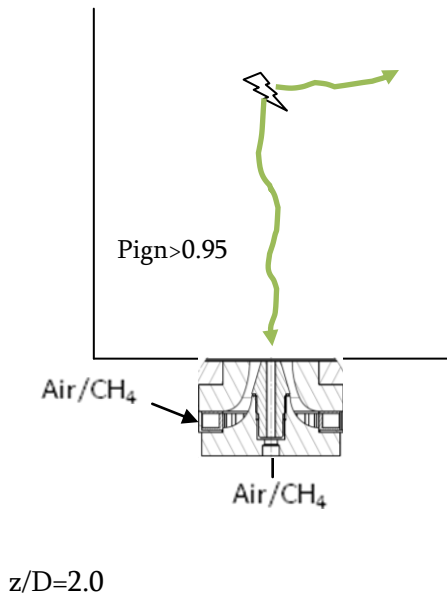
Il est donc nécessaire d'apporter une indication supplémentaire au scénario d'allumage pour les basses probabilités d'allumage, en indiquant la possibilité, bien que faible, de rencontrer

des conditions favorables au développement du noyau de flamme à l'intérieur de l'IRZ sans aboutir à un échec d'allumage.

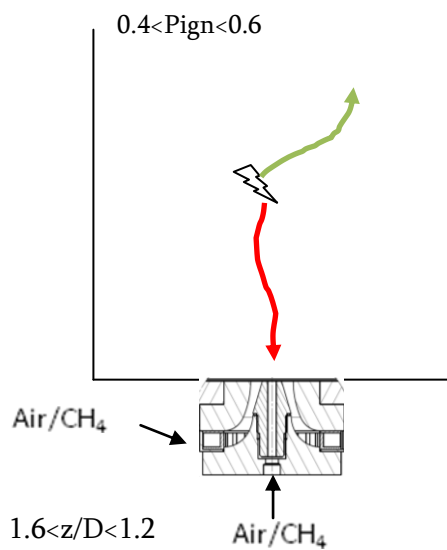
L'étude détaillée de réussites et d'échecs d'allumages dans l'IRZ a permis d'appuyer l'hypothèse de notre modèle basé sur la corrélation entre la probabilité de réussir un allumage et le temps de développement du noyau de flamme. L'utilisation des PDF des vitesses axiales et radiales, ainsi que les acquisitions par caméra rapide ont permis de mettre en place une méthodologie d'analyse Lagrangienne du trajet du noyau de flamme afin de déterminer des scénarios d'allumage à l'intérieur de l'IRZ. Les conclusions relatives à l'IRZ permettent de voir que les allumages réalisés le plus loin de l'injecteur aboutissent à augmenter la réussite d'allumage. L'importance du temps de développement du noyau de flamme, et donc directement de sa surface totale de flamme étant en régime prémélangé, a été mis en évidence à travers cette étude dans l'IRZ. Plus le temps de développement de la flamme est important avant la rencontre avec la zone des points d'arrêt de l'écoulement, et plus la probabilité de réussite de l'essai d'allumage augmente. Les zones proches de l'injecteur, donc où les valeurs des fluctuations de vitesses sont élevées ne permettent pas d'arriver à des taux élevés de réussite d'allumage dans l'IRZ.

Synthèses sur les scénarios d'allumage dans l'IRZ :

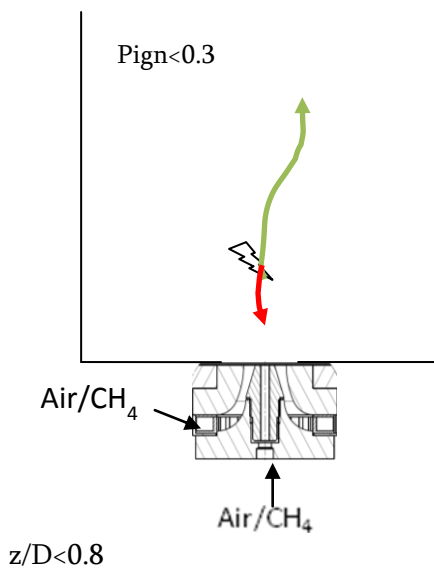
La figure 74 présente de façon schématique et simplifiée le trajet du noyau de flamme avant le début de la phase d'expansion de la flamme dans le brûleur où au moment de son extinction. Le code couleur employé répond à la logique suivante : en vert sont représentées les trajectoires de convection du noyau de flamme ayant abouti aux réussites d'allumage. En rouge celles qui ont mené aux extinctions. Ce code couleur sera repris sur l'ensemble des représentations schématiques de ce type au travers des différents points de dépôt et des conditions de mesures étudiées.



Les conditions locales moyennes en ce point sont peu fluctuantes et la vitesse faible. Juste après le dépôt d'énergie le noyau peut facilement se développer et occuper une zone vaste dans le haut de la chambre de combustion. Lorsque les zones de réactions arrivent à s'accrocher sur l'injecteur les CRZ sont déjà remplies par des gaz de combustion. La réussite d'allumage est supérieure à 95% grâce à un temps de développement suffisamment élevé entre le moment du dépôt d'énergie et celui où les premières zones de réaction arrivent vers les points d'arrêt de l'écoulement.



Ce point est situé plus bas que précédemment. Le temps de développement du noyau entre le dépôt d'énergie et l'arrivée sur les points d'arrêt est donc plus court. Les zones de réaction sont en moyennes moins nombreuses, réduisant ainsi la surface totale de flamme à l'approche de l'injecteur. Les fortes contraintes de turbulence de cet endroit de l'écoulement parviennent plus facilement à éteindre le noyau de flamme que précédemment. Le taux de réussite d'allumage chute entre 40% et 60%.



Ce point conclut notre étude de l'IRZ. Il se situe proche de l'injecteur. Le temps alloué au noyau de flamme pour se développer est bien plus court que dans les deux cas précédents. Le même raisonnement est mené que pour le point ci-dessus. Naturellement, le taux de réussite d'allumage chute à moins de 30%.

Figure 74 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme pour plusieurs hauteurs d'allumage dans l'IRZ. P-H18-0.75-Qm5.03.

6.2.3.2 Etude de la zone de recirculation de coins (CRZ)

La seconde zone d'intérêt dans notre écoulement est la zone de recirculation de coins, où tous les essais aboutissent à stabiliser une flamme. Elle se situe dans les deux coins inférieurs de la chambre de combustion. Le point d'allumage choisi se situe à $\{x/D=1.0 ; z/D=0.6\}$.

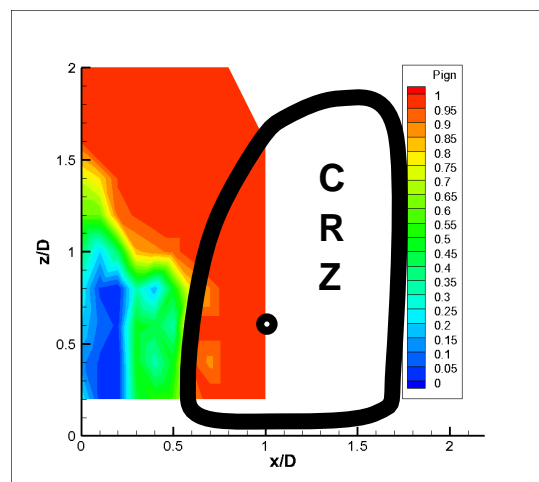


Figure 75 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. ●points d'allumage testés dans la CRZ.

Un rappel des statistiques d’allumage mesurées dans la CRZ est rappelé ci-dessus et le point étudié est marqué d’un rond noir.

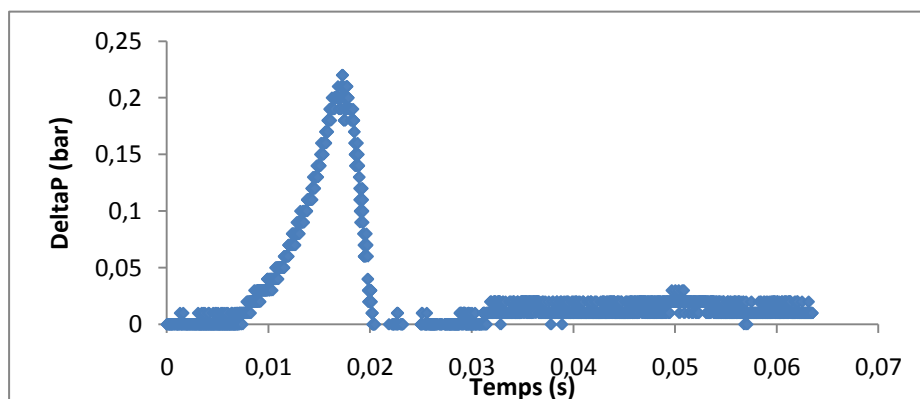
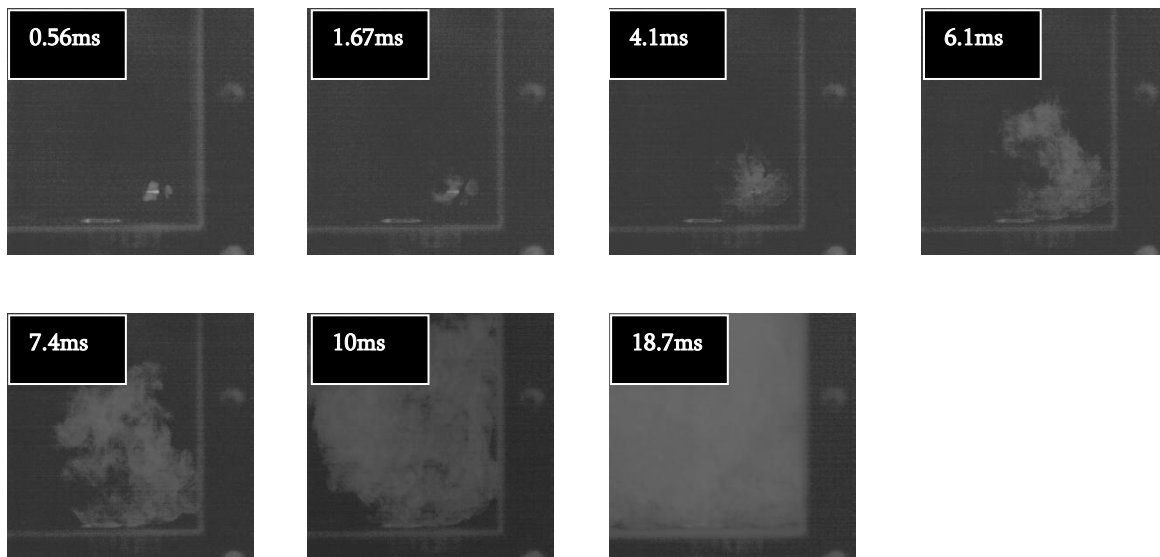


Figure 76 : Séquence de réussite d’allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=1.0$; $z/D=0.6$ }.

La figure 76 représente le déroulement représentatif des essais d’allumage au point étudié de la CRZ.

Le point d’allumage en question se situe dans une zone où les fluctuations de vitesse sont faibles ainsi que les composantes de la vitesse moyenne (figure 61). Les fluctuations de vitesse n’excèdent pas 4m/s, ce qui correspond au tiers de la valeur maximale. La vitesse moyenne est de 3m/s, ce qui représente 1/7 de la vitesse maximale moyenne. On peut voir sur la figure 76 que la croissance du noyau de flamme est plus rapide par rapport à l’ensemble des cas étudiés jusqu’à présent. Au bout de 4.1ms le noyau occupe une grande partie de la CRZ. Les zones de réactions atteignent rapidement les bords du swirler (après 6.1ms) tandis que d’autres zones de réactions

s’étendent vers le haut de la CRZ et de l’IRZ. Le pic de pression se produit au bout de 18.7ms, ce qui correspond au temps le plus rapide observé pour le moment. Le processus d’allumage en d’autres points de la CRZ présente également la même évolution étant donnée les conditions aérodynamiques locales de cette zone de l’écoulement.

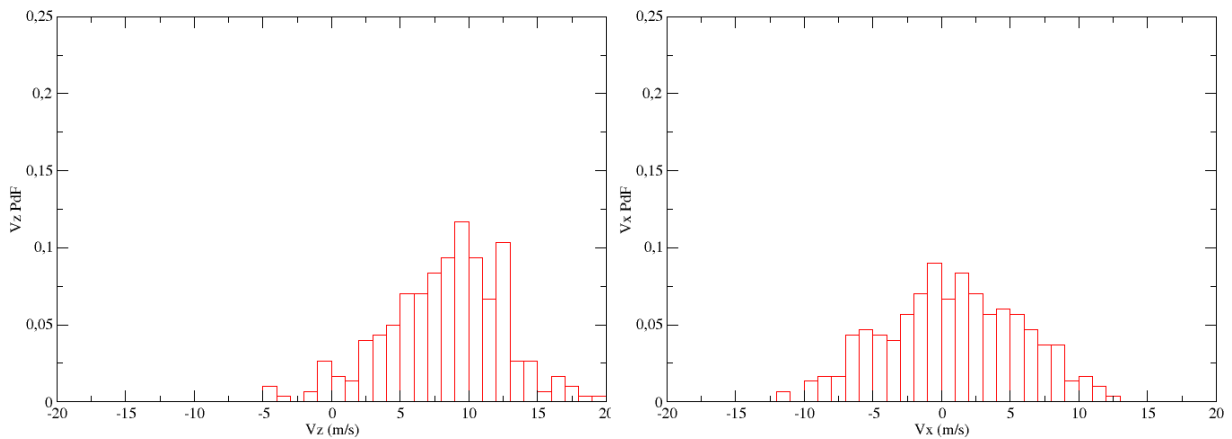
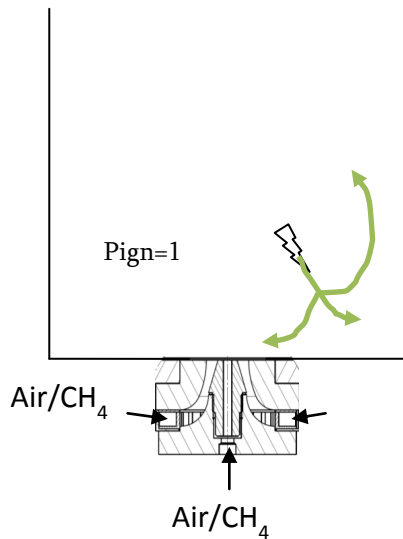


Figure 77 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. {x/D=1.0 ; z/D=0.6}. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.

Il est donc possible d’établir un scénario d’allumage pour la CRZ. Dès l’étincelle, les premières zones de réactions peuvent se développer et s’étendre dans la CRZ en raison de conditions aérodynamiques non contraignantes : la distribution des vitesses axiales est très majoritairement positive comme le montre la figure 77, ce qui va dans le sens de l’expansion du noyau de flamme vers le haut de la CRZ. La distribution de la vitesse radiale est centrée autour de 0m/s et ne donne pas d’informations supplémentaires quant à une éventuelle direction privilégiée horizontalement dans le brûleur. La flamme croit rapidement et peut s’accrocher à la sortie du swirler. L’expansion de la flamme n’est alors plus freinée et le pic de pression dans la chambre de combustion apparait très rapidement après moins de 20ms.



Le noyau a la possibilité de rapidement croître et de se développer dans la chambre de combustion avant d'atteindre l'injecteur. Cette condition semble se répéter pour permettre une réussite d'allumage, comme nous l'avons observé pour les essais réussis dans l'IRZ et la zone de cisaillement maximum.

Figure 78 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la CRZ. P-H18-0.75-Qm5.03.

6.2.3.3 Etude de la zone de cisaillement

La zone de cisaillement est localisée entre l'IRZ et les jets swirlés ; en moyenne dans la zone de l'écoulement à contre-courant entre l'IRZ et les jets swirlés. En effet, les jets swirlés présentent les vitesses instantanées et moyennes les plus élevées dans la partie positive, et l'IRZ possède les valeurs négatives les plus fortes dans les écoulements swirlés.

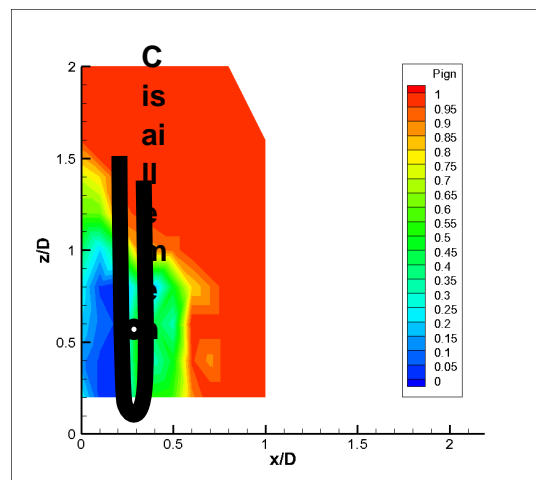


Figure 79 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. ● points d'allumage testés dans la zone de cisaillement.

Nous avons décidé de choisir le point situé à $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$ pour réaliser les images de chronologie d'allumage de cette zone. La probabilité d'allumer en ce point, en en général dans cette zone, et d'obtenir une flamme stabilisée est de 35%. Le point choisi est marqué sur le rappel des statistiques d'allumage, ci-dessus, d'un rond noir. On peut donc qualifier cette zone d'allumage comme peu sûre en termes de probabilités d'allumage. L'étude qui va suivre va permettre de comprendre en quoi cette zone ne permet pas d'assurer un taux élevé de réussite d'allumage.

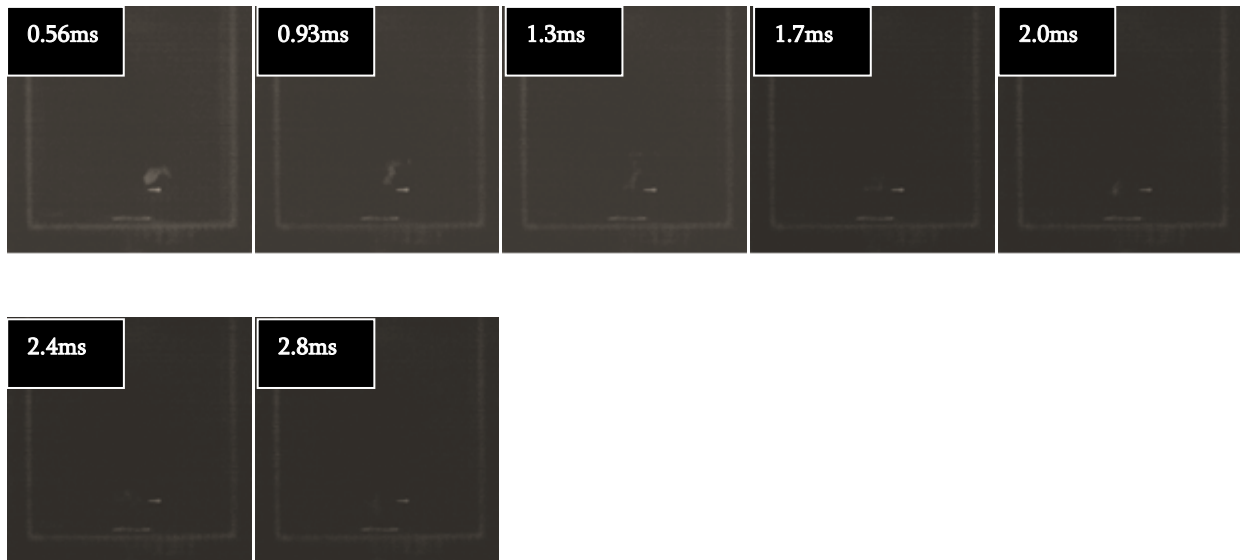


Figure 80 : Séquence de raté d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$.

La figure 80 présente la forme typique des échecs d'allumage au point $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$ qui est représentatif des allumages dans la zone de cisaillement. L'évolution du noyau de flamme a toujours été la même lors des échecs d'allumage. Le noyau de flamme est très rapidement convecté en direction de l'IRZ et se retrouve dans l'axe du brûleur quasiment 1ms après l'apparition de l'étincelle. S'ensuit une diminution très rapide de la taille des zones de réaction pour finalement aboutir à l'extinction complète du noyau de flamme. On note à nouveau que ce temps total avant extinction est très court, de l'ordre de 3ms, ce qui est en accord avec les temps observés pour les échecs à des hauteurs à peu près similaires dans l'IRZ.

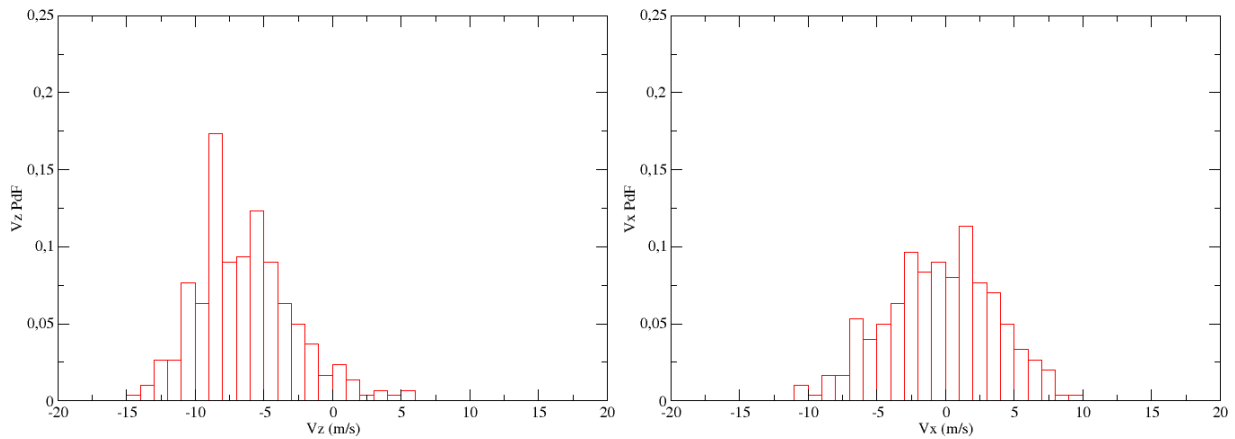


Figure 81: PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.

Le scénario d'échec des allumages dans la zone de cisaillement se rapproche de celui avancé pour les échecs à faible probabilité de stabilisation dans l'IRZ. Les conditions de vitesse locales au point d'allumage pilotent entièrement l'échec dans cette zone, comme le montre la figure 81. La PDF de vitesse axiale est en très grande majorité composée de vitesses négatives. On voit ainsi très bien la tendance répétée lors des essais d'allumage qui montrait un noyau de flamme emporté en direction de l'injecteur. Si le noyau se trouve convecté en direction de l'IRZ alors le résultat final sera un raté d'allumage. Il est possible de reprendre les explications avancées dans la section précédente pour les essais à faible hauteur : si le noyau de flamme n'a pas suffisamment eu de temps pour se développer avant d'entrer dans la zone limite entre l'IRZ et le jet de l'injecteur, alors les chances d'allumer sont quasiment nulles en raison des contraintes trop importantes appliquées à la surface de flamme du noyau, entraînant de nombreuses extinction locales, menant elles-mêmes à une extinction totale du noyau de flamme.

Intéressons-nous maintenant au processus qui a mené systématiquement à la réussite des essais d'allumage dans la zone de cisaillement.

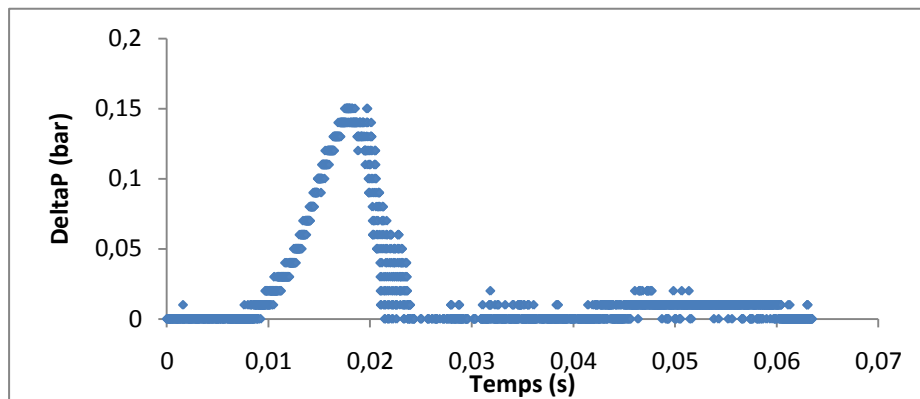
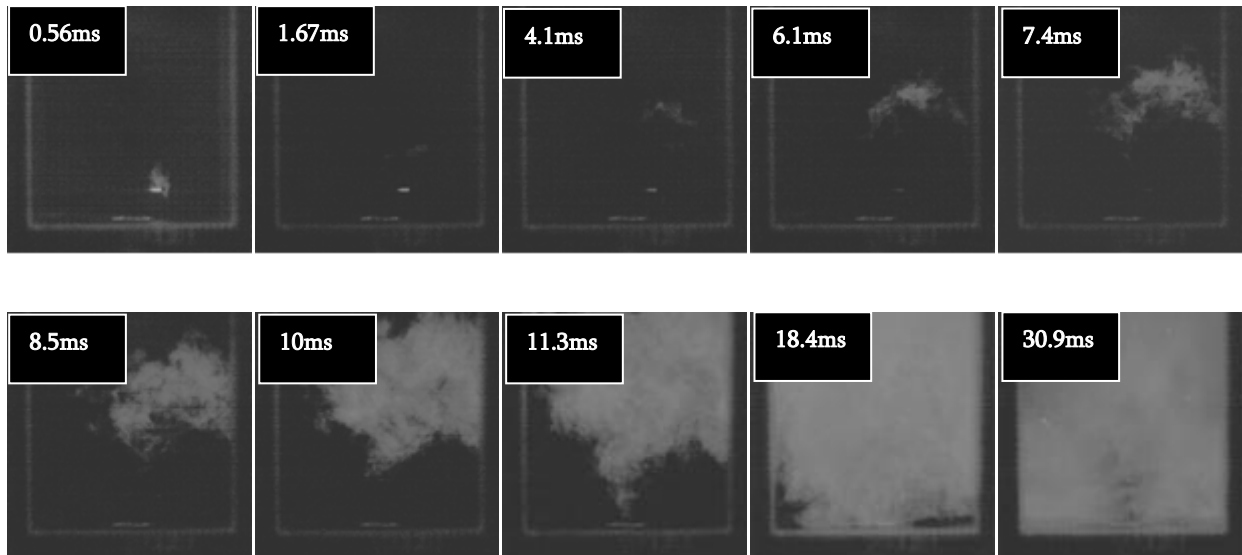
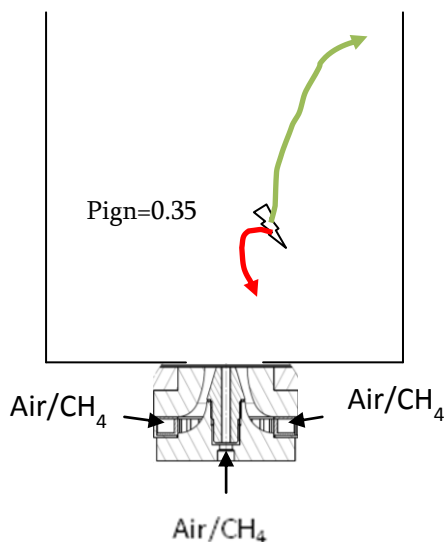


Figure 82 : Séquence de réussite d’allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$.

La figure 82 présente l’évolution représentative des essais d’allumage réussis au point $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$. On peut voir que la grande différence qui apparaît par rapport à la figure 80 réside dans le trajet du noyau de flamme lors de ses premiers instants d’existence. En effet, celui-ci ne se dirige pas en direction de l’injecteur mais il est déplacé vers la CRZ de droite de la chambre de combustion. Après 6.1ms des zones de réactions apparaissent sur une demi-largeur de la chambre de combustion et au bout de 11.3ms les zones de réactions ont atteint la zone proche de l’injecteur et du swirler. La flamme occupe tout le volume de la chambre de combustion et le pic de pression apparaît après 18.4ms. Les réussites d’allumage en ce point sont très similaires à celles observées pour les hauteurs entre $z/D=0.6$ et $z/D=1.0$ de l’IRZ (figure 74): le noyau de flamme s’éloigne de l’injecteur, pourtant proche, et commence à se développer entre le haut de l’IRZ et le haut de la CRZ. Les PDF de la figure 81 permettent de voir qu’il est possible dans la zone proche de l’étincelle de trouver des conditions de vitesses favorables à une convection du noyau de

flamme vers le haut de la chambre de combustion, permettant d'aboutir à la stabilisation d'une flamme.

Le scénario des réussites d'allumage est conditionné, pour la zone de cisaillement, à l'obtention de conditions locales, lors du dépôt d'énergie, donnant la possibilité au noyau de flamme de s'éloigner de l'IRZ. On note que cette tendance avait déjà été constatée dans l'IRZ pour des hauteurs inférieures à $z/D=1.0$ afin d'aboutir à une flamme stable dans le brûleur. La faible taille de la zone de cisaillement semble rendre les essais d'allumage à l'intérieur de celle-ci fortement dépendant des conditions proche du point d'allumage, permettant ou non au noyau de dépendre de l'IRZ ou du jet swirlé.



Ce point se situe dans la zone de cisaillement maximum et sa proximité avec l'IRZ se fait sentir sur les résultats d'allumage. Les échecs se déroulent de manière similaire à ceux de la même hauteur dans l'IRZ : lorsque le noyau atteint trop tôt dans son développement la zone proche de l'injecteur conduit à un fort taux de raté d'allumage. Seuls 30% des essais ont abouti à une réussite d'allumage car le noyau se trouvait convecté en direction du haut de la CRZ par le jet swirlé.

Figure 83 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la zone de cisaillement. P-H18-0.75-Qm5.03.

6.2.3.4 Etude de l'allumage dans les jets swirlés

La dernière zone d'intérêt dans l'étude de la localisation de points d'allumage se situe au cœur des jets swirlés. D'après la figure 84, ceux-ci s'étendent au moins jusqu'à la hauteur $z/D=2.0$, entre $x/D=0.4$ et $x/D=1.0$. La figure 62 montre aussi qu'il existe de grandes différences de conditions moyennes locales entre les extrémités de ces jets, comprises entre 20m/s en bas des jets jusqu'à 8m/s en haut du champ 2D de vitesse moyenne. Les composantes des fluctuations de vitesse ne sont pas autant dispersées à l'intérieur de ces jets, leurs valeurs étant comprises entre 4 et 8m/s.

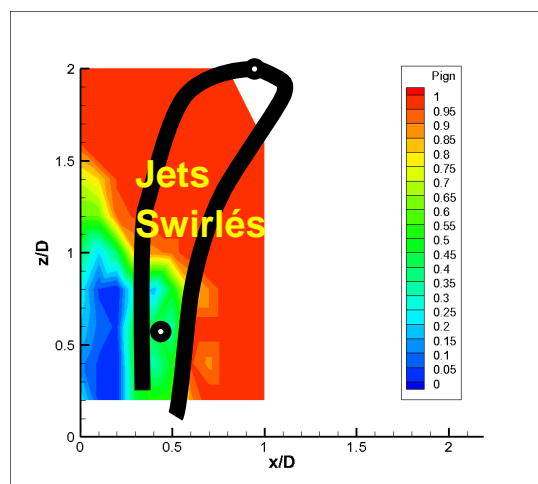
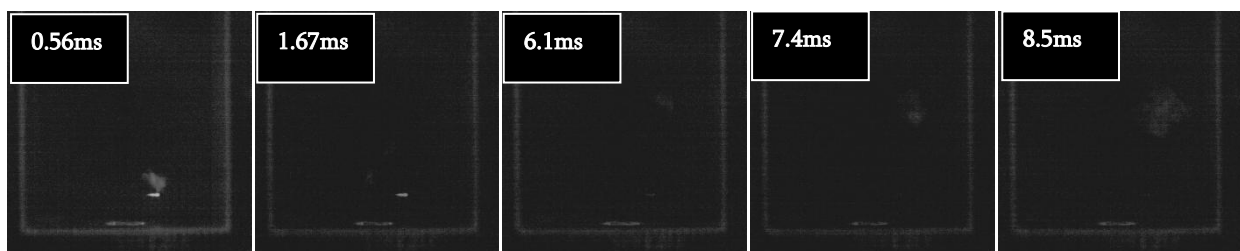


Figure 84 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. ●points d'allumage testés dans la zone de cisaillement

Nous avons donc choisi d'étudier l'allumage en deux points à l'intérieur de cette zone. Le premier se situe en bas du brûleur, aux coordonnées $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$, le second aux coordonnées $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$. La figure 84 montre que le premier point est caractérisé par une probabilité de stabiliser une flamme de 35% contre 100% pour le second.



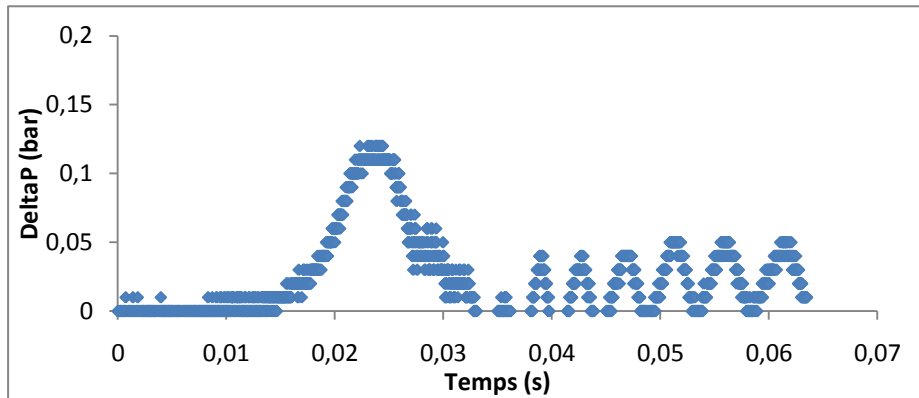
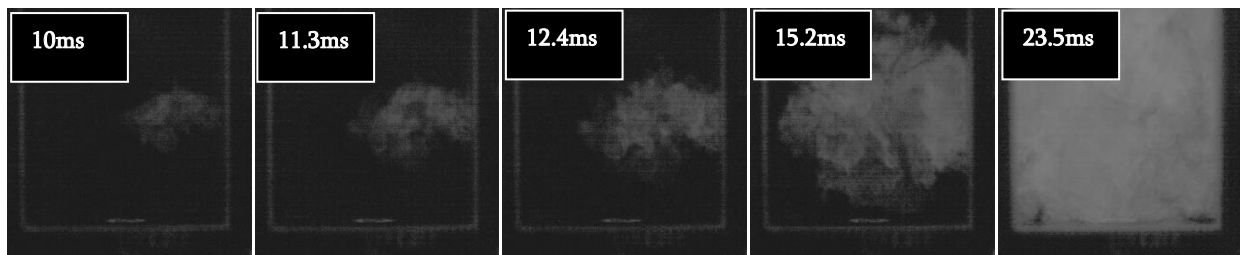


Figure 85 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$.

La figure 85 montre de façon représentative le déroulement d'une réussite d'allumage au point $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$. On peut voir que le noyau de flamme est fortement perturbé dans son développement initial jusqu'à 7.4ms. A ce moment, le noyau de flamme a été convecté vers le haut du brûleur, dans une zone proche du haut de la CRZ. Comme nous l'avons vu précédemment et à plusieurs reprises pour différents points d'allumage, un noyau de flamme situé dans cette de l'écoulement possède de fortes chances d'aboutir à une flamme stabilisée. La suite des images le montre et le pic de pression survient après 23.5ms. Il s'agit d'une efficacité moyenne puisque plusieurs points d'allumage ont présenté un temps d'arrivée du pic inférieur à ce cas. Ce déroulement n'a pourtant lieu que dans 35% des essais effectués, il s'agit donc d'un taux assez moyen de réussite d'allumage.

Nous nous attardons quelque peu sur les fluctuations de la pression, enregistrées lors de ces essais. Ces fluctuations apparaissent après le pic de pression, lorsqu'une partie des gaz de combustion sont évacués hors du brûleur. Ces fluctuations indiquent que la flamme auto-entretenu est dans un état instable. Le dégagement de chaleur présente très probablement de fortes variations. Pour une même condition de richesse et d'aérodynamique, nous observons que l'état de stabilité de flamme une fois arrivée à son stade auto-entretenu peut être variable. Une

étude de l’interaction des zones de réactions avec la dynamique de l’écoulement au cours des essais d’allumage permettra sans doute d’apporter des informations expliquant cette observation.

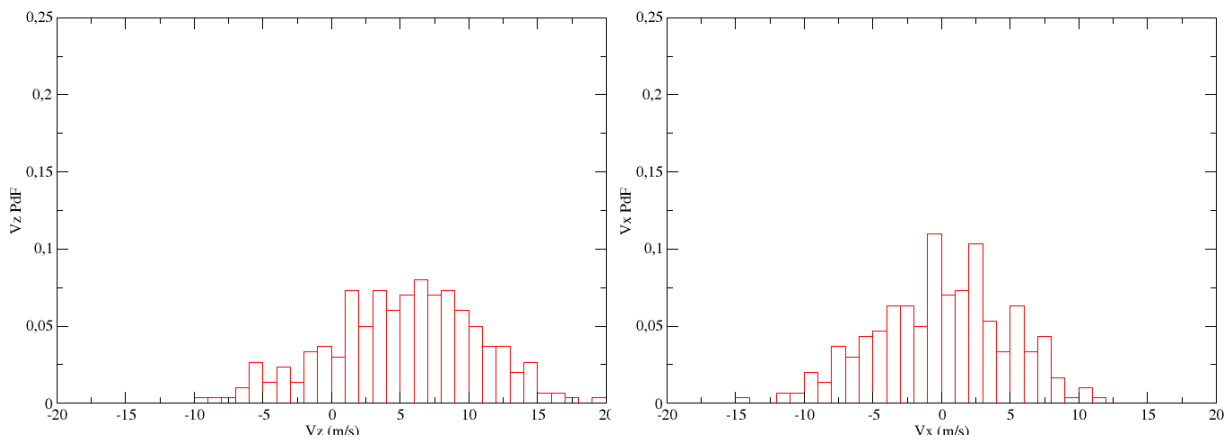


Figure 86 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.

Nous ne présentons pas de séquence de raté d’allumage en ce point. L’ensemble des essais ayant abouti à l’extinction totale du noyau de flamme l’ont été lorsque celui-ci a été emporté rapidement en direction de l’IRZ ou dissipé très rapidement après l’étincelle.

Le scénario d’allumage en ce point semble à la fois dicté par l’orientation de la trajectoire initiale du noyau de flamme mais aussi par l’intensité de la vitesse lors du dépôt d’énergie. La hauteur d’allumage étant basse dans le brûleur, si le noyau de flamme est emporté en direction de l’IRZ l’essai aboutira à un raté d’allumage, comme nous l’avons vu pour plusieurs points étudiés précédemment. La PDF de la vitesse axiale permet de voir que le point se situe majoritairement à l’intérieur des jets swirlés : la proportion de vitesses négatives y est faible, de l’ordre de moins de 20%, comme le montre la figure 86. Il serait alors possible de supposer que le taux de réussite devrait être plus élevé que 35%, étant donné que la PDF de vitesse axiale est centrée autour de 0m/s, n’indiquant donc pas plus que le noyau puisse être déplacé préférentiellement vers l’IRZ ou la CRZ. L’hypothèse que nous formulons pour expliquer ce taux de 35% vient de l’énergie que nous déposons dans le mélange. Malgré des fluctuations de vitesse restreintes, la vitesse moyenne est élevée, et la figure 62 montre que les gradients de vitesse axiale sont élevés de part et d’autre de ce point de l’écoulement. Lorsque la vitesse instantanée permet de porter le noyau de flamme créé

sans engendrer trop d’extinctions locales en direction d’une CRZ, alors celui-ci se retrouve dans des conditions favorables à un développement pour aboutir à une réussite d’allumage.

Le second point d’étude des jets swirlés est localisé à $\{x/D=1.0, z/D=2.0\}$ et possède un taux de réussite d’allumage de 100%.

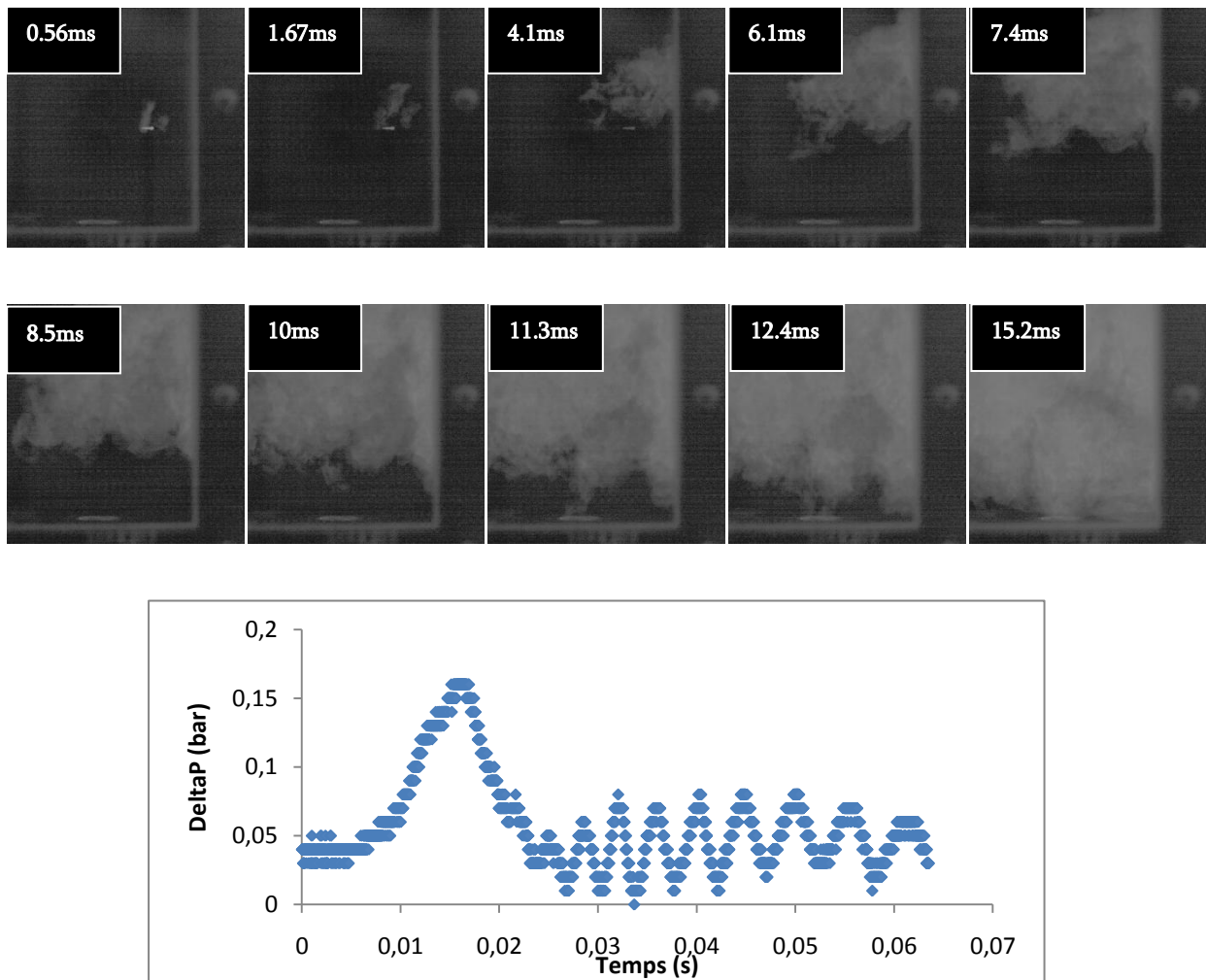


Figure 87 : Séquence de réussite d’allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$.

La figure 87 présente le déroulement représentatif des essais d’allumage au point $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$. Le point se situe proche de la CRZ, dans des conditions moyennes peu fluctuantes (7m/s de fluctuations absolues) et dans une zone où la vitesse moyenne est peu élevée (8m/s). Ces conditions réunies se traduisent par un développement très rapide du noyau de flamme. Dès 4.1ms celui-ci a atteint les parois et la mi-largeur de la chambre de combustion. La flamme s’étend préférentiellement dans le haut de la chambre de combustion avant d’arriver près des sections de

sortie du swirler et de l’injecteur. Le pic de pression survient au bout de 15.2ms, ce qui constitue le temps le plus rapide constaté sur l’ensemble des points étudiés.

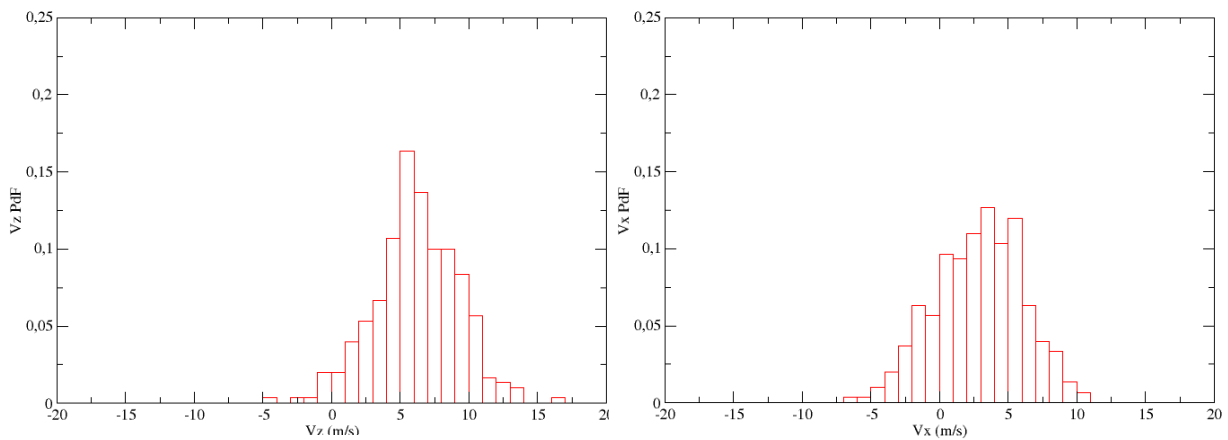
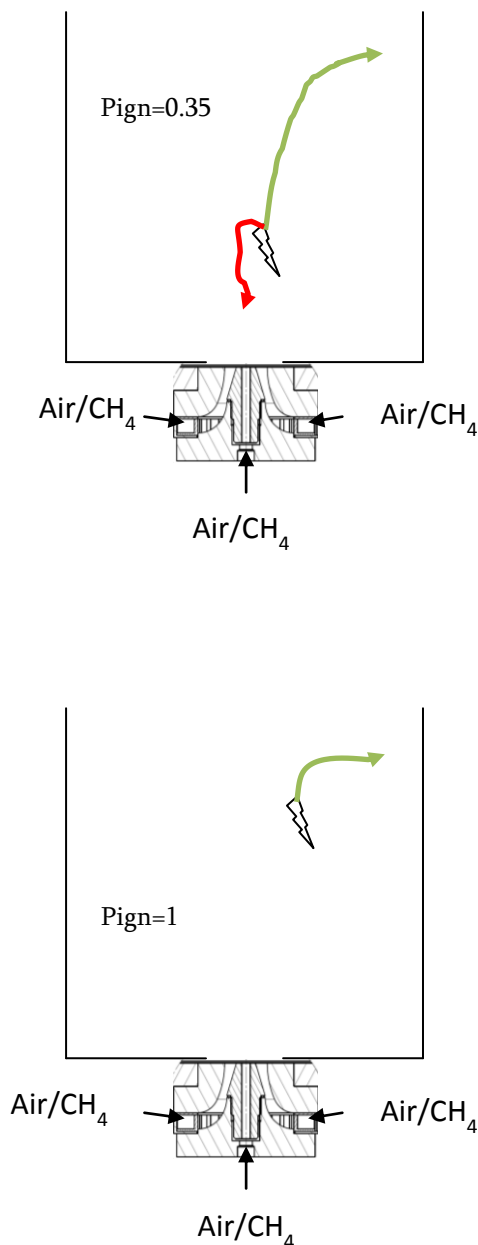


Figure 88 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=1.0$; $z/D=2.0$ }. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.

Le scénario d’allumage en ce point conduit systématiquement au développement du noyau. Les conditions de vitesses permettent à la flamme en création de se retrouver dans des endroits de l’écoulement où les conditions sont favorables à l’extension et à l’accroissement de la surface totale de la flamme dans tous les essais réalisés. La figure 88 présente les PDF des composantes axiales et radiales de la vitesse moyenne. La PDF de vitesse axiale est en quasi-totalité composée de vitesses positives. Ceci indique donc que le noyau de flamme aura très souvent tendance à être emporté plus haut dans le brûleur que sa hauteur initiale. Il s’agit là d’un avantage que nous avons montré sur les cas étudiés précédemment. La PDF de vitesse radiale permet de voir l’effet du swirl, puisque la majorité des vitesses sont positives. En plus d’être emporté vers le haut du brûleur, le noyau de flamme a donc tendance à être dirigé vers les parois de la chambre. Les parois possèdent des vitesses moyennes plus faibles que quand l’ensemble du domaine, ce qui permet un développement plus facile du noyau de flamme, ou une expansion plus rapide suivant l’état d’avancement de l’essai d’allumage. Les deux PDF confortent les images montrées sur la figure 87 dans le but d’expliquer le scénario d’allumage en ce point.



Ce point se situe dans le cœur moyen du jet swirlé près de l'injecteur. La présence proche de ce dernier renseigne sur le caractère turbulent de la zone de dépôt d'énergie. Cela se traduit par un temps de développement réduit allié à des conditions de turbulentes favorables à des extinctions locales du noyau en développement. Le taux de réussite d'allumage de 35% est proche des 30% constatés aux deux autres points étudiés près de celui-ci.

Ce second point se situe toujours au cœur moyen du jet swirlé mais bien plus haut dans le brûleur. La présence de zone à faibles vitesses, peu fluctuantes, permet comme cela a été observé pour la même hauteur dans l'IRZ et pour le point de la CRZ à un développement rapide du noyau de flamme. Lorsque les zones de réactions s'accrochent sur le système d'injection, la majeure partie du brûleur est occupée par des gaz de combustion et les essais d'allumages ont tous abouti à stabiliser la flamme.

Figure 89 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme dans les jets swirlés. P-H18-0.75-Qm5.03.

6.2.4 Conclusion

Cette première conclusion vient résumer les résultats d'allumage avec stabilisation obtenus dans le cas de référence P-H18-0.75-Qm5.03. L'analyse globale du champ 2D de probabilités d'allumage confronté aux variables moyennes de l'écoulement a montré ses limites dans de nombreuses régions de notre écoulement. Seules des tendances générales ont pu être mises en avant. Ceci nous a permis de mettre en avant, par exemple, l'importance de la composante axiale de la vitesse moyenne dans la compréhension des tendances de probabilités d'allumage locales. Néanmoins, afin d'expliquer plus précisément l'effet marqué ou non de chaque composante de vitesse sur le résultat final d'allumage en fonction du point de dépôt d'énergie dans le brûleur, nous avons décidé d'étudier les résultats zone par zone.

- Zone IRZ :

L'étude approfondie des essais d'allumage dans l'IRZ a montré l'importance de la localisation sur l'axe du point de dépôt d'énergie. A l'aide des données aérodynamiques présentées dans le chapitre 5, nous avons représenté dans cette zone l'évolution des probabilités d'allumage en fonction du temps de développement du noyau. Ce temps de développement a été directement déterminé à l'aide de la vitesse moyenne entre le point d'allumage sur l'axe et la zone de confrontation des jets ($V_z = 0$). Nous avons pu voir que la probabilité d'obtenir une flamme stabilisée devient de plus en plus élevée, et tend vers 1, lorsque le temps de développement du noyau augmente. Autrement dit, plus le point d'allumage est haut dans l'IRZ et plus on a de chance d'obtenir une réussite d'allumage. Les images d'acquisition à haute fréquence ont ainsi montré que le noyau de flamme était alors suffisamment gros, i.e. la surface totale de flamme était devenue assez importante, pour que celui-ci ne soit pas éteint près de l'injecteur en raison de conditions locales de turbulence élevée. Les PDF de vitesses axiales et radiales nous ont servi à comprendre comment est dirigé le noyau dans le brûleur dans les premiers instants suite à l'étincelle. Dans l'IRZ, ces PDF ont montré que le noyau de flamme est toujours emporté en direction de l'injecteur, ce qui a été confirmé lors des essais réalisés enregistrés à l'aide de la caméra rapide.

- Zone CRZ :

La CRZ présente un taux de réussite d'allumage et de stabilisation de 100%. Ceci s'explique par de faibles variations des conditions locales de vitesse ce qui permet au noyau de flamme de croître rapidement et d'occuper un volume important dans la chambre de combustion avant d'affronter des zones plus turbulentes de l'écoulement.

- Zone de cisaillement maximum :

La zone de cisaillement maximum montre que son taux de réussite d'essais d'allumage est faible en raison des contraintes locales de vitesses qui tendent à souvent emporter le noyau de flamme en direction de l'injecteur. A la hauteur pour laquelle ces essais ont été réalisés dans la zone de cisaillement maximum, nous constatons le même déroulement que celui observé une fois le noyau arrivé dans l'IRZ : la surface totale de flamme n'est pas assez importante pour combattre les conditions locales de turbulence et les contraintes d'étirement à la surface de la flamme conduisent à son extinction. Les réussites d'allumage en ce point ont montré que le noyau de flamme se trouvait emporté en haut du brûleur par le jet swirlé. Son développement en haut du brûleur se faisait rapidement et conduisait alors à une réussite d'allumage.

- Zone des jets swirlés :

Enfin, l'étude des essais d'allumage en deux points dans les jets swirlés montre son intérêt dans la connaissance de la zone d'influence de l'écoulement dans laquelle se situe le point de dépôt d'énergie sur le résultat final de l'essai d'allumage. Le premier point étudié est au cœur du jet swirlé. Instantanément il peut se trouver soit dans la zone de cisaillement maximum soit dans l'IRZ au pire des cas. Or dans ces deux derniers cas, nous avons vu qu'il est très peu probable pour cette hauteur ($z/D=0.6$) que le résultat final aboutisse à une réussite d'allumage, ce qui explique le faible taux de réussite en ce premier point. En revanche, pour le second point situé en haut du brûleur, juste à côté de la CRZ, le taux de réussite est de 100%. Les conditions en ce point sont peu fluctuantes et en plus éloignées des conditions locales les plus turbulentes de notre écoulement. Comme pour les essais dans la CRZ, nous avons observé que le noyau de flamme grandissait rapidement, occupait un volume de plus en plus important dans le brûleur et ne s'éteignait pas près de l'injecteur.

L'étude du cas de référence a ainsi permis de mettre en place une méthodologie pour l'étude des résultats d'allumage quel que soit le point de dépôt d'énergie. L'utilisation conjointe des PDF de composantes de vitesse et l'imagerie rapide permettent de comprendre et d'expliquer les résultats d'allumage. Nous avons ainsi pu fournir un scénario pour chaque zone de notre écoulement dans lequel nous expliquons comment, statistiquement, un essai d'allumage peut aboutir à un échec ou à une réussite. Les premières conclusions montrent qu'en terme de zones fiables de réussite d'allumage et de stabilisation, la CRZ, le haut de l'IRZ et le haut du brûleur sont des zones à privilégier.

6.3 Effet des gradients de richesse sur les probabilités d'allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43

Nous allons présenter les résultats obtenus pour la configuration du swirler à 18 trous avec un écoulement non prémélangé. Nous conservons donc la même aérodynamique mais nous introduisons des gradients de richesse. Il s'agit de la condition opératoire NP-H18-0.75-Qm5.43 qui va nous permettre de juger de l'effet des gradients de richesse sur les résultats d'allumage et de stabilisation.

6.3.1 Description physique de la cartographie d'allumage NP-H18-0.75-Qm5.43

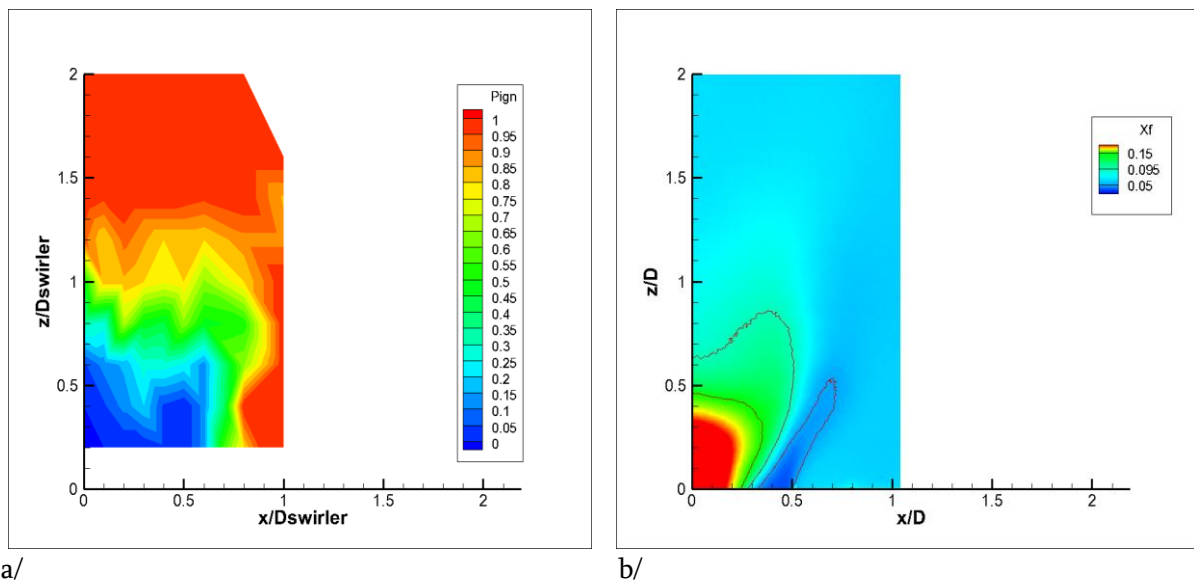


Figure 90: Cartographie des probabilités d'allumage et des fractions molaires moyennes de CH_4 – NP-H18-0.75-Qm5.43.

La figure ci-dessus présente les résultats interpolés, à gauche, des mesures de statistiques d'allumage du cas NP-H18-0.75-Qm5.43. L'image de droite est un rappel du chapitre 5 et présente le champ de mélange avec les limites hautes et basse d'inflammabilité, ainsi que la ligne stœchiométrique. On constate que la zone de faibles probabilités d'allumage se situe proche de l'injecteur. En se référant au champ de mélange, on peut observer qu'il s'agit en partie de la zone correspondant au jet de méthane, et globalement se situe au-dessus de la limite haute

d'inflammabilité. La limite basse d'inflammabilité se situe au niveau des jets swirlés, et là-aussi les probabilités d'allumage sont faibles. Néanmoins, le caractère fortement instationnaire et turbulent de l'écoulement montre son intérêt dans le fait que même si un endroit dans l'écoulement se situe, en moyenne, en dehors des limites d'inflammabilité, il est tout à fait possible d'obtenir quelques essais d'allumage réussis. Cette constatation a déjà été rencontrée dans des travaux récents dont la configuration géométrique était proche [32]. La phase de convection par la turbulence de l'énergie créée par l'étincelle prend toute son importance dans ces cas extrêmes, et permet d'envisager l'inflammation localement d'un mélange plus propice à la propagation d'une flamme dans un milieu stratifié [63-69].

6.3.2 Analyse de l'effet des gradients de richesse sur les statistiques d'allumage

L'aérodynamique des écoulements prémélangé et non-prémélangé étant identiques, les écarts constatés sur les probabilités d'allumage ne pourront être expliqués que par la présence du champ de concentration de carburant. Nous quantifions ces différences en calculant le rapport des probabilités d'allumage de la configuration non prémélangée sur la configuration prémélangée de référence. Ce rapport sera noté RPA par la suite. Les résultats sont présentés sur la figure 91-a sous forme d'une cartographie et peuvent être comparés à la moyenne (Figure 90-b) et à la RMS (Figure 91-b) des concentrations de carburant.

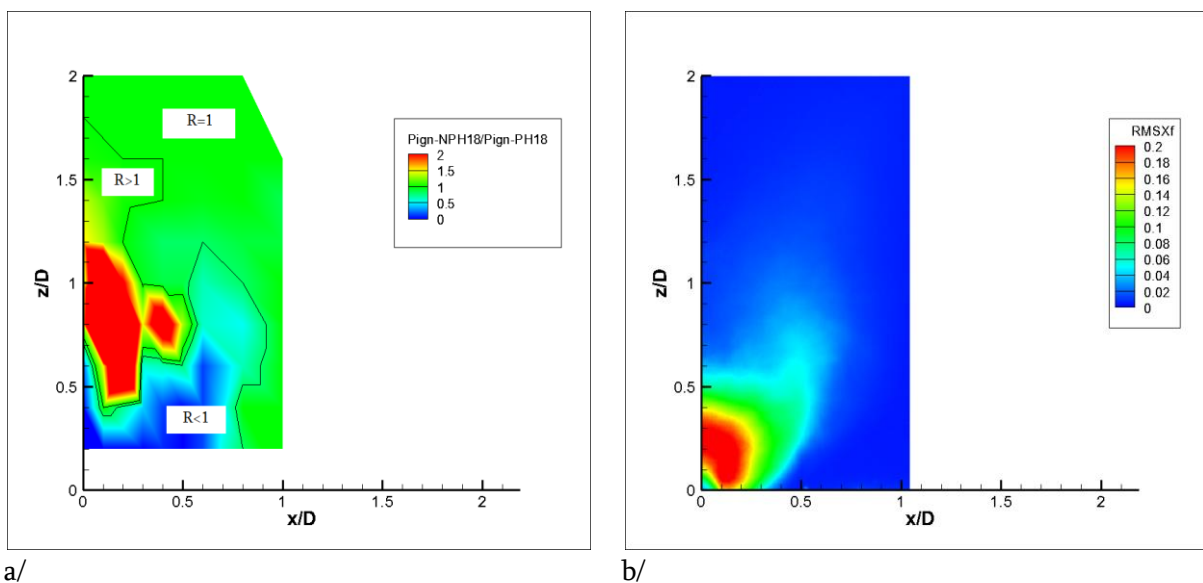


Figure 91 : Rapport des statistiques P-H18 sur NP-H18 (gauche). Champ moyen RMS du mélange (droite).

La présentation du rapport des statistiques d'allumage permet de distinguer 3 zones. La première se caractérise par un RPA valant 1. Cette zone particulière montre les points d'allumage où le mode d'injection n'engendre pas d'effets sur les statistiques d'allumage. On peut voir que cette zone se situe aux endroits de faible RMS de fraction de mélange correspond aussi à la zone où le mélange air/carburant est presque parfait. La seconde zone se caractérise par un RPA inférieur à 1, elle correspond à la zone où la présence du gradient de richesse dégrade les statistiques d'allumage. Elle se situe majoritairement proche de l'injecteur, dans les endroits de l'écoulement où il peut être fréquent de se situer en dehors des limites d'inflammabilité : au-dessus de l'injecteur fuel ($X_f > X_{f_{sup}}$) et au-dessus des jets swirlés ($X_f < X_{f_{inf}}$). Enfin, la dernière zone se caractérise par un RPA supérieur à 1, correspondant à la zone où les probabilités d'allumage sont améliorées par la présence des gradients de richesse dans l'écoulement. Cette zone se situe au cœur de l'IRZ, dans les zones se rapprochant de la fraction molaire stœchiométrique, et dans les zones de faibles RMS de fraction molaire de carburant.

Dans la suite, nous baserons notre étude comparative en positionnant les points d'essais à la fois dans ces trois nouvelles zones, et dans les quatre zones topologiques décrites au §6.2.

6.3.3 Scénarios d'allumage, NP-H18-0.75-Qm5.43

Cette section a pour objectif d'apporter, à l'aide des modifications engendrées par le changement du mélange air/carburant, une évolution des scénarios d'allumage précédents en impliquant la fraction molaire de carburant dans les explications des résultats d'allumage du cas NP-H18-0.75-Qm5.43. Nous conservons la même méthodologie que celle employée précédemment, à savoir étudier zone par zone l'effet des conditions locales alliées au trajet du noyau de flamme sur le résultat final des essais d'allumage. Nous entamerons par l'étude de l'IRZ, puis par la zone de cisaillement et la CRZ pour terminer par les jets swirlés.

6.3.3.1 Etude des essais d'allumage dans l'IRZ.

Le modèle basé sur le temps de développement de la flamme que nous avons élaboré pour l'étude des essais d'allumage dans l'IRZ a montré ses capacités pour le cas prémélangé. Nous reprenons ici cette base de réflexion en l'appliquant au cas non prémélangé.

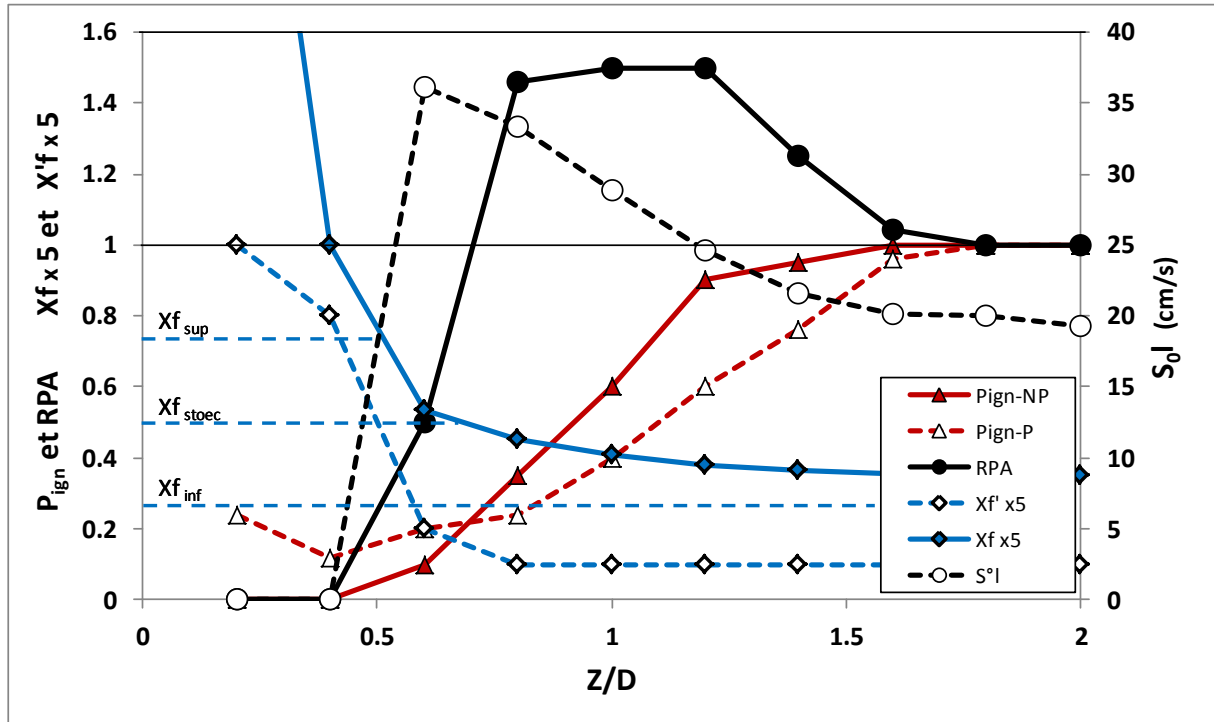


Figure 92 : Profils axiaux de probabilités d'allumage, des RPA, de la moyenne et de la RMS des concentrations en carburant et de la vitesse laminaire de flamme.

La figure 92 présente l'effet de la présence du gradient de richesse sur la probabilité de stabiliser une flamme lors d'essais d'allumage le long de l'IRZ. Globalement, entre la configuration prémélangée et non prémélangée, on retrouve la même allure qualitative de probabilité d'allumage, mais avec des différences locales plus ou moins grandes. Les écarts observés sont directement imputables à la présence des gradients de richesse dans l'écoulement. La propagation d'une flamme dans un milieu stratifié possède des propriétés spécifiques [70-73] dont nous allons nous servir pour expliquer le comportement observé.

Pour quantifier l'écart, nous avons reporté sur la figure le rapport RPA, la vitesse de flamme laminaire S_L^0 associée à la richesse moyenne locale X_f ainsi que les fluctuations de richesse X'_f .

Par exemple, on peut observer qu'à la base du brûleur ($Z/D = 0.2$ et 0.4), le cas non prémélangé est bien moins efficace que le cas prémélangé puisque le RPA devient nul. Pour ces positions, la fraction molaire moyenne de méthane est plus grande que la limite supérieure d'inflammabilité ($X_f=0.15$) et donc conduit à une vitesse de combustion nulle. En $z/D= 0.6$ on atteint la condition stœchiométrique moyenne qui paradoxalement se traduit par une diminution de la probabilité d'allumage ($RPA=0.5$). Cependant malgré une vitesse de combustion moyenne maximale, on peut expliquer cette baisse de probabilité d'allumage par des fluctuations de richesse locale relativement fortes puisqu'on se trouve globalement sur le point d'arrêt du jet carburant. A partir de $z/D=0.8$, on atteint des régions légèrement sous-stœchiométriques et relativement peu fluctuantes. Ceci se traduit par une augmentation importante de la probabilité d'allumage $RPA=1.4$ et qui peut être ici directement corrélée à l'augmentation de la vitesse de combustion comme le montre la figure 92. Enfin pour les $z/D>1.6$, là où les fluctuations de richesse sont faibles et où le mélange est quasiment totalement réalisé, on retrouve les mêmes niveaux de probabilité d'allumage que dans le cas prémélangé, là encore la vitesse de combustion peut être également corrélée à la probabilité d'allumage.

Dans l'IRZ, on observe donc que le modèle du temps de développement du noyau de combustion semble toujours valide puisqu'on retrouve la même allure qu'en prémélangé. L'écart observé (le RPA) est relativement bien corrélé à la vitesse moyenne de combustion laminaire locale. Cependant dans les zones de fortes fluctuations et notamment pour des faible temps de développement du noyau, ce modèle est mis en défaut. La traversée de zones à richesse variable [74, 75], croissante et sur-stœchiométrie ne permet pas d'aboutir à des résultats d'allumage favorables.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'étude du suivi du noyau de combustion dans l'IRZ par caméra rapide et expliquer en quoi la présence de gradients de richesse peut modifier les scénarios d'allumage.

Comme dans le cas P-H18-0.75-Qm5.03, notre premier point d'étude dans l'IRZ se situe à $z/D=2.0$. On retrouve pour ce point la même probabilité de réussite d'allumage, c'est-à-dire 100%, soit $RPA = 1$.

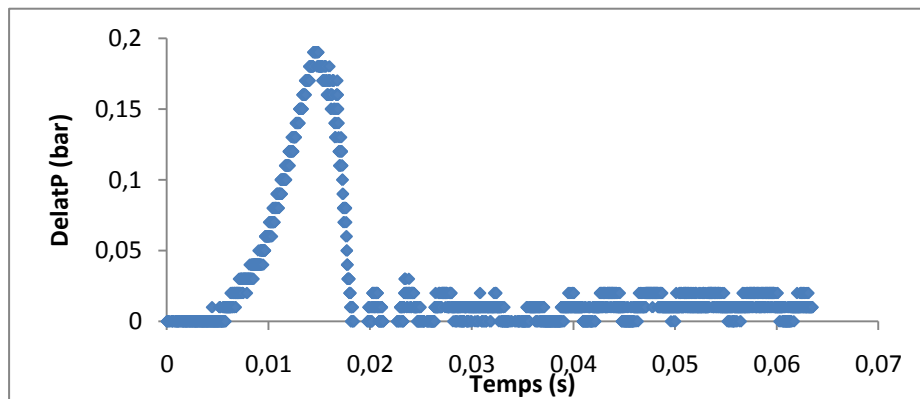
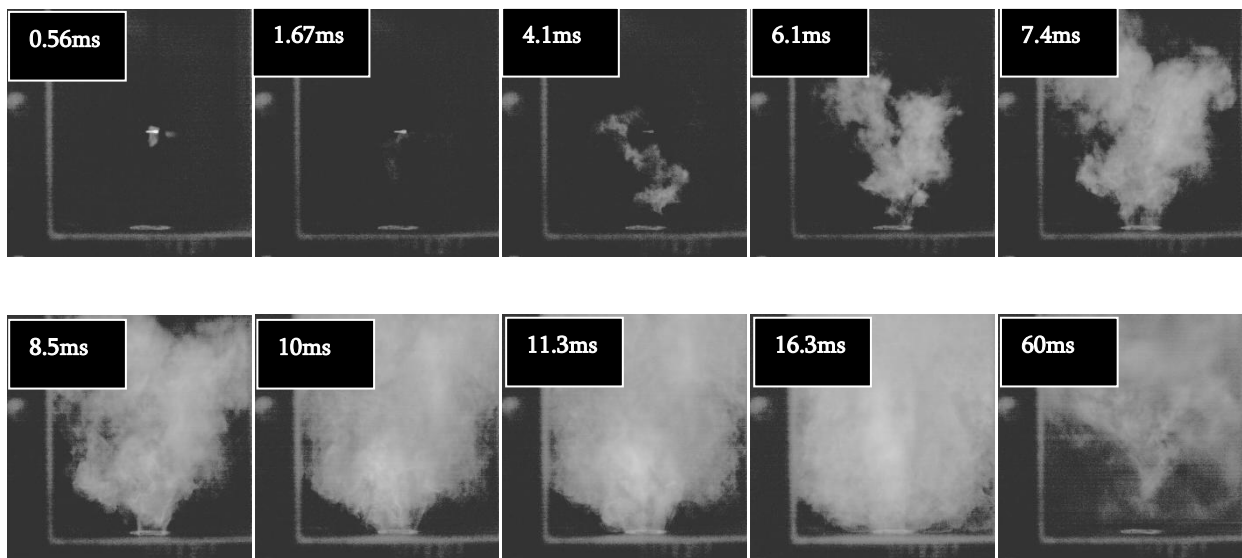


Figure 93 : Séquence de réussite d'allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=2.0$ }.

La figure 93 montre l'évolution du noyau de flamme dans le brûleur à la hauteur d'allumage $z/D=2.0$ dans l'IRZ. La tendance est similaire au cas P-H18-0.75-Qm5.03 : le noyau de flamme se développe dans la zone proche du point d'allumage et s'étend en direction de l'injecteur et du haut du brûleur. On peut néanmoins constater qu'avant la rencontre avec la zone proche de l'injecteur la forme de la flamme diffère du cas P-H18-0.75-Qm5.03. Cette fois-ci la flamme ne s'allonge pas uniquement verticalement dans l'IRZ suivant l'axe z/D du brûleur et la largeur totale des zones de réactions est moins importante. Nous pouvons expliquer ces différences par la présence périodique de zones à richesse plus élevée dans l'IRZ, influençant ainsi le trajet du développement du noyau de flamme. Lorsque des zones de réactions peuvent exister près de la sortie du swirler, le déroulement du processus de stabilisation suivi est identique au cas P-H18-0.75-Qm5.03. On note tout de même que la présence du cœur du jet de méthane déjà discuté sur la figure 90-b doit empêcher l'existence des zones de réactions en dessous de $z/D=0.4$. L'impression

donnée par les images (de $t=7\text{ms}$ à $t=11\text{ms}$) d’une flamme se stabilisant sur l’injecteur (dans la zone où la concentration en méthane est supérieure à la limite haute d’inflammabilité) provient du fait que les zones de réaction viennent s’accrocher temporairement sur le pourtour du swirler. La dernière image (60ms après l’étincelle) est représentative d’une flamme stabilisée. On peut voir alors que la flamme n’est plus accrochée à la sortie du système d’injection mais est en position liftée au-dessus du brûleur.

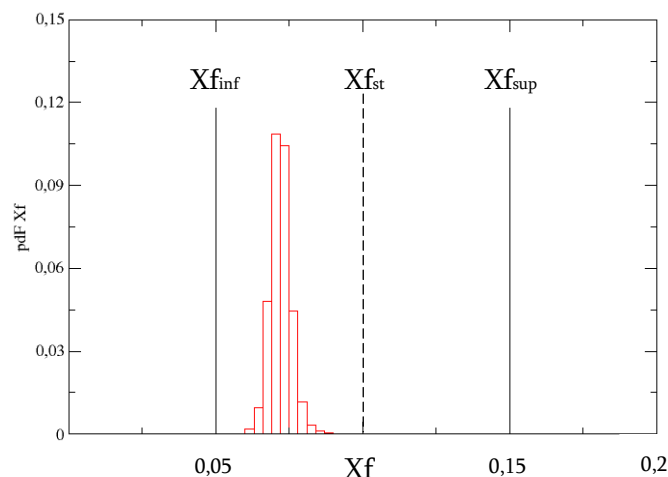


Figure 94 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. $\{x/D=0.0 ; z/D=2.0\}$.

La figure 94 présente la PDF de la fraction molaire de carburant au point $\{x/D=0.0 ; z/D=2.0\}$. On peut voir que l’ensemble de la distribution se situe à l’intérieur des bornes d’inflammabilité, représentées par les lignes $Xf_{inf}=0.05$ et $Xf_{sup}=0.15$. La distribution est très serrée autour de la richesse globale de la chambre de combustion ($Xf_{mean}=0.075$). Ceci se traduit par la présence de conditions locales de richesse très proches de celles du cas P-H18-0.75-Qm5.03. Avec la même aérodynamique, il semble donc normal de trouver des résultats similaires de probabilité d’allumage.

Les différences observées lors du trajet suivi par la flamme lors de son développement en direction de l’injecteur seront expliquées ci-après à l’aide des conditions de richesse locales rencontrées plus près du brûleur.

Le second point d’étude de l’allumage dans l’IRZ est situé à $z/D=1.0$. Nous avons décidé de descendre plus bas plus que dans le cas P-H18-0.75-Qm5.03 car c’est à cette hauteur que les probabilités d’allumage commencent à diminuer notablement pour atteindre ici 60% de réussite.

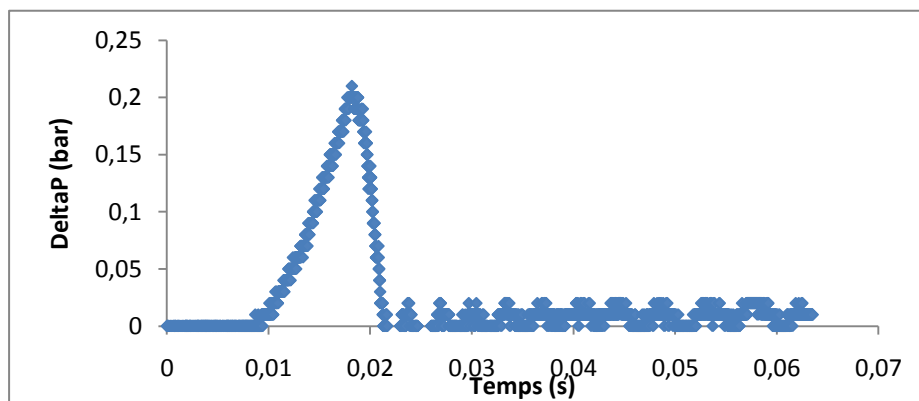
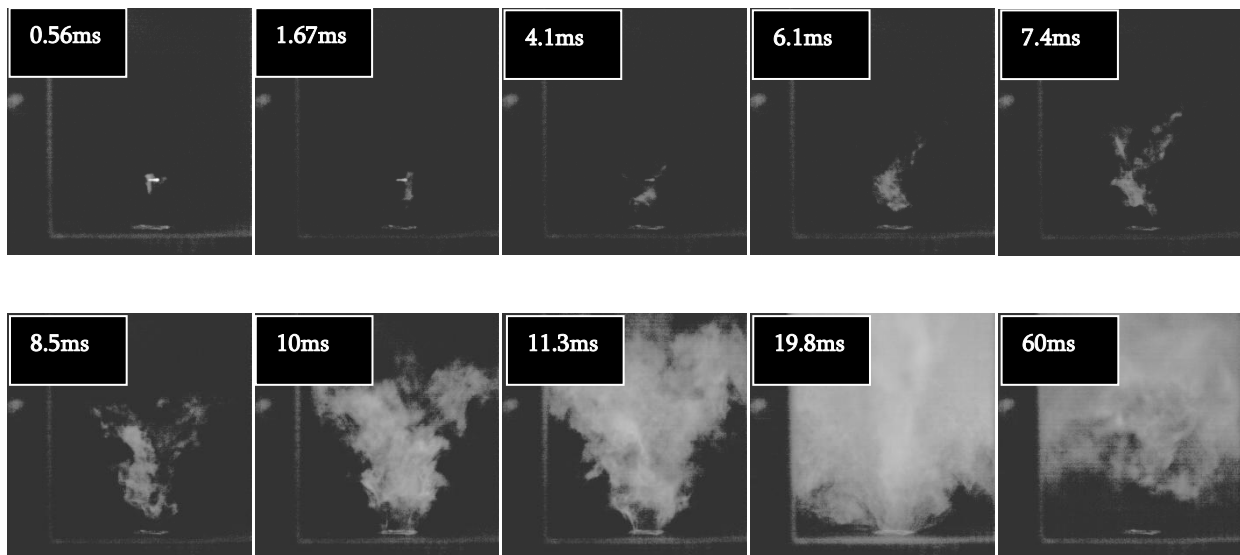


Figure 95 : Séquence de réussite d'allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.0\}$.

La figure 95 présente le déroulement représentatif des réussites d'allumage à $z/D=1.0$ dans l'IRZ. La grande différence, à même hauteur par rapport au cas P-H18-0.75-Qm5.03 est la zone dans laquelle se développe le noyau de flamme. Celui-ci se développe à l'intérieur de l'IRZ alors que pour le cas prémélangé et pour cette hauteur, un tel scénario conduisait obligatoirement à un échec d'allumage. On peut observer jusqu'à 8.5ms au moins que les zones de réaction ne peuvent pas descendre au plus près de l'injecteur. Cela est dû à la présence du jet de méthane qui crée dans cette zone des conditions de très fortes richesses locales, amenant cette zone en dehors des limites d'inflammabilité. On constate, à la différence du cas prémélangé, que les ZRC sont occupées en dernier lors de la phase d'expansion de la flamme dans le brûleur. Cependant, le pic de pression se produit à 19.8ms, c'est-à-dire 3ms plus tard qu'à $z/D=2.0$. Ce retard avait également été constaté pour le cas prémélangé.

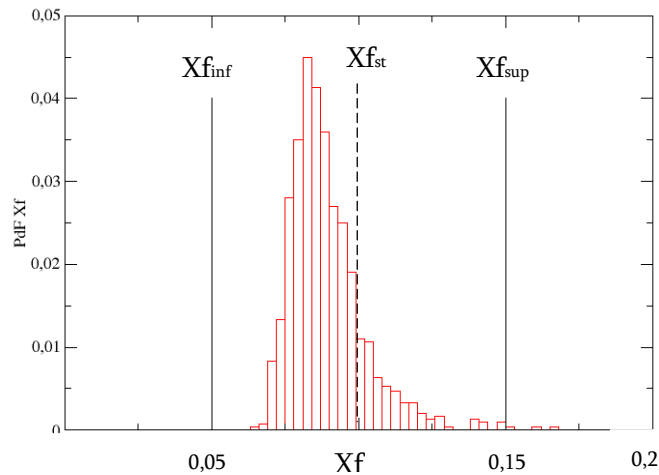


Figure 96 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=1.0$ }.

La figure 96 présente la PDF de la fraction molaire de carburant à $z/D=1.0$. La distribution est gaussienne, centrée autour de $X_f=0.08$. Par rapport à $z/D=2.0$, cette distribution est beaucoup plus étalée et il est tout à fait possible de rencontrer localement des conditions riches ($X_f > 0.1$) ainsi que quelques points au-dessus de $X_{f_{sup}}$. Néanmoins, une partie importante des conditions locales de fraction de mélange à $z/D=1.0$ se trouvent être supérieures à la richesse globale de chambre. Ceci permet d'expliquer le meilleur taux de réussite d'allumage que pour le cas P-H18-0.75-Qm5.03. En effet, dans notre étude bibliographique nous avons vu qu'il est plus facile d'allumer à même énergie lorsque la richesse locale et/ou moyenne se rapproche des proportions stœchiométriques.

De plus, lors d'allumages à $z/D=2.0$, cette large PDF de richesse à $z/D=1.0$ permet d'expliquer le processus qui mène à un développement préférentiel du noyau de flamme à l'intérieur de l'IRZ. En effet lors de sa propagation vers le bas, le noyau de flamme rencontrera statistiquement des zones de plus en plus proche de la stœchiométrie là où les vitesses de propagation sont les plus importantes. Ainsi, on peut imaginer qu'à chaque tir laser, le noyau est « drainé » dans l'IRZ par ces lignes de plus grandes vitesses jusqu'au point où les conditions de propagation redeviennent défavorables (au point d'arrêt en $z/D=0.6$).

En reprenant le modèle basé sur le temps de développement de la flamme et l'hypothèse ci-dessus d'une propagation préférentielle dans les zones à plus hautes vitesses de combustion, il est possible de dire qu'en arrivant en bas du brûleur, la surface totale du noyau de flamme sera plus

importante que dans le cas prémélangé. Dans ce cas, ce noyau de flamme plus énergétique permet d’expliquer le gain de probabilité d’allumage observé.

Enfin le dernier point étudié se situe à $z/D=0.8$ là où le RPA devient inférieur à 1 et où la probabilité d’allumage est de 35%. Plus bas la probabilité d’allumage devient nulle.

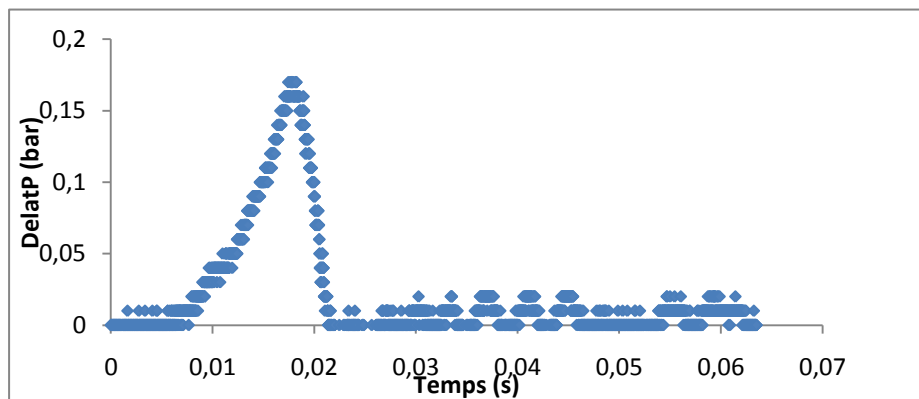
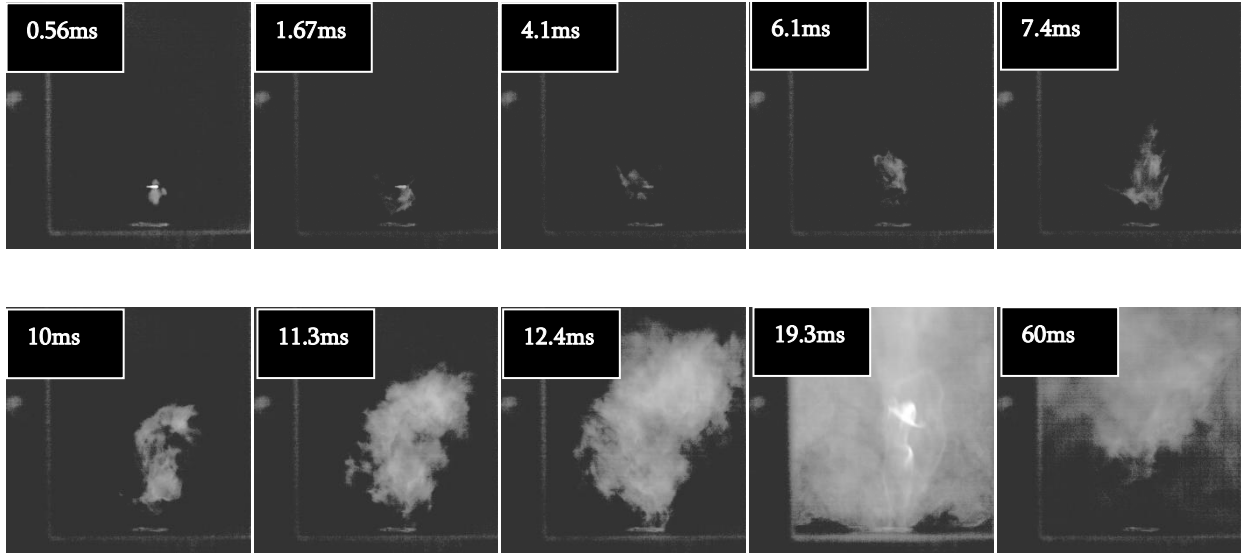


Figure 97 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. $\{x/D=0.0 ; z/D=0.8\}$.

La figure 97 présente le déroulement représentatif des réussites d’allumage à la hauteur $z/D=0.8$ dans l’IRZ. On ne constate pas de différences majeures avec la hauteur $z/D=1.0$. Le développement du noyau de flamme se déroule toujours exclusivement à l’intérieur de l’IRZ. Jusqu’à 11.3ms, le noyau reste suspendu au-dessus de ce qu’on imagine être le point d’arrêt. Le pic de pression apparaît après 19.3ms, ce qui est du même ordre de grandeur que précédemment.

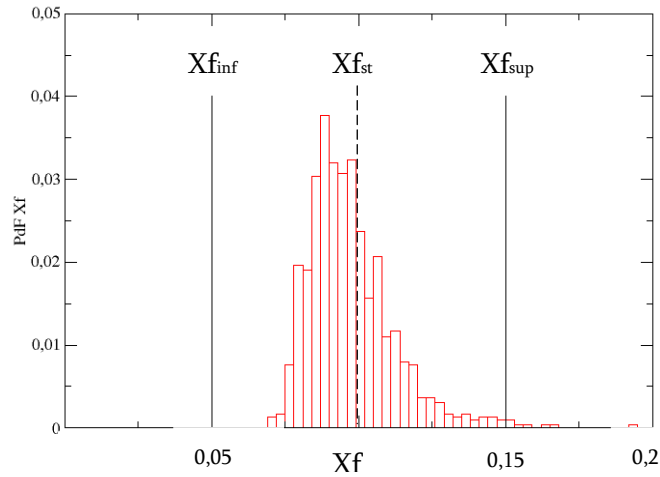


Figure 98 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. $\{x/D=0.0 ; z/D=0.8\}$.

La figure 98 présente la PDF de la fraction molaire de carburant au point $z/D=0.8$. La PDF est gaussienne et centrée autour de $Xf=0.09$. Le taux plus faible de réussites d’allumage par rapport au cas P-H18-0.75-Qm5.03 s’explique par une présence trop importante de conditions de richesse trop élevées. Éloignées des conditions stœchiométriques, les essais lors de conditions locales riches entraînent une surface de flamme moins importante lors de l’arrivée du noyau de flamme près de l’injecteur, dans la zone des points d’arrêt et des conditions hors du domaine d’inflammabilité. La surface totale de flamme du noyau diminue en raison de l’activité conjointe de la turbulence et de la richesse localement trop élevée conduisant à des échecs d’allumage en plus grand nombre.

Les images de la figure 99 montrent comment se déroulent ces échecs d’allumage (qui sont d’ailleurs représentatifs de l’ensemble des échecs dans l’IRZ du cas NP-H18-0.75-Qm5.43).

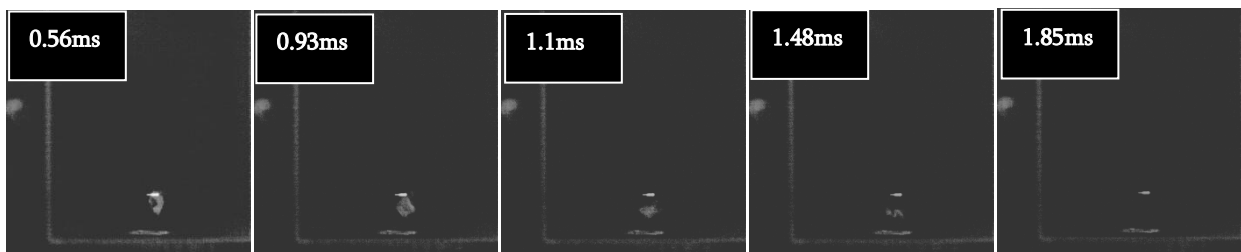
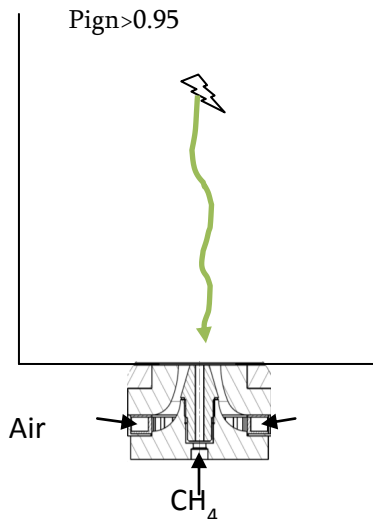


Figure 99 : Séquence de raté d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. $\{x/D=0.0 ; z/D=0.8\}$.

On peut observer sur la figure 99 que le temps total avant de constater un échec d’allumage dans l’IRZ pour le cas NP-H18-0.75-Qm5.43 est toujours court et du même ordre de grandeur que

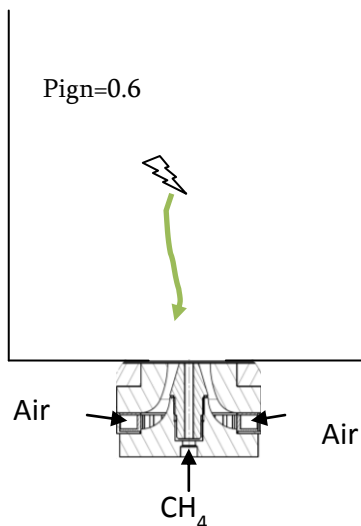
le cas P-H18-0.75-Qm5.03, à savoir 2ms. Le noyau de flamme se trouve rapidement face aux points d'arrêt et au jet de méthane. En se basant sur notre modèle de temps de développement du noyau de flamme nous pouvons dire que la surface totale de flamme n'est pas alors suffisante lors de ces essais à l'arrivé proche de l'injecteur pour pouvoir affronter les conditions de turbulence et les zones de fortes de richesses qui finissent par éteindre le noyau de flamme.



$z/D=2.0$, $RPA=1$

Même scénario qu'en prémélange.

Le noyau est convecté dans l'IRZ, en revanche il ne va jamais vers la CRZ.

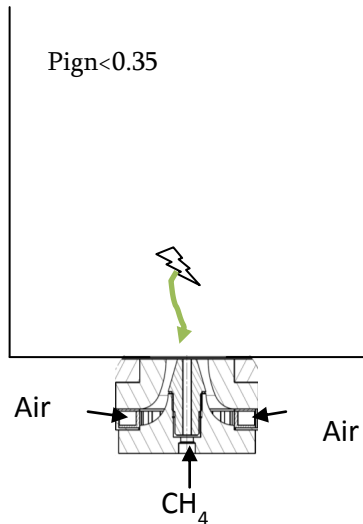


$z/D=1.0$, $RPA>1$

Même scénario qu'en prémélange.

Le noyau est convecté dans l'IRZ mais jamais vers la CRZ.

Augmentation de la probabilité d'allumage par la présence de conditions locales et moyennes proches de la stœchiométrie.



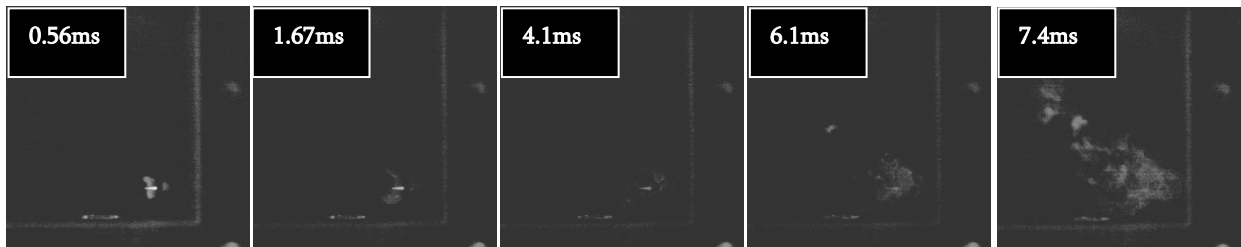
Les statistiques globales d’allumage en dessous de $z/D=0.6$ sont dégradées par la présence d’un mélange en moyenne trop riche, ou en dehors des limites d’inflammabilité.

$z/D < 0.6$, $RPA < 1$

Figure 100 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme pour plusieurs hauteurs d’allumage dans l’IRZ. NP-H18-0.75-Qm5.43.

6.3.3.2 Etude d’essais d’allumage dans la CRZ

En configuration de prémélange la zone de recirculation de coins se caractérisait au point d’étude choisi par un taux de réussite de 100%. Les mesures effectuées en écoulement non prémélangé ont conduit à retrouver cette valeur, soit $RPA = 1$. Nous allons donc nous intéresser au déroulement des essais d’allumage en ce point. Nous nous attacherons au développement du noyau de flamme afin de rechercher des différences ou des similitudes avec le cas parfaitement prémélangé.



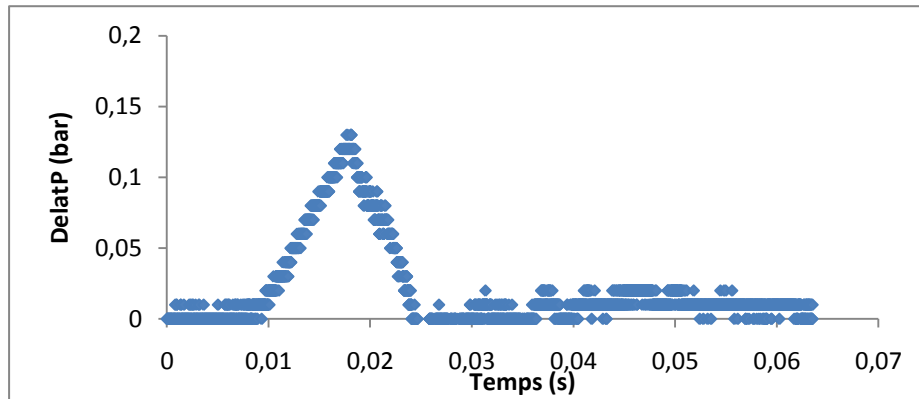
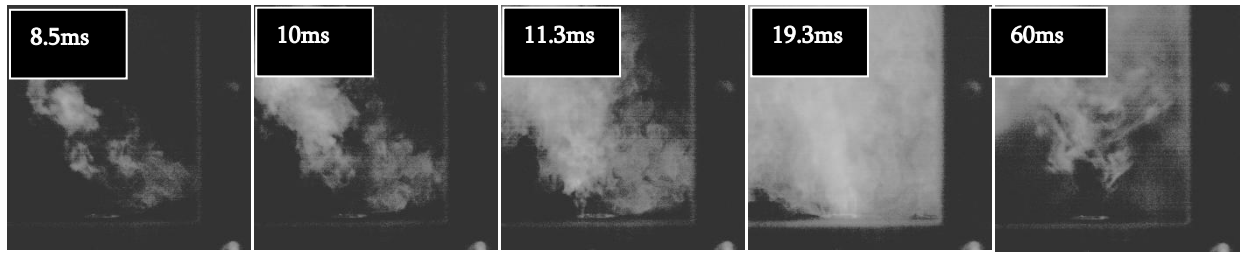


Figure 101 : Séquence de réussite d'allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=1.0$; $z/D=0.6$ }.

La figure 101 présente l'évolution observée sur l'ensemble des essais d'allumage au point $\{x/D=1.0 ; z/D=0.6\}$. Jusqu'à 6.1ms on ne constate pas de différences avec le cas parfaitement prémélangé. Le noyau de flamme grossit à l'intérieur de la zone de recirculation de coins. On observe néanmoins que le volume occupé par la flamme en expansion est moins important à partir de 6.1ms par rapport au cas de référence. Une petite zone de réaction s'aperçoit sur cette image à mi-hauteur. Les images montrant l'évolution de la flamme jusqu'à 11.3ms mettent en avant des différences de comportement vis-à-vis du cas de référence. La flamme en développement suit le mouvement donné par le swirler dans la chambre de combustion. On voit ainsi des zones de réactions apparaître et se développer en diagonale à partir de la zone d'allumage. Ces zones de réactions qui ont été portées par le mouvement du swirler grossissent très rapidement entre 8.5 et 11.3ms. Elles se situent de l'autre côté du brûleur. De plus sur les images à 8.5 et 10ms on peut distinguer une zone sur l'axe du brûleur où des réactions semblent ne pas avoir lieu. On peut supposer qu'il s'agit, lors de ces instants de l'emplacement de la zone de recirculation centrale. Au bout de 11.3ms, le développement de la flamme est suffisamment avancé pour se poursuivre et occuper presque tout le volume du brûleur après 14.6ms.

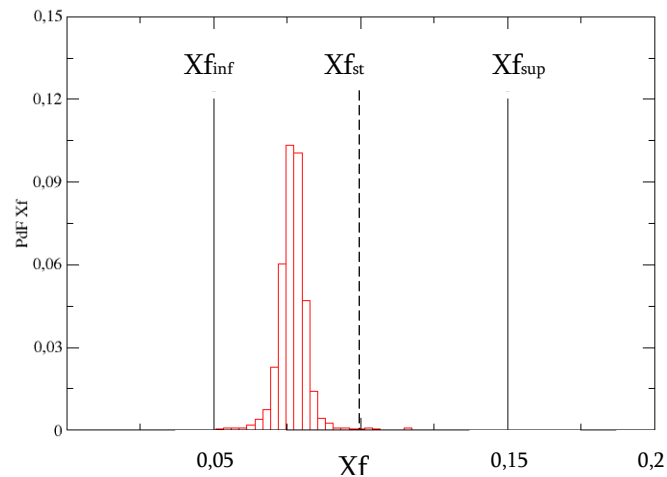
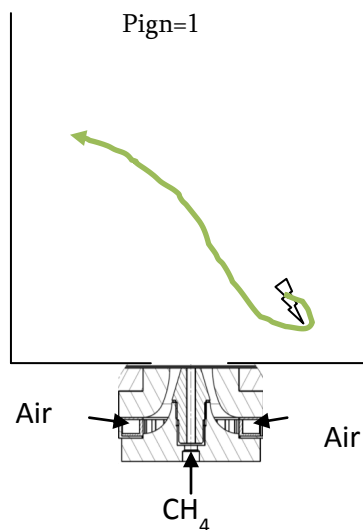


Figure 102 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. $\{x/D=1.0 ; z/D=0.6\}$.

Le scénario le plus probable d'allumage dans cette zone peut être vu de la façon suivante. Le noyau de flamme parvient à se développer aisément dans la zone de recirculation de coins qui présente peu ou pas de risques d'extinction. En configuration de prémélange nous avons constaté que la flamme parvenait à se développer rapidement en direction de l'injecteur. En non prémélangé ceci n'est pas possible, les richesses instantanées sont trop fréquemment en dehors des limites d'inflammabilité pour permettre à une flamme de se développer et de se stabiliser dans cette zone proche de l'injecteur. Au contact du flux d'air issu du swirler les zones de réactions issues du noyau de flamme ne rencontrent pas les conditions de richesses nécessaires pour permettre l'entame de la transition vers une flamme en phase de stabilisation dans le brûleur. Des zones de réactions sont donc convectées dans la chambre de combustion. Ces zones de réactions sont emportées en direction du haut de la zone de recirculation de coins opposée. Les conditions favorables de cette zone permettent le début de l'expansion de la flamme dans le brûleur comme montré à partir de 10ms. Les zones de réactions atteignent alors un stade critique dans leur volume qui leur permet d'arriver à la stabilisation d'une flamme dans la chambre de combustion. La figure 102 permet d'expliquer la similitude vis-à-vis de la facilité à créer un noyau de flamme au point $\{x/D=1.0 ; z/D=0.6\}$. La distribution de fraction molaire de carburant présentée sur cette figure montre une forme gaussienne, avec un faible écart type et centrée autour de la valeur $X_f=0.075$ correspondant à la richesse globale de la chambre de combustion.



Même conditions de richesse qu’en prémélangé, mêmes probabilités d’allumage.

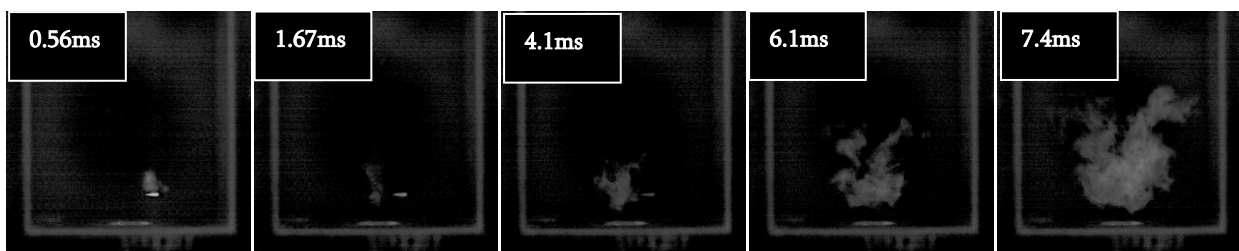
Le noyau de flamme doit contourner les jets d’air avant de se stabiliser.

RPA=1

Figure 103 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme dans la CRZ. NP-H18-0.75-Qm5.43.

6.3.3.3 Etude des essais d’allumage dans la zone de cisaillement

Cette zone se situe à la rencontre de la zone de recirculation centrale et des jets issus du swirler. Ces deux flux étant de sens opposé, on retrouve lors de leur rencontre les plus forts cisaillements dans l’écoulement. Au point $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$ en écoulement non prémélangé le taux de réussite d’allumage est de 25% environ. On peut donc considérer ce point comme potentiellement faible en termes de réussite d’allumage. On note tout de même qu’en écoulement prémélangé, avec la même configuration du swirler ce taux était d’environ 40%, soit $RPA=0.625$. Nous allons donc chercher à comprendre cette différence.



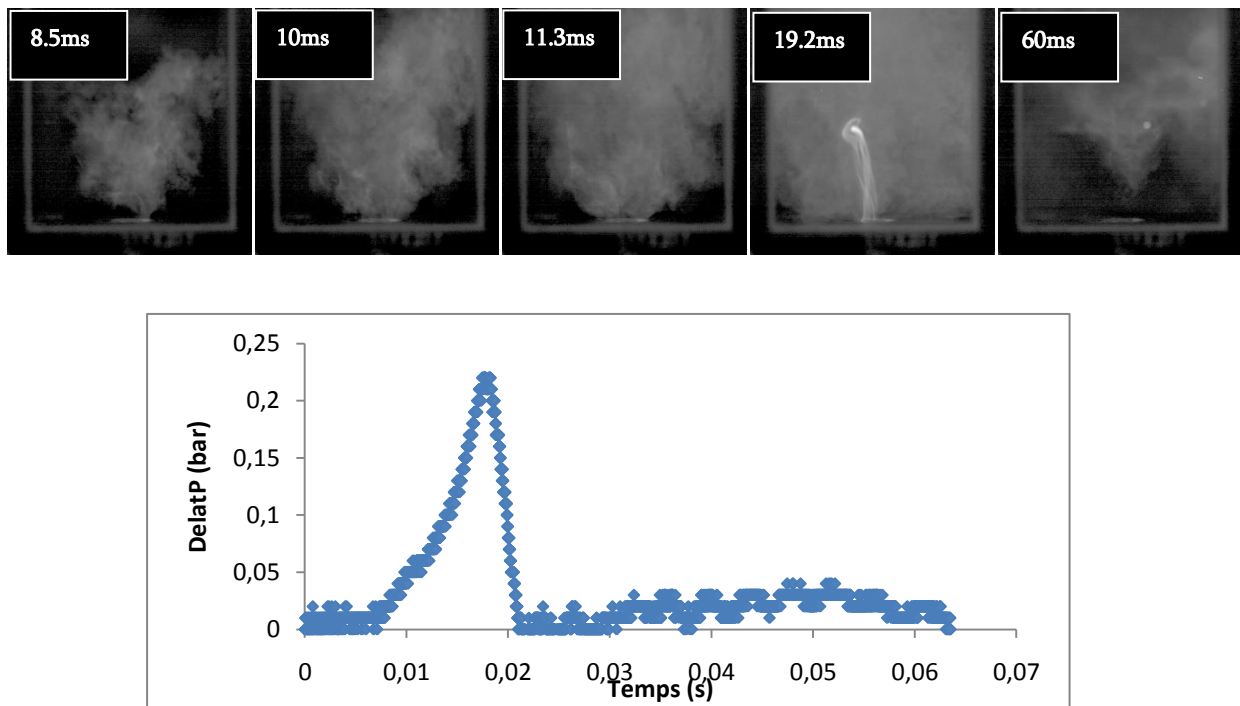


Figure 104 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.3$; $z/D=0.6$ }.

La figure 104 présente la séquence type de réussite d’allumage au point { $z/D=0.6$; $x/D=0.3$ }. On peut voir que l’ensemble des essais réussis ont vu le noyau de flamme initial être porté en direction de la zone de recirculation centrale. Lorsque le noyau de flamme parvient à se développer suffisamment on observe, comme 6.1ms suite à l’étincelle, que les zones des réactions remontent la zone de recirculation centrale. On observe à nouveau que lors de ces premiers instants la flamme au plus proche de l’injecteur est bloquée par la présence du cœur du jet de méthane. La phase transitoire entre le noyau de flamme et la flamme stable dans le brûleur est amorcée. On retrouve à nouveau un temps proche de 18ms qui correspond au moment où l’ensemble de la chambre de combustion est occupée par la flamme en expansion.

Dans le cas des allumages ratés l’observation des films a montré que le noyau de flamme était très souvent convecté en direction de la ZRC et que ce noyau s’éteignait à proximité de l’injecteur. Dans quelques cas plus rares, le noyau s’éteignait très rapidement près de l’étincelle.

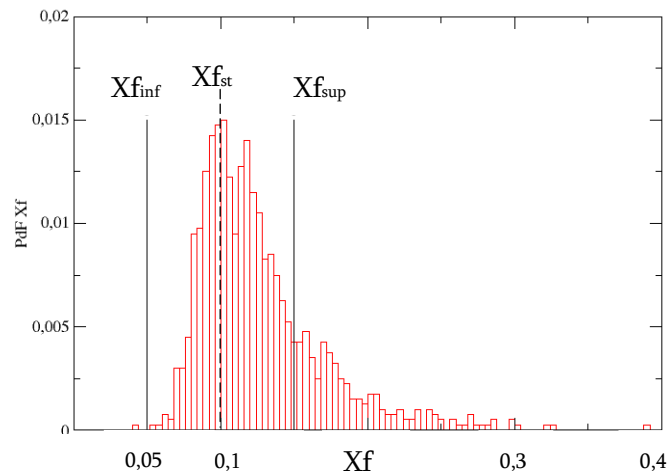
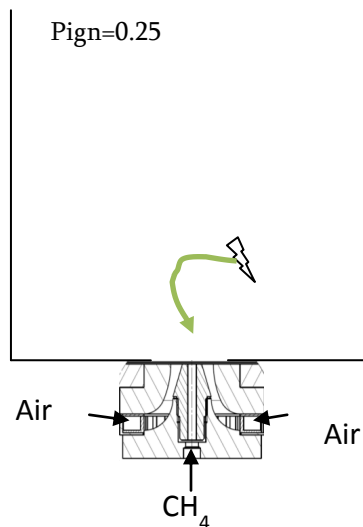


Figure 105 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.3$; $z/D=0.6$ }.

Le scénario le plus probable des échecs d'allumage en ce point peut s'expliquer tout d'abord par une condition locale instantanée où le mélange n'entre pas à l'intérieur des limites d'inflammabilité. L'analyse de la figure 105 permet de comprendre pourquoi le taux de réussite d'allumage en ce point est plus faible que lors des essais en écoulement prémélangé. On peut voir qu'une partie importante de la distribution de la fraction molaire de carburant se trouve en dehors des limites d'inflammabilité du méthane. Néanmoins, la distribution est centrée près de la stœchiométrie à $X_f=0.1$. Lorsqu'un noyau parvient à être créé mais n'arrive pas à se développer suffisamment il se peut que l'énergie déposée ne soit pas assez importante, compte tenu de la richesse locale lors de l'étincelle, pour pouvoir engendrer une surface totale de flamme conséquente pouvant rencontrer sans risque d'extinction par étirement les conditions de turbulence dures de la zone en question.

Les ratés d'allumage ressemblent à ceux présentés pour les essais à l'intérieur de l'IRZ lorsque le noyau de flamme est convecté directement dans cette zone de l'écoulement.



RPA < 1

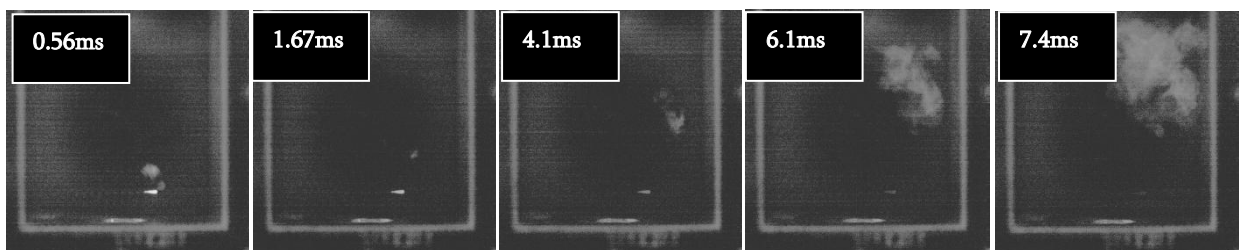
Figure 106 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme dans la zone de cisaillement. NP-H18-0.75-Qm5.43.

Les scénarios d’allumage réussi présentent toujours une convection du noyau dans l’IRZ.

Malgré une PDF de richesse débordant sur les richesses au-dessus de la limite supérieure d’inflammabilité, les probabilités d’allumage sont relativement peu dégradées : 25% contre 40% en prémélangé.

6.3.3.4 Etude d’essais d’allumage dans les jets swirlés

Le paragraphe consacré à l’étude de l’allumage comporte deux points d’allumage. Le premier d’entre eux se situe à $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$, proche de l’injecteur, tandis que le second est localisé à $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$ en partie supérieure de la chambre de combustion. En écoulement prémélangé, ces deux points possédaient des taux de réussite d’allumage de 35% et 100% respectivement. Dans le cas présent, en écoulement non prémélangé, ces taux de réussites sont de 25% et 100% respectivement, soit respectivement RPA = 0.71 et RPA = 1.



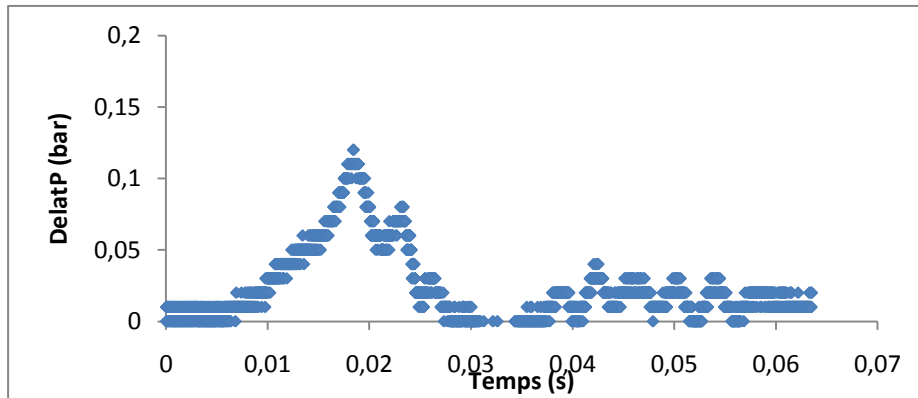
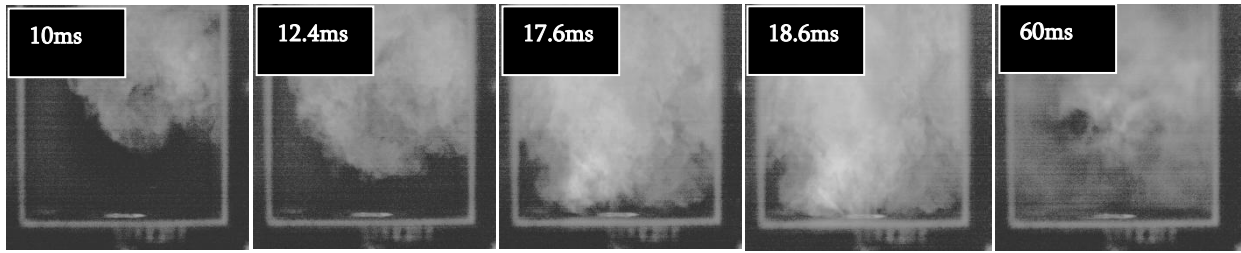


Figure 107 : Séquence de réussite d'allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.5$; $z/D=0.6$ }.

La figure 107 représente l'évolution constatée lors des réussites d'allumage au premier point de ce paragraphe. On constate que le noyau créé est rapidement convecté vers le haut de la chambre de combustion. L'emplacement moyen dans l'écoulement de ce point étant situé au cœur des jets issus du swirler permet d'expliquer cette tendance. La phase de fort développement du noyau débute juste au-dessus de la zone de recirculation de coins. A cet endroit, les vitesses de l'écoulement sont faibles, voire proche de zéro en moyenne ce qui favorise le développement de la flamme. En comparaison à l'écoulement prémélangé, on ne constate pas de différences dans la façon dont est déplacé le noyau de flamme. En revanche, le temps de remplissage de la chambre de combustion est plus court dans ce cas d'environ 8ms. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'en écoulement non prémélangé il existe des poches de mélange à plus haute richesse qui permettent d'avoir des vitesses de flamme plus élevées.

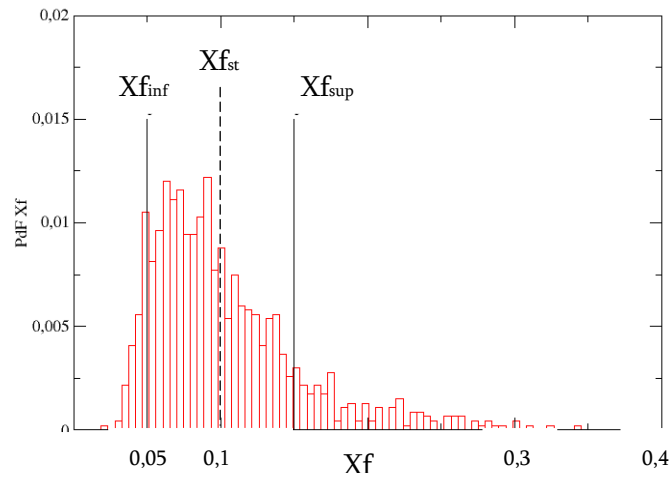


Figure 108 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.5$; $z/D=0.6$ }.

La figure 108 présente la distribution de la fraction molaire de carburant en ce point d’allumage. On peut voir qu’il existe une fraction non négligeable de points de mesures qui ne font pas partie du domaine d’inflammabilité. Il existe néanmoins plus de points dont la richesse instantanée est supérieure à la limite haute que de points inférieurs à la limite basse d’inflammabilité. Cela signifie donc qu’en moyenne on trouve des conditions locales d’allumage plus riche que la richesse moyenne de la chambre de combustion. Néanmoins, en cumulant de nombreux points en dehors des limites d’inflammabilité, ainsi que des richesses au-delà de la stœchiométrie on arrive à avoir en ce point des résultats moins favorables qu’en condition de prémélange à la création et au développement d’une flamme stable dans le brûleur.

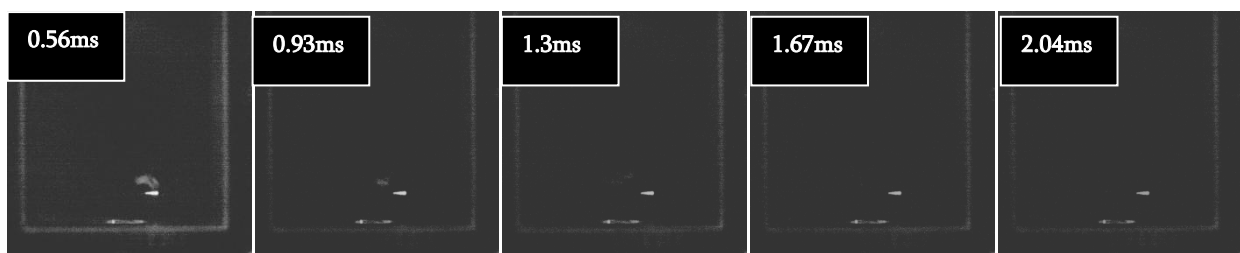
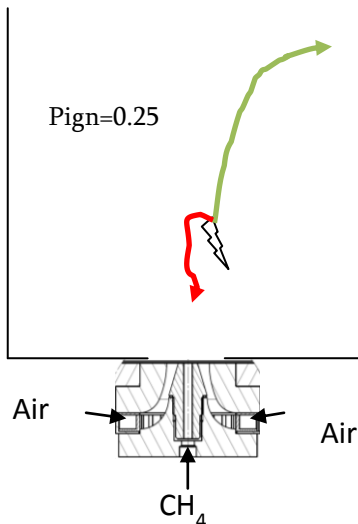


Figure 109 : Séquence de raté d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=1.0$; $z/D=0.6$ }.

La figure 109 permet de comprendre comment se déroulent les échecs d’essais d’allumage en ce point. On peut voir qu’au moment où le noyau de flamme est créé, s’il est emmené en direction de la zone de recirculation centrale, l’essai d’allumage n’aboutira pas à la création d’une

flamme stable dans le brûleur. Cette constatation va dans le sens des résultats déjà obtenus dans la zone de recirculation centrale à la hauteur $z/D=0.6$ où quasiment aucun allumage n’aboutissait.

L’analyse du ratio entre les cartographies non prémélangée et prémélangée a montré qu’il n’existe pas de différences au niveau des statistiques d’allumage pour le point $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$. Le processus d’allumage et de stabilisation observé étant aussi similaire nous ne nous attardons pas sur ce point.



Les réussites d’allumage se caractérisent par une convection du noyau de flamme en direction du haut de la CRZ comme en prémélangé. Le taux de réussite passe de 35% en prémélangé à 25%, traduisant la possibilité de déposer de l’énergie dans un mélange en dessous de X_{inf} couplé à un fort niveau de RMS.

La convection du noyau vers l’IRZ aboutit à un raté d’allumage.

RPA<1

Figure 110 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme des essais d’allumage dans les jets swirlés. NP-H18-0.75-Qm5.43.

6.3.4 Conclusion

La présence de gradients de richesse dans l’écoulement a permis de constater des différences statistiques sur les résultats de probabilité de stabiliser une flamme. Nous allons synthétiser ces différences et rappeler leurs causes.

L’étude dans l’IRZ a montré que le passage en configuration non-prémélangée améliorerait les probabilités d’allumage. Il est possible d’obtenir dans ce cas des taux d’allumage de 100% à partir de $Z/D=1.4$ à la place de $Z/D=1.6$ en prémélangé. Comme l’a montré notre modèle IRZ basé sur le temps de développement, cela s’explique dans cette zone, par la présence locale de richesses

plus élevées que celle de l'écoulement prémélangée ($\phi=0.75$) qui conduit à une croissance plus rapide du noyau de flamme.

Néanmoins, en bas de l'IRZ les probabilités d'allumage se trouvent fortement réduites par la présence du cœur potentiel de jet de méthane qui conduit à dépasser localement la limite haute d'inflammabilité.

L'étude de la zone de cisaillement maximum a montré que le bas de cette zone présente une légère baisse du taux de réussite d'allumage. Celui-ci passe de 30% à 25%. Bien que le mode de stabilisation des réussites d'allumage ait été modifié, les ratés d'allumage sont similaires dans les deux configurations d'écoulement. Cela est engendré par la proximité du bas de l'IRZ qui n'est pas une zone efficace en raison du faible temps de développement du noyau d'allumage.

L'étude des essais d'allumage dans la CRZ a permis de constater l'invariance des résultats entre les configurations de prémélange et de non prémélange phénomène qui peut être expliqué dans cette zone par la finalisation du mélange ($\phi_{\text{moyen}} = 0.75$ avec peu de fluctuations) proche des conditions de la configuration prémélangée. Néanmoins, la présence de gradients de richesse plus importants dans le reste du brûleur modifie le mode de propagation une fois que le noyau est sorti de la CRZ. Nous voyons à nouveau grâce à cette zone l'importance des premiers instants de croissance et de convection du noyau quant au résultat final de l'essai. La croissance du noyau est rapide et peu gênée par la turbulence et les gradients de richesse, ce qui permet au noyau de flamme de rapidement entamer sa phase de développement vers une flamme stabilisée.

Les conclusions quant à l'étude des essais d'allumage situés au cœur du jet swirlé montre à nouveau l'importance des conditions locales sur le résultat final. Le premier point, situé près de l'injecteur et du bas de l'IRZ présente de grandes fluctuations de concentration en carburant et de vitesses. La présence de gradients de richesse par rapport au cas prémélangé conduit même à diminuer la statistique de Pign en raison de conditions en dehors des bornes d'inflammabilité.

En revanche, le second point situé plus haut dans le brûleur montre à nouveau l'aspect positif engendré par de faibles fluctuations sur le développement initial du noyau de flamme. Le taux de réussite d'allumage de 100% en ce point est similaire au cas prémélangé. La croissance du noyau de flamme se fait très rapidement suite à l'étincelle et celui-ci se développe en peu de temps vers la CRZ et vers le haut de l'IRZ qui sont deux zones efficaces pour le développement du noyau. Une

fois atteint un volume et ou une surface de flamme suffisante, la flamme peut alors vaincre les fortes fluctuations de vitesse et de richesse régnant à la base du brûleur pour ensuite s'y stabiliser.

La comparaison avec la condition prémélangée à même aérodynamique a montré que les gradients peuvent avoir un effet bénéfique pour différentes zones de notre écoulement. Comme cela s'imaginait, la présence du cœur moyen du jet de méthane situé près de l'injecteur défavorise la statistique d'allumage dans cette zone. L'existence de la CRZ dans notre écoulement présente l'avantage de très bien mélanger l'air et le carburant dans celle-ci, rendant les conditions locales proches de l'écoulement prémélangé, et les statistiques d'allumage sont restées identiques. Dans l'ensemble, nous avons observé l'importance des premiers instants suite à l'étincelle. Lorsque le noyau de flamme est créé dans une zone présentant de faibles fluctuations et est éloigné de l'injecteur, alors la statistique d'allumage en ce point a toutes les chances d'être élevée. En revanche, si les conditions plus turbulentes du bas de l'IRZ, et de manière générale dans la zone de l'injecteur, sont intéressantes pour stabiliser une flamme, elles ne permettent pas à un noyau de flamme de s'y développer.

6.4 Effet de l'intensification du swirl sur les résultats d'allumage. P-H9-0.75-Qm5.03 et NP-H9-0.75-Qm5.43.

Les résultats présentés au cours des deux sections précédentes ont permis de mettre en avant l'effet des zones caractéristiques de la topologie des écoulements à swirl sur les statistiques d'allumage, puis l'effet de l'introduction de gradients de richesse.

Cette dernière section propose l'étude de la modification de l'écoulement swirlé sur les probabilités d'allumages dans les conditions prémélangées et non-prémélangées par le biais d'une augmentation de l'intensité moyenne du swirl.

Nous nous baserons dans chacune des conditions de cette section sur les résultats obtenus pour le même type d'écoulement par rapport aux conditions décrites dans les sections précédentes. Ainsi,

P-H18-0.75-Qm5.03 servira de base à la comparaison de P-H9-0.75-Qm5.03 et NP-H18-0.75-Qm5.43 à la condition NP-H9-0.75-Qm5.43.

6.4.1 Effet de l'intensification du swirl sur les statistiques d'allumage de l'écoulement prémélangé

La première section de ce chapitre a montré à l'aide de l'écoulement prémélangé les zones de fort et de faible taux de réussite d'allumage ainsi que l'effet positif ou négatif des zones caractéristiques de l'écoulement sur les statistiques d'allumage. Nous avons aussi montré l'intérêt de considérer, en plus des conditions locales au moment du dépôt d'énergie, l'historique des conditions rencontrées par le noyau de flamme au cours de son développement dans le brûleur. Le chapitre 5 a montré l'effet de l'intensification du nombre de swirl sur la topologie moyenne de l'écoulement et cette section vise à juger de cet effet sur les statistiques d'allumage et sur le mode de stabilisation de la flamme dans le brûleur en fonction des points de dépôt d'énergie.

6.4.1.1 Cartographie des différences de statistiques d'allumage

Les mesures de statistiques d'allumage en écoulement prémélangé dans la configuration géométrique du swirler permettant d'obtenir le plus haut niveau de swirl que nous pouvons atteindre montre des différences avec le cas de référence. Afin de pouvoir quantifier ces différences, nous comparons les résultats de statistiques d'allumage du cas étudié à fort swirl (P-H9-0.75-Qm5.03) et du cas de référence (P-H18-0.75-Qm5.03).

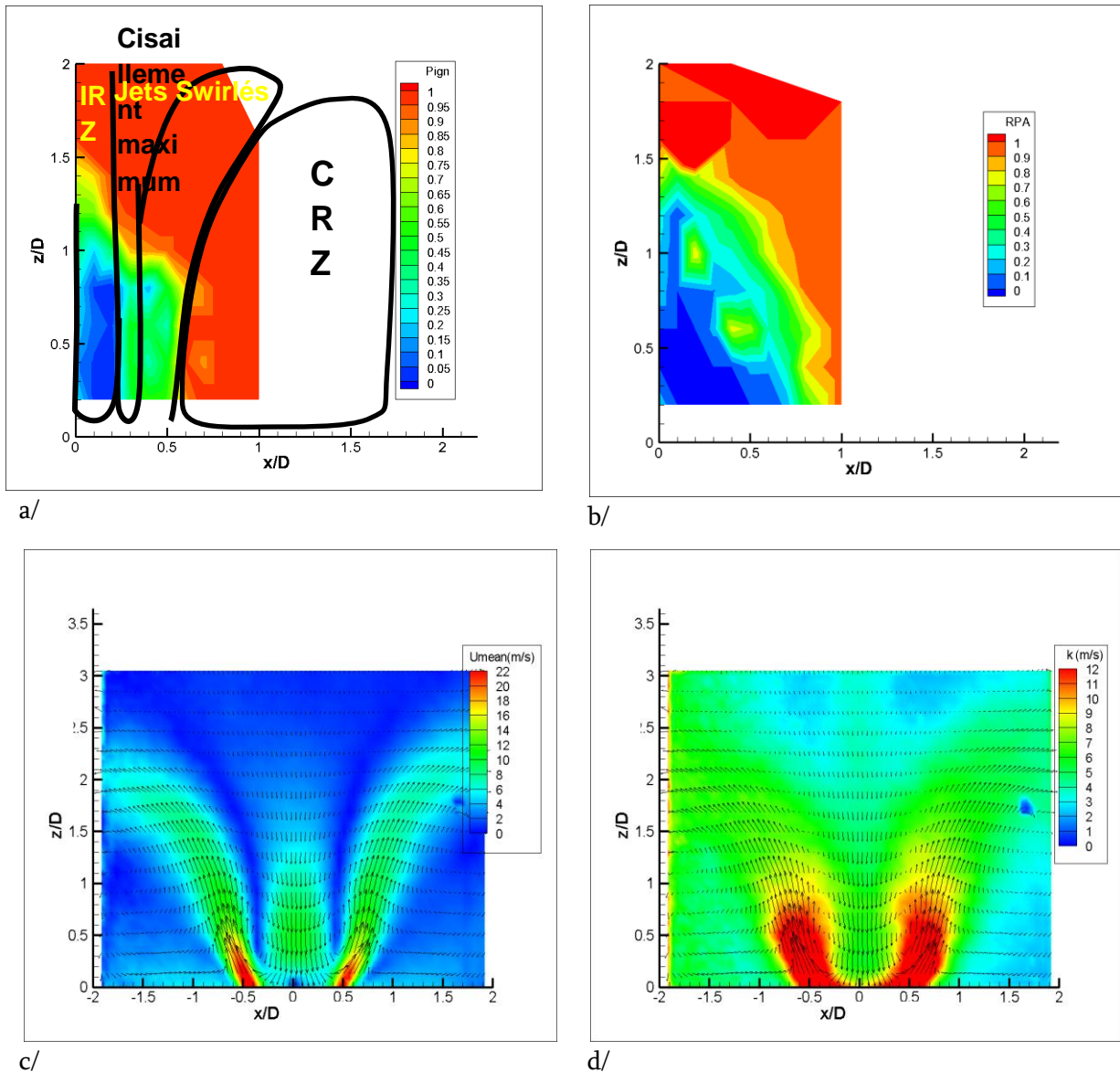


Figure 111 : Cartographie de l’effet de l’intensification du swirl sur les statistiques d’allumage en écoulement prémélangé. NP-H18 et NP-H9.

La figure 111-b montre le RPA induit par l’augmentation de l’intensité du swirl dans notre écoulement. Lorsque le ratio est supérieur ou égal 1, ce qui se traduit par des zones rouges, alors l’intensification du swirl ne modifie pas les statistiques d’allumage. Sur cette cartographie, cela ne s’observe que pour le haut de l’IRZ (au-dessus de $z/D=1.6$) et pour le haut de la CRZ et la limite supérieure des jets swirlés ($z/D>1.6$ pour x/D compris entre 0 et 1). Il s’agit donc d’une zone limitée, et qui offrait déjà dans le cas de référence une très bonne efficacité d’allumage. Une très large zone (en bleu) est affectée négativement par l’augmentation du swirl, elle se situe près de l’injecteur et au niveau de la sortie des jets swirlés, dans les zones qui possèdent les plus hauts

niveaux de fluctuations de vitesse (Figure 111-d). Les probabilités d’allumage sont divisées par 2 au minimum et dans le pire des cas, il ne devient quasiment plus possible d’obtenir un allumage réussi dans cette configuration si l’on se place en dessous de $z/D=0.6$.

La suite de ces développements va reprendre la méthode employée précédemment, à savoir une analyse zone par zone de l’écoulement dans les cas où cela est nécessaire. En raison de très grandes similitudes entre les deux swirler, les résultats du haut de jets swirlés ainsi que ceux de la CRZ ne seront pas présentés.

6.4.1.2 Effet de l’augmentation du swirl sur les statistiques d’allumage dans l’IRZ

Concernant l’IRZ, nous reprenons le modèle déjà élaboré et consistant à représenter les probabilités d’allumage en fonction du temps de développement du noyau dans cette zone. Figure 112, nous présentons la comparaison des probabilités d’allumage sur l’IRZ des deux configurations de swirl (carré rouge : la condition de référence H18 et losange bleue: la condition H9 à fort swirl).

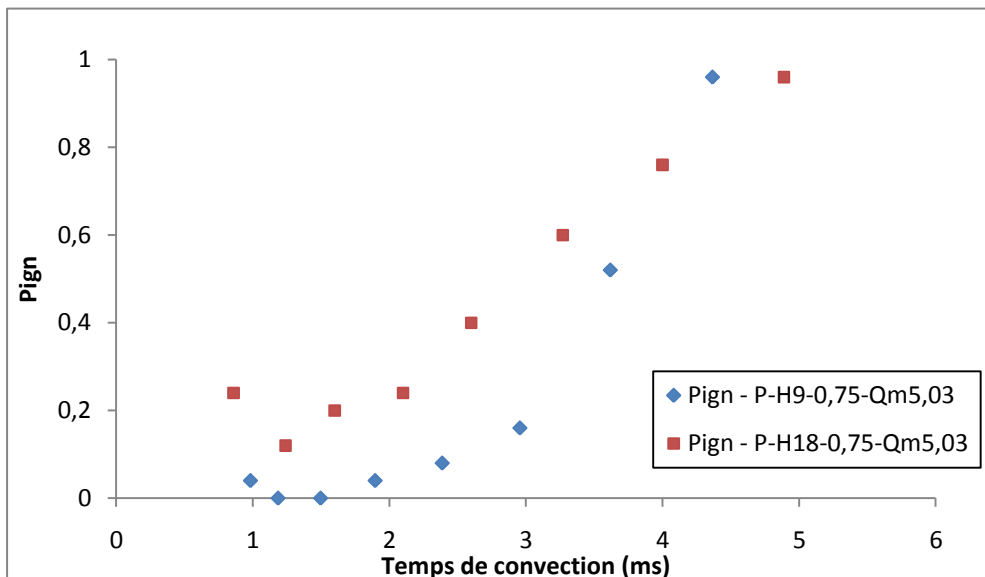
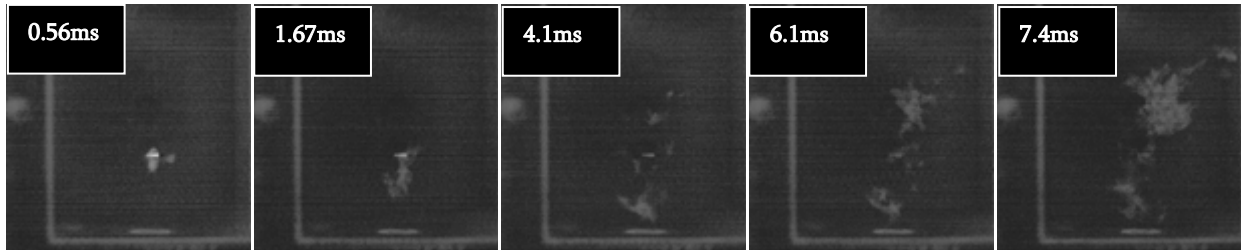
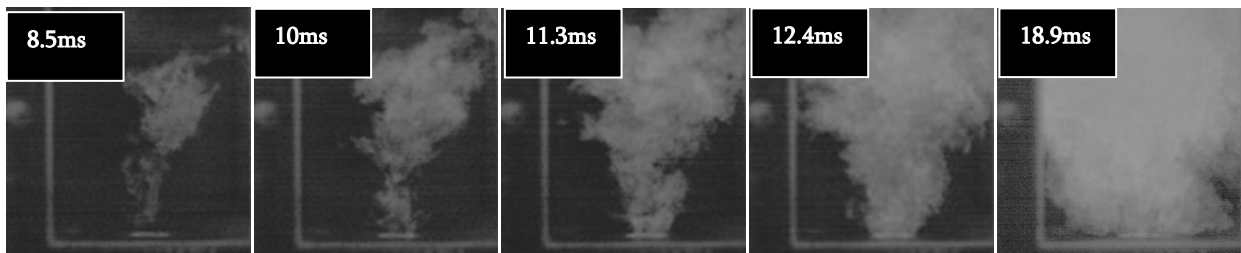


Figure 112 : Probabilité de stabiliser une flamme en fonction du temps de convection de la flamme (ms) sur l’axe $x/D=0$. Comparaison entre P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.

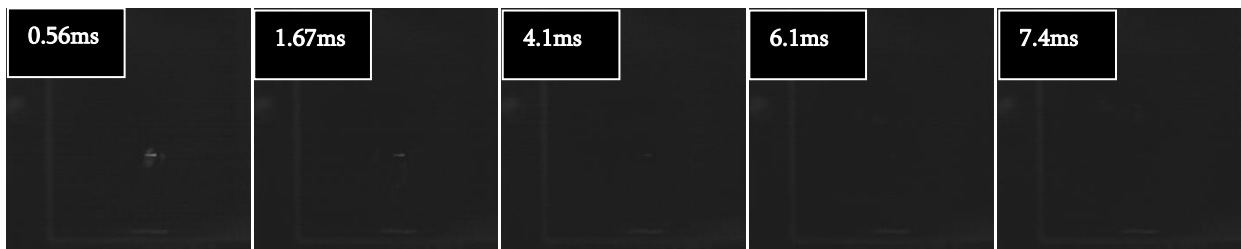
A temps de convection similaire, la condition à fort swirl montre jusqu'à 4.5ms (i.e. $z/D=1.6$) que les statistiques d'allumage sont plus faibles que le cas de référence à plus faible swirl. Le chapitre 5 avait montré que l'augmentation du nombre de swirl avait pour effet d'augmenter la vitesse moyenne dans l'IRZ. Cela veut donc dire qu'à même hauteur d'allumage, le temps de convection sera moins important et que les statistiques d'allumage seront moins bonnes. Au-delà de $z/D=1.6$ on retrouve des probabilités similaires.



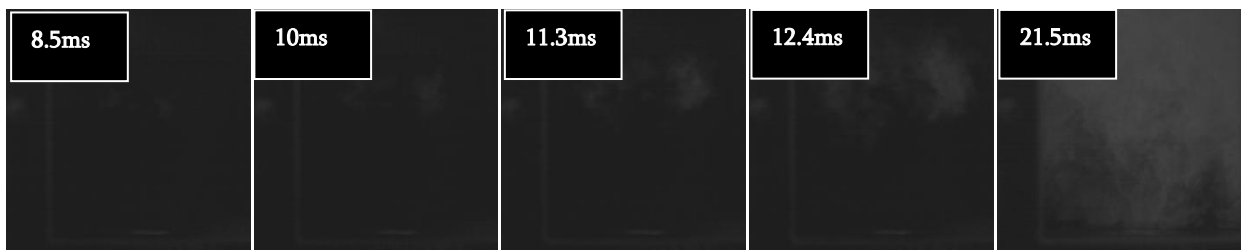
H18



H18



H9



H9

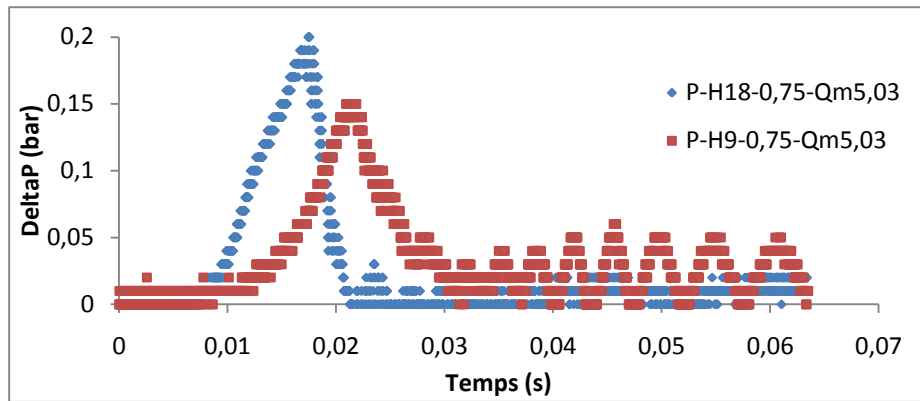
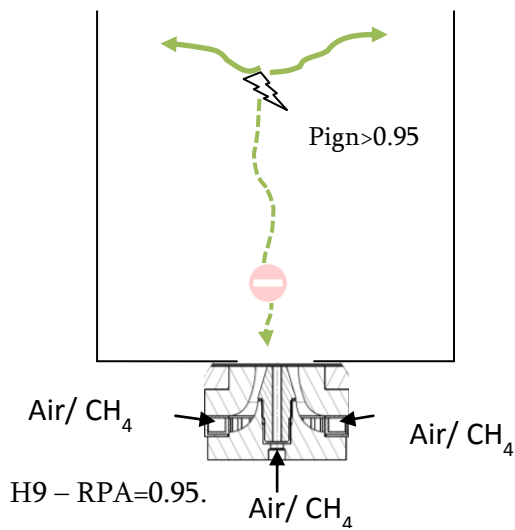


Figure 113 : Comparaison des trajectoires des noyaux de flamme, des modes de stabilisation et de l'évolution de la pression en fonction du swirl. $\{x/D=0 ; z/D=1.6\}$.

La figure 113 présente les différences observées sur la façon dont se déroulent les réussites d'allumage à l'intérieur de l'IRZ pour un point d'allumage en $z/D=1.6$ correspondant à $RPA=1$. La première série de 8 images présente la séquence d'allumage du cas de référence H18. La seconde série présente celle du cas H9. On peut constater que le temps de convection du noyau est grandement différent au niveau de la durée et dans la façon dont la pression évolue. Dans le cas H9, le noyau de flamme ne parvient plus du tout à se développer à l'intérieur de l'IRZ. Le temps mis par la convection initiale du noyau en direction de l'injecteur puis par son déplacement en direction du haut du brûleur explique l'augmentation du temps avant l'apparition du pic de pression. Le décalage est de l'ordre de 3ms, ce qui représente une hausse d'environ 14%. On peut voir que le temps de la phase de montée en pression du cas P-H9-0.75-Qm5.03 est plus important. Ainsi, la diminution sur l'ensemble de l'IRZ des probabilités d'allumage à même hauteur d'allumage s'explique par l'intensification du nombre de swirl qui conduit ainsi dans notre cas à empêcher le développement du noyau de flamme à l'intérieur de l'IRZ alors que cela était possible dans le cas de référence.

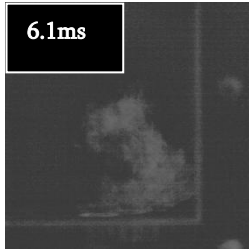
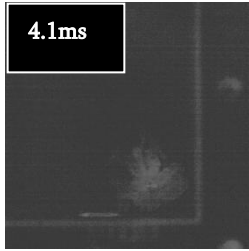
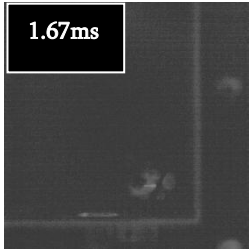
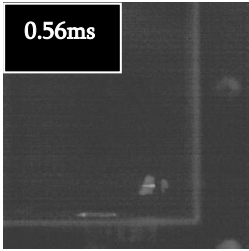


L'intensification du nombre de swirl montre que le noyau de flamme ne peut pas se développer vers le bas de l'IRZ mais au contraire le peut vers le haut. Si le taux de réussite d'allumage n'a pas changé à $z/D > 1.6$, cette modification de l'emplacement du début de développement du noyau va dégrader les statistiques d'allumage plus le point de dépôt d'énergie sera proche de l'injecteur. Finalement, l'intensification du swirl dégrade les statistiques d'allumage si l'on cherche à allumer dans l'IRZ.

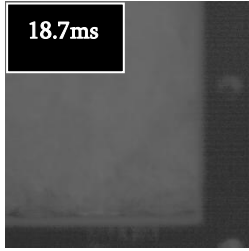
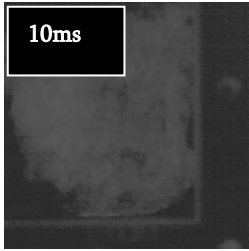
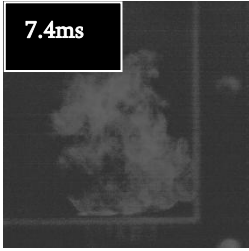
Figure 114 : schémas des trajectoires du noyau de flamme lors des essais d'allumage réussis dans l'IRZ. H9 P-0.75-Qm5.03.

6.4.1.3 Effet de l'augmentation du swirl sur les statistiques d'allumage dans la CRZ

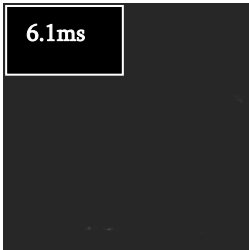
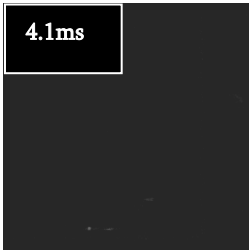
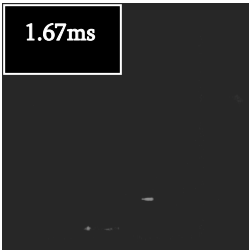
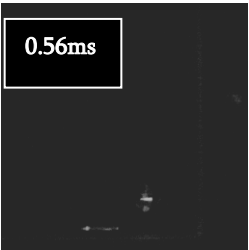
La CRZ avait montré son haut niveau d'efficacité en termes de probabilité de stabiliser une flamme. Le taux maximum, soit 100%, avait à chaque fois été obtenu que ce soit en configuration de prémélange ou non. Nous avons vu à l'aide de la cartographie du cas P-H9-0.75-Qm5.03 que cette zone est toujours sûre afin d'obtenir des réussites d'allumage. Néanmoins, le taux de réussite n'est plus de 100%, il nous est arrivé de voir quelques essais ratés, conduisant en ce point à un RPA de 0.90. Nous allons aussi nous intéresser au mode de développement et de stabilisation de la flamme induit par le changement de l'intensité du swirl dans le brûleur.



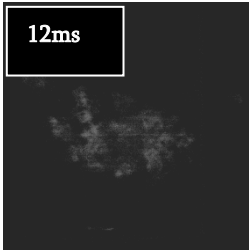
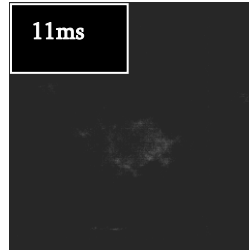
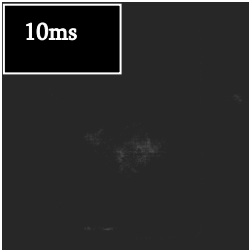
H18



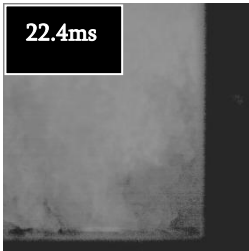
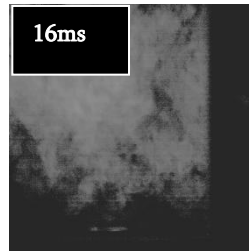
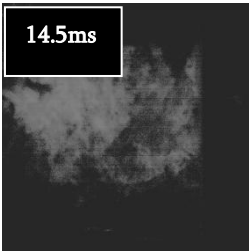
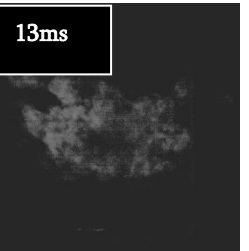
H18



H9



H9



H9

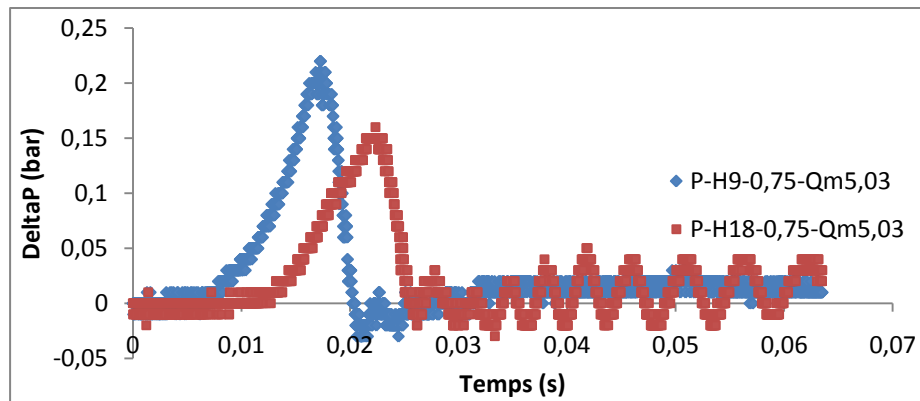
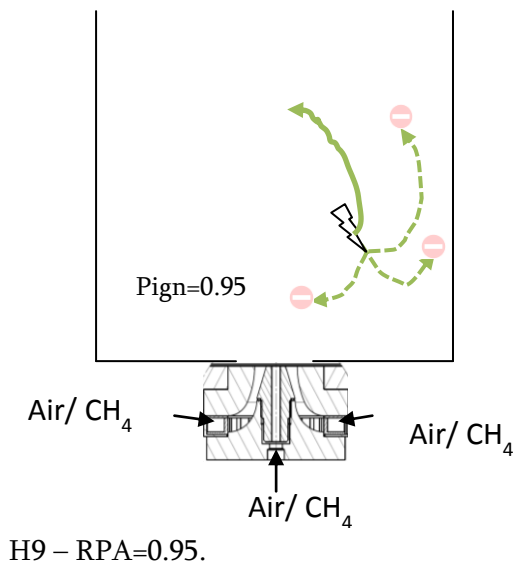


Figure 115 : Comparaison schématique des trajectoires du noyau de flamme lors des essais d'allumage réussis dans la CRZ. H9 et H18 des conditions P-0.75-Qm5.03.

La différence que l'on peut observer se situe au niveau de la façon dont, en moyenne sur les essais réalisés, la flamme parvient à se stabiliser dans le brûleur. Le développement privilégié autour du point d'allumage dans la CRZ n'est plus observé pour la configuration H9 comme cela était le cas pour H18. Le noyau se développe désormais plus haut, dans une zone proche du haut de la CRZ, des jets swirlés et de l'IRZ. Lorsque le noyau commence à se développer, on observe d'ailleurs des similitudes avec les images de la condition H9 dans l'IRZ. Le graphique de la pression lors des essais d'allumage montre à nouveau, tout comme dans l'IRZ, l'augmentation de la durée de la phase de convection du noyau dans le brûleur.

Pour les temps importants, les oscillations temporelles de pression montrent que la flamme est stabilisée en mode instable dans le cas à fort swirl.



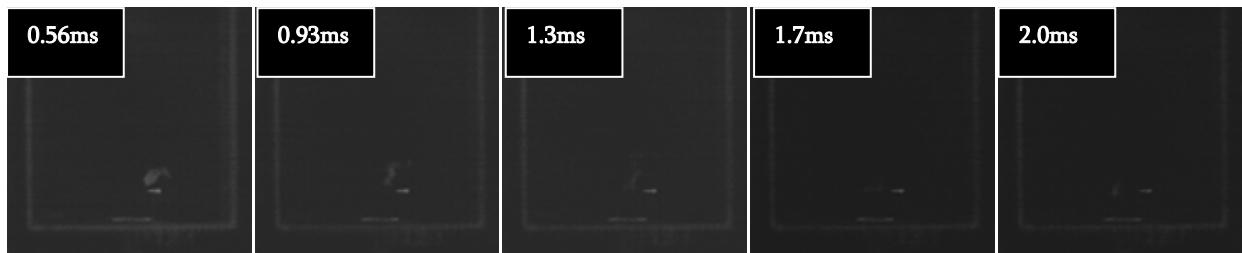
L’efficacité d’allumage est toujours maximale dans la CRZ.

Cependant, le noyau suit des trajectoires différentes de celles du cas H18. La flamme se développe prioritairement en haut de la CRZ et de l’IRZ. L’augmentation de l’intensité du swirl conduit à de plus fortes fluctuations de vitesse qui ne permettent plus la même phénoménologie de croissance du noyau. Il devient impossible au noyau de se propager directement vers le bas du brûleur.

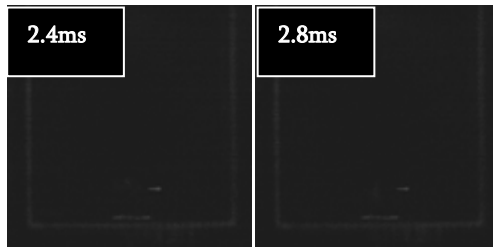
Figure 116 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la CRZ. Comparaison P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.

6.4.1.4 Effet de l’augmentation du swirl sur les statistiques d’allumage dans la zone de cisaillement maximum

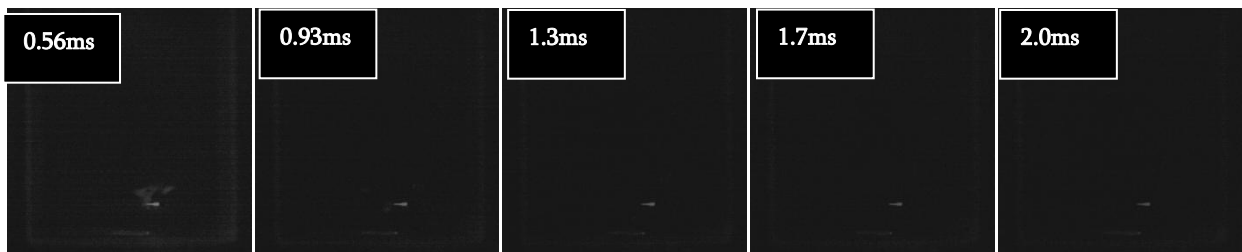
En configuration H18, le taux de réussite d’allumage dans la zone de cisaillement maximum, dont le point $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$ avait été choisi pour représenter cette zone, présentait un taux de réussite d’allumage de 35%. En raison de l’élargissement de l’IRZ dans la configuration H9, nous avons déplacé ce point de comparaison en $\{x/D=0.4 ; z/D=0.6\}$ pour se retrouver dans une même configuration topologique. La probabilité d’allumage y est inférieure (10%) et conduit à un RPA de 0.28.



H18



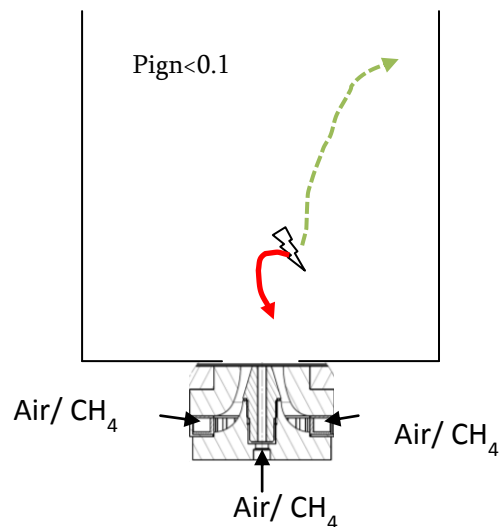
H18



H9

Figure 117 : Séquence de raté d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.4 ; z/D=0.6\}$.

La figure 117 permet de comparer les scénarios correspondants aux ratés d'allumage des configurations H9 et H18. Pour les mêmes temps, nous ne distinguons aucunes différences dans le déroulement des ratés d'allumage. A nouveau on peut voir que les premiers instants d'existence du noyau de flamme sont cruciaux dans l'issu des essais d'allumage. En ce point les conditions de vitesse et de turbulence sont encore plus élevées. La proximité du bas de l'IRZ et donc de l'injecteur ne favorisent pas un développement initial rapide du noyau de flamme. Les premières zones de réactions générées par le plasma de l'étincelle sont très rapidement dissipées par la turbulence, i.e. avant 1.5ms.



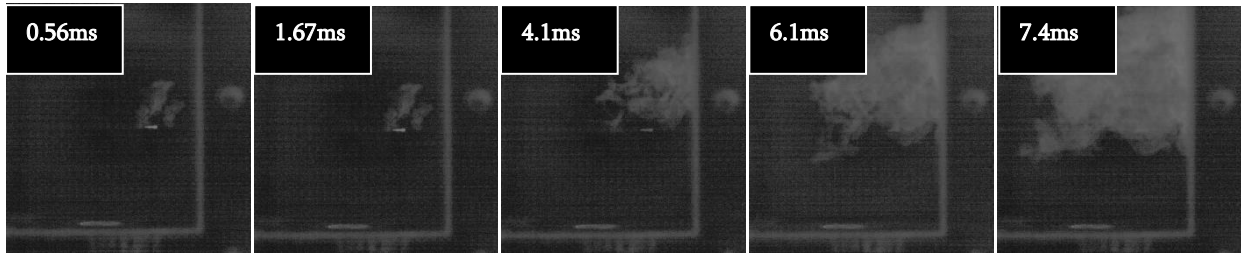
L'intensification du swirl donc de l'intensité de turbulence dans la zone de cisaillement conduit à réduire les probabilités d'allumage. Les trajectoires passant par l'IRZ sont toujours impossible alors que les trajectoires passant par le haut de la CRZ sont les seules à produire parfois un allumage réussi.

H9 – RPA<1.

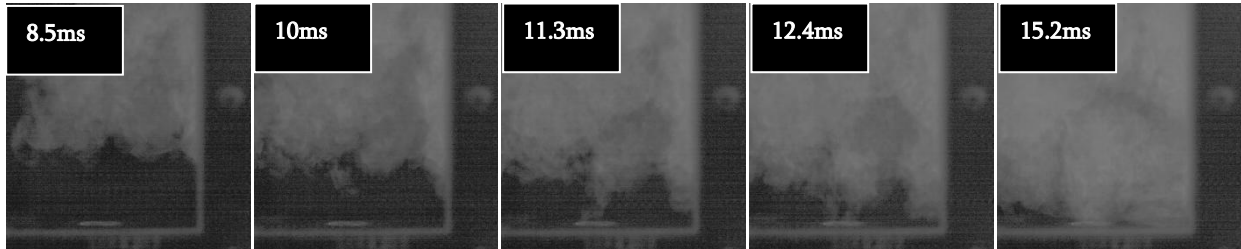
Figure 118 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la zone de cisaillement. Comparaison entre P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.

6.4.1.5 Effet de l'augmentation du swirl sur les statistiques d'allumage dans les jets swirlés

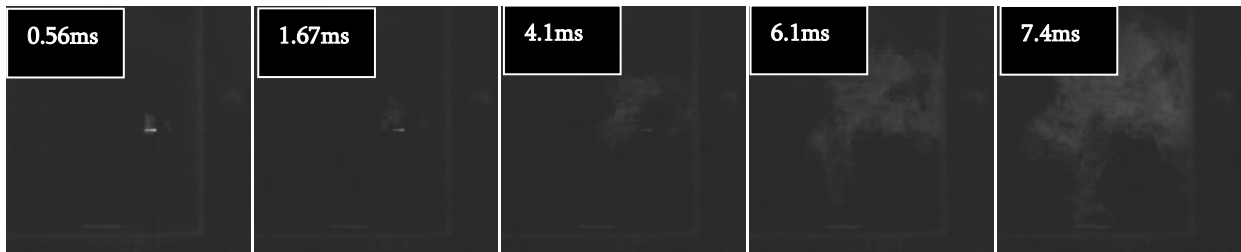
Dans le bas de la zone de jets swirlés, le passage de H18 à H9 réduit la probabilité d'allumage de 35 à 5% seulement, soit un RPA de 0.14. Ce très faible taux rend impossible l'exploitation de données statistiques issues des vidéos rapides. Nous ne présentons donc que le point situé plus haut dans les jets swirlés $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$ où la probabilité d'allumage est restée égale à 100% au cours de la modification du swirler.



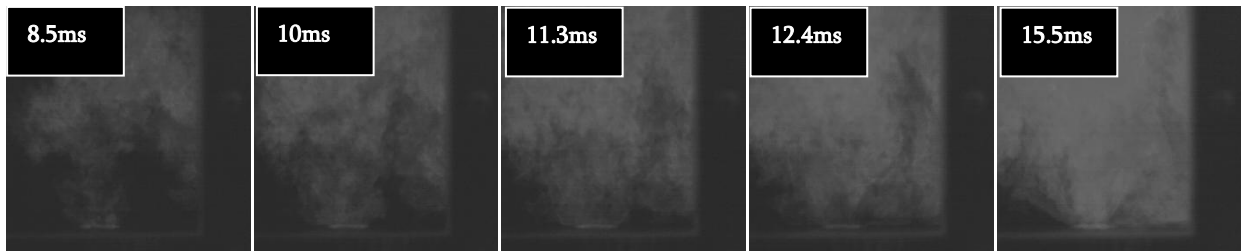
H18



H18



H9



H9

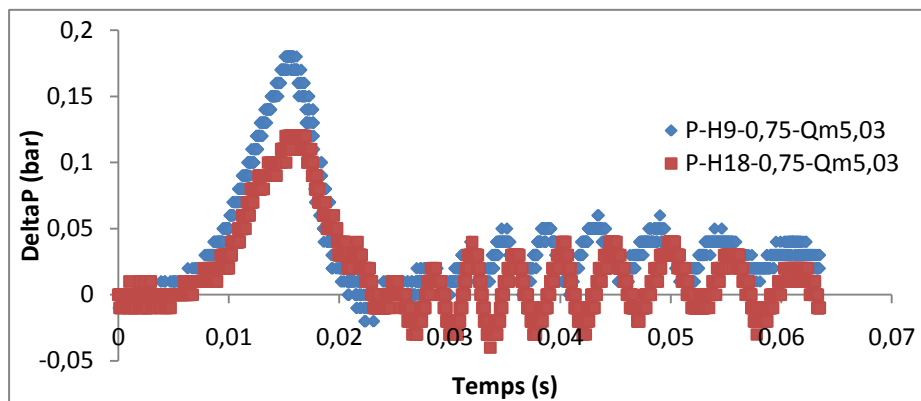
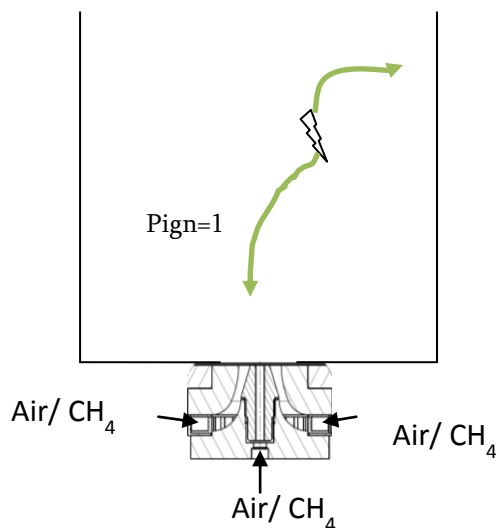


Figure 119 : Séquence de réussite d'allumage. Comparaison entre les cas P-H18-0,75-Qm5,03 et P-H9-0,75-Qm5,03. $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$.

La figure 119 présente la comparaison des séquences d’allumage générées dans le haut de la zone de jets swirlés. En configuration H9, la flamme se développe initialement autour du point d’allumage, puis rejoint le haut de l’IRZ pour se diriger enfin vers l’injecteur en suivant la trajectoire moyenne à l’intérieur de l’IRZ. Ce phénomène ne s’observait pas en configuration H18 où le noyau de flamme se propageait à toute la chambre avant sa stabilisation. L’accroissement de turbulence par augmentation de swirl semble freiner la croissance du noyau de flamme, le laissant se convecter dans des zones plus propices à son expansion.

Néanmoins, le graphique de l’évolution temporelle de la pression ne montre pas de différence au moment du pic de pression dans le brûleur.



La configuration H9 permet des trajectoires de noyau vers le haut de l’IRZ (scénario non clairement rencontré en configuration H18) Arrivé en haut de l’IRZ, les conditions étant favorable à l’allumage on assiste ensuite à 100% de réussite.

Figure 120 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme des essais d’allumage dans les jets swirlés. Comparaison entre P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.

6.4.1.6 Conclusion

L’intensification du swirl dans notre configuration a montré des modifications sur les résultats d’allumage en écoulement prémélangé.

D’une manière générale et dans le cas de l’écoulement non-prémélangé, notre analyse zone à zone n’a trouvé aucun point dans l’écoulement qui a montré une amélioration de ses statistiques d’allumage lorsque l’intensité du swirl donc la turbulence, a augmenté.

L'allumage dans l'IRZ a montré que l'intensification du swirl amène à une forte diminution des statistiques d'allumage dans la zone proche de l'injecteur. Les fluctuations de vitesse plus importantes ainsi que des temps de développement plus courts entre le point d'allumage et l'injecteur ont expliqué cette diminution. Plus haut dans l'IRZ, l'allumage est faiblement affectée et à partir de $z/D=2.0$, nous ne constatons plus de différences sur les probabilités d'allumage. Cependant, les scénarios d'allumage/propagation/stabilisation ont été fortement modifiés puisqu'il n'est plus possible aux noyaux de flamme créés de se développer à l'intérieur de l'IRZ à cause de l'augmentation locale de la turbulence.

La CRZ subit elle aussi une légère diminution de ses statistiques d'allumage lorsque le swirl augmente. Cependant le mode de développement et de stabilisation de la flamme ont évolués. Ainsi, le développement initial autour du point d'allumage ne s'observe plus, le noyau de flamme doit passer par une phase de convection dans le brûleur, le menant dans une zone « sure » (le haut de l'IRZ) avant d'entamer son développement. Les fluctuations de vitesse montrent donc toute leur importance lors des premiers instants, cruciaux, suite au dépôt d'énergie. Nous pouvons ainsi dire que la CRZ s'avère finalement moins intéressante que le haut de l'IRZ dans une optique de classement des zones d'études en fonction du taux de réussite.

Le haut des jets swirlés ne présent quasiment aucune différence lors de l'augmentation du swirl. Le taux de réussite est de 95% contre 100% auparavant. On constate néanmoins un changement dans le mode global de développement de la flamme avant la stabilisation. Le noyau de flamme ne parvient à se développer qu'en passant par le haut de l'IRZ, ce que nous n'avions pas constater à plus faible swirl, où le noyau se développait préférentiellement autour du point d'allumage avant de se propager à l'ensemble du volume du brûleur.

6.4.2 Effet de l'intensification du swirl sur les statistiques d'allumage de l'écoulement non prémélangé

La section précédente a montré que l'intensification du swirl dégradait les statistiques d'allumage, de façon plus ou moins prononcée suivant la localisation du point d'allumage dans la configuration prémélangée. En étudiant la configuration non prémélangée à fort swirl (NP-H9-.0.75-Qm5.43) nous envisageons donc de comprendre l'effet supplémentaire du non prémélange.

6.4.2.1 Cartographie de l'effet de l'intensification du swirl sur les statistiques d'allumage en configuration non prémélangé

La figure 121 présente la cartographie du RPA entre la configuration NP-H9 et P-H9 permettant ainsi de qualifier l'effet des conditions non-prémélangées sur l'allumage.

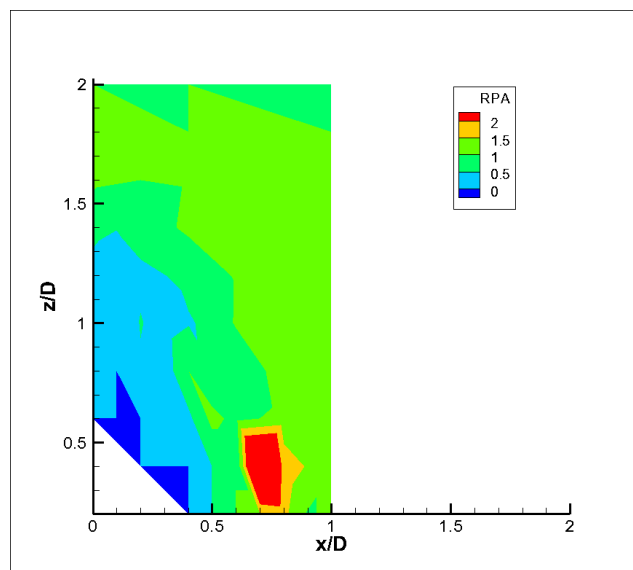


Figure 121 : Cartographie de l'effet de l'intensification du swirl sur les statistiques d'allumage en écoulement non prémélangé.

Les différences étant trop faibles entre les deux configurations, il nous a été impossible de les commenter afin de faire ressortir des tendances traduisant un effet éventuel.

6.5 Conclusions sur les résultats de statistiques d'allumage

Ce paragraphe vient apporter une conclusion globale aux résultats de mesures des statistiques d'allumage présentées tout au long du chapitre 6. Nous rappellerons la méthodologie d'étude de l'allumage que nous avons mis en place, justifiée par les spécificités de notre écoulement et dans un souci d'explication phénoménologique de l'allumage. Ainsi, pour chaque zone spécifique de notre écoulement, nous montrerons l'importance des conditions locales (en termes de moyenne mais aussi de fluctuations) sur les premiers instants d'existence du noyau de flamme dans l'environnement turbulent de notre brûleur. Nous récapitulerons brièvement les résultats du cas de référence puis nous montrerons les effets obtenus via les paramètres que nous avons fait évoluer, c'est-à-dire l'introduction de gradients de richesse à aérodynamique constante et l'augmentation du niveau moyen de turbulence en condition de prémélange et de non prémélange.

Au début du chapitre 6, l'étude directe des statistiques d'allumage superposées aux différentes variables de la turbulence avait montré qu'il est possible d'établir des liens, ponctuels et locaux, entre le résultat final moyen des essais d'allumage en un point et les conditions locales de turbulence. Nous avons ainsi observé des similitudes entre les iso-contours de probabilités de stabilisation de flamme (Pign) et le champ de vitesse axiale dans l'IRZ. Mais aussi des similitudes entre les gradients de vitesse et ces mêmes contours dans la zone de cisaillement maximum. Néanmoins, nous avons montré qu'il n'est pas possible d'étendre cette démarche sur l'ensemble du domaine d'étude que nous avons couvert. Cela montre qu'il n'est pas envisageable dans notre configuration de ne considérer qu'un seul paramètre permettant d'expliquer les résultats finaux d'allumage, surtout lorsque ce paramètre est appelé à changer en fonction de la localisation dans l'écoulement. Ainsi, nous avons décidé de nous intéresser aux résultats d'allumage zone par zone de notre écoulement. C'est-à-dire en traitant à part les points d'allumage situés dans l'IRZ, de ceux de la CRZ, des jets swirlés et des points dans la zone de cisaillement maximum.

Afin d'apporter plus de clarté à cette partie importante de ce travail de thèse, nous allons à nouveau séparer ici les récapitulatifs en fonction des zones de notre écoulement. Nous pourrons

ainsi présenter les effets engendrés par les gradients de richesse puis par la turbulence sur les statistiques d'allumage de façon ciblée.

- L'IRZ se caractérise par une très large gamme de statistiques d'allumage en fonction de la localisation verticale par rapport à l'axe du brûleur. Le cas de référence a montré que ses statistiques d'allumage s'échelonnent entre 0 et 100% d'allumage. Le minimum est obtenu pour les points les plus proches de l'injecteur, dans la zone située où apparaissent les points d'arrêt, vers $z/D=0.2$. Le maximum se situe en haut de notre domaine d'étude, au-dessus de $z/D=1.6$. Comme mentionné au-dessus, nous avons vu que la vitesse axiale permettait de retrouver le champ moyen de statistique d'allumage dans l'IRZ. Afin de modéliser ces résultats à l'aide de cette variable, nous avons représenté les statistiques d'allumage en fonction du temps de développement du noyau dans l'IRZ (considéré comme étant basé sur la vitesse axiale moyenne). Cette représentation a montré que les hautes probabilités d'allumage sont reliées aux forts temps de développement du noyau les plus élevés. Les images de visualisation rapide ont permis de voir que le noyau de flamme ne parvenait pas à surmonter les conditions fortement turbulentes du bas du brûleur. Les réussites d'allumage se caractérisent par une propagation rapide du noyau de flamme aux zones proches du haut de l'IRZ, et notamment la CRZ. Le développement de la flamme dans l'ensemble du brûleur se produit alors, conduisant ensuite à la stabilisation d'une flamme dans le brûleur.

L'introduction de gradients de richesse à l'intérieur de notre écoulement a mené à changer quelque peu les résultats dans l'IRZ. Les mesures ont permis de voir que la hauteur à laquelle le taux d'allumage de 100% est atteint se situe plus bas qu'en prémélangé. Les PDF de fraction molaire de carburant ainsi que les visualisations par caméra rapide ont montré que le noyau de flamme se développe plus vite à même hauteur d'allumage. Cette différence est provoquée par la présence de conditions de mélange plus riches, en moyenne, qu'en prémélangé.

L'intensification du swirl a montré qu'une turbulence moyenne accrue, comme attendu, se montre néfaste sur les zones qui étaient au préalable les moins efficaces. Il n'est plus devenu possible d'obtenir une flamme stabilisée en allumant en dessous de $z/D=0.6$. Les résultats d'allumage en haut de l'IRZ ont aussi été affectés négativement mais dans une mesure moindre, la diminution de l'efficacité est de l'ordre de 10%. Le

principal changement engendré par l'augmentation de la turbulence réside dans la façon dont se développe la flamme et comment elle parvient à se stabiliser dans le brûleur. Le noyau de flamme se trouve chassé de l'IRZ et il ne peut se développer qu'en haut de l'IRZ et dans le haut de la CRZ, quel que soit le point d'allumage.

- Dans le cas de référence, la CRZ présente des taux de réussite d'allumage très élevés puisqu'aucun essai d'allumage n'a abouti à un raté. L'étude des conditions locales moyennes au point d'allumage a montré que les fluctuations de vitesse sont limitées, permettant une croissance rapide dès l'étincelle du noyau de flamme. Ce déroulement a été par la suite confirmé par les visualisations rapides. Le noyau de flamme parvient à occuper rapidement un volume important de la CRZ puis s'étend à l'ensemble du brûleur avant de se stabiliser. En condition de prémélange et à « faible » turbulence (i.e. H18) la CRZ est une zone sûre en terme de réussite statistique d'allumage. A même aérodynamique, l'apparition des gradients de vitesse n'a pas eut une grande influence sur les statistiques d'allumages. Celles-ci sont restées de 100% pour le point étudié. L'étude de la PDF de fraction molaire au point d'allumage a montré de faibles variations de la richesse locales, centrée autour de la richesse moyenne du brûleur, expliquant ainsi le même mode de développement initial du noyau de flamme. Seul le déroulement de la phase d'expansion de la flamme dans le brûleur a changé, en suivant plus encore le mouvement impulsé par le swirler. L'augmentation de la giration de l'écoulement a mené en revanche à une dégradation des statistiques d'allumage. Nous avons néanmoins constaté que la condition non prémélangée à H9 était moins affectée par cette baisse des statistiques d'allumage. La présence de gradients de richesse dans l'écoulement est un avantage lorsque le noyau initial est parvenu à se développer, permettant ainsi à la flamme de se répandre plus facilement dans le brûleur malgré une turbulence plus intense.
- Les essais d'allumage au sein de la zone de cisaillement maximum ont montré dans notre cas de référence que les statistiques de réussite d'allumage y sont faibles, de l'ordre de 30%. L'étude des PDF de la vitesse axiale et de la vitesse radiale ont mis en avant de très larges distributions, montrant que le point étudié se trouvait alternativement à l'intérieur de l'IRZ et dans le jet swirlé. L'obtention d'une réussite

d'allumage ne se faisait que par une convection initiale du noyau de flamme loin de l'injecteur. Porté par le jet swirlé, le noyau de flamme se trouvait proche de la CRZ où son développement pouvait se faire aisément. Au contraire, lorsqu'au moment du dépôt d'énergie, le point d'allumage se trouvait sous l'influence de l'IRZ, la forte proximité avec l'injecteur menait à des résultats similaires aux faibles hauteurs d'allumage dans l'IRZ. L'introduction de gradients de richesse a mené à obtenir des points localement en dehors des bornes d'inflammabilité, ce qui a conduit à une diminution des statistiques de réussite d'allumage. La hausse de l'intensité du swirl en écoulement prémélangé a conduit la aussi à une diminution des statistiques de réussite d'allumage. Les visualisations ont montré, comme attendu, une action plus prononcée de la turbulence dans la dissipation des zones de réactions juste après l'étincelle lorsque le noyau de flamme se trouvait attiré en direction de l'injecteur.

- Les essais d'allumage au cœur des jets swirlés ont montré leur efficacité à la condition de s'éloigner de l'injecteur. Un premier point, proche de l'IRZ et de la zone de cisaillement maximum a été choisi, montrant un comportement global (statistique plus déroulement du développement de la flamme) comparable aux zones proches citées. L'intérêt d'allumer au cœur des jets swirlés réside dans la capacité de pouvoir convecter rapidement dès l'étincelle le noyau de flamme loin de l'injecteur, dans des zones plus propices à son développement. Tous les essais réussis, quelle que soit la condition (prémélangé ou pas, H18 ou H9), ont montré que les réussites d'allumage au point bas des jets swirlés se sont déroulés de façon similaire à ceux du point haut d'allumage des jets swirlés, une fois que le noyau de flamme avait quitté la zone fortement turbulente proche de l'injecteur. Le point bas est le plus négativement affecté par l'introduction de gradients de richesse et de hausse de l'intensité de turbulence : la présence de conditions locales en dehors des bornes d'inflammabilité ainsi que l'augmentation des contraintes à la surface des premières zones de réactions formées par l'étincelle ont conduit à cette diminution des statistiques d'allumage, comme mentionné plus haut pour les essais au cœur de la zone de cisaillement maximum.

2^{ème} partie

Chapitre 7 - Etude de la stabilité des flammes kérosène/air/hydrogène

La recherche de points de fonctionnement stables dans les systèmes de combustion à but propulsif, ou dans une optique de production d'énergie destinée à un réseau de distribution, est un élément essentiel et obligatoire faisant partie de leurs cahier des charges. Un mode de combustion stable est associé à un dégagement de chaleur présentant des variations d'intensité réduites sur des échelles de temps typiques de celles de l'utilisateur. Ainsi, les éléments mécaniques, fixes ou en mouvements faisant suite aux chambres de combustion voient leurs contraintes thermiques réduites. De plus, les modes de combustion appelés « instables » mènent à de fortes dégradations de la chambre de combustion pouvant aboutir, au pire des cas, à la destruction du système d'injection comme le montre la figure 122, ou d'une partie de la chambre de combustion.

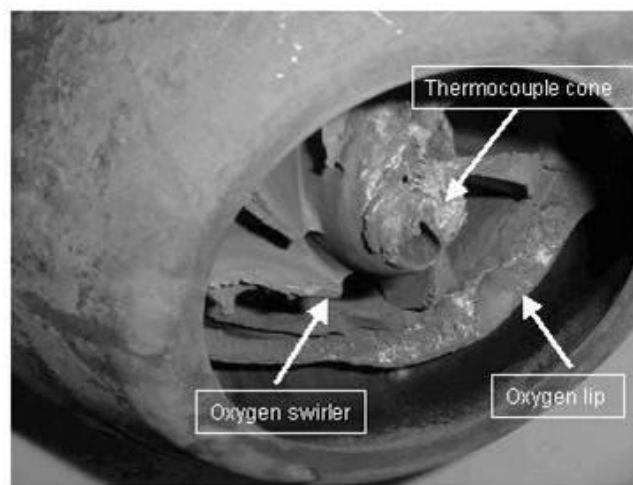


Figure 122 : Exemple de dégradations sur un système d'injection d'air et de carburant engendrées par des instabilités de combustion.

En 2001, lors du 142^{ème} tir réalisé par la société Ariane Espace (10^{ème} tir de la fusée « Ariane V » dont il s'agissait du 7^{ème} tir commercial), les satellites mis en orbite lors de cette mission l'ont été à une altitude plus basse que celle prévue. Ceci a été causé par une instabilité de combustion apparue lors de la phase d'allumage du moteur. Ce défaut de dégagement de chaleur dans cette phase hautement critique a entraîné une baisse de la poussée fournie par le moteur. Le rendement attendu des réserves de carburant de la fusée, traduit sous forme de distance à parcourir a donc été

plus faible que celle prévue. Cette instabilité de combustion à l’allumage a été provoquée par une variation de pression lors de la séquence d’allumage de différentes alimentations en carburant et comburant. Certaines courbes d’évolution de la pression dans la chambre de combustion lors des essais d’allumage de notre système de combustion, dans des conditions de fonctionnement beaucoup plus modestes, a montré au travers le chapitre 6 que des essais d’allumage peuvent conduire à générer des modes de fonctionnement instables. La figure 122 de ce manuscrit en est un parfait exemple. On peut citer d’autres instabilités, comme les instabilités hydrodynamiques ou encore les instabilités thermo-acoustiques [76, 77]. De plus, un lien direct existe entre les émissions polluantes et les instabilités lors des phénomènes de combustion.

Ces phénomènes d’instabilités de combustion sont étudiés depuis de nombreuses années. Les équipes de recherche et de développement voient de plus en plus d’intérêts à poursuivre le travail de compréhension et de maîtrise de ce sujet en raison des évolutions croissantes d’efficacité demandées lors des certifications des systèmes de combustion. La connaissance des mécanismes déclencheurs de ces instabilités ainsi que leur contrôle est devenu un enjeu majeur dans les futurs développements de moteurs (projet européen KIAI par exemple). Cela permet de repousser les marges de sécurité prises vis-à-vis de ces modes de fonctionnement à proscrire tout en améliorant l’efficacité globale de la combustion ; tant au niveau des technologies présentes dans les systèmes d’injection que dans les systèmes de contrôles passifs.

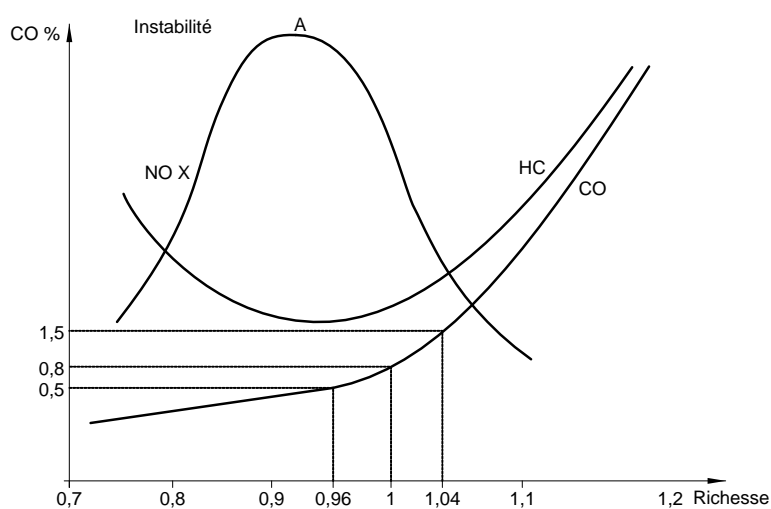


Figure 123 : Courbes indicative des tendances d’évolution des émissions polluantes réglementées (NOx, CO, HC) en fonction de la richesse.

La figure 123 renseigne sur l'évolution typique des émissions de CO, NO_x et HC en fonction de la richesse. On distingue deux zones potentiellement intéressantes vis-à-vis des émissions polluantes. La première se situe juste au-delà de la stœchiométrie, les émissions de polluants ne sont pas éloignées pour chacun d'entre elles de leur minimum. Néanmoins cette zone n'est pas avantageuse car la richesse globale des zones de réactions est trop importante, et la consommation de carburant se trouve élevée.

La seconde zone se situe en dessous de la stœchiométrie, proche de la richesse 0.8 sur cette figure. Les émissions de CO et de NO_x sont peu élevées par rapport au maximum apparent sur cette figure. Seuls les HC se trouvent plus importants. Cette seconde zone de fonctionnement est celle visée dans les moteurs aéronautiques car elle garantit des émissions de polluant faibles tout en permettant de conserver une poussée des moteurs suffisante. Néanmoins, cette zone est associée à des instabilités de combustion importante qui doivent être contrôlées, maîtrisées et réduites.

Communément, les turbines à gaz emploient des systèmes d'injection swirlés, dont le mode de fonctionnement global est similaire à celui que nous avons utilisé dans ce travail et présenté lors des chapitres 3 et 5.

L'intérêt de ces systèmes d'injection réside à la fois dans la diminution du temps alloué au mélange entre le carburant et l'air et dans la haute efficacité de ce mélange. De forts gradients de richesse sont ainsi évités, permettant de diminuer les émissions polluantes émises par le moteur, ce qui se traduit par une meilleure efficacité. De plus, afin de minimiser les consommations de carburant, les richesses globales de fonctionnement ont été diminuées en cherchant à minimiser la quantité de carburant injectée.

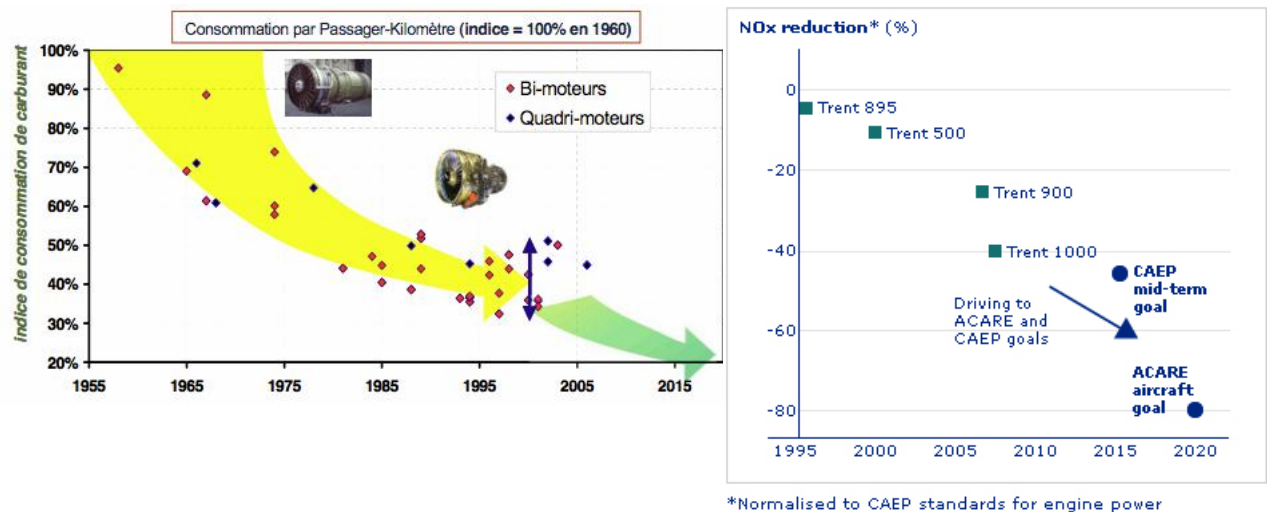


Figure 124 : Comparaison des différences d'évolution des émissions de carburant (Snecma à droite, [78]) et de NOx (Rolls-Royce à gauche, [79]) vis-à-vis des normes ACARE [80].

La figure 124, à gauche, présente l'évolution au fil des générations de moteurs la consommation en carburant par « passager-kilomètre » des moteurs Snecma. On peut constater une rupture dans la pente d'évolution à compter de l'année 1995 où la baisse en consommation imposée par les normes anti-polluants s'est faite plus importante qu'auparavant. La figure de droite permet de cibler plus particulièrement cette tendance sur les émissions de NOx des moteurs Rolls-Royce. En l'espace de 25 ans, entre 1995 et 2020, les taux de NOx à ne pas dépasser par les moteurs afin d'obtenir la certification aura été diminué de 80%. Une telle réduction des émissions polluantes ne peut être atteinte qu'en modifiant la chambre de combustion. Ainsi, les chambres de combustion visent de plus en plus à se rapprocher de modes de fonctionnement en régime très pauvre, i.e. à richesse inférieure à 0.6. Cette génération de brûleurs et de systèmes d'injection « Low-Nox » tend à rendre le mode de fonctionnement de plus en plus proche des conditions prémélangées ou partiellement prémélangées.

Néanmoins, les conditions pauvres et partiellement prémélangées induisent des comportements moins stables de la flamme conduisant à l'existence d'instabilités de combustion. Ces conditions pauvres et prémélangées sont néanmoins nécessaires à développer vis-à-vis de l'évolution des réglementations d'émissions de polluants. Aujourd'hui, de nouvelles technologies de systèmes d'injection sont en cours d'études, de tests et de développement :

- Le premier d'entre eux vise à permettre un fonctionnement « LPP » (« Lean Premixed prevaporized »). La cible des systèmes d'injection répondant à cette appellation vise les émissions de NOx. Le mode de fonctionnement pauvre et prémélangé évite par définition l'existence dans l'écoulement de points à haute richesse, menant si des réactions de combustion se produisent dans ces endroits à une formation importante de NOx. Un des inconvénients de ce type d'injecteur réside dans le risque de rentrées de flamme dans le système d'injection, ou du moins à une stabilisation de la flamme sur l'injecteur. Ce type de régime, complètement non voulu, conduit à une dégradation prononcée des systèmes d'injection. C'est en partie ce qui conduit à abandonner cette technologie.

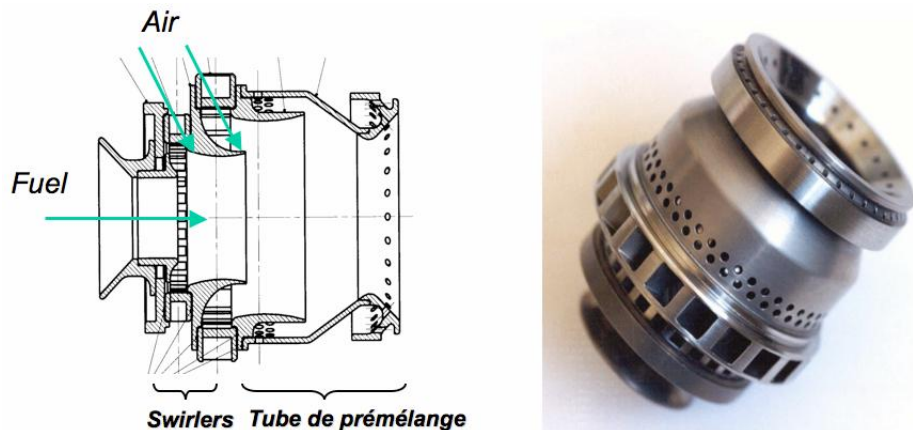


Figure 125 : Exemple de système d'injection LPP. Snecma.

- Le second type de système d'injection développé dans cette optique se base sur l'injection multipoints. Cette appellation provient de son mode de fonctionnement. A bas régime seul un circuit d'alimentation en carburant est opérationnel. Tandis qu'à haut régime le second circuit d'alimentation en carburant vient s'ajouter au premier afin de permettre une augmentation de la puissance de combustion. La séparation de l'injection de carburant en une somme de petites injections vise à maximiser l'efficacité du mélange entre l'air et le carburant lors des phases de pleine puissance associées aux régimes de forte production de NOx.



Figure 126 : Exemple de système d'injection multipoints. Snecma.

Les solutions visant à travailler sur l'évolution des systèmes d'injection ne constituent pas la seule voie envisagée par les constructeurs de moteurs aéronautiques afin de répondre aux exigences croissantes des normes fixant les limites maximales d'émissions polluantes. Depuis plus d'une quinzaine d'années, le motoriste américain General Electric Aircraft Engines (GEAE) [81] développe des chambres de combustion basées sur un tout autre mode de fonctionnement que celles actuellement en fonctionnement, et dont le principe nous vient directement des premiers avions à réaction apparus lors de la seconde guerre mondiale. Cette nouvelle technologie de chambre de combustion, appelée « Trapped Vortex Combustor » (TVC) vise à faciliter la stabilisation des flammes turbulentes ainsi que l'allumage par l'emploi de larges zones de recirculation de gaz.

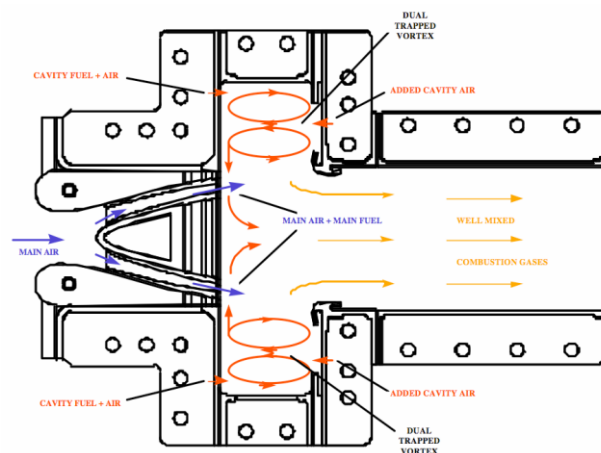


Figure 127 : Exemple de chambre de combustion TVC développée par GEAE.

Enfin, la dernière voie d'étude envisagée dans la réduction des émissions polluantes vise à employer des carburants autres que le kérosène dit Jet-A1. Du kérosène de synthèse est apparu récemment, des essais sur des moteurs commerciaux ont même déjà été réalisés avec d'autres carburants dits verts. Néanmoins, afin d'être adopté par une majorité de motoristes, un changement de cette ampleur implique que le carburant remplaçant doit être meilleur que le Jet-A1 afin de préserver la capacité à assurer des vols « long courrier » sans rajouter des escales visant à remplir les réserves de carburant. Les développements en cours, des systèmes d'injection sont majoritairement toujours destinés à fonctionner à l'aide de Jet-A1, il ne semble donc pas raisonnable d'envisager à ce jour un changement radical du carburant employé.

L'étude qui suit résulte de l'interrogation sur l'efficacité d'un ajout d'hydrogène dans la combustion du kérosène s'inscrit aussi dans cette démarche. A savoir proposer une solution technique d'un changement par étapes de la composition globale du carburant de référence dans les moteurs aéronautiques. Les grandes tailles de chambres de combustion sont engendrées par le besoin d'oxyder au maximum le CO en CO₂. Cela engendre en revanche une production supplémentaire de NO_x. Au contraire, des chambres de combustion de petite taille en l'état actuel des avancées technologiques engendreraient peu de NO_x mais beaucoup de CO. L'ajout d'hydrogène dans la combustion permet une meilleure oxydation du CO, et ainsi des changements possibles dans le design des futurs moteurs aéronautiques en envisageant une réduction de la longueur des chambres de combustion actuelles. Ainsi, via un moyen d'ordre chimique, il deviendrait possible d'agir positivement sur les émissions polluantes via un changement dans le design des chambres de combustion, tout en améliorant la stabilité des points de fonctionnement.

Ce travail a été publié dans la revue scientifique « International Journal of Hydrogen Energy », dans son volume 34, n°9 paru en 2009. Il est présenté sous sa forme originale dans ce chapitre.

7.1 Introduction

The strong dependence (of industry and financial places) on kerosene or oil, the increase of these costs coupled with the thinning down of hydrocarbons fossil resources and reduction of pollutant emissions limits, such as NO_x, CO or soot tend to decrease the use of fossil hydrocarbons. This is the beginning of a new research phase in the combustion domain and more precisely in the aircraft combustion.

In the objective aiming at reducing NO_x, CO emissions and reducing use of fossil oil, aircraft industry develops several strategies: injection, chemical and fuel strategies.

Injection strategies are based on an improvement in the atomisation efficiency. At the moment there are two technologies of injectors. The first one, called “air blast injector”, needs to ensure his maximum efficiency to have high values of air bulk velocity since the difference between air bulk velocity and fuel velocity is used to atomise the liquid fuel. The second one, called “mechanical injector” uses a pressurised tank of fuel. The fuel under pressure is then injected in the combustor via the very short outlet section of the injector (less than 1mm diameter). This sudden widening of the section leads to atomise the fuel. This second type of injector is the most employed. A new injection system is expected to be most used: the multi staged systems. Their efficiency is ensured thanks to the possibility of modifying the fuel injection repartition according to the desired operating conditions. Nevertheless, all these technologies are used under conditions near from the stoichiometry which lead to produce NO_x emissions but with few CO and unburned hydrocarbons.

Chemical strategies are also used to strongly reduce these NO_x emissions rates and one promising way is to burn in lean conditions thanks to LPP (Lean Premixed Prevaporized) burners. This way has been used to strongly decrease the thermal NO_x. Lean combustion which is currently developed to reach the NO_x emissions reductions targets leads to instabilities combustion which are not acceptable in the operating conditions [82-85].

The last strategy deals with fuels. Nevertheless, the course of the drastic reduction of CO₂ emissions can be made only in replacing a fossil fuel by a fuel not containing carbon [86-88]. In

that sense, hydrogen is one of the possible ways considered to date. Although an aircraft fully propelled by hydrogen is not a realistic objective for at least several decades because of technical difficulties (such as hydrogen production that could cover the whole growing aircraft traffic or developing new materials that could resist to the high temperature of the hydrogen combustion in the max take-off phase), introducing small amount of hydrogen in the kerosene combustion seems to be nowadays a promising way for these three points:

- pollutant emissions reduction,
- decrease of fossil hydrocarbons use to the profit of cleaner sources of energy production,
- improvement of re-ignition efficiency in high altitude.

The solution investigated in this paper considers the last strategy, where gaseous hydrogen is injected in a prevaporized kerosene/air mixture.

As far as we know, very few experiments or numerical simulations have been performed to demonstrate the interest of H₂ addition in kerosene/air mixtures for aeronautical approaches, even if the effects of hydrogen onto gaseous fuel/air mixtures have been already demonstrated.

A study concerning injection of hydrogen in a gaseous methane/air mixture has proved that stable combustion domain is extended toward the lean limits without hydrogen addition [89]. Similarly, the effect of hydrogen injection on propane/air combustion in a gas turbine have been investigated [90]. The authors found that hydrogen injection tends to decrease pressure fluctuations amplitude but increases CO emissions. Nevertheless, from these measurements burnt gas are not diluted in their case which can lead to difficulties in pollutant emissions measurements.

An experimental set-up operating with liquid kerosene has been tested with an air blast atomizer [91]. They found that the blow-out limit of the flame shifts to the lean side of the air-fuel mixture in the hybrid combustion. Hybrid combustion results in a slight decrease in NO_x emission and a remarkable decrease in soot emission. When hybrid ratio ($m_{H_2}/m_{kerosene}$) is under 10%, the flame stability is improved by the hybrid combustion. Increasing the hybrid ratio from 10% to 50% produces an increase in combustion efficiency and reductions of soot and NO_x. While the hybrid ratio is over 50%, the characteristics of the hybrid combustion flame become similar to those of hydrogen gas flame.

Experimental studies are also needed to study hydrogen injection in a kerosene/air flame in complex flow configurations, such as high turbulence level, swirling flow, two phase flow and dilution air which are representative of realistic conditions in the aircraft engines.

A feasibility analysis of hydrogen as additional fuel has already been done [92]. A commercial aircraft configuration is considered in the long and very long range class (30% of the airlines representing 25% of the reservations). A study based on hydrogen addition in the kerosene/air combustion has been carried out and the results show a gain on total weight of fuel loaded in the aircraft for the same conditions of power during the maximum take-off phase and for the same distance of fly. A decrease of gas combustion temperature at the outlet of the combustion chamber (in the cruise and take-off phases) has been observed. The decrease of specific fuel consumption becomes more important when high mass fraction of hydrogen is injected: almost 16% for 10% of hydrogen (mass fraction) and for a same total mass fuel (for different hydrogen introduction) the more hydrogen is injected and the longer the fly-distance can be.

The aim of this study will be to characterise the effect of hydrogen addition to a kerosene (JET A1)/air mixture in terms of flame stability and pollutant emissions. First, the results concerning the combustion diagram in terms of stability domain are displayed. Then, the flame structures and the spectral densities of frequencies occurring during combustion are linked in the combustion diagram in order to characterize the impact of hydrogen addition. Finally the measurements of pollutant emissions, i.e. CO and NO_x, will be discussed with respect to the hydrogen injection rate and to the operating conditions in the gas turbine combustion chamber.

7.2 Laboratories & Experimental apparatus

7.2.1 Scale gas turbine

The experimental apparatus is a laboratory scale gas turbine combustion chamber [40, 42, 93, 94] in a LPP configuration (Figure 1). Thanks to electrical heater (P=2kW) the primary air can be heated up to 473K. In this study fuel injection is realised thanks to an oil nozzle (DANFOSS 030F7912, 0.6 US Gal/h - 60° - S). Combustion air is swirled by mean of a radial swirler composed

of 6 channels inclined by 45° (Figure 2). The Swirl number, S_n , based on the following relation is estimated to 1.74:

$$S_n = \frac{G_\theta}{R.G_x}, \text{ with } G_\theta = \int_0^R U_\theta \cdot \rho \cdot U_x \cdot 2\pi \cdot r^2 \cdot dr \text{ and } G_x \approx \int_0^R U_x \cdot \rho \cdot U_x \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr \quad (\text{Eq. 1})$$

with G_θ corresponding to the tangential kinetic momentum, G_x corresponding to the axial kinetic momentum.

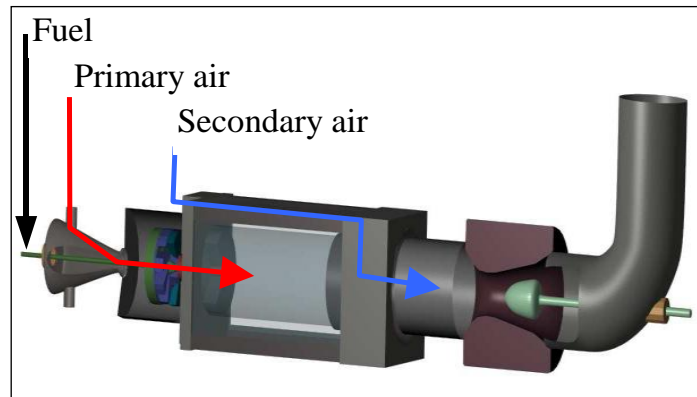


Figure 1: Scale gas turbine combustion chamber facility

Fuel is prevaporized and mixed with the primary air in a 70 mm length premixing tube. Its 10mm diameter prevents flash back occurrence [40]. Hydrogen is introduced through 3 holes with equal angular spacing, mixed with air before being mixed with kerosene (Figure 2) in the premixing tube. The gas turbine combustion chamber operates at atmospheric pressure.

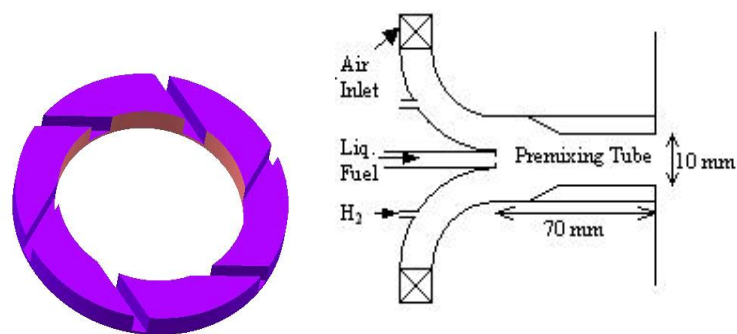


Figure 2: Air swirler and injection of H₂ and kerosene

The combustion chamber is composed of a Herasil cylindrical tube 250mm long and 80mm large. The tube is cooled thanks to secondary air mass flow which is then used as dilution 300mm downstream the injector nozzle. This dilution air mass flow is injected tangentially and has the same effect as in a real aircraft engine: diluting and cooling hot gas products after the combustion.

An adjusted converging nozzle placed at the combustor outlet enables if necessary to increase the operating pressure condition.

7.3 Optical diagnostics and measurements

Various optical diagnostics and measurements probes are used to characterise the flame structure, the flame stability and the pollutant emissions.

7.3.1 LDV

The aerodynamic characteristics have been investigated by LDA for the non-reacting conditions in order to identify the different zones of the flow field at $T=300\text{K}$. A 4W argon-ion laser Doppler velocimeter operating into the backward scatter mode has been used. This system is a 2 component dual beam with wavelengths of 514nm and 488nm. The characteristics dimensions of the probe volume which is formed by the blue beam after a 350mm focusing lens are estimated to be $90\mu\text{m}$ large and 3.3mm long. Regarding the green beam such dimensions are $86\mu\text{m}$ large and 1.3mm long.

These data are processed thanks to the ITA 750 processor (TSI). A three-dimensional traversing stepping-motorized computer-controlled unit enables the measurement volume to scan the whole combustion chamber by point to point displacement. Olive oil particles are used to seed the swirling flow. Validation ratio of these measures is over 70% although the centrifugal effect of swirling flow which causes problem for the seeding homogeneity. In order to avoid non-negligible distortion and displacement by confinement curvature the volume measure is limited to 90% of the whole combustion chamber volume. These measurements have allowed extracting mean and fluctuating profiles of axial and radial velocity.

7.3.2 CH* imaging

Chemiluminescence of CH* is used to detect the flame location and instantaneous flame structure in the combustion chamber. The system is composed by a 16 bit ICCD camera (Princeton 512*512 pixels²) coupled with a Nikkor lens (85mm, f1/1.8), and a narrow band pass filter centered at 431nm in order to collect CH* radicals chemiluminescence. Each experimental condition has been characterised by 300 instantaneous recording which have been used to compute averaged and RMS images. Gain and exposure time have been kept constant along all the measurement period.

7.3.3 Pressure fluctuations

Simultaneously to CH* emission recording, pressure fluctuations in the combustion chamber have been collected using a Kistler 7061B pressure sensor coupled with a charge amplifier 5011. It is located before the air dilution injection. Sampling frequency has been fixed to 10 kHz.

7.3.4 Pollutant emissions

Pollutant emissions, i.e. CO and NO_x, have been measured with a 5-gas analyser HORIBA 1500. CO and NO_x emissions are respectively measured thanks to the NDIR method and to the chemiluminescence method. The relatively low level of pollutants emissions observed in the diluted gases is correctly measured by used of appropriate calibration gases (100ppm for CO and 50 ppm for NO_x). The measurements of CO₂ and O₂ permit the control of equivalence estimated from air and fuel mass-flow rates. Pollutant emissions are expressed in mg/MJ in order to correct the change of dilution due to the variation of equivalence ratio and the change of fuel characteristics due to injection of H₂ in spray kerosene.

7.4 Operating conditions

Combustion air can be heated in order to represent the inlet condition of temperature behind the compressor as in an industrial aircraft engine. This aspect is important since chemical effects due to temperature are under the same conditions than in real applications. Minimum kerosene mass flow has been determined in order to keep a good quality of the spray atomization. Its maximum value has been chosen due to the top value of hydrogen mass flow which could be delivered by the mass flow meter and due to maximum H₂/kerosene ratio used. A first part of this study has been done with non-constant combustion power but with constant equivalence ratios in order to examine the effect of hydrogen addition for a reference flame. The second part is dedicated to the impact of the hydrogen ratio in the mixture when combustion power and equivalence ratio are kept constant. One of the aims is first to evaluate if hydrogen addition could be a possible strategy for aircraft engines. In a second time to determine if the benefits range of hydrogen addition exists and in which range of hydrogen addition compared to kerosene mass flow rate these benefits are the most important.

Along this study, kerosene/air flames are used as a reference for an inlet temperature of 473K and under the atmospheric pressure. The reference kerosene mass flow rate has been fixed to 0.3g/s and will be called later “reference case”. Kerosene mass flow rate has been varied from 0.15g/s to 0.35g/s. H₂ enrichment of the kerosene is expressed in mass percentage (%H₂), defined

$$\text{as } \%H_2 = \frac{\dot{m}_{H_2}}{\dot{m}_{Kerosne}}.$$

In this study, enrichment rates are fixed at: 2.5, 5 and 10% leading to a H₂ flow rate varying from 3.75.10⁻³g/s to 3.5.10⁻²g/s. Ratio (R) between kerosene mass flow and total air mass flow is kept constant (primary air is adjusted in order to fix the equivalence ratio and secondary air is adjusted to keep constant the ratio R). In this work, the ratio is R=0.019. Equivalence ratios have been studied in a large range: from 0.3 to 1, which leads to have a primary air varying from 2.6g/s to 17.7g/s.

In the case of pure kerosene/air combustion equivalence ratio is determined by the following relation:

$$\varphi = \frac{\dot{m}_{kerosene}}{\dot{m}_{primary\ air} FAR_{kero}^0} \text{ with } FAR_{kero}^0 \text{ the stoichiometric fuel air ratio, } FAR_{kero}^0 = \left(\frac{\dot{m}_{kero}}{\dot{m}_{primary\ air}} \right)_{stoech} .$$

In the case of hybrid combustion kerosene/H₂/air equivalence ratio is determined by the following relation:

$$\varphi = \frac{\dot{m}_{kerosene} \times (1 + \%H_2 / 100)}{FAR_{mixing}^0 \dot{m}_{primary\ air}} \text{ with } FAR_{mixing}^0 = \frac{1 + \%H_2 / 100}{1 / FAR_{kero}^0 + \%H_2 / 100 / FAR_{H_2}^0} .$$

$FAR_{kero}^0 = 0.0681$ based on C₁₀H_{19.8} kerosene and $FAR_{H_2}^0 = 0.0289$.

Kerosene, air (primary plus dilution) and H₂ mass flow are controlled thanks to 4 mass flow regulators. H₂ mass flow is regulated thanks to a BRONKHORST EL-FLOW, air mass flow thanks to BRONKHORST IN-FLOW and the kerosene mass flow thanks to a BRONKHORST LIQUI-FLOW-L30.

The accuracy rating for the equivalence ratio is estimated thanks to the mass flow meters accuracy with 1.5% error of the calculated equivalence ratio. This leads to have a maximum uncertainty of 0.015 for an equivalence ratio of 1 and a minimum uncertainty of 0.0045 for an equivalence ratio of 0.3.

Operating conditions for a constant kerosene mass flow rate of 0.3g/s are summarized in Table1. Typical characteristic flame structures and corresponding equivalence ratio are presented according to the primary air mass flow rate. The non-measured flame close to the stoichiometry in the case of 10%H₂ injection is due to too intense radiation of the Herasil tube which could have damaged the combustor.

The flame structure symbols will be explained in section “Stability domain of combustion”.

Primary air (g/s)	5.0	7.2	9.3	10.3	10.7	11.1	11.8	12.5	13.8	15.8	16.2
Kerosene/air (reference case)											
Flame characteristic	AS	AS	LS	LU	VU	VU+ext					
Equivalence ratio	0.89	0.63	0.47	0.44	0.42	0.41					
Kerosene/2.5%H₂/air											
Flame characteristic	AS	AS	AS	LS	---	LS	VU	VU+ext			
Equivalence ratio	0.95	0.66	0.51	0.46	---	0.42	0.40	0.39			
Kerosene/5%H₂/air											
Flame characteristic	AS	AS	AS	---	---	LS	---	LU	VU		
Equivalence ratio	1.00	0.7	0.54	---	---	0.43	---	0.39	0.37		
Kerosene/10%H₂/air											
Flame characteristic	---	AS	AS	AS	---	---	AS	---	LS	LU	VU+ext
Equivalence ratio	---	0.73	0.6	0.53	---	---	0.47	---	0.38	0.36	0.35

Table 1: operating conditions for a kerosene mass flow of 0.3g/s.

7.5 Aerodynamic characteristics

This section describes the non-reacting flow structure which takes place inside the combustion chamber. Only one mass flow rate is considered here since it represents correctly all the aspects which can be found for all the others air mass flow rate values.

The mean flow field is represented on Figure 3. Four distinct zones can be observed in this figure and are described below.

- The first one, the Internal Recirculation Zone (IRZ) is due to the intense swirling flow, since the swirl number $Sn=1.74$ is greater than its critical value of 0.6 [95, 96].
- The second one, the Corner Recirculation Zone (CRZ) exists because of the sudden widening of the flow [42, 57]. The containment ratio B defined by $B = \frac{S_{(chamber)}}{S_{(premixedtube)}} = 64$, is the key parameter to control the CRZ.
- These two recirculation zones are separated by a counter-flow shear layer zone where combustion reaction will generally take place.
- Finally the fourth zone which is located up to 50mm above the outlet section of the premixing tube is the most homogeneous zone of the flow.

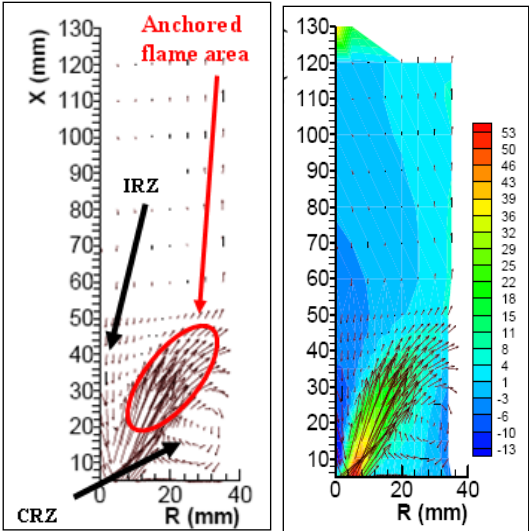


Figure 3: LDV measurements of axial velocity inside the combustion chamber.

The IRZ location can be quantified by the mean axial velocity profile along the combustion chamber axis (Figure 4). The mean axial velocity displays along the combustor chamber length presents a strong decrease just behind the outlet section of the premixing tube. The maximum absolute velocity of this counter flow characteristic is located for a value of $x=12\text{mm}$, close to the premixing tube diameter value. The mean axial velocity then increases and reaches a value close to zero at the exit of the combustion chamber ($x=120\text{mm}$).

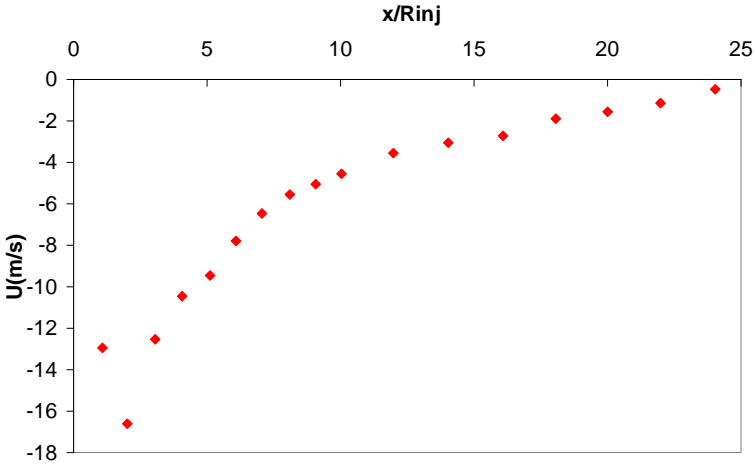


Figure 4: Mean axial velocity along the combustion chamber axis.

Figure 5 shows the mean radial profiles of axial and radial velocities for different positions along the axis of the combustion chamber. Figure 6 presents the corresponding radial profiles of velocity fluctuations. Attenuation of axial velocity along the combustor axis is shown thanks to the Figure 5a: maximum of axial velocity decreases and its position is moved away from the centre

of the combustor. This maximum becomes closer to the cylindrical tube (up to $x/R=8$, with R the radius of the injector) and for $x/R=10$ axial velocity is almost negative along the combustor radial axis. Radial velocity profiles have the same trend as the axial velocity profiles. Nevertheless radial velocity profile for $x/R=10$ is almost close to zero which demonstrates that the average flow field can be considered as axial in the outlet section of the combustion chamber.

The maximum value of the axial velocity fluctuation is located just after the premixing tube, where the jet has its highest positive values and lowest values due to the IRZ. This shear layer zone is characterised by important velocity fluctuations. Axial velocity fluctuations have the same decreased trend for each position in the combustion chamber. Radial velocity fluctuations are important in the shear layer zone for $x/R=1$ up to $r/R=2$. After these locations along the combustor axis radial velocity fluctuations are divided by two and they are less important than 15% of the bulk velocity (70m/s). The bulk velocity is defined as the ratio between the volumetric primary air flow and the outlet section of the premixing tube.

These important levels of velocity fluctuations are relevant to an industrial flow field configuration including high swirl number values close to the injector.

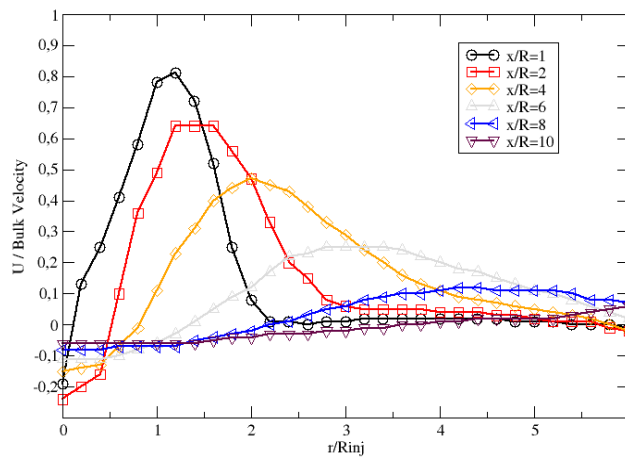


Figure 5a: Radials profiles of $\frac{\overline{U}}{V_{bulk}}$ for different positions along the combustion chamber axis.

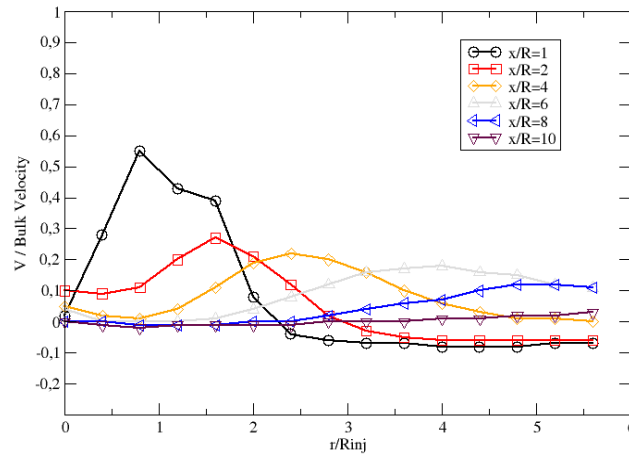


Figure 5b: Radials profiles of $\frac{\bar{V}}{V_{bulk}}$ for different positions along the combustion chamber axis.

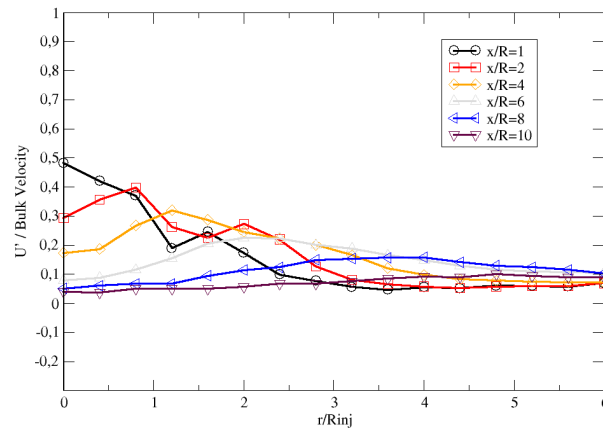


Figure 6a Radials profiles of $\frac{U'}{V_{bulk}}$ for different positions along the combustion chamber axis.

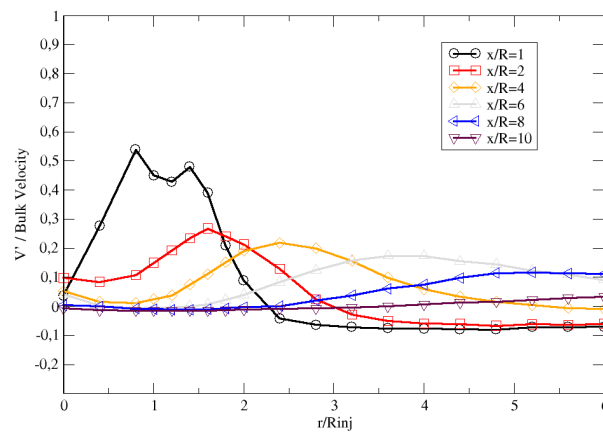


Figure 6b: Radials profiles of $\frac{V'}{V_{bulk}}$ for different positions along the combustion chamber axis.

7.6 Stability domain of combustion

Structure and flame stability change gradually when the equivalence ratio is decreased, i.e. when combustion primary air is increased. Averaged CH^* emissions visualizations of flame are displayed in Figure 7 in order to illustrate the different typical flame structures which have been observed for all the operating conditions in order to determine the combustion stability diagram (Figure 9). Bottom of each image corresponds to the exit of the premixing tube. PSD, power spectral density, of pressure fluctuations signals recorded in the combustion chamber have been calculated thanks to the Welch method.

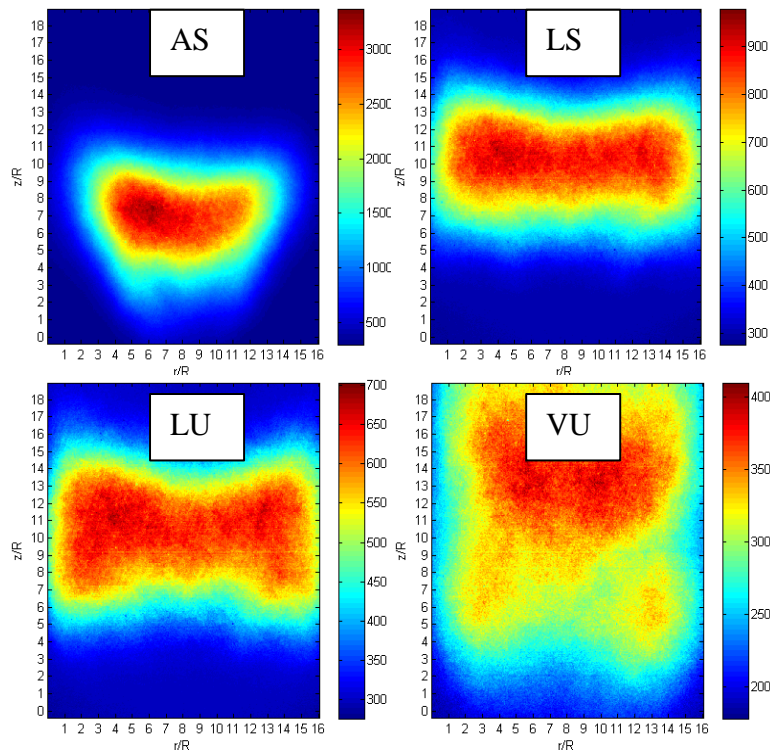


Figure 7: typical flame structures for kerosene/air and kerosene/ H_2 /air flames ($T=473\text{K}$, $P=1\text{bar}$, $Q_{\text{mkero}}=0.3\text{g/s}$) by CH^* chemiluminescence emissions.

The first state, called Anchored & Stable flame (AS), appears when the equivalence ratio is relatively high; the flame is very close to the outlet section of the premixing tube and is stabilised on the shear layer zone. The second state, called Lifted & Stable flame (LS), the reaction zone has moved away from the premixing tube and tends to reach the edges of the combustion chamber. The width of the flame is more important.

For the third state, called Lifted & Unstable flame (LU), the reaction zone is far from the premixing tube and is located in mean a large area of the combustion chamber. The flame becomes visually unstable and low frequencies, about 30Hz, of pressure fluctuations are present.

The fourth state, called Lifted & Very Unstable flame (VU), occurs near the lean extinction limit. From the mean visualisations the reaction zone tends to occupy the whole combustion chamber and to be separated into two zones. Strong low frequencies oscillations of pressure are detected. The values of these low frequencies are situated between 10Hz and 35Hz, and the maximum peak value is obtained for the 20Hz frequency (see Figure 12).

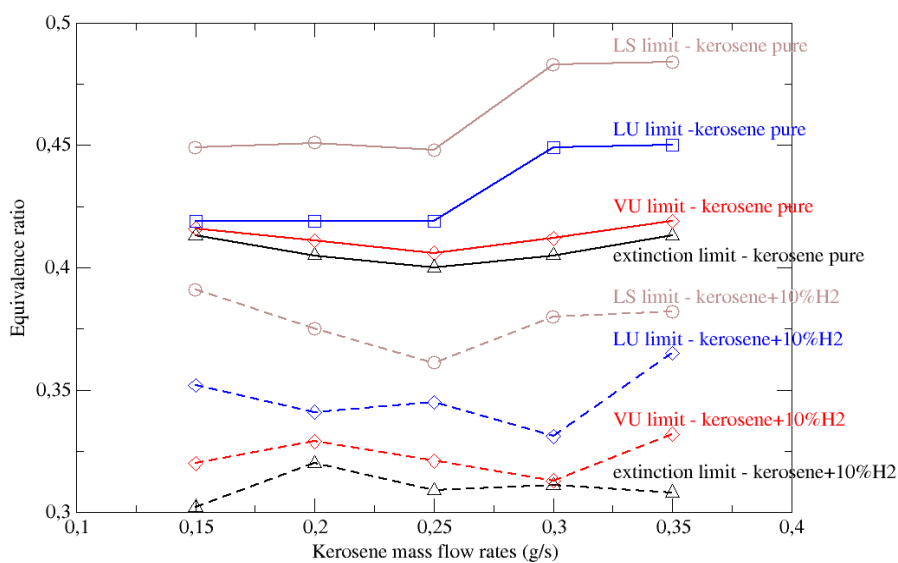


Figure 8: Stability diagram of kerosene/air and kerosene/H₂/air flames

To build the combustion stability diagram, we vary the air flow rate for constant rates of kerosene and hydrogen. This leads to cover a range of equivalence ratio comprised between 0.9 and the extinction that is to say from 0.45 to 0.3. Finally we report on Figure 9 the limits separating two states of flame structure.

With pure kerosene, the equivalence ratio extinction limit and the destabilization limit are almost constant for all the fuel mass flow rates, and respectively nearly equal to 0.41 and 0.415. The difference between these two limits shows a very thin zone in which combustion is very unstable. The equivalence ratios of the two other limits increase when fuel mass flow rate increases. AS (and LS) flames are obtained in kerosene/air combustion for an equivalence ratio of 0.45 (0.42 respectively) for low kerosene mass flow (0.15g/s) and up to 0.48 (0.45 respectively) for

higher kerosene mass flow (0.35g/s). Globally, the rise of fuel mass flow rate increases the width of unstable domain (LU and VU flames) $\Delta < 0.01$ at $\dot{m}_{\text{kerosene}} = 0.15\text{g/s}$ and $\Delta=0.07$ at $\dot{m}_{\text{kerosene}} = 0.35\text{g/s}$.

With 10% H₂ enrichment, which represents the maximum enrichment rate in our experimental set up, the same trend appears (dashed line in Figure 8). Nevertheless, typical flame structures appear for lower equivalence ratio than in the reference case. Equivalence ratio extinction limit is located close to 0.31, against 0.41 without H₂. Moreover, all the limits are kept almost constant when equivalence ratio is increased and then the width of unstable domain is also constant, $\Delta \approx 0.04$.

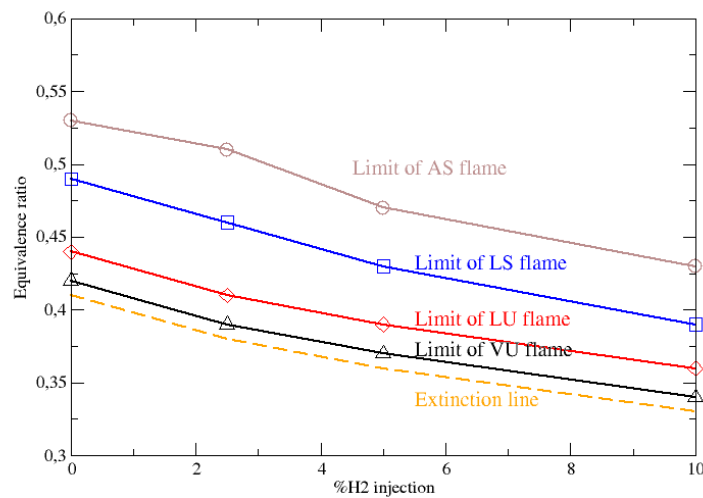


Figure 9: Evolution of equivalence ratio for flame structure appearance according to the H₂ enrichment.

For constant kerosene mass flow rate, i.e. 0.3g/s, Figure 9 shows the decrease of equivalence ratio of each flame structure appearance limit with respect to H₂ enrichment. It can be observed that all the decreases can be approximate as a linear function with the same slope $\Delta\%H_2 \approx 0.01/\%H_2$. For all the fuel mass flow rates, this trend is always observed.

The first analysis of the flame visualisation points out the main effects of hydrogen addition which consists in the widening of the stable combustion conditions domain. Hydrogen addition is a solution to operate with a LPP burner at leaner conditions than when only pure kerosene is considered.

7.7 Flame structure analysis

Instantaneous images of CH^* emissions are used to identify the fluctuating aspect of the reactive flow.

Figure 10a displays instantaneous images of CH^* emissions for each one of the four different flame structures observed in the combustion stability diagram. These four flame structures are observed through the combustion stability diagram whatever the amount of kerosene or hydrogen injected. Outlet section of the premixing tube is located in the bottom of each image.

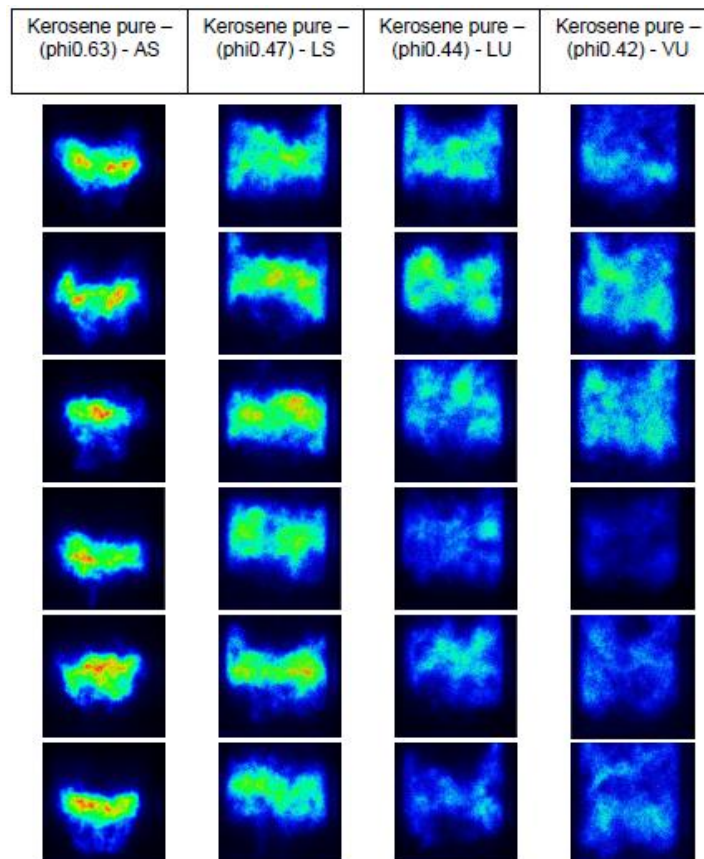


Figure 10a: Instantaneous images of CH^* emissions of kerosene/air flames.

For the case of AS flame the variation of the location of the reaction zone can be seen with few changes in terms of flame compactness. Periodically the link between the flame and the premixing tube disappears which is the main shape fluctuation for this structure. Nevertheless the reaction zone is still located close to the premixing tube and in the first half of the combustion chamber in the centreline direction.

Concerning the LS flame the reaction zone extends towards the wall of the combustion chamber for all the images. We note that the intensity of the CH* emission is lower than for the AS flame and the reaction zone is more easily locally extinguished. The flame tends to occupy a more important volume in the combustion chamber.

About LU flames, the reaction zone begins to be distributed in the entire acquisition field. The intensity of the reaction has still decreased and strong variation of CH* emissions can be observed thanks to the first six images: CH* emission is quite high strong the first three images and then the combustion chamber seems to be extinguished. The flame begins to be at the same time lifted and unstable.

For the VU flame example, pockets of mixture are burning in an unsteady state leading to have high intensity of CH* emissions followed by an almost complete extinction of the combustion chamber, as shown on the first five images on the right side. The scenario observed for LU flames seems to be amplified.

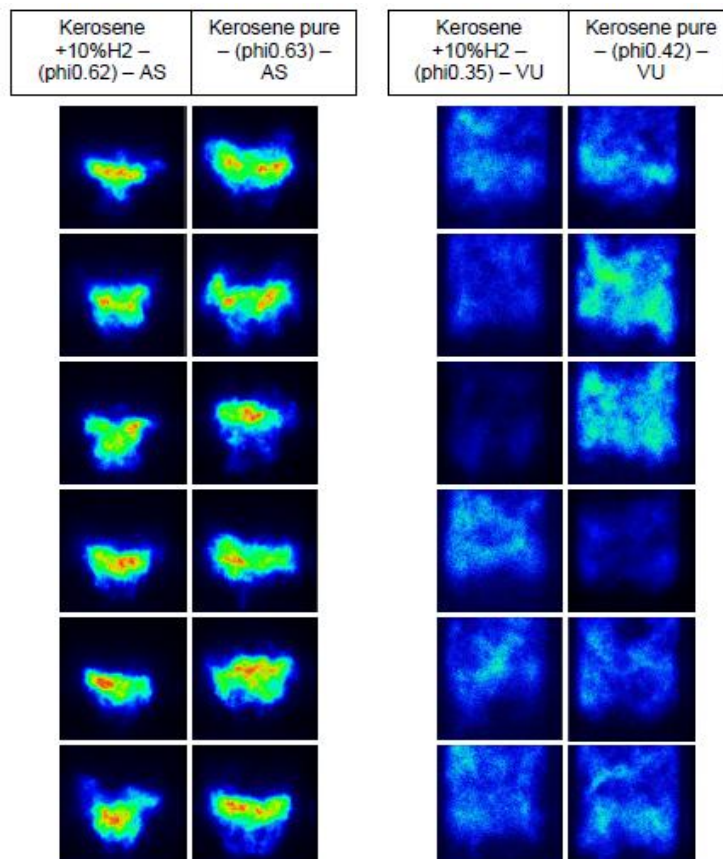


Figure 10b: Instantaneous images of CH* emissions of kerosene/air and kerosene/hydrogen/air flames.

Now consider the first two columns of Figure 10b which display the AS flame structure for the same equivalence ratio for the kerosene/air flame and its alternative with 10% of hydrogen

injection. We can see that the reaction zone is located closer to the premixing tube in the flame doped in hydrogen. Moreover the volume defined thanks to the CH^* emission is more compact. These two phenomena are due to the increase of flame burning velocity inherent to the injection of hydrogen in the mixture.

The last two columns of Figure 10b correspond to instantaneous CH^* images of kerosene/air and kerosene/hydrogen/air flames close to be extinguished. Equivalence ratios are not equals each other, i.e. 0.42 and 0.35 respectively. Sequences show periodically an almost complete extinction of the combustion chamber, followed by a weak intensity of the reaction located in the whole volume for the two flames presented. This is the usual aspect of flames close to the extinction in our premixed scale gas turbine configuration. Hydrogen injection doesn't change the flame structure even for very instable flames.

Instantaneous CH^* images have shown how can evolve the flame for each condition of structure in the combustion stability diagram. Hydrogen injection enables for the same equivalence ratio to have a flame closer to the premixed tube. Nevertheless it doesn't change the flame structure in the case of very instable flames. Now we are going to describe the average flame structure and its evolution for several equivalence ratio and the three rates of hydrogen enrichment. This will be helpful to see the different flame structures depending on the equivalence ratio in our laboratory premixed scale gas turbine.

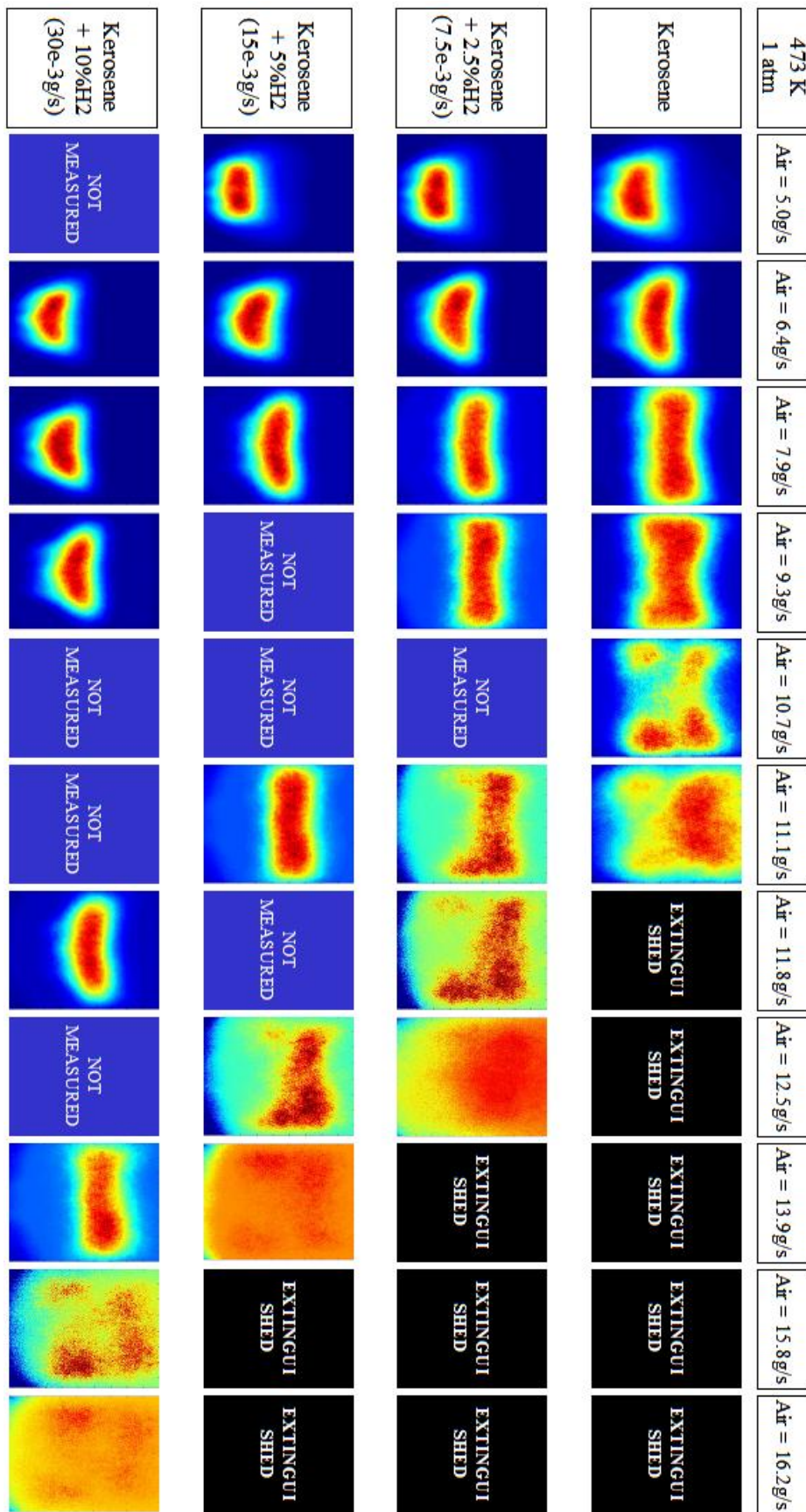


Figure 11: Map of CH^* average chemiluminescence images. ($P=1\text{bar}$, $T=473\text{K}$, $Q_{m\text{kero}}=0.3\text{g/s}$).

The flame structure is analysed from temporally averaged CH* chemiluminescence images. Figure 11 reports flame shape for a given kerosene mass flow rate of 0.3g/s and by varying the primary air flow rate (line) and H₂ enrichment (columns).

For each condition, 300 instantaneous images of CH* emissions are recorded and averaged.

All the averaged images doesn't have the same colours scale in order to well identify all the different flame structures because flames near extinction have a very low CH* chemiluminescence emission.

For the case of pure kerosene/air flames the evolution of the reaction zone location is displayed on the first line of the figure 11 with respect to the equivalence ratio. The first image shows a compact reaction zone corresponding to a flame anchored to the premixing tube. Increasing air mass flow leads to move the reaction zone away from the burner. An anchorage to the premixing tube can still be seen; nevertheless the central connection has disappeared. When the flame is completely lifted, as shown on Figure 7, for an air mass flow of 9.3g/s, the central link to the premixing tube has disappeared. For flames where low frequencies of pressure oscillations are present, i.e. when air mass flow equals 11.1 g/s reaction zone is alternatively located in the middle of the chamber and close to the dilution holes at the exit of the combustion chamber. Phenomenon dealing with low frequencies of pressure oscillations will be detailed in the following chapter.

Figure 11 shows on the second line different flame structures for an H₂ addition of 2.5% in the mixture. First we can observe the same flame structures than in cases of kerosene/air even if flame compactness seems to be increased. For an air mass flow rate of 5g/s, the reaction zone is closer to the premixing tube and the central connection is more visible. No extinction is observed for an air mass flow rate of 11.8 g/s instead of 11.1 for kerosene/air case. The same evolution can be observed for addition of 5% and 10% of hydrogen for the same kerosene mass flow but for leaner conditions.

If we describe the effect of H₂ addition on a kerosene/air flame, two phenomena can be seen. Columns of air mass flow equal to 6.4 g/s or 9.3g/s shows that H₂ injection locates the flame closer to the premixing tube (for 10% addition) and increases the intensity of the reaction. Figure 11 shows that typical AS flame structures appear for higher primary air mass flow rate when H₂ is added (AS flame with H₂ enrichment can be observed at equivalence ratio where without kerosene the flame was in LS or LU structure). This is due to the increase of flame speed caused by the hydrogen addition [93]. In the case of a pure kerosene/air flame the AS structure is observed for an air mass flow of 5g/s while this limit is reached for 9.3g/s when 10% of hydrogen is added. The LS flame is seen up to a limit air mass flow of 7.9g/s for the kerosene/air flame. This limit for the 10% hydrogen addition is observed for an air mass flow of 11.8g/s. This trend is the same for the last two typical flame structures. As we have already seen on the combustion stability diagram, flammability limits are enlarged and extinction line is strongly decreased in terms of equivalence ratio when hydrogen is injected.

7.8 Combustion instabilities – spectral densities of pressure fluctuations

LPP burners can lead to combustion instabilities for operating conditions close to the extinction limit. Low frequencies oscillations appear and can completely extinguish the combustor. Candel [76] has reviewed different type of combustion instabilities than can happen in combustion system. It appears from this review that numerous couplings between several phenomena happen and the study of combustion instabilities is very often reduced to one of them. In a swirling flow Bradley et al. [97] attribute these instabilities to a periodic extinction of the flame in the outer recirculation zone of their flow. This is the result of coupled interactions between flame and vortex, heat release and organized vortex structures [76]. They attribute this extinction phenomenon to the stretch fluctuations caused by a periodic vortex shedding which is itself can be self-sustained by a coupling between pressure fluctuations in the combustion chamber and heat release.

Lieuwen et al. [84] demonstrate that pressure oscillations in the supply line of air and fuel lead to have equivalence ratio fluctuations. This is the result of coupled effects based on injection

acting on mixing and so having an influence on local mixture fraction, leading on fluctuations of the heat release and causing acoustics effects. Lieuwen [98] points out the fact that combustion instabilities can come from a feedback loop mechanism: a perturbation in the flow leads to a fluctuation in the heat release. This fluctuation in the heat release creates acoustics oscillations that propagate in the combustion chamber and then impact the flow field which close the feedback loop and increase the pressure fluctuations. This is a self-excited oscillation scenario.

In this work, we focus our attention on the impact of hydrogen enrichment on flame structure which are both characterized by CH^* emissions and temporal pressure signal. This later informs us on combustion stability and enables us to evaluate the impact of hydrogen injection even if it is difficult to identify the different individuals' mechanisms of instabilities.

Figure 12 shows the PSD of four pressure fluctuations signals. Reference case is the kerosene pure signal recorded for operating conditions close the extinction, i.e. equivalence ratio equals to 0.42 and for a combustion power of 12.9kW. According to the frequencies, a high PSD peak magnitude can be seen in the low frequencies zone. This peak is attributed to the flame structure corresponding to this case: the flame is not anchored to the premixed tube and periodically is closed to be completely extinguished as shown on the instantaneous CH^* images (Figure 10).

When hydrogen is injected for the same kerosene mass flow rate, Figure 13, combustion power is increased (13.8kW with 2.5% of hydrogen, 14.7kW with 5% and 16.5kW for 10%) but equivalence ratio is kept constant thanks to an increase of air mass flow rate. The flame is not so much unstable and low frequencies of pressure fluctuations decrease. As shown on the instantaneous images of CH^* the flame has not tendency anymore to be almost completely extinguished and can come back to a lifted flame with few displacements of the reaction zone along the centreline of the combustion chamber for the case of 10% of hydrogen injection.

As shown on the stability combustion diagram, hydrogen injection for a constant equivalence ratio leads to be able to operate in stable conditions, i.e. with less low frequencies of pressure fluctuations caused by an almost extinction of the combustion chamber when for a pure kerosene/air flame high peak of pressure fluctuations are present.

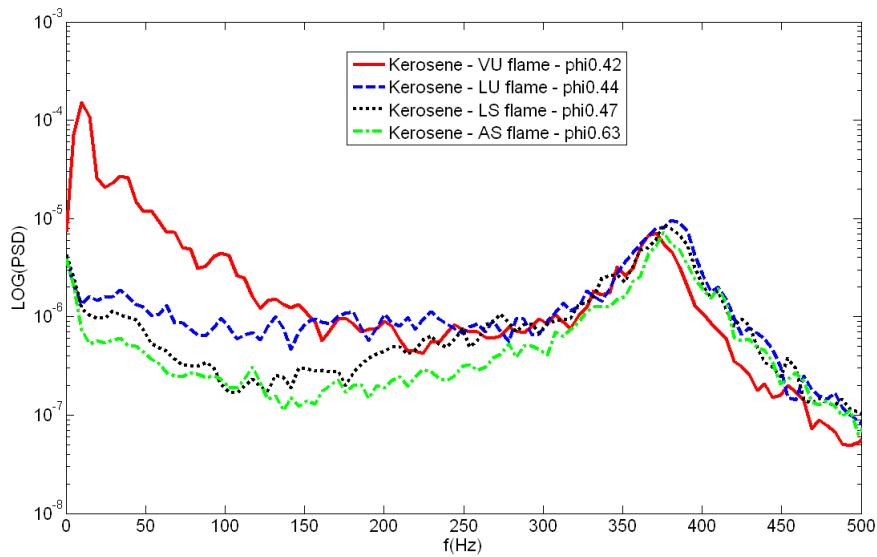


Figure 12: Density spectrum of the four kerosene/air flame structures.

The second part of the combustion instabilities and spectral analysis chapter is dedicated to the study of hydrogen injection impact on the peak amplitude of the PSD.

Two different flame structures have been considered: the first one is stable and anchored to the premixing tube and the second is closed to be extinguished. The reference case is the kerosene/air flame with an equivalence ratio equals to 0.42. All values of peak amplitude are divided by the low frequency peak value of the reference case. Acronym LF corresponds to “Low Frequency”.

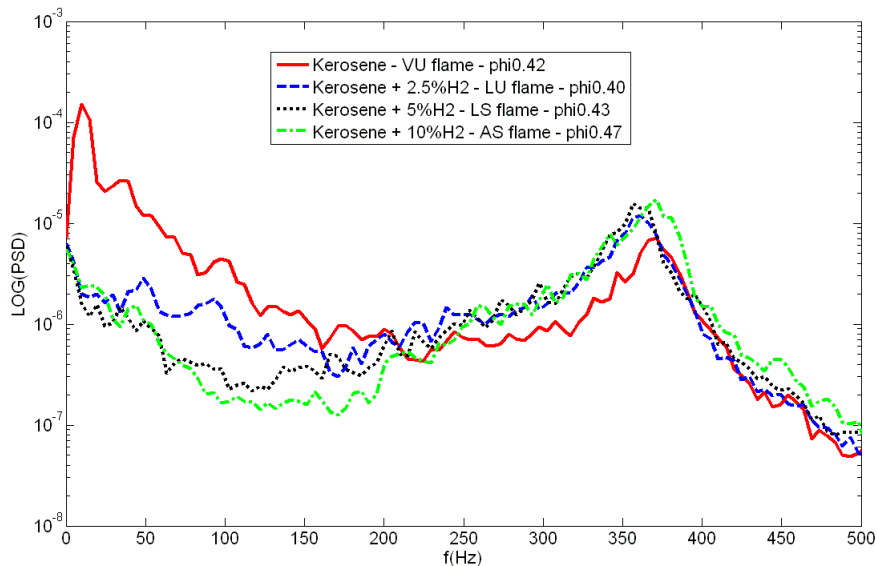


Figure 13: Density spectrum for a kerosene/air flame (0.3g/s and 11.1g respectively) and kerosene/H₂/air flame for the different flame structures.

Figure 14 displays the peak of the PSD signal divided by the reference case corresponding to its maximum peak value according to the percentage of hydrogen added in the combustor. First of all, for VU flames which are close to be extinguished hydrogen injection has a benefit role by reducing the amplitude of the peak of the pressure fluctuations. Then, this effect can be immediately seen when hydrogen is injected: the ratio between the 2 peaks value of the reference case and the case with 2.5% of hydrogen injection is close 500. The two next hydrogen injection rates decrease again the peak amplitude of pressure oscillations. A factor 1000 can be observed between the reference case and the case corresponding to 10% of hydrogen injection.

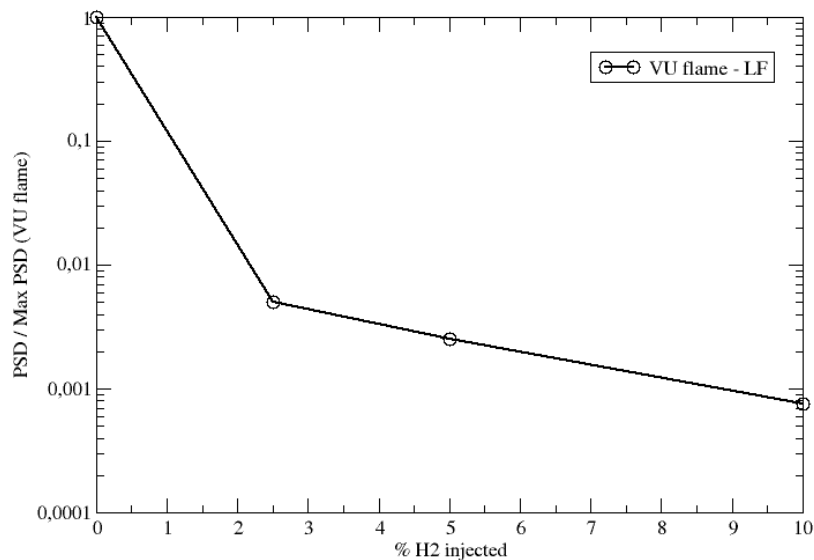


Figure 14: Evolution of amplitude peaks intensity of pressure fluctuation PSD according to the H2 enrichment of the reference flame.

Analysis of pressure oscillations data prove that hydrogen injection removes the peak of low frequencies pressure oscillations for flames close to the extinction limit. This phenomenon is due to the increase of combustion power thanks to the hydrogen addition which extends the stable domain of combustion. Moreover, for a same flame structure close to the extinction, i.e. for VU flames, the maximum value of the pressure fluctuations peak decreases when the percentage of hydrogen injected increases.

7.9 Pollutant emissions

Measurements of pollutant emissions (CO and NO_x) are performed for different kerosene mass flow rates (from 0.1g/s to 0.35g/s) and for different H₂ enrichment (from 0% to 10%). Usually [99], Emissions Indexes (EINO_x and EICO) are expressed in $\text{mg}_{\text{pollutant}}/\text{kg}_{\text{fuel}}$ in order to correct the dilution due to the excess of combustion air. This also allows the comparison of emissions between different operating conditions of combustion with the same fuel. In cases with several fuel characteristics (H₂ injection for instance), in particular due to the modification of the Low Heating Value (LHV), a novel unit must be used in order to compare the emissions at same power-rate. Then the EI are expressed in $\text{mg}_{\text{pollutant}}/\text{MJ}$ with the following relation: $\text{EI}(\text{mg}_{\text{pollutant}}/\text{MJ}) = \text{EI}(\text{mg}_{\text{pollutant}}/\text{kg}_{\text{fuel}}) / \text{LHV}_{\text{fuel blend}}$.

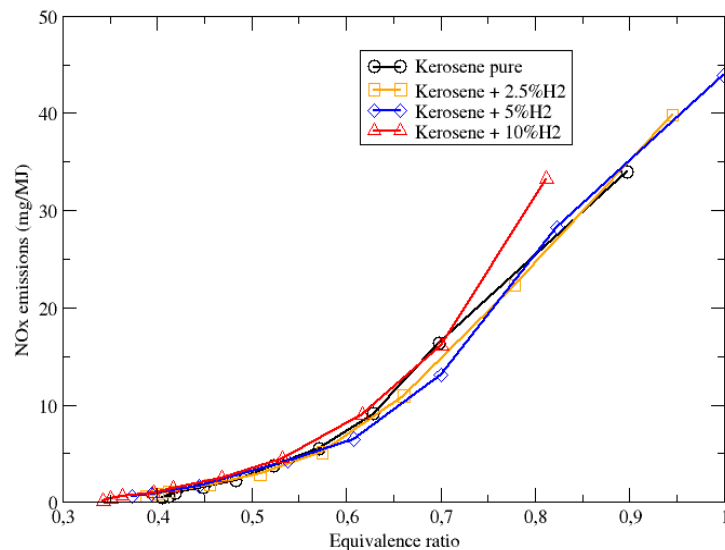


Figure 15: NO_x emissions of kerosene/air and kerosene/H₂/air flames for non-constant combustion power. (P=1bar, T=473K, Q_mkero=0.3g/s, P_{comb} evolving between 12.9kW and 16.5kW).

Figure 15 displays NO_x emissions according to the equivalence ratio for cases of pure kerosene/air flames and kerosene/air flames doped with 2.5%, 5% and 10% in hydrogen.

First, it can be seen that the four cases follow exactly the same conventional behaviour. NO_x emissions are maximum (about 40mg/MJ) close to the stoichiometric conditions and then decrease when equivalence ratio decreases too. They are minimum (about 1mg/MJ) near the extinction conditions.

In this figure, the enrichment in H₂ at constant equivalence ratio leads to increase the combustion power and thus only the equivalence ratio seems to be the key parameter to predict NO_x

emissions independently to the hydrogen injection in the lean operating conditions, that is to say for an equivalence ratio lower than 0.6.

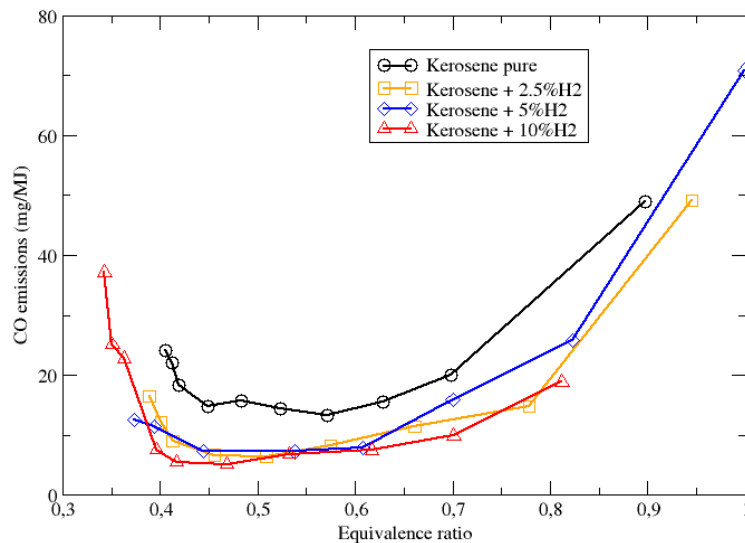


Figure 16: CO emissions of kerosene/air and kerosene/H₂/air flames for non-constant combustion power. (P=1bar, T=473K, Q_mkero=0.3g/s, P_{comb} evolving between 12.9kW and 16.5kW).

Figure 16 shows CO emissions according to the equivalence ratio for different hydrogen enrichments. The CO emissions follow the same conventional behaviour for the level of enrichment. For instance in a mixture without hydrogen addition the maximum of CO emissions reach 70mg/MJ near the stoichiometry and then decreased at 8mg/MJ for an equivalence ratio of 0.55. Then a weak increase is observed for an equivalence ratio about 0.45 and finally when operating conditions are close to the extinction CO emissions highly increase. Cabot et al [94] have shown that this strong increase in CO emissions close to the extinction is due to unburned gas pockets released.

H₂ injection tends to decrease CO emissions for each point of the curves at fixed equivalence ratio. This phenomenon can be observed as well for lean mixtures as for mixtures close to stoichiometry.

H₂ impact on CO emissions in the range of equivalence ratio 0.45 – 0.70 is to be divided by a factor two in a large range of equivalence ratios the values of pollutant emissions. For an equivalence ratio of 0.5 a kerosene/air flame creates 15mg/MJ of CO and a kerosene/air flame doped with 10% of H₂ generates 8mg/MJ.

For a higher equivalence ratio, that is to say 0.8, CO emissions of kerosene/air flame equal 34mg/MJ, instead of 18mg/MJ for the same flame added with 10% of hydrogen.

Benefit of H₂ injection on CO can be seen more easily than for NO_x emissions. When H₂ is injected in the mixture a reduction of CO emission is immediately observed which is not the consequence of the substitution effect. The mass flow of H₂ injected doesn't have a negative effect and the equivalence ratio is still the key parameter to control NO_x emissions. The main benefit of important hydrogen addition is to extend the stability domain and therefore allowing combustion at lower equivalence ratio without increasing dramatically the CO emissions.

7.10 Constant combustion power

From both Figure 15 and Figure 16 we can see that increasing the enrichment in H₂ and keeping constant the kerosene mass flow lead to increase the combustion power. In the next part we are going to study the effect of varying simultaneously kerosene and H₂ mass flow in order to keep constant the combustion power.

Keeping constant the combustion power is an interesting point in industrial cases such as in aircraft configurations. Without any change in the power resulting from combustion, pollutant emissions can be compared in this section with the reference case. Modelling combustion power by substitution of kerosene to the benefit of H₂ has been used in this section.

In this part of the work, the hydrogen mass flow rates evolves from 0 to 22% and kerosene mass flow rates is decreased to keep constants the equivalence ratio and the combustion power. Initial value of kerosene mass flow equal 0.3g/s and extreme value equal 0.189g/s when percentage of H₂ equal 22%, i.e. hydrogen mass flow is fixed to 0.04g/s. Three equivalence ratios have been tested (0.44, 0.55 and 0.66).

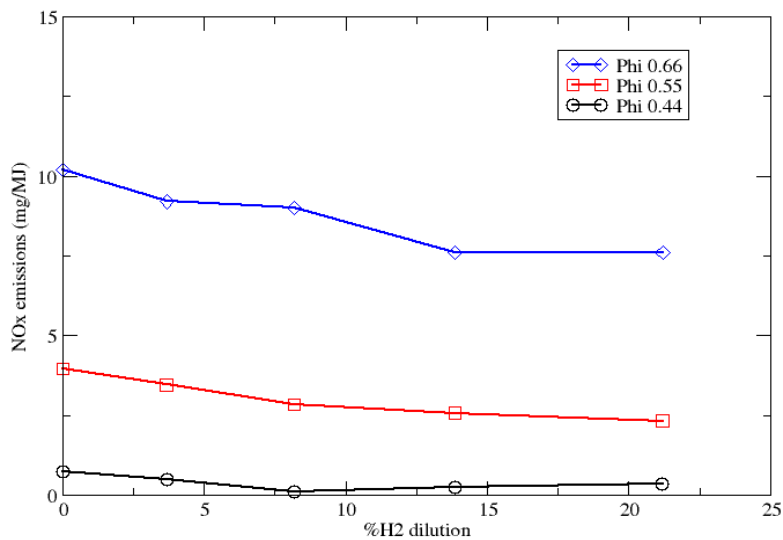


Figure 17: NOx emissions evolution for constant combustion power. ($P_{comb}=13.3kW$, $P=1bar$, $T=473K$).

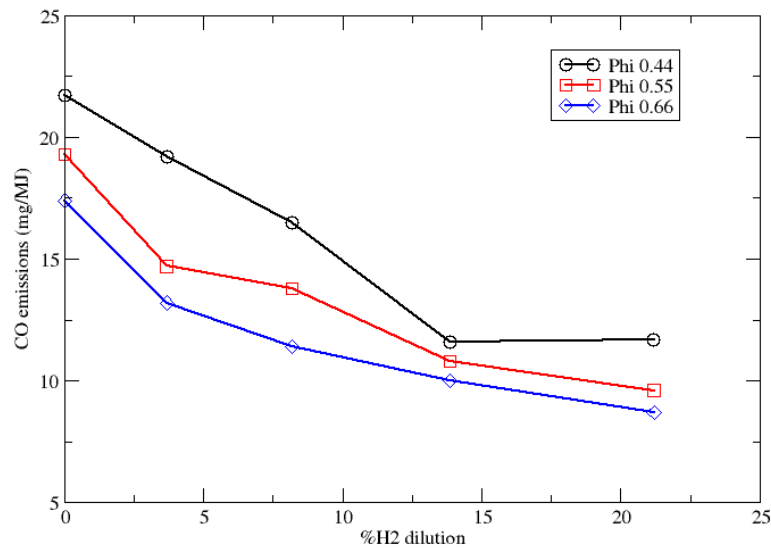


Figure 18: CO emissions evolution for constant combustion power. ($P_{comb}=13.3kW$, $P=1bar$, $T=473K$).

Figure 17 and Figure 18 display NOx and CO emissions according to the percentage of hydrogen injected in the mixture for a constant value of combustion power.

NOx emissions weakly decrease in our premixed configuration when the percentage of H₂ increases. This trend is similar for the three equivalence ratios studied. This decrease is comprised between 1 and 2mg/MJ depending on the equivalence ratio. It should be noted that the low level on NOx emissions for the combustion of kerosene/air mixtures in our laboratory scaled gas turbine leads to have a very weak decrease of such emissions when hydrogen is injected.

Naha et al. have been demonstrated by the numerical studies of chemical kinetic that NOX emissions decrease when H₂ is injected. By using Chemkin package coupled with a detailed kinetic

scheme of N-heptane oxidation in a counterflow configuration for premixed and non-premixed, stretched and non-stretched flames, they showed that the prompt NO decrease with hydrogen injection [100, 101]. This prompt NO mechanism is strongly reduced by the presence of H₂, since the C₂H₂ and so the CH concentrations are reduced thanks to H₂ injection.

In our premixed configuration, we observe also a decrease of NO_x emissions when the percentage of H₂ increases but weaker than that calculated by Naha.

For an equivalence ratio of 0.44 CO emissions equal to 21mg/MJ for a pure kerosene/air flame and measured at 12mg/MJ for a kerosene/H₂/air flame with 13% of H₂. This evident decrease of CO emissions can be attributed in this case to the substitution effect since less kerosene is injected to the benefit of H₂. The trend is exactly similar than previously for NO_x emissions but CO emissions are almost divided by two between a mixture of pure kerosene and a mixture composed by 13% of hydrogen in mass.

CO emissions are most influenced by the percentage of H₂ because of the carbon substitution effect in this case.

Hydrogen injection in the mixture is an efficient tool in order to decrease CO emissions at fixed equivalence ratio when combustion power is kept constant as well when combustion power is increased. A reduction of 50% of CO emissions can be obtained when the control parameter is the percentage of hydrogen for a constant combustion power. NO_x emissions are slightly influenced but the possibility to work at very low equivalence ratio, i.e. below 0.4, is the main result of hydrogen injection on these pollutant emissions. Moreover since flame temperature decreases with decrease of equivalence ratio in the lean domain NO_x emissions are decreased. However, working at lower equivalence ratio in stable conditions allows decreasing the flame temperature and then NO_x emissions. With only 3% of hydrogen injection it is possible to target a 50% reduction of NO_x emissions but in this case CO emissions are globally constant.

7.11 Conclusion

Research towards beneficial effects of hydrogen injection in a kerosene/air mixture in a laboratory scale gas turbine combustion chamber has been carried out by studying the consequences which can be observed in terms of combustion stability diagram, flame structure, pressure oscillations and pollutant emissions.

The experimental set up has evolved in order to be able to operate with hydrogen injection in a two phase flow configuration of combustion system. Operating conditions allows studying hydrogen injection in a kerosene/air flame in a large range of equivalence ratio comprised between 0.3 and more than 1. In a first step studies have been done under atmospheric pressure conditions for various kerosene, hydrogen and air mass flow rates. It enables us to characterize the impact of hydrogen injection in the combustion stability diagram, the flame structure, the flame dynamic and pollutant emissions. These four elements are relevant to give a first answer to the aircraft engines developers in order to improve the future and promising injection and combustion systems such as LPP burners in premixed configurations. The main results of this work are the following.

- Hydrogen injection extends the stable domain of combustion towards lean condition. In the case of 10% of hydrogen injection, the flame at 0.4 equivalence ratio is still anchored to the nozzle and is stable while it is extinguished in the case of pure kerosene/air. Extinction and instabilities occur at 0.3 equivalence ratio which represents a gain of about 25% large in the combustion stability diagram.
- Flame structures observed with and without hydrogen injection are similar in terms of geometry. Nevertheless for a same flame structure, hydrogen injection translates his appearance toward leaner values of equivalence ratio.
- In all case, the H₂ enrichment decrease the peak amplitude level of low frequency instabilities, this effect is stronger when the initial kerosene air flame is Very Unstable (VU). In this case, it can be expected a decrease by a factor 1000 of low frequency level of the peak amplitude.

- For a constant value of kerosene mass flow rate and several hydrogen mass flow rates, the key parameter is still the equivalence ratio to control NO_x emissions. At constant equivalence ratio, NO_x emission is quite independent of H₂ enrichment and power of the flame. And classically, the more the equivalence ratio is low, the more NO_x emissions are low. Contrary, CO emissions are sensible to H₂ injection. A 2.5% H₂ enrichment allows a 50% decrease of CO emissions. Above 2.5% H₂ enrichment the decrease of CO is not significantly. Close to extinction, the CO emissions increase drastically due to the high combustion instabilities.
- At constant combustion power NO_x emissions can be weakly reduced by increasing the amount of H₂ injected in the mixture. This proves that a maximum of hydrogen injection efficiency can be obtained in order to control pollutant emissions, evaluated in mg/MJ. This trend has also been observed for the CO emissions.

The main benefit of H₂ enrichment, (at fixed or increased combustion power) by reducing instabilities is the enlargement of the combustion stability domain. This enables to operate in leaner conditions without the instabilities drawback and so leads directly to decrease the NO_x and CO emission. This promising first step of hydrogen impact in scale gas turbine will be followed by a similar study in a non-premixed configuration. The injection system will be directly supplied in the next step by an aircraft engine developer in order to characterize the impact of hydrogen injection on kerosene/air combustion in an operational aircraft injection system.

Chapitre 8 - CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

Ce travail expérimental a permis de développer la compréhension des phénomènes d'allumage, de propagation et de stabilisation des flammes turbulentes dans une configuration aéronautique. Nous proposons ici un récapitulatif des résultats obtenus puis les perspectives induites par les différents questionnements que nous avons rencontrés lors de ce travail.

8.1 Problématique scientifique

- L'étude bibliographique développée au cours du chapitre 2 a permis, en l'état des connaissances lors de sa réalisation, de déterminer la problématique scientifique de cette thèse en définissant un objectif d'étude précis. Ainsi, nous avons décidé de nous intéresser à l'effet de paramètres locaux (issus de la turbulence et du mélange air/carburant) sur les statistiques d'allumage et les processus de stabilisation.
- Pour répondre à certaines exigences, nous avons tout d'abord conçu un dispositif expérimental offrant de larges accès optiques facilitant ainsi le suivi d'un noyau de flamme dans un brûleur.

8.2 Ecoulements à froid, turbulence et mélange

A la connaissance de l'auteur, il n'existait pas avant cette étude de données comparatives entre un écoulement de prémélange (P) et un écoulement non prémélangé (NP) sur les statistiques d'allumage. Or, la différence des propriétés physiques entre l'air et le carburant induit forcément un écart dans la façon dont ils ont d'évoluer dans un milieu fortement turbulent. Nous avons ainsi souhaité obtenir des topologies d'écoulement rigoureusement identiques propres à chaque configuration géométrique de notre système d'injection. Pour cela, nous avons mis en place un jeu d'équation répondant à deux contraintes sur les débits de l'injecteur et du swirler :

- La vitesse débitante en sortie du swirler doit rester constante et les configurations NP et P.
- Le rapport d'impulsion entre le swirler et l'injecteur doit rester constant entre NP et P.

Les résultats comparatifs des variables de la turbulence et du mélange ont montré la validité de ces hypothèses.

8.3 Statistiques d'allumage

L'analyse directe des résultats d'allumage a permis de voir qu'il peut être possible de créer des liens entre les statistiques d'allumage et les variables locales de l'écoulement mais seulement pour certaines zones de l'écoulement. Nous n'avons pas réussi à obtenir une seule variable permettant de la relier aux résultats d'allumage. De plus, nous avons observé des différences dans le mode de développement du noyau et sur sa façon d'arriver à se stabiliser et transiter vers une flamme auto-entretenu en fonction des zones de l'écoulement. C'est pourquoi nous avons cherché à transcrire les résultats obtenus sous la forme de scénarios d'allumage, propres à chaque zone topologique de nos écoulements.

- L'IRZ a montré une très grande diversité de statistiques d'allumage en écoulement non prémélangé. De façon générale nous avons vu que l'écart entre le point d'allumage et la localisation des points d'arrêt est un paramètre essentiel pour l'IRZ. Nous avons représenté cette évolution suivant le temps de convection (basé sur l'aérodynamique de l'écoulement) et montré ainsi que la surface de flamme contrôle la réussite ou l'échec d'un essai dans l'IRZ. La présence de gradients de richesse a permis de renforcer ce modèle en impliquant la différence de vitesse laminaire de flamme induite par la stratification de richesse et son rôle sur le temps alloué au noyau de flamme pour se développer avant d'entrer près de la zone des points d'arrêt. Enfin, l'intensification de la turbulence a permis de constater un effet négatif sur les statistiques d'allumage.
- La CRZ a montré son très fort potentiel d'allumage en écoulement prémélangé et non prémélangé. La présence de gradients de richesse a permis de voir une modification du mode de développement et de stabilisation, induits par l'existence de « barrières d'air »

issus du swirler. L'intensification de la turbulence montre à nouveau une dégradation des statistiques d'allumage, sans changement du mode de développement et de stabilisation.

- La Zone de Cisaillement (interface entre l'IRZ et les jets swirlés) montre son faible potentiel d'allumage de par la présence de forts niveaux de RMS en écoulement non prémélangé. La présence de gradients de richesse et la hausse de l'intensité de la turbulence n'ont fait que diminuer les statistiques d'allumage.
- Les jets swirlés ont permis de voir, tout autant que la zone de cisaillement, l'importance des conditions locales (en l'occurrence le signe de la composante radiale de la vitesse) sur le déroulement et l'issue des essais d'allumage. Tantôt emporté en direction de l'IRZ, ou porté en haut du brûleur par les jets swirlés, le noyau de flamme ne peut se développer que dans ce dernier cas. La présence de gradients de richesse et la hausse de l'intensité de la turbulence n'ont, à nouveau, engendrées qu'une baisse des statistiques d'allumage.

8.4 Stabilisation des flammes

Dans la partie dédiée à l'étude de l'amélioration de la stabilité et des émissions polluantes des flammes turbulentes en configuration aéronautique, nous avons la possibilité d'agir soit sur la géométrie et le design de la chambre de combustion, soit sur le mode de fonctionnement du système d'injection, soit sur la chimie des réactions. Nous avons choisi cette dernière voie en dopant en hydrogène des prémélanges de kérosène en phase vapeur et d'air. Nous avons séparé l'étude en deux parties, la première consacrée à l'effet du dopage en lui-même, la seconde en modulant les débits de carburant afin de conserver constante la puissance de combustion.

- Le dopage en hydrogène induisant une hausse de la puissance de combustion a permis de voir une extension notable du domaine de stabilité du brûleur. L'extinction pouvant se faire jusqu'à une richesse de 0.35 contre 0.55 sans dopage. De plus, les relevés de fluctuations de pression ont permis de constater une nette diminution de l'amplitude de ces fluctuations lorsque le dopage augmente ; même pour les conditions proches de l'extinction.

- L'étude à puissance de combustion constante a permis de montrer l'efficacité marquée du dopage en hydrogène, même en faible quantité. Non seulement la stabilité est accrue, mais en plus les émissions de polluants (i.e. NO_x et CO dans notre cas) ont diminué lorsque l'ajout en hydrogène croît.

8.5 Perspectives

Les résultats obtenus lors de cette étude ainsi que les questions que nous avons soulevées sont autant de sources pour de futurs travaux.

Une première partie des perspectives concerne directement l'étude présentée dans ce manuscrit. Ces points sont abordés ci-dessous.

- Le rôle de la 3^{ème} composante de vitesse (la composante azimutale traduisant la présence d'un écoulement swirlé) n'a pas été inclus dans les scénarios d'allumage. L'obtention de cette information supplémentaire, via stéréo-PIV par exemple, permettra d'étoffer nos scénarios d'allumage et d'avoir éventuellement un suivi dans un autre plan des trajectoires des noyaux de flamme en fonction des localisation du point de dépôt d'énergie.
- Une analyse plus poussée de l'évolution de la pression lors des essais d'allumage peut être envisagée afin de mieux cerner le lien effectué dans ce travail de thèse entre les conditions locales au point d'allumage, l'historique du noyau de flamme avant qu'il ne devienne une flamme auto-entretenu, dans un régime stable ou non.
- La phase de dépôt d'énergie n'a pas fait ici l'étude d'un travail à part entière. Il pourrait être intéressant, et utile de s'intéresser à l'effet d'une énergie de dépôt variable dans de telles configurations sur le développement du noyau de flamme.
- Le développement initial du noyau de flamme n'a pas été étudié dans cette étude. Le système expérimental développé pour cette étude permet de dissocier les effets engendrés par la turbulence de ceux causés par les gradients de concentration en carburant. Ainsi,

une étude des tailles caractéristiques au niveau des zones locales du dépôt d'énergie et des premiers instants de développement du noyau de flamme permettraient de renseigner sur les limites des structures que le noyau de flamme peut rencontrer pour se développer.

- La mise en place d'outils « simples » de prédictions de statistiques d'allumage, par exemple basés sur la propagation de noyau de flammes le long de lignes de courant. Ces outils de prédiction simplifiés ont aussi leur intérêt grâce à leur rapidité, comparé aux simulations LES.

D'autres perspectives peuvent être considérées de façon plus large pour l'ensemble des études à venir sur la thématique de l'allumage. Nous les abordons ci-dessous.

- Le suivi simultané de la propagation ou de l'extinction du noyau de flamme vis-à-vis des conditions locales de la turbulence et/ou des gradients de richesse permettra de renforcer en d'enrichir les scénarios d'allumage établis dans ce travail de recherche. La confrontation réciproque avec les résultats obtenus plus tard en simulation numérique à grande échelle permettront d'envisager une compréhension plus fine encore des mécanismes de développement des noyaux de flamme dans les configurations d'écoulements complexes.
- La transition qui existe entre l'état de noyau de flamme et une flamme au stade de propagation n'est pas explicitement caractérisée à l'aide d'un paramètre mesurable directement ou non. La qualification et la quantification d'un tel changement d'état permettra de renforcer la détermination des zones efficaces d'allumage : on peut supposer que plus cette transition arrive rapidement suite à l'étincelle et plus la probabilité d'allumer au point étudié sera élevée.

Enfin, d'un point de vue plus orienté sur le développement des turboréacteurs, nous pouvons citer plusieurs points qui leurs sont directement liés.

- Le carburant employé dans un turboréacteur est sous phase liquide (du kérosène). Cela entraîne naturellement plusieurs paramètres spécifiques aux écoulements diphasiques dont il devient alors nécessaire de déterminer l'impact sur l'allumage. Il est possible de se poser

la question de la modification des zones de mélange et des zones à richesse quasi constante dans l'écoulement (principalement la CRZ). Cette dernière, très efficace dans notre étude, présentera la particularité si l'on place un point d'allumage en son sein d'avoir à faire traverser au noyau de flamme le spray de carburant. Il devient alors naturel de s'intéresser au devenir du noyau de flamme dans les conditions que sont celles des écoulements en géométries complexes et fortement turbulentes.

- Enfin, le contexte aéronautique de l'étude pousse à se poser la question de la propagation d'un allumage entre plusieurs brûleurs, appelée « around propagation ». Si des zones hautement efficaces en termes d'allumage « mono-brûleur » ont été mises ici en évidence, il peut en aller différemment dans une configuration plus proche encore de la réalité. Et ainsi juger encore plus fidèlement de l'efficacité réelle de la localisation des allumeurs dans les moteurs d'avions actuels.

Annexe 1 – Effet du débit total sur le champ aérodynamique prémélangé. P-H18-0.75-Qm5.03/Qm10.35/Qm15.77

Les mesures qui vont être présentées dans cette section ne font pas partie des conditions opératoires à froid ayant été utilisées en vue de réaliser des cartographies de probabilités d'allumage. Néanmoins, de par le fait qu'un double ensemencement a été mis en place afin d'obtenir les champs de vitesse issus de l'injecteur et du swirler, pour des conditions de débits doubles et triples du cas présenté dans la section précédente, nous avons décidé de présenter ces mesures à titre indicatif.

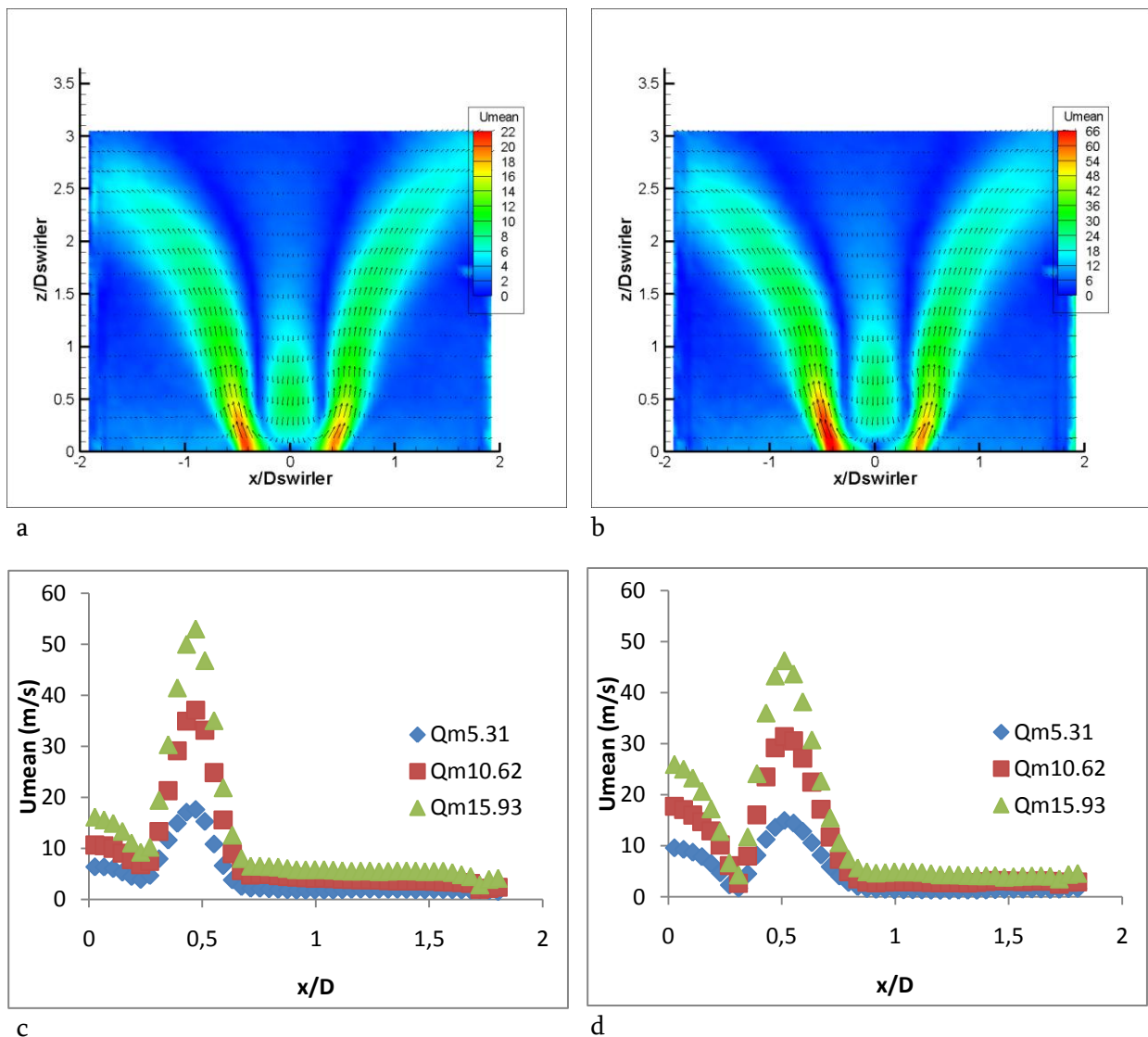


Figure 128 : Champs de vitesse moyenne en fonction du débit total. Ecoulement parfaitement prémélangé. P-H18-0.75-Qm5.03 ; P-H18-0.75-Qm15.77. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.

Les images de la figure 128 représentent l'effet du débit total passant par le swirler et l'injecteur sur la forme de l'écoulement. On peut se rendre compte que l'injecteur n'est pas parfaitement centré, ce qui engendre l'apparition de vitesses plus importantes sur la moitié gauche de l'écoulement depuis cet axe de visualisation. On peut voir que la zone où se situent les points d'arrêt en moyenne tend à légèrement apparaître plus haut dans la chambre de combustion. Ceci peut s'expliquer par un rapport de quantités de mouvement différent sur cette zone lorsque l'on augmente le débit total à travers l'injecteur et le swirler. En effet l'ensemble du débit swirlé ne passera pas par la zone de recirculation centrale, or tout le débit passant par l'injecteur sera confronté à la zone de recirculation centrale.

Annexe 2 - Effet de la richesse sur le champ aérodynamique prémélangé. P-H18-0.75/0.85/0.95-Qm5.03

Nous ne présenterons dans cette section que les trois conditions de richesse mesurées pour un seul débit total, à savoir le débit qui sera utilisé pour les conditions opératoires des essais d'allumage. Le but ici est de montrer brièvement la complexité d'ensemencement engendrée par la mesure des vitesses en sortie de l'injecteur et du swirler, et l'effet de la modification de ces réglages lorsque l'on augmente la richesse globale tout en augmentant le débit total dans l'injecteur et le débit swirlé.

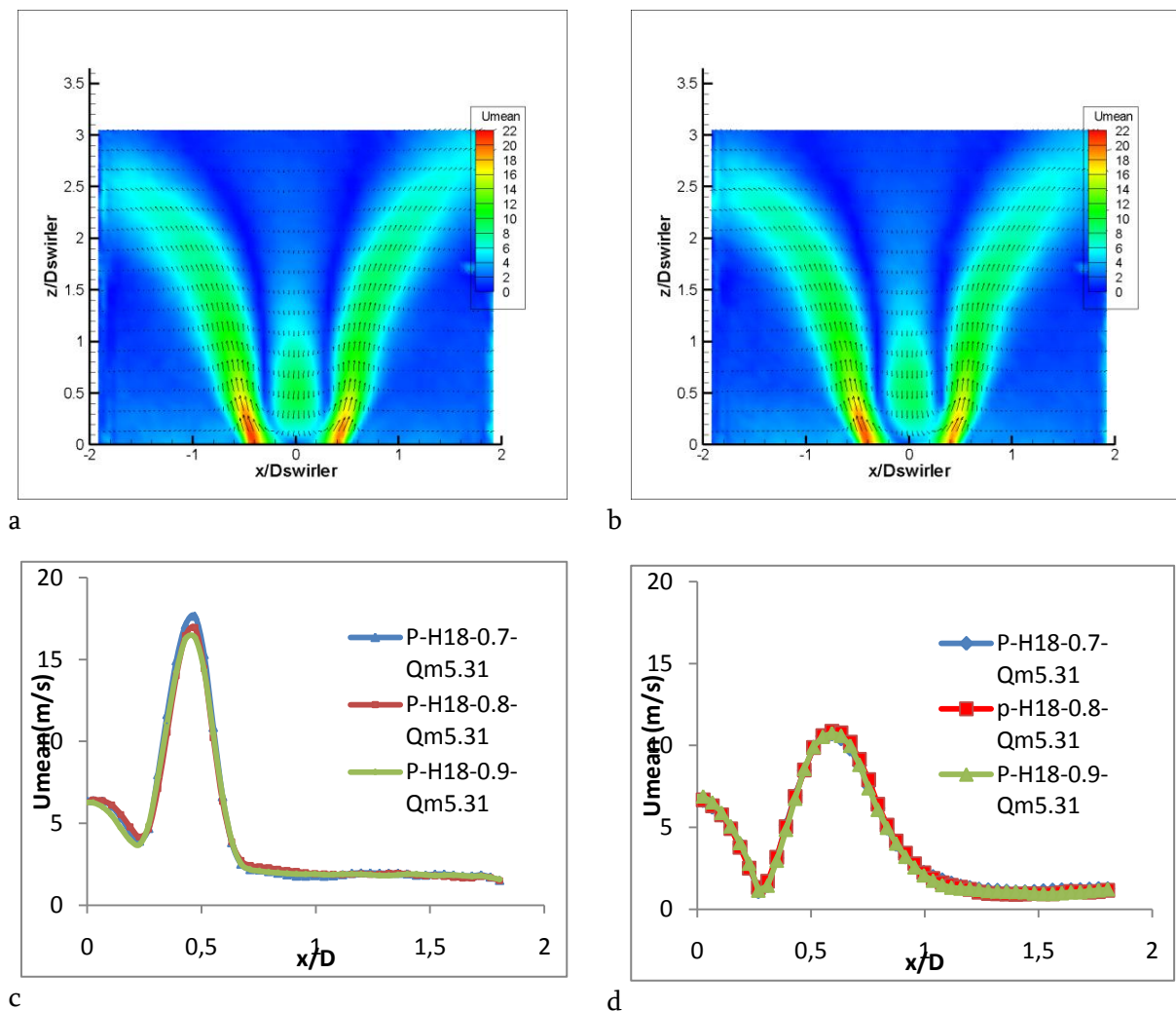
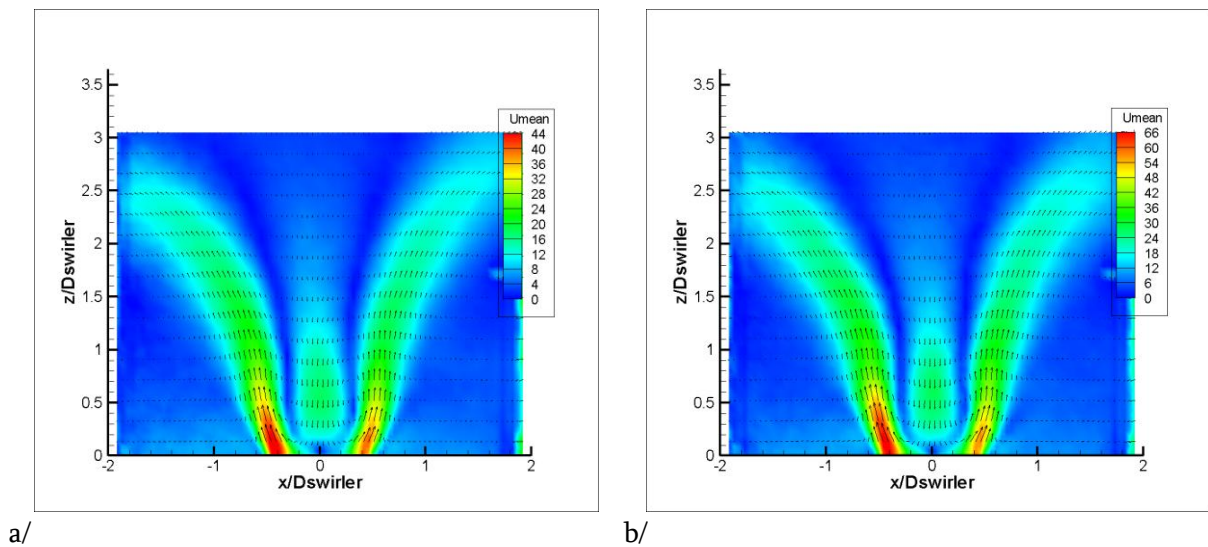


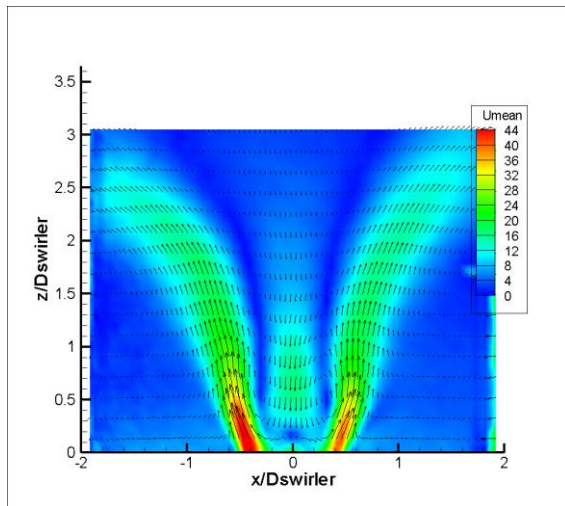
Figure 129 : Champs de vitesse moyenne en fonction de la richesse. Ecoulement prémélangé. Swirler ouvert. De gauche à droite : P-H18-0.75-Qm5.03 ; P-H18-0.95-Qm5.03. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.

Sur l'ensemble des images de la figure 129, seule la richesse globale est modifiée. En augmentant la richesse du mélange, nous avons néanmoins cherché à obtenir un rapport des quantités de mouvement entre l'injecteur et le swirler constant.

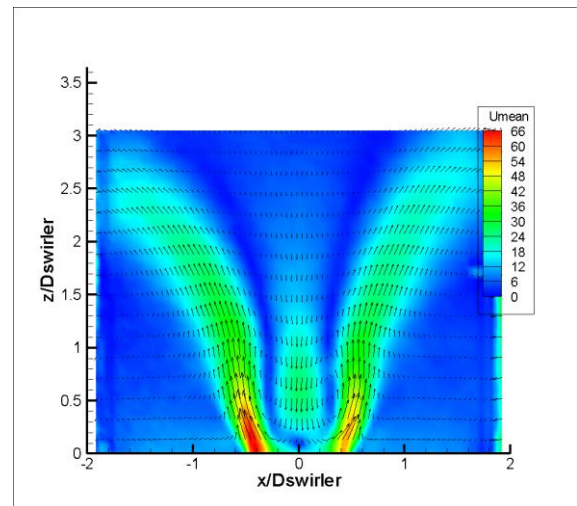
Cette condition respectée permet de conserver la topologie obtenue pour le cas à richesse 0.75. On peut voir que la topologie globale de l'écoulement est conservée. Les jets swirlés ne s'ouvrent pas plus et les vitesses maximales sont correctement mesurées malgré une légère diminution de cette valeur pour la richesse 0.95, comme le montrent les deux profils correspondant à $z/D=0.4$ (gauche) et $z/D=1.0$ (droite). On peut expliquer cela par un ensemencement qui peut être légèrement moins efficace du fait de présence de gouttes d'huile d'olive moins fines et en moins grande quantité dans l'écoulement à richesse 0.95.

Outre les mesures présentées dans ces deux derniers paragraphes, l'ensemble des 3 débits totaux passant par le swirler pour les 3 richesses et les deux configurations du swirler ont été mesurées par PIV. Afin de ne pas surcharger l'apport en données qui sont utilisées pour les essais d'allumage nous ne commenterons pas les planches suivantes qui seront uniquement exposées à titre d'information.

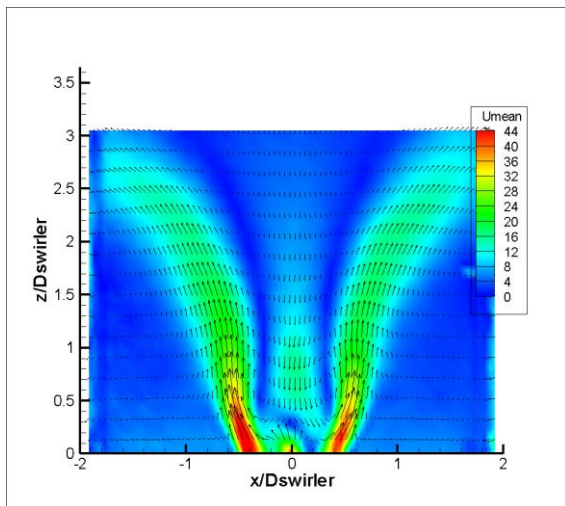




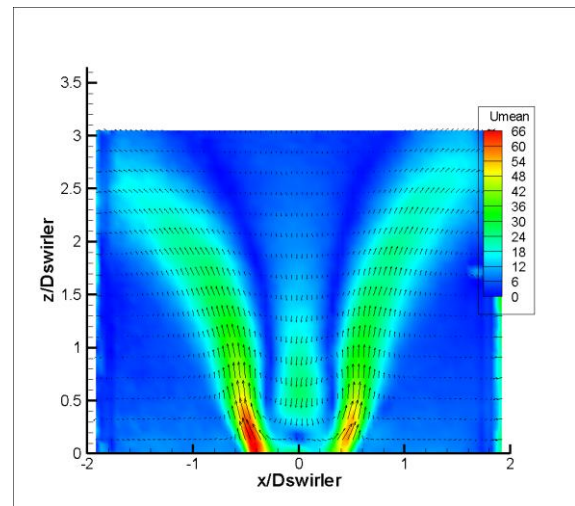
c/



d/



e/



f/

Figure 130 : Planches de mesures de vitesses moyennes par PIV. A gauche, P-H18-0.75-Qm11.14, P-H18-0.85-Qm11.14 ; P-H18-0.95-Qm11.14 de haut en bas. A droite, P-H18-0.75-Qm16.96, P-H18-0.85-Qm16.96, P-H18-0.95-Qm16.96 de haut en bas.

Annexe 3 - Effet du débit total sur le champ aérodynamique non prémélangé. NP-H18-0.75-Qm5.43/Qm11.44/Qm16.96

Les planches suivantes servent à montrer les résultats de mesures PIV obtenus pour l'ensemble des conditions réalisées. Nous ne les commenterons que très peu du fait que ces résultats ne seront pas exploités, dans cette thèse, en vue d'essais de mesures de probabilités d'allumage. Les planches suivantes traitent de l'effet du débit total (débit total doublé puis triplé par rapport au cas de référence), de la richesse totale, et du nombre de swirl dans ces cas précis.

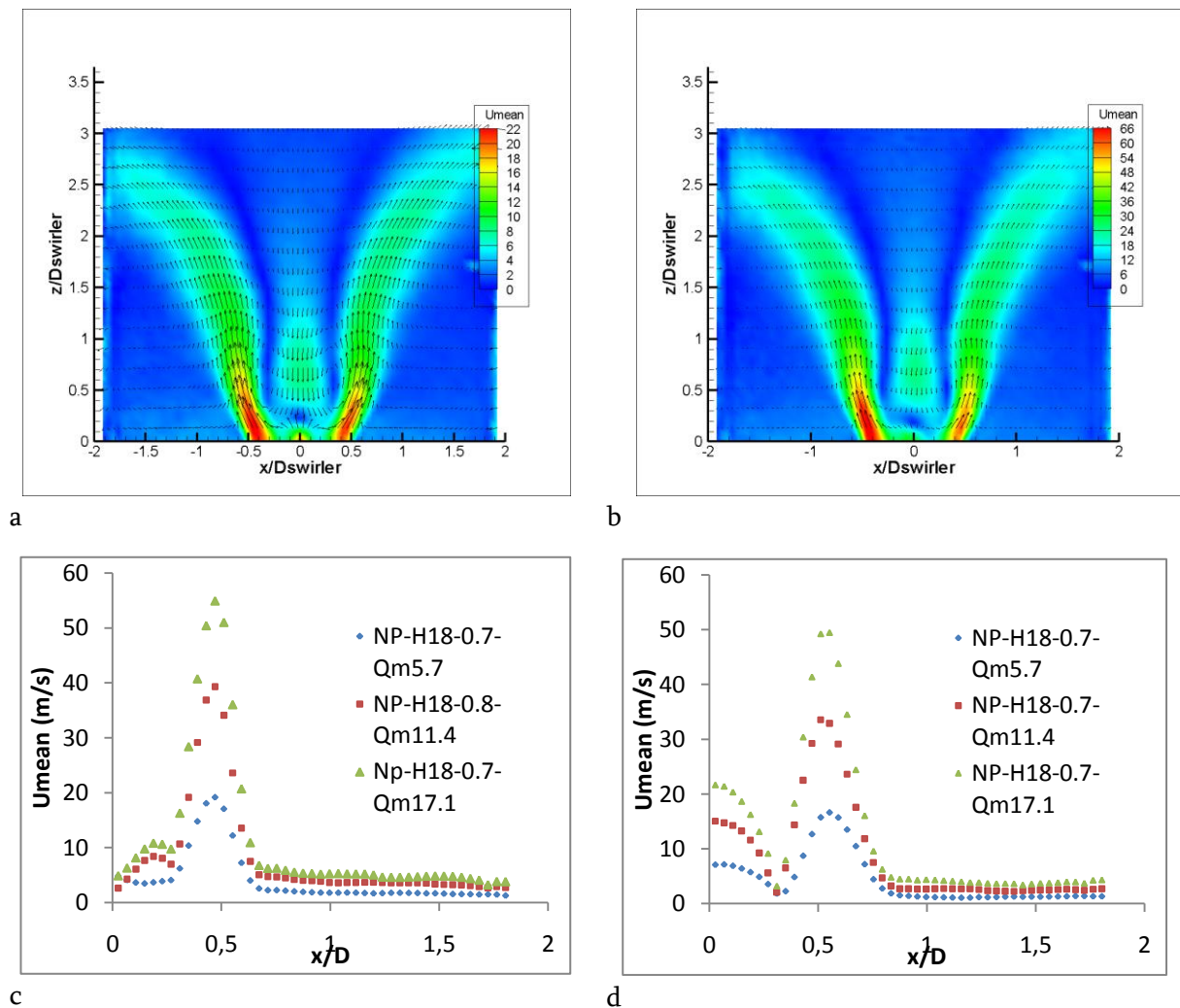


Figure 131 : Champs moyens de vitesse de l'écoulement de diffusion en fonction du débit d'air swirlé. De gauche à droite : NP-H18-0.75-Qm5.43; NP-H18-0.75-Qm11.14 ; NP-H18-0.75-Qm16.96. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.

Nous pouvons observer que le caractère moyen de l'écoulement n'est pas modifié par l'augmentation du débit total traversant le swirler. La zone de recirculation centrale vient se positionner en moyenne sur un même domaine. On note tout de même une légère diminution de la hauteur de pénétration du jet de carburant dans la chambre de combustion lorsque le débit d'air augmente. Ceci peut s'expliquer par une légère modification des conditions d'ensemencement qui ne permettent pas de mesurer au mieux de fortes vitesses sur de faibles zones.

Annexe 4 - Effet de la richesse sur le champ aérodynamique. NP-H18-0.75/0.85/0.95-Qm5.43

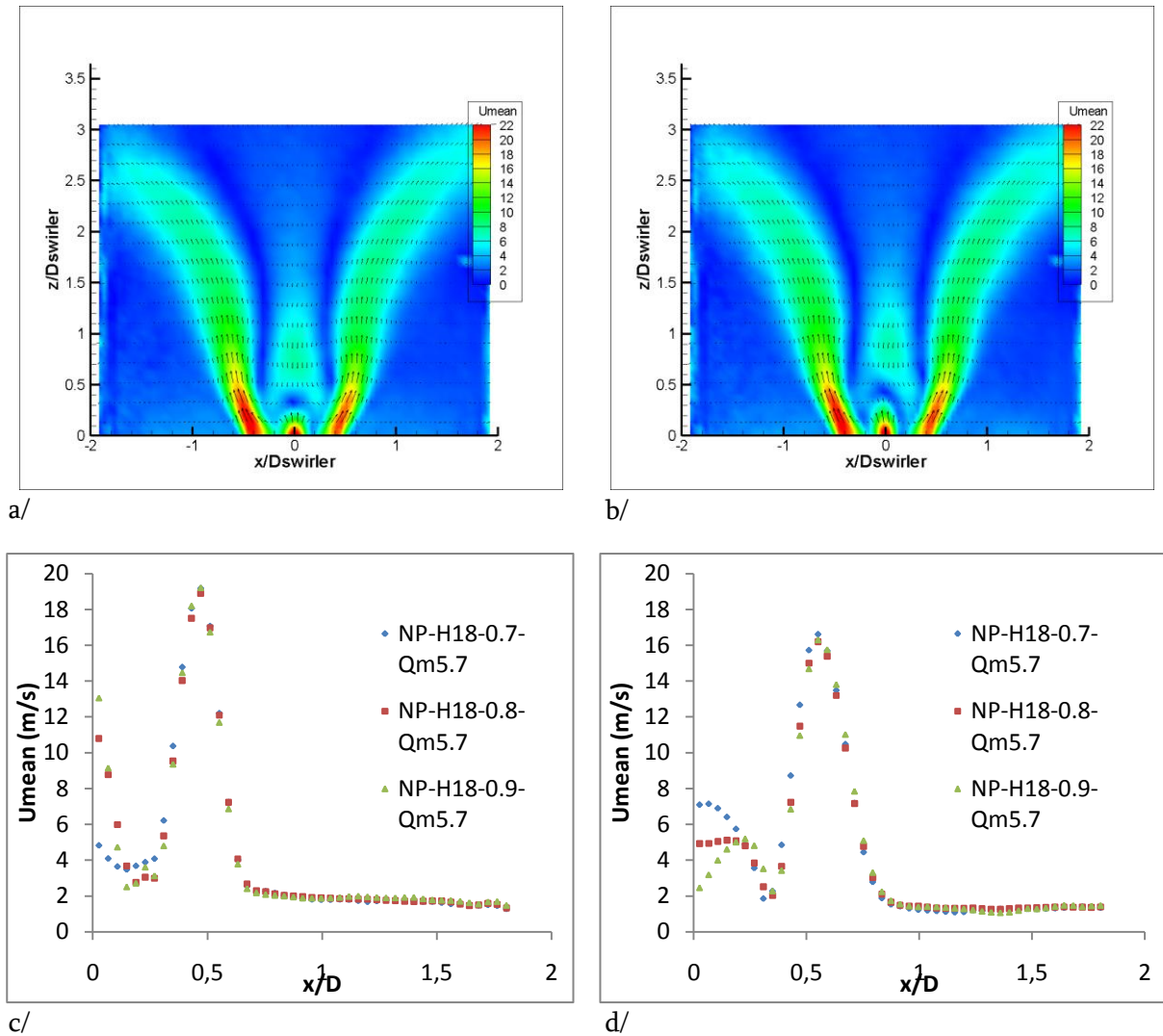


Figure 132 : Champs moyen de vitesse de l'écoulement de diffusion en fonction de la richesse. De gauche à droite : NP-H18-0.75-Qm5.43 ; NP-H18-0.85-Qm5.43 ; NP-H18-0.95-Qm5.43. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.

Chaque débit d'air a été associé à la mesure de 3 richesses, dont le paramètre a été dans ce cas le débit massique de méthane injecté. On peut voir ici que le paramètre de la richesse, dans la plage de richesse comprise entre 0.75 et 0.95, n'agit pas sur la structure globale de l'écoulement. On note ainsi que l'augmentation du débit de méthane passant par l'injecteur engendre une augmentation de la hauteur de pénétration du jet de carburant dans la chambre de combustion. Ceci s'explique par le fait que le débit d'air swirlé est maintenu constant, réduisant ainsi la

différence entre les quantités de mouvement issues de l'injecteur et de la zone de recirculation centrale. On peut s'attendre néanmoins à voir des différences au niveau de la richesse locale dans l'écoulement.

Annexe 5 - Effet de l'intensité du swirl sur le champ aérodynamique non prémélangé. NP-H18/H9-0.75-Qm5.43

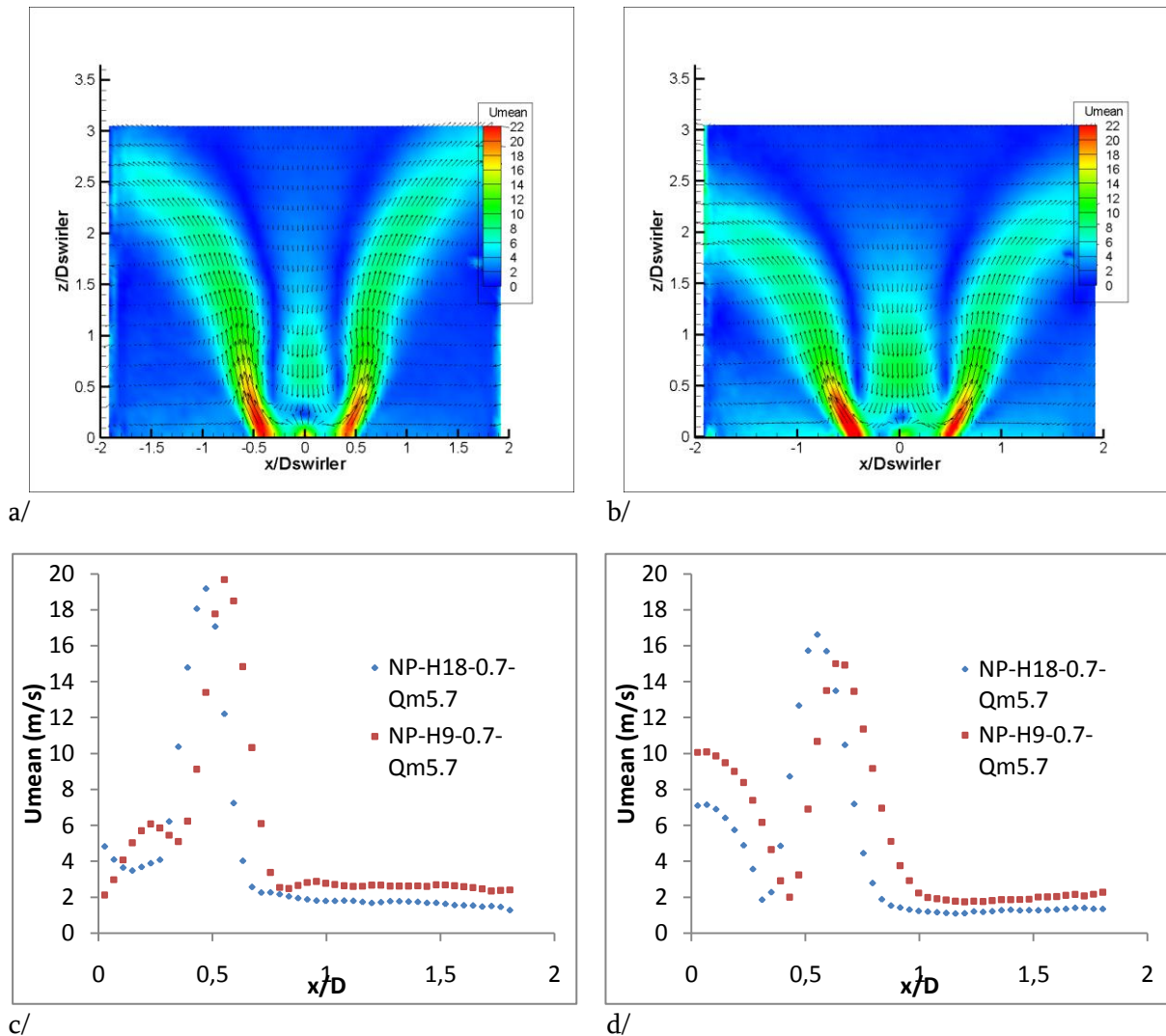


Figure 133 : Champs moyen de vitesse de l'écoulement de diffusion en fonction du nombre de swirl. De gauche à droite : NP-H18-0.7-Qm5.43 ; NP-H9-0.75-Qm5.43. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.

Nous pouvons voir qu'à débit d'air constant et richesse constante, bien que ce dernier paramètre n'influence que peu l'aérodynamique de notre écoulement, l'augmentation du nombre de swirl tend à limiter la hauteur de pénétration dans la chambre de combustion des branches en V issues de la section débitante de l'air swirlé. Nous attribuons cela au fait que les vitesses radiales sont augmentées par l'augmentation du nombre de swirl à vitesse axiale constante selon le

théorème du triangle des vitesses. Nous avons ainsi comme résultat une zone de mélange plus courte entre l'air et le carburant et donc probablement des gradients de richesse plus fort à richesse globale constante. En revanche, on peut voir à l'aide des profils que la zone de recirculation centrale est élargie lorsque le nombre de swirl augmente. Il s'agit ici d'une constatation qui pourrait se révéler intéressante en vue de renseigner sur les facteurs limitant ou conduisant à la réussite d'un allumage et à la stabilisation d'une flamme en tête de l'injecteur.

Annexe 6 - Evolution de la fraction molaire moyenne d'acétone dans le mélange en fonction du débit d'air

Cette annexe est consacrée à l'effet du débit total d'air sur le champ de mélange. Les cas NP-H18-0.75-Qm5.43, NP-H18-0.75-Qm11.14 et NP-H18-0.75-Qm16.96 sont utilisés.

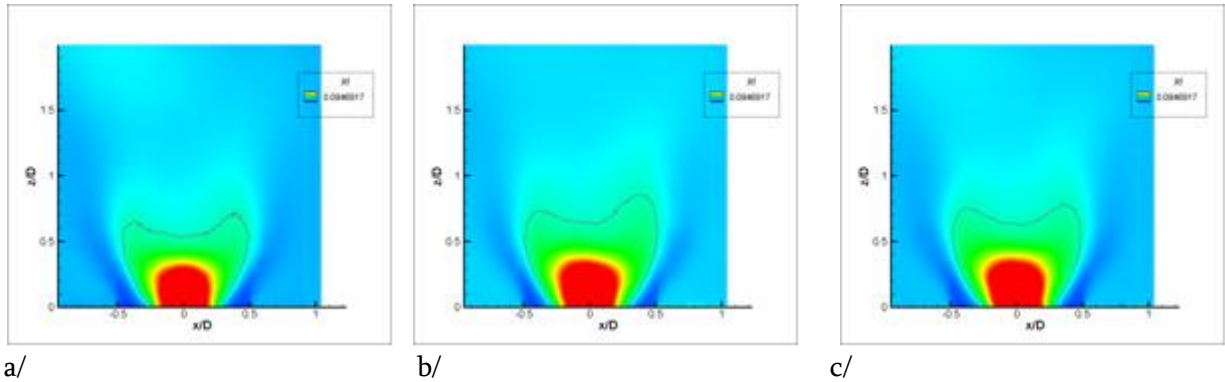


Figure 134 : Champs moyens de fraction de mélange en fonction du débit total. De gauche à droite : NP-H18-0.75-Qm5.43, NP-H18-0.75-Qm11.14 et NP-H18-0.75-Qm16.96.

La figure 134 présente l'effet du débit total sur le champ moyen de fraction molaire à richesse constante. A échelle de couleur similaire, on peut voir que le jet de méthane pénètre plus loin dans la chambre de combustion dans le cas à plus fort débit d'air que dans les deux autres cas. La ligne stœchiométrique s'éloigne de l'injecteur au fur et à mesure que le débit total augmente.

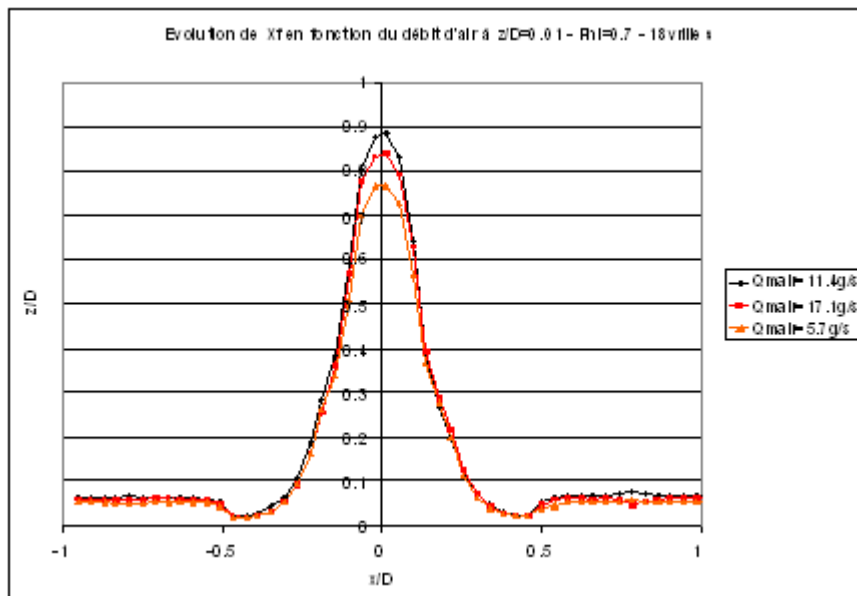


Figure 135: Profils de fraction molaire de carburant à $z/D=0.01$. NP-H18-0.7-Qm5.43, NP-H18-0.75-Qm11.14 et NP-H18-0.75-Qm16.96.

La figure 135 montre les profils de fraction molaire moyenne réalisés pour les cas NP-H18-0.75-Qm5.43, NP-H18-0.75-Qm11.14 et NP-H18-0.75-Qm16.96 à la hauteur $z/D=0.01$. On peut voir que la largeur du jet ne change absolument pas avec l'augmentation du débit total d'air. Seule la valeur maximale de la fraction molaire de carburant varie en augmentant avec le débit total d'air.

Annexe 7 – Effet de la richesse globale sur les statistiques d'allumage à énergie de dépôt constante en mode prémélangé

L'annexe 7 présente l'évolution des probabilités de stabilisation de flamme en fonction de la position dans la chambre de combustion pour plusieurs richesses de prémélange. Tous les essais ont été réalisés sur la même iso-hauteur correspondant à $z/D=0.6$. Ainsi, il est possible de traverser toutes les zones qui ont été étudiées au travers de ce manuscrit.

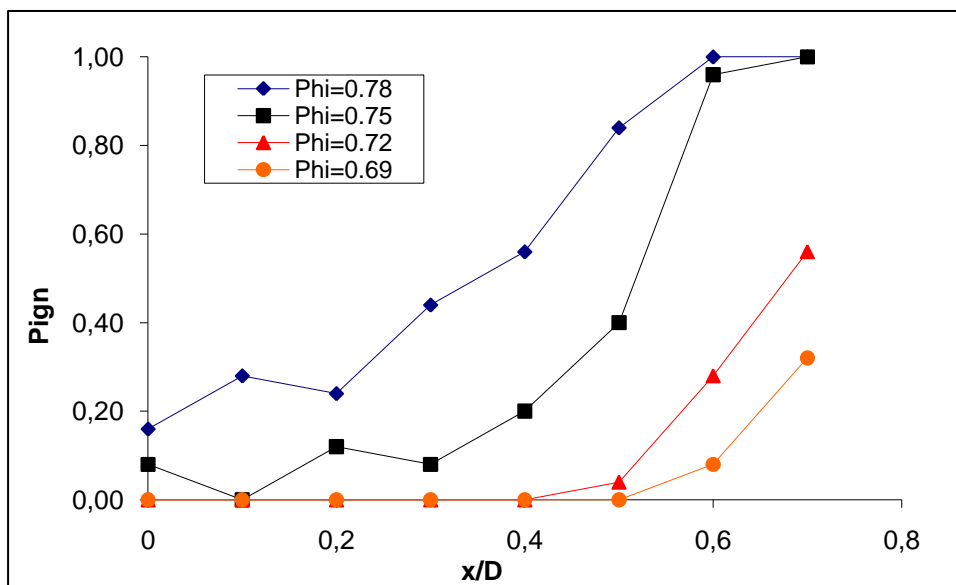


Figure 136 : Evolution de Pign en fonction de la position dans le brûleur à $z/D=0.6$ pour plusieurs richesses de prémélange.

Tous ces essais ont été réalisés en introduisant dans les mélanges la même quantité d'énergie, à savoir $70\text{mJ} \pm 2\text{mJ}$. On peut voir qu'à x/D compris entre 0 et 0.2 les statistiques d'allumage sont faibles, quelle que soit la richesse, car inférieures à 30%. Cette première zone correspond à la présence de l'IRZ et de la zone de fort cisaillement. Ensuite, les statistiques d'allumage s'améliorent jusqu'à atteindre une nouvelle rupture de pente qui conduit à des taux de réussite d'allumage élevés. On traverse alors les jets swirlés et enfin on atteint ainsi la CRZ. Pour la plus faible richesse, 0.69, la CRZ correspond au début de l'existence de statistiques d'allumage devenant légèrement intéressantes en terme de réussite, puisque proche de 40%. A richesse 0.72, cette statistique en ce même point atteint presque 60%. Nous retrouvons notre cas de référence

($\phi=0.75$) à 100% d'allumage. Le point à richesse plus élevée montre que la statistique d'allumage est aussi de 100%.

BIBLIOGRAPHIE

1. D.M. Kang, *Measurements of Combustion Dynamics with Laser-Based Diagnostic Techniques*. PHD Thesis. California Institute of Technology, 2005.
2. Y. Huang, *Combustion Dynamics Of Swirl-Stabilized Lean Premixed Flames In An Acoustically-Driven Environment*. PHD Thesis. The University of Iowa, 2008.
3. M. Boileau, *Simulation aux grandes échelles de l'allumage diphasique des foyers aéronautiques*. PHD Thesis. Institut National Polytechnique de Toulouse., 2007.
4. A. Neophytou, *Spark Ignition and Flame Propagation in Sprays*. PHD Thesis. University of Cambridge, 2010.
5. T.X. Phuoc, *Laser-induced spark ignition fundamental and applications*. Optics and Lasers in Engineering, 2006. **44**(1): p. 351:393.
6. T.X. Phuoc, *Laser spark ignition experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases*. Optics Communications, 2000. **175**: p. 419:423.
7. C.J. Wang, S.L. Xu, G.M. Jia,, *Laser-induced spark ignition of H₂/O₂/Ar mixtures*. Science in China Series E: Technological Sciences, 2007. **50**(6): p. 797:806.
8. J.C. Chen, M. Taniguchi, K. Ito,, *Observation of laser ignition and combustion of pulverized coals*. Fuel, 1995. **74**(3): p. 323:330.
9. M. Weinrotter, H. Kopecek, M. Tesch, E. Wintner, M. Lackner, F. Winter,, *Laser ignition of ultra-lean methane/hydrogen/air mixtures*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2005. **29**(1): p. 569:577.
10. M.H. Morsy, Y.S. Ko, S.H. Chung, *Laser-induced ignition using a conical cavity in CH₄/air mixtures*. Combustion and Flame, 1999. **119**(1): p. 473:482.

11. M.H. Morsy, S.H. Chung, *Laser-induced multi-point ignition with a single-shot laser using*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2003. **27**(1): p. 491:497.
12. R.W. Schmieder, *Laser spark ignition and excitation CH₄ air diffusion flame*. Journal of Applied Physics, 1981. **52**(4): p. 3000:3003.
13. T.A. Spiglanin, A. Mcilroy, E.W. Fournier, R.B. Cohen, J.A. Syage,, *Time-Resolved Imaging of Flame Kernels: Laser Spark Ignition of H₂/O₂/Ar Mixtures*. Combustion and Flame, 1995. **102**(1): p. 310:328.
14. J.X. Ma, D.R. Alexander, D.E. Poulain,, *Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures*. Combustion and Flame, 1998. **112**: p. 492:506.
15. C. Ternel, *Contribution au développement de l'allumage par laser pour les moteurs à combustion interne*. PHD Thesis, INSA de ROUEN., 2006.
16. H. Kopecek, M. Lackner, F. Winter, E. Wintner,, *Laser-Induced Ignition of Methane-Air Mixtures at Pressures up to 4 MPa*. Laser Physics, 2002. **13**: p. 1365-1369.
17. D.H. Mcneill, *Minimum ignition energy for laser spark ignition*. Proceedings of the Combustion Institute, 2005. **30**: p. 2913:2920.
18. D. Bradley, F.K.K. Lung, *Spark ingnition and the early satges of turbulent flame propagation*. Combustion and Flame, 1987. **69**(1): p. 71:93.
19. J.L. Beduneau, B. Kim, L. Zimmer, Y. Ikeda,, *Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark*. Combustion and Flame, 2003. **132**: p. 653:665.
20. J.L. Beduneau, N. Kawahara, T. Nakayama, E. Tomita, Y. Ikeda,, *Laser-induced radical generation and evolution to a self-sustaining flame*. Combustion and Flame, 2009. **153**(3): p. 642-656.

21. E. Mastorakos, *Ignition of turbulent non-premixed flames*. Progress in Energy and Combustion Science, 2009. **35**(1): p. 57:97.
22. S.S. Shy, C.C. Huang, C.C. Liu, Y.Y. Yan., *Ignition transition in turbulent premixed combustion*. Combustion and Flame, 2010. **157**: p. 341:350.
23. T.X. Phuoc, F.P. White, *Laser-Induced Spark Ignition of CH₄/Air Mixtures*. Combustion and Flame, 1999. **119**: p. 203:216.
24. J.L. Beduneau, Y. Ikeda, *Application of laser ignition on laminar flame front investigation*. Experiments in Fluids, 2004. **36**: p. 108:113.
25. D. Bradley, *How fast can we burn ?* Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1992. **24**: p. 247:262.
26. O. Akindele, D. Bradley, P. Mak, M. McMahon., *Spark ignition of turbulent gases*. Combustion and Flame, 1982. **47**.
27. C.C. Jr Swett, R.H. Donlon, *Spark igniton of flowing gases III - effect of turbulence promoter on energy required to ignite a propane-air mixture*. NACA Research Memorandum, 1953. **RM E52J28**.
28. D.R. Ballal, A.H. Lefebvre, *Flame quenching in turbulent flowing gaseous mixtures*. Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1977. **16**: p. 1689:1698.
29. M. Kono, S. Kumagai, T. Sakai., *The optimum conditions for ignition f gases by composite sparks*. Sixteenth Symposium (International) on Combustion, 1976. **16**: p. 757:766.
30. S.S. Shy, C.C. Huang, C.C. Liu, Y.Y. Yan., *A transition on minimum ignition energy for lean turbulent methane combustion in flamelet and distributed regimes*. Combustion and Flame, 2007. **31**: p. 1401:1409.

31. M. Klein, N. Chakraborty, R.S Cant,, *Effects of turbulence on self-sustained combustion in premix flame kernels: a direct numerical simulation study*. Turbulence and combustion, 2010. **In Press**.
32. S.F. Ahmed, R. Balachandran, T. Marchione, E. Mastorakos,, *Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames*. Combustion and Flame, 2007. **151**: p. 366:385.
33. S.K. Aggarwal, *A review of spray ignition phenomena : present status and future research*. Progress in Energy and Combustion Science, 1998. **24**.
34. S.F. Ahmed, E. Mastorakos, *Spark ignition of lifted turbulent jet flames*. Combustion and Flame, 2006. **146**: p. 215:231.
35. S.F. Ahmed, R. Balachandran, E. Mastorakos,, *Measurements of ignition probability in turbulent non-premixed counterflow flames*. Combustion and Flame, 2007. **31**: p. 1507:1513.
36. E.S. Richardson, N. Chakraborty , E. Mastorakos,, *Analysis of direct numerical simulations of ignition fronts in turbulent non-premixed flames in the context of CMC*. Progress in Energy and Combustion Science, 2007. **31**: p. 21:37.
37. B. Wegner, A. Maltsev, C. Schneider, A. Sadiki, A. Dreitzler, J. Janicka,, *Assessment of unsteady RANS in predicting swirl flow instabilities based on LES and experiments*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2004. **25**: p. 528:536.
38. M. Freitag, M. Klein, M. Gregor, D. Geyer, C. Schneider, A. Dreitzler, J. Janicka,, *Mixing analysis of a swirling recirculating flow using DNS and experimental data*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2006. **27**: p. 636:643.
39. S. Roux, G. Lartigue, T. Poinso, U. Meier, C. Bérat,, *Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations*. Combustion and Flame, 2005. **141**: p. 40:54.

40. G. Martins, *Etude de la combustion pauvre prémélangée préévaporisée avec les effets du préchauffage et de la pression*. Thèse de doctorat de l'Université de Rouen., 2006.
41. D. Vauchelles, *Etude de la stabilité et des émissions polluantes des flammes turbulentes de prémélange pauvre à haute pression appliquées aux turbines à gaz*. PHD Thesis. Institut National des Sciences Appliquées de Rouen. France., 2004.
42. B. Taupin, *Etude de la combustion turbulente à faible richesse haute température et haute pression*. PHD Thesis. Institut National des Sciences Appliquées de Rouen. France., 2003.
43. N. Garcia-Rosa, *Phénomènes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions haute altitude*. PHD Thesis. ISAE, 2008.
44. V. Faivre, *Etude expérimentale et numérique du contrôle actif de jet dans des chambres de combustion*. 2003.
45. Norster, *Gas turbine combustion*. Taylor&Francis, 1996.
46. M. Thiruchengode, *Sensing and dynamics of lean blowout in a swirl dump combustor*. PHD Thesis. Georgia Institute of Technology, 2006.
47. J-P. Frenillot, G. Cabot, B. Renou, M. Cazalens, M. Boukhalfa,, *Impact of H2 addition on flame stability and pollutant emissions for an atmospheric kerosene/air swirled flame of laboratory scaled gas turbine*. International Journal of Hydrogen Energy 2009. **34**(9): p. 3930:3944.
48. C. Willert, C. Hassa, G. Stockenhausen, M. Jarius, M. Voges, J. Klinner,, *Combined PIV and DGV applied to a pressurized gas turbine combustion facility*. Measurement Science and Technology, 2006. **17**: p. 1670:1679.
49. J. Westerweel, D. Dabiri, M. Gharib, *The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings*. Experiments in Fluids, 1997. **23**: p. 20:28.

50. B. Lecordier, *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules*. Thèse de doctorat de l'Université de Rouen, 1997.
51. O. Degardin, *Effets des Hétérogénéités de Richesse sur la Structure Locale des Flammes Turbulentes*. PHD Thesis. INSA de Rouen, 2006.
52. J-F. Krawczynski, *La structure du champ de vitesse dans un réacteur à jets opposés. Caractérisation du mélange turbulent*. PHD Thesis. Université de Rouen, 2007.
53. A. Lozano, B. Yip, R.K. Hanson,, *Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flow by planar laser-induced fluorescence*. Experiments in Fluids, 1992. **13**.
54. T.X. Phuoc, *Laser-induced spark for simultaneous ignition and fuel-air-ration measurements*. Optics and Lasers in Engineering, 2006. **44**: p. 520:534.
55. D.G. Lilley, *Swirl Flows in Combustion: A review*. AIAA Journal, 1977. **15**(8): p. 1063:1078.
56. K. Vanoverberghe, *Flow, turbulence and combustion of premixed swirling jet flames*. PHD Thesis, Université Catholique de Leuvun., 2004.
57. K. Vanoverberghe, *Flow structure of lifted swirling jet flames*. Flow turbulence and Combustion, 2004. **204**(73): p. 25:47.
58. J.M. Beer, N.A. Chigier, *Swirling flows in Combustion Aerodynamics*. 1972.
59. N. Syred, J.M. Beer, *Combustion in swirling flows: a review*. Combustion and Flame, 1974. **23**.
60. H.J. Sheen, W.J. Chen, S.Y. Jeng, T.L. Huang,, *Correlation of swirl number for a radial-type swirl generator*. Experimental Thermal and Fluid Science, 1996. **12**.
61. W. Leuckel, N. Friker, *The characteristics of swirl-stabilized natural gas flames*. Journal of the Institute of Fuel, 1976. **40**(400): p. 152:158.

62. M.P. Escudier, J.J. Keller, *Recirculation in swirling flow: a manifestation of vortex breakdown*. AIAA Journal, 1985. **23**(1): p. 111:116.
63. Y. Ra, *Laminar flame propagation in a stratified charge*. Ph. D. thesis, MIT, 1999.
64. B. Renou, M. Boukhalfa, D. Puechberty, M. Trinite,, *Effects of stretch on the local structure of freely-propagating premixed low turbulent flames with various Lewis numbers*. Proceedings of the Combustion Institute, 1998. **27**: p. 2A01.
65. B. Renou, *Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent, influence du nombre de Lewis*. Thèse, Université de ROUEN, 1999.
66. J. Hélie, A. Trouvé, *Turbulent flame propagation in partially premixed combustion*. Proceedings of the Combustion Institute, 1998(891:898).
67. T. Kang, D.C. Kyristis, *Methane flame propagation in compositionally stratified gases*. Combustion Science and Technologies, 2005. **177**: p. 2191:2210.
68. E. Samson, *Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu a richesse stratifiée*. PHD Thesis, INSA de ROUEN., 2002.
69. L. Hartley, J. Dold, *Flame propagation in a nonuniform mixture : analysis of a propagating triple-flame*. Combustion Science and Technology, 1991. **80**: p. 23:46.
70. T. Poinso, D. Veynante, S. Candel,, *Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation*. Proceedings of the Combustion Institute, 1990. **23**: p. 613:619.
71. A. Pires Da Cruz, A.M. Denan, J.M. Grenda,, *A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane-air flames* Proceedings of the Combustion Institute, 200. **28**: p. 1925.
72. A. Mura, *Contribution à la modélisation de la combustion turbulente inhomogène dans les moteurs IDE à charge stratifiée*. Ph.D. thesis, University of Aix-Marseille II, 2002.

73. P. Kioni, B. Rogg, K.N.C Bray, A. Linan,, *Flame spread in laminar mixing layers :the triple flame*. Combustion and Flame, 1993. **95**: p. 276:290.
74. F. O'young, R.W. Bilger, *Scalar gradient and related quantities in turbulent premixed flames*. Combustion and Flame, 1997. **109**: p. 682:700.
75. G. Ribert, M. Champion, P. Plion,, *Modelling turbulent reactive flows with variable equivalence ratio : application to the calculation of a reactive shear layer*". Combustion Science and technology, 2004. **176**: p. 907:923.
76. S. Candel, *Combustion dynamics and control: progress and challenges*. Proceedings of the Combustion Institute, 2002. **29**(1): p. 1:28.
77. N. Docquier, S. Candel, *Combustion control and sensors: a review*. Progress in Energy and Combustion Science, 2002. **28**(1): p. 107:150.
78. Snecma, <http://www.snecma.com/>. Web site.
79. Rolls-Royce, <http://www.rolls-royce.com/>. Web site.
80. Acare, <http://www.acare4europe.com/>. Web site.
81. General Electrics Aircraft Engines, <http://www.geae.com/>. Web site.
82. T. Lieuwen, B. Zinn, *The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NOx gas turbine*. Proceedings of the Combustion Institute, 1998. **Volume 27**: p. 1809:1816.
83. T. Lieuwen, B. Zinn, *Theoretical investigation of combustion instability mechanisms in lean premixed combustor*. AIAA Journal, 1998 (b).
84. T. Lieuwen, Y. Neumeier, B. Zinn,, *The role of unmixedness and chemical kinetics in driving combustion instabilities in lean premixed combustors*. Combustion Science and Technologies, 1998. **135**.

85. M. Cazalens, S. Roux, C. Sensiau, T. Poinso, *Combustion Instability Problem Analysis for High-pressure Jet Engine Cores*. Journal of Propulsion and Power 2008. **24**(4).
86. F. Hagling, R. Singh, *Design of Aero Gas Turbine Using Hydrogen*. Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, 2006. **128**.
87. J. Ziemann, F. Shum, M. Moore, D. Kluyskens, D. Thomaier, N. Zarzalis, H. Eberius, *Low-NOx combustors for hydrogen fuelled Aero Engine*. International Journal of Hydrogen Energy, 1998. **23**(4).
88. G. Dahl, F. Suttrop, *Engine control and low-NOx combustion for hydrogen fuelled aircraft gas turbines*. International Journal of Hydrogen Energy 1998. **23**(8).
89. R.W. Schefer, *Hydrogen enrichment for improved lean flame stability*. International Journal of Hydrogen Energy, 2003. **28**.
90. S. Barbosa, M. De La Cruz Garcia, S. Ducruix, B. Labegorre, F. Lacas, *Control of combustion instabilities by local injection of hydrogen*. Proceedings of the combustion Institute, 2007. **31**: p. 3207:3214.
91. H. Hiroyasu, M. Arai, T. Kadota, J. Yoso, *Experimental study on kerosene-hydrogen hybrid combustion in gas turbine*. Bulletin of the JSME, 1980. **184**(23).
92. L. Juste, E. Benavides, *Feasibility analysis of hydrogen as additional fuel in aircraft propulsion*. International Journal of Green Energy, 2008. **5**(1-2).
93. Y. Lafay, B. Taupin, G. Martins, G. Cabot, B. Renou, A.M. Boukhalfa, *Experimental study of biogas combustion using a gas turbine configuration*. . Experiments in Fluids, 2007. **43**(2-3): p. 395:410.
94. G. Cabot, D. Vauchelles, B. Taupin, A.M. Boukhalfa, *Experimental study of lean premixed turbulent combustion in a scale gas turbine chamber*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2004. **28**(7): p. 683:690.

95. A.K. Gupta, D.G. Lilley, N. Syred,, *Swirl flows*. Abacus Press,Cambridge, 1993.
96. Y.M. Al-Abdali, A.R. Masri, *Recirculation and flow field regimes of unconfined non-reacting swirling flows*. Experimental Thermal and Fluid Science, 2003. **27**.
97. D. Bradley, P.H. Gaskell, X.J. Gu, M. Lawes, M.J. Scott,, *Premixed turbulent flame instability and NO formation in a Lean Burner Swirl Burner*. Combustion and Flame, 1998. **115**.
98. T. Lieuwen, *Investigation of combustion instability mechanisms in premixed gas turbine*. PhD Thesis. Georgia Institute of Technology, 1999.
99. S.N. Turns, J.A. Lovett, *Measurements of Oxides of Nitrogen Emissions from Turbulent Propane Jet Diffusion Flames*. Combustion Science and Technology 1989. **66**(1).
100. S. Naha, S.K. Aggarwal, *Fuel effects on NO_x emissions in partially premixed flames*. Combustion and Flame, 2004. **139**(1-2): p. 90:105.
101. S. Naha, A.M. Briones, S.K. Aggarwal,, *Effect of fuel blends on pollutant emissions in flame*. Combustion Science and Technology, 2005. **177**(1): p. 183:220.

TABLE DES FIGURES

<i>Figure 1 : Schéma de principe des étapes et des paramètres principaux du claquage à la stabilisation.</i>	19
<i>Figure 2 : Evolution temporelle de la densité d'énergie au point focal (gauche). Schéma de la focalisation d'un faisceau laser (droite).....</i>	23
<i>Figure 3 : Evolution de la taille de plasma et de la zone à haute température en fonction de la distance focale et de l'énergie apportée. [15].....</i>	24
<i>Figure 4 : Evolution de l'onde de choc dans de l'air à 10bars issue du claquage en fonction du temps (Dt=500ns).[16]</i>	25
<i>Figure 5: Phénoménologie du plasma issu de la focalisation d'un faisceau laser. [18].....</i>	26
<i>Figure 6: Forme du plasma en fonction du temps et de la richesse. [19].....</i>	27
<i>Figure 7 : Evolution des rayons du noyau de plasma et de l'onde de choc, dans un mélange méthane/air. [20].</i>	28
<i>Figure 8 : Evolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux OH* présents dans le noyau de gaz chauds (écoulement laminaire propane/air de richesse égale à 1). Cas de l'allumage réussi : Eétincelle = 5,61 mJ. Cas allumage raté : Eétincelle = 5,78 mJ. [20]</i>	30
<i>Figure 9 : Intensité du rayonnement émis par les radicaux OH*, 2 µs après le claquage, avec un temps d'intégration de 1 ms (allumage d'écoulements laminaires méthane/air de richesse 1), à gauche. Evolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par l'atome d'hydrogène et par la molécule CN pour différentes énergies incidentes (allumage d'écoulements laminaires propane/air de richesse 1), à droite. [20]</i>	31
<i>Figure 10 : Représentation chronologique du déroulement d'un processus d'allumage.</i>	33
<i>Figure 11: Evolution de la MIE pour des mélanges CH₄/air en fonction de la richesse. Etude réalisée pour plusieurs focales. [19].....</i>	36
<i>Figure 12: Evolution de la MIE pour des mélanges propane/air et isoctane/air en fonction de la richesse. Etude réalisée pour plusieurs focales. [15].</i>	37
<i>Figure 13: Etude de la MIE en fonction des longueurs d'ondes du faisceau (1064nm et 355nm) pour des mélanges de propane/air et d'isoctane/air. [15]</i>	38
<i>Figure 14: Etude de la MIE en fonction de la richesse pour plusieurs durées d'impulsions du faisceau laser [15].</i>	39
<i>Figure 15 : Evolution de la MIE pour un mélange CH₄/air d'écoulement laminaire en fonction de la richesse. [19]</i>	40
<i>Figure 16: Etude de la MIE fonction de la richesse à plusieurs vitesses d'air. Beduneau [19].....</i>	41
<i>Figure 17 : Photographies Schlieren pour différentes conditions de l'allumage d'une flamme laminaire de CH₄/air. Richesse : 0.65; énergies de dépôt : 2.1mJ-26.5mJ [24].</i>	42
<i>Figure 18 : Evolution de la vitesse de flamme laminaire (m/s) en fonction du rayon du front de flamme (mm) pour différentes énergies de dépôt. [25].....</i>	43
<i>Figure 19: Probabilités d'allumage en fonction de l'énergie pour plusieurs richesses. [15].....</i>	44

Figure 20 : Représentations schématiques des bornes d'inflammabilité (haut) et de la localisation de la source d'énergie de l'étincelle vis-à-vis des limites d'inflammabilité (bas). [21].....	45
Figure 21: MIE en fonction de l'intensité de turbulence normalisée (gauche)- MIE en fonction du nombre de Karlovitz (droite) - Shy [30].....	48
Figure 22 : Contour des probabilités d'allumage et de la zone d'inflammabilité d'une flamme CH ₄ /air non prémélangée stabilisée par bluff-body – Phi=0.55. Ahmed [32].	49
Figure 23 : Photographies des brûleurs ayant contribué à l'élaboration de notre dispositif expérimental.	54
Figure 24 : Schéma et photographie du brûleur.....	55
Figure 25 : Photo du plenum (vue de dessus).....	56
Figure 26 : a) Schéma du swirler et de l'injecteur central	57
Figure 27 : (a) Photographie de l'injecteur sur son porte-injecteur. (b) Photographie de l'assemblage du système d'injection.....	58
Figure 28 : Schéma du banc de débitmétrie du brûleur.....	60
Figure 29 : Diagramme de fonctionnement du brûleur. Cas NP-H18-0.75.....	67
Figure 30 : Evolution de la forme de la flamme proche de l'extinction en fonction du débit d'air et du mode de fonctionnement.....	68
Figure 31 : Diagramme de fonctionnement du brûleur pour l'ensemble des configurations : NP-H18, NP-H9, P-H18, P-H9	69
Figure 32 : Forme de la flamme dans chacune des conditions opératoires de mesure de l'allumage.	69
Figure 33 : Illustration de l'intercorrélation sur chaque fenêtre d'interrogation d'une paire d'images.....	73
Figure 34 : Schéma de principe d'une installation PIV.	74
Figure 35 : Schéma de principes des modes d'ensemencement des fluides.....	74
Figure 36 : Image moyenne du bruit (écoulement sans acétone) (à gauche) et image moyenne de la nappe laser (concentration homogène en acétone)(à droite).	81
Figure 37 : Images brutes (SMx, y) instantanés de PLIF sur acétone. NP-H18-0.75-Qm5.43	82
Figure 38 : Images instantanées corrigées de PLIF sur acétone. NP-H18-0.75-Qm5.43	82
Figure 39 : Schéma de principe de la ligne optique et des différentes énergies E_i associées (haut). Chronogramme de synchronisation de la ligne optique d'allumage (bas).	85
Figure 40: Exemple d'acquisitions à haute vitesse (5400 images par seconde) d'un allumage de kérosène/air. .	87
Figure 41: Champs instantanés de vitesse axiale. Condition P-H18-0.75-Qm5.03.....	90
Figure 42: Champs moyens de composantes axiales et radiales de vitesse (en haut). Champs moyens de vitesse et de fluctuation de vitesse (en bas). P-H18-0.75-Qm5.43.....	93
Figure 43 : Comparaisons des champs de vitesse moyenne des écoulements prémélangés pour deux géométries de swirler. A gauche : P-H18-0.75-Qm5.03. À droite : P-H9-0.75-Qm5.03.....	95
Figure 44 : Profils radiaux des vitesses moyennes. P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03 à 4 hauteurs différentes.	96
Figure 45 : Comparaisons des fluctuations de vitesse en écoulement prémélangé entre les deux configurations de swirler. A gauche : P-H18-0.75-Qm5.03, à droite : P-H9-0.75-Qm5.03.....	97

Figure 46 : Comparaison des profils de vitesse moyenne entre les écoulements de prémélange et de diffusion. P-H18-0.75-Qm5.03 et NP-H18-0.75-Qm5.43.	98
Figure 47 : Comparaison des profils radiaux de fluctuations de vitesse entre les écoulements de prémélange et de diffusion. P-H18-0.75-Qm5.03 et NP-H18-0.75-Qm5.43.	99
Figure 48 : Courbes de répétabilité des mesures PIV. Profils radiaux de vitesse moyenne. P-H18-0.75-Qm5.03.	101
Figure 49: Courbes de répétabilité des mesures PIV. Fluctuations de vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03.	102
Figure 50 : Champs instantanés de fraction molaire de méthane dans l'air. NP-H18-0.75-Qm5.43.	105
Figure 51 : Champ moyen de la fraction molaire de méthane dans le mélange air et carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43 à gauche, NP-H9-0.75-Qm5.43 à droite.	106
Figure 52 : Profils radiaux et axiaux de fraction molaire moyenne de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. NP-H9-0.75-Qm5.43.	107
Figure 53 : Champ moyen des fluctuations de fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43 et NP-H9-0.75-Qm5.43.	108
Figure 54 : Profils de fluctuations de fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43 et NP-H9-0.75-Qm5.43. $z/D=0.1$, $z/D=0.3$, $z/D=0.5$ et $z/D=1.0$	110
Figure 55: Evolution temporelle de la pression dans la chambre lors d'un essai d'allumage réussi. P-H18-0.75-Qm5.03.	115
Figure 56: Pign sur un même point pour plusieurs séries d'essais. (Cas P-H18-0.75-Qm5.03)	118
Figure 57: Point test n°1 du maillage. $\{x/D=0.2; z/D=1.4\}$	120
Figure 58: Point test n°2 du maillage. $\{x/D=0.6; z/D=0.8\}$	120
Figure 59: schéma du maillage des points de mesures.	122
Figure 60 : Evolution des probabilités de créer un noyau de flamme en fonction de l'énergie incidente.	123
Figure 61: Champ 2D des probabilités de créer un noyau de flamme - P-H18-0.75-Qm5.03.	124
Figure 62 : Superposition des cartographies d'allumage avec les champs aérodynamique du cas P-H18-0.75-Qm5.03. a : vitesse moyenne ; b : vitesse axiale moyenne ; c : vitesse radiale moyenne ; d : gradients de vitesse axiaux ; e : fluctuations moyennes de vitesse.	126
Figure 63 : Evolution des probabilités de stabiliser une flamme dans l'IRZ en fonction des fluctuations de vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03.	128
Figure 64 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. : points d'allumage testés dans l'IRZ.	131
Figure 65 : Probabilité de stabiliser une flamme dans l'IRZ en fonction du temps de convection de la flamme (ms) sur l'axe $x/D=0.0$. P-H18-0.75-Qm5.03.	132
Figure 66 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0; z/D=2.0\}$	133
Figure 67 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0; z/D=2.0\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale V_z . A droite : PDF de vitesse radiale V_x	134
Figure 68 : Séquence d'un raté d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0; z/D=1.6\}$	135

Figure 69 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.....	136
Figure 70 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.6\}$	137
Figure 71 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.0\}$	139
Figure 72 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.0\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.....	140
Figure 73 : Séquence de réussite d'allumage, 2 ^{nde} trajectoire. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.0 ; z/D=1.0\}$	141
Figure 74 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme pour plusieurs hauteurs d'allumage dans l'IRZ. P-H18-0.75-Qm5.03.	144
Figure 75 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. : points d'allumage testés dans la CRZ.	144
Figure 76 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=1.0 ; z/D=0.6\}$	145
Figure 77 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=1.0 ; z/D=0.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.....	146
Figure 78 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la CRZ. P-H18-0.75-Qm5.03.....	147
Figure 79 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. : points d'allumage testés dans la zone de cisaillement.	147
Figure 80 : Séquence de raté d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$	148
Figure 81 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.....	149
Figure 82 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.3 ; z/D=0.6\}$	150
Figure 83 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la zone de cisaillement. P-H18-0.75-Qm5.03.	151
Figure 84 : Rappel de la cartographie d'allumage et des zones caractéristiques de l'écoulement P-H18-0.75-Qm5.03. : points d'allumage testés dans la zone de cisaillement.....	152
Figure 85 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$	153
Figure 86 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=0.5 ; z/D=0.6\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.....	154
Figure 87 : Séquence de réussite d'allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$	155
Figure 88 : PDF des composantes de la vitesse. P-H18-0.75-Qm5.03. $\{x/D=1.0 ; z/D=2.0\}$. A gauche : PDF de vitesse axiale. A droite : PDF de vitesse radiale.....	156
Figure 89 : Représentation schématique des probabilités de réussite d'allumage en fonction du trajet du noyau de flamme dans les jets swirlés. P-H18-0.75-Qm5.03.	157
Figure 90 : Cartographie des probabilités d'allumage et des fractions molaires moyennes de CH ₄ – NP-H18-0.75-Qm5.43.....	161
Figure 91 : Rapport des statistiques P-H18 sur NP-H18 (gauche). Champ moyen RMS du mélange (droite).	162

Figure 92 : Profils axiaux de probabilités d’allumage, des RPA, de la moyenne et de la RMS des concentrations en carburant et de la vitesse laminaire de flamme.	164
Figure 93 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=2.0$ }.	166
Figure 94 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=2.0$ }.	167
Figure 95 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=1.0$ }.	168
Figure 96 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=1.0$ }.	169
Figure 97 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=0.8$ }.	170
Figure 98 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=0.8$ }.	171
Figure 99 : Séquence de raté d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.0$; $z/D=0.8$ }.	171
Figure 100 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme pour plusieurs hauteurs d’allumage dans l’IRZ. NP-H18-0.75-Qm5.43.	173
Figure 101 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=1.0$; $z/D=0.6$ }.	174
Figure 102 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=1.0$; $z/D=0.6$ }.	175
Figure 103 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme dans la CRZ. NP-H18-0.75-Qm5.43.	176
Figure 104 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.3$; $z/D=0.6$ }.	177
Figure 105 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.3$; $z/D=0.6$ }.	178
Figure 106 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme dans la zone de cisaillement. NP-H18-0.75-Qm5.43.	179
Figure 107 : Séquence de réussite d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.5$; $z/D=0.6$ }.	180
Figure 108 : PDF de la fraction molaire de carburant. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=0.5$; $z/D=0.6$ }.	181
Figure 109 : Séquence de raté d’allumage. NP-H18-0.75-Qm5.43. { $x/D=1.0$; $z/D=0.6$ }.	181
Figure 110 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme des essais d’allumage dans les jets swirlés. NP-H18-0.75-Qm5.43.	182
Figure 111 : Cartographie de l’effet de l’intensification du swirl sur les statistiques d’allumage en écoulement prémélangé. NP-H18 et NP-H9.	186
Figure 112 : Probabilité de stabiliser une flamme en fonction du temps de convection de la flamme (ms) sur l’axe $x/D=0$. Comparaison entre P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.	187
Figure 113 : Comparaison des trajectoires des noyaux de flamme, des modes de stabilisation et de l’évolution de la pression en fonction du swirl. { $x/D=0$; $z/D=1.6$ }.	189
Figure 114 : schémas des trajectoires du noyau de flamme lors des essais d’allumage réussis dans l’IRZ. H9 P-0.75-Qm5.03.	190
Figure 115 : Comparaison schématique des trajectoires du noyau de flamme lors des essais d’allumage réussis dans la CRZ. H9 et H18 des conditions P-0.75-Qm5.03.	192
Figure 116 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la CRZ. Comparaison P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.	193
Figure 117 : Séquence de raté d’allumage. P-H18-0.75-Qm5.03. { $x/D=0.4$; $z/D=0.6$ }.	194

<i>Figure 118 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme de la zone de cisaillement. Comparaison entre P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.....</i>	<i>195</i>
<i>Figure 119 : Séquence de réussite d’allumage. Comparaison entre les cas P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03. {$x/D=1.0$; $z/D=2.0$}.</i>	<i>196</i>
<i>Figure 120 : Représentation schématique des probabilités de réussite d’allumage en fonction du trajet du noyau de flamme des essais d’allumage dans les jets swirlés. Comparaison entre P-H18-0.75-Qm5.03 et P-H9-0.75-Qm5.03.....</i>	<i>197</i>
<i>Figure 121 : Cartographie de l’effet de l’intensification du swirl sur les statistiques d’allumage en écoulement non prémélangé.</i>	<i>199</i>
<i>Figure 122 : Exemple de dégradations sur un système d’injection d’air et de carburant engendrées par des instabilités de combustion.....</i>	<i>205</i>
<i>Figure 123 : Courbes indicative des tendances d’évolution des émissions polluantes réglementées (NO_x, CO, HC) en fonction de la richesse.</i>	<i>206</i>
<i>Figure 124 : Comparaison des différences d’évolution des émissions de carburant (Snecma à droite, [78])</i>	<i>208</i>
<i>Figure 125 : Exemple de système d’injection LPP. Snecma.</i>	<i>209</i>
<i>Figure 126 : Exemple de système d’injection multipoints. Snecma.</i>	<i>210</i>
<i>Figure 127 : Exemple de chambre de combustion TVC développée par GEAE.</i>	<i>210</i>
<i>Figure 128 : Champs de vitesse moyenne en fonction du débit total. Ecoulement parfaitement prémélangé. P-H18-0.75-Qm5.03 ; P-H18-0.75-Qm15.77. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.....</i>	<i>249</i>
<i>Figure 129 : Champs de vitesse moyenne en fonction de la richesse. Ecoulement prémélangé. Swirler ouvert. De gauche à droite : P-H18-0.75-Qm5.03 ; P-H18-0.95-Qm5.03. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.</i>	<i>251</i>
<i>Figure 130 : Planches de mesures de vitesses moyennes par PIV. A gauche, P-H18-0.75-Qm11.14, P-H18-0.85-Qm11.14 ; P-H18-0.95-Qm11.14 de haut en bas. A droite, P-H18-0.75-Qm16.96, P-H18-0.85-Qm16.96, P-H18-0.95-Qm16.96 de haut en bas.</i>	<i>253</i>
<i>Figure 131 : Champs moyens de vitesse de l’écoulement de diffusion en fonction du débit d’air swirlé. De gauche à droite : NP-H18-0.75-Qm5.43; NP-H18-0.75-Qm11.14 ; NP-H18-0.75-Qm16.96. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.</i>	<i>254</i>
<i>Figure 132 : Champs moyen de vitesse de l’écoulement de diffusion en fonction de la richesse. De gauche à droite : NP-H18-0.75-Qm5.43 ; NP-H18-0.85-Qm5.43 ; NP-H18-0.95-Qm5.43. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.</i>	<i>256</i>
<i>Figure 133 : Champs moyen de vitesse de l’écoulement de diffusion en fonction du nombre de swirl. De gauche à droite : NP-H18-0.7-Qm5.43 ; NP-H9-0.75-Qm5.43. Profil de gauche : $z/D=0.4$; profil de droite : $z/D=1.0$.</i>	<i>258</i>
<i>Figure 134 : Champs moyens de fraction de mélange en fonction du débit total. De gauche à droite : NP-H18-0.75-Qm5.43, NP-H18-0.75-Qm11.14 et NP-H18-0.75-Qm16.96.</i>	<i>260</i>
<i>Figure 135: Profils de fraction molaire de carburant à $z/D=0.01$. NP-H18-0.7-Qm5.43, NP-H18-0.75-Qm11.14 et NP-H18-0.75-Qm16.96.</i>	<i>260</i>

Figure 136 : Evolution de P_{ign} en fonction de la position dans le brûleur à $z/D=0.6$ pour plusieurs richesses de prémélange. 262