



Etude du mélange et de la combustion dans les flammes jets subsoniques à haute vitesse : influence des vitesses, des densités et de la composition du combustible

John Grondin

► To cite this version:

John Grondin. Etude du mélange et de la combustion dans les flammes jets subsoniques à haute vitesse : influence des vitesses, des densités et de la composition du combustible. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2009. Français. NNT : . tel-00443950

HAL Id: tel-00443950

<https://theses.hal.science/tel-00443950>

Submitted on 7 Jan 2010

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

Pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'ENSMA

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE de MECANIQUE et d'AEROTECHNIQUE

(Diplôme national - arrêté du 7 août 2006)

Ecole doctorale: Sciences Pour l'Ingénieur & Aéronautique

Spécialité : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par:

John GRONDIN

ETUDE DU MELANGE ET DE LA COMBUSTION DANS LES FLAMMES JETS SUBSONIQUES A HAUTE VITESSE :

Influence des vitesses, des densités et de la composition du combustible

Directeur de thèse: **Marc Bellenoue**

Soutenue le 8 juillet 2009

- JURY -

M. Mourad BOUKHALFA, Professeur, CORIA, INSA Rouen
Mme. Nabiha CHAUMEIX, Chargée de Recherche, ICARE, Orléans
M. Marc BELLENOUE, Professeur, LCD, ENSMA, Poitiers
M. Daniel DESBORDES, Professeur, LCD, ENSMA, Poitiers
M. Emmanuel DUFOUR, Ingénieur, MBDA France, Bourges

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

Je dédie ce manuscrit à ma fille Léana...

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une bourse Ministérielle en partenariat avec MBDA France.

Je tiens à remercier Messieurs Champion et Presles, Directeurs successifs du laboratoire, pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Combustion et de Détonique de Poitiers.

Je remercie également Mme Chaumeix et M. Boukhalfa pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Que soit aussi remercier MM. Desbordes et Dufour pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance envers Marc Bellenoue, Directeur de thèse, pour son encadrement et ses conseils avisés qui ont permis l'aboutissement de ces travaux. Je lui suis reconnaissant de m'avoir initié et formé à la recherche, sous tous ses aspects. Je le remercie également pour son soutien et nos discussions passionnées.

Je désire également témoigner de ma gratitude envers Alain Claverie pour sa participation active et son efficacité. « Grand Maître » des diagnostics optiques, il est reconnu pour son travail « horizontal ». Je lui suis reconnaissant de m'avoir fait partager sa passion pour ces outils de « hot » technologie et le Disco.

Mes remerciements vont également à Sergei Labuda, Chercheur invité au LCD, pour sa gentillesse et nos discussions passionnées sur les plaisirs et coutumes des pays de l'EST....

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire (et partenaire de belote), sans ordre de priorité : Baldéo, Alain, Pascal, Yves Sarrazin., Nicolas, Yves Secheret, Vincent, JC, Nolwenn, Franck, Jacques, Monique, Françoise, ainsi que tous les chercheurs du laboratoire...je tiens à remercier tout particulièrement notre maman à tous Jocelyne Bardeau pour m'avoir plus qu'aidé dans cette période de ma vie...

Je tenais également à remercier tous mes collègues et amis : Camille, Maxime, Vivien, Maguy, Vincent, Florent, Nicolas, Emilien, JP, Bastien, Julien Sotton (MdC et triathlète), Arnaud, Julie, Arnaud Mura (Directeur de recherche), Laurick, Loïc, Malik, Jo, Romain, Tony, Estelle, Fedjé, Tonton, Zoz, MiniZoz, Maher, P'tit Yeux, Aurélie, Tober, Fanny, Patxi, Caro (Blaise), Thierry, Berengère, Aurélia, Saïd, Ludo, Mireille, Christophe, Souhail, Le Pep, Fletch, Jean-Guy, Faustine, Gwen, les footex et handballeurs de l'ENSMA, Les Villages Peoples, Radio FG, et tous ceux que j'ai pu croiser sur Poitiers et ailleurs (désolé de ne pas avoir pu citer tout le monde !!!)...Enfin je souhaitais remercier tout particulièrement Laëtitia (à toi de jouer maintenant ...;)

Je remercie, enfin, ma famille pour leur confiance et leur soutien durant toutes ces années...Et ma dernière pensée va à ma fille Léana (je t'aime mon bébé)...

Cela fera bientôt 55 ans que le SE 4400, prototype de véhicule aérobique français, dépassa en Juin 1954 le mur du son. Décliné sous 5 versions différentes, il détient toujours à ce jour le record d'altitude avec 67000 m et une vitesse record à l'époque de Mach 3,7. Depuis, les ingénieurs et les chercheurs n'ont cessé de rivaliser d'ingéniosité pour atteindre en Mars 2006 la vitesse record de Mach 8 pendant 6s, détenue par le super-statoréacteur australien HyShot IV. Alors que pour certains, un nombre de Mach limite serait atteint (le rendement propulsif du moteur diminuant fortement passé cette vitesse), pour d'autres la course continue et on espère toujours atteindre des vitesses records de l'ordre de Mach 12 (limite à laquelle on estime que les matériaux sont encore capables de résister aux températures atteintes). Ainsi la NASA (National Aeronautics and Space Administration) travaille toujours sur l'amélioration du X-43A, véhicule hypersonique muni d'un super-statoréacteur qui avait atteint en 2004 la vitesse record de Mach 7 pendant 10 s. On retrouve également les japonais de JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency) qui continuent de développer leur turbostatoréacteur ATREX (Air TurboRamjet EXpander cycle), avec lequel ils espèrent pouvoir assurer le décollage et la mise en orbite des véhicules spatiaux. La Russie avait également accroché un record en collaboration avec la NASA, grâce à son super-statoréacteur Kholod qui avait atteint en 1998 la vitesse record de Mach 6,5. En Europe et notamment en France, l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) et MBDA France se sont engagés en 2003 sur le programme LEA, visant à la définition d'un véhicule démonstrateur hypersonique à statomixte, concept de statoréacteur fonctionnant d'abord en combustion subsonique, puis en combustion supersonique, pour pouvoir évoluer dans un domaine de Mach très large (entre Mach 2 et Mach 8). Leur objectif est de réaliser et de tester des prototypes en vol, afin de vérifier l'aptitude de la méthode de développement à prévoir le bilan aéropulsif entre Mach 4 et Mach 8 (la prévision de ce bilan avec une précision suffisante étant l'un des points clés qu'il leur faudra maîtriser avant de lancer tout développement de système opérationnel utilisant la propulsion aérobique grande vitesse dans un large domaine de vol).

Avant la mise en œuvre de prototypes et de bancs expérimentaux, la simulation numérique reste le moyen le moins coûteux de développer des chambres de combustion. L'aérodynamique supersonique classique n'étant plus applicable à des vitesses supérieures à Mach 5, du fait de la dissociation de l'air à haute température, le

développement de code C.F.D. (Computational Fluids Dynamics) est donc nécessaire. Un des codes susceptibles de répondre le mieux aux exigences souhaitées est le code CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique) de l'ONERA. Néanmoins, son application dans le domaine de la combustion aérobique subsonique et supersonique demande encore de nombreuses améliorations. Un besoin en connaissance se fait donc ressentir, notamment sur le mélange et la combustion des flammes jets dans ce type d'écoulements.

Le but de ces travaux est de contribuer à l'amélioration des connaissances sur le mélange et la combustion des flammes jets non prémélangées dans un écoulement subsonique haute vitesse, au travers d'une étude essentiellement expérimentale menée sur une configuration basique (injecteur fente placé entre deux écoulements d'air à mêmes vitesses). Une des particularités de ces travaux est que l'étude sera menée dans des conditions proches des conditions de vols rencontrées dans les chambres de combustion des statoréacteurs. L'obtention de données expérimentales dans ces conditions de vitesses et de températures extrêmes a donc été une difficulté majeure. Dans un premier temps, l'étude traite de l'influence de la température et des vitesses des écoulements en amont de la section d'entrée de la chambre de combustion, sur le mélange et la combustion. Puis, l'influence de la nature du combustible toujours sur le mélange et la combustion a été mise en exergue. Enfin l'accrochage et la stabilisation de la flamme dans le dispositif expérimental ont été mis en avant. Pour cela, des mesures de champs dynamiques ont été réalisées à partir de diagnostics diverses.

Ce mémoire se divise en 4 chapitres principaux :

Après cette introduction, dans laquelle nous avons pu mettre en place l'étude dans son contexte, un premier chapitre est consacré à une synthèse bibliographique des différents thèmes abordés dans les chapitres suivants. Nous aborderons, dans un premier lieu, les connaissances utiles à la compréhension et l'analyse des flammes jets turbulentes non prémélangées. Puis, nous discuterons de l'accrochage et de la stabilisation des flammes jets et plus particulièrement de la stabilisation au moyen d'une « zone de recirculation ». Enfin, nous apporterons quelques connaissances utiles sur l'utilisation d'un mélange méthane/hydrogène comme combustible.

Un deuxième chapitre présente, tout d'abord, le dispositif expérimental dans lequel sont menés les essais. Puis, les différents diagnostics utilisés, de manière permanente ou ponctuelle, au cours de l'étude expérimentale sont introduits. Les outils d'analyse des résultats expérimentaux sont également présentés. Ils permettent d'obtenir, entre autres à partir des mesures de pression et de température pariétale, l'évolution de la consommation en combustible le long de la veine via un code de calcul monodimensionnel. Enfin, une dernière partie est consacrée à la caractérisation des écoulements en amont de la section d'entrée. Cette caractérisation est nécessaire afin de définir, au mieux, les conditions limites des écoulements pour la compréhension des phénomènes mis en jeu. De plus, la connaissance des conditions limites est une donnée nécessaire à toute simulation numérique.

Un troisième chapitre est consacré à l'influence de la température et des vitesses des écoulements amont sur le mélange et la combustion. Pour cela, des configurations différentes de flammes sont mises en œuvre. Leurs topologies et leurs caractéristiques expérimentales sont obtenues à l'aide de techniques diverses pour pouvoir ensuite être comparées.

Un quatrième chapitre est consacré à l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion. Pour cela, 4 types de flammes sont mises en œuvre et leurs caractéristiques comparées. Les processus d'accrochage et de stabilisation de la flamme dans le dispositif expérimental seront également discutés.

Enfin, le manuscrit s'achèvera par une synthèse des différents résultats obtenus et une présentation des perspectives envisagées sera proposée.

INTRODUCTION DE L'ETUDE	- 2 -
-------------------------------	-------

CHAPITRE I:

1 Généralités sur les jets.....	- 10 -
2 Paramètres influençant le développement du jet.....	- 11 -
3 Caractérisation du mélange	- 15 -
3.1 Evasement du jet	- 15 -
3.2 Décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe du jet	- 16 -
3.3 Longueur de combustion.....	- 17 -
4 Combustion des flammes jets turbulentes non prémélangées.....	- 19 -
4.1 La flamme jet turbulente	- 19 -
4.2 Influence de la turbulence sur la structure de la flamme.....	- 20 -
4.3 Introduction de la densité surfacique de flamme	- 22 -
5 Stabilisation des flammes jets	- 22 -
6 La flamme non prémélangée de méthane/hydrogène/air	- 28 -
7 Synthèse	- 30 -

CHAPITRE II:

1 Dispositif expérimental	- 34 -
2 Diagnostics expérimentaux	- 36 -
2.1 Mesure de pressions et température	- 36 -
2.2 Vélocimétrie 2D par imagerie de particules (PIV).....	- 38 -
2.2.1 Principe de la mesure	- 38 -
2.2.2 Dispositif d'acquisition	- 38 -
2.2.3 Etude de l'influence de r et s sur le mélange	- 39 -
2.2.4 Etude de la zone de recirculation	- 41 -
2.3 Vélocimétrie par poursuite de particules (PTV)	- 43 -
2.4 Visualisation directe - Chimiluminescence.....	- 44 -
2.4.1 Principe de la mesure	- 44 -
2.4.2 Dispositif d'acquisition	- 45 -
2.5 Fluorescence induite par plan laser (PLIF)	- 46 -
2.5.1 Principe de la mesure	- 46 -
2.5.2 PLIF sur radicaux OH	- 47 -
2.5.3 Dispositif d'acquisition	- 48 -
2.5.4 Champs de mesure	- 51 -
3 Outils d'analyse des résultats expérimentaux	- 52 -
3.1 Analyse des profils transversaux du signal de PLIF-OH.....	- 52 -
3.1.1 Zone de fluorescence OH	- 52 -
3.1.2 Position moyenne du contour stoechiométrique	- 53 -

3.1.3	Moyenne de l'épaisseur instantanée de fluorescence.....	- 54 -
3.1.4	Epaisseur de la zone de fluorescence moyenne	- 55 -
3.1.5	Position moyenne du contour stoechiométrique	- 56 -
3.2	Analyse des profils de vitesse	- 59 -
3.2.1	Traitement des données.....	- 59 -
3.2.2	Echelles caractéristiques de l'écoulement.....	- 60 -
3.3	Analyse de la combustion	- 63 -
4	Caractérisation des écoulements amont	- 65 -
4.1	Profils de vitesse moyenne.....	- 68 -
4.2	Caractérisation de la turbulence	- 71 -
4.3	Conclusion sur les conditions limites.....	- 75 -
5	Synthèse	- 76 -

CHAPITRE III:

1	Influence du rapport de densité s.....	- 82 -
1.1	Effet de la température sur le mélange en condition inerte	- 83 -
1.2	Résultats expérimentaux	- 85 -
1.2.1	Caractérisation du mélange	- 85 -
1.2.1.1	Profils de vitesse	- 86 -
1.2.1.2	Décroissance du ratio d'excédent de vitesse	- 88 -
1.2.1.3	Evasement du jet	- 90 -
1.2.1.4	Epaisseur de la zone de fluorescence OH	- 92 -
1.2.1.5	Position du contour stoechiométrique	- 95 -
1.2.2	Caractérisation de la combustion	- 96 -
1.2.2.1	Taux de combustible brûlé	- 96 -
1.2.2.2	Quantité de chaleur dégagée	- 97 -
1.2.2.3	Longueur de combustion	- 97 -
1.3	Conclusion	- 98 -
2	Influence du rapport de vitesse r	- 99 -
2.1	Résultats expérimentaux	- 100 -
2.1.1	Caractérisation du mélange	- 100 -
2.1.1.1	Profils de vitesse	- 100 -
2.1.1.2	Décroissance du ratio d'excédent de vitesse	- 102 -
2.1.1.3	Evasement du jet	- 104 -
2.1.1.4	Epaisseur de la zone de fluorescence OH	- 107 -
2.1.1.5	Position du contour stoechiométrique	- 110 -
2.1.2	Caractérisation de la combustion	- 115 -
2.1.2.1	Taux de combustible brûlé	- 115 -
2.1.2.2	Quantité de chaleur dégagée	- 116 -
2.1.2.3	Corrélation entre le mélange et la combustion.....	- 117 -
2.1.2.4	Influence de la densité surfacique de flamme	- 118 -
2.1.2.5	longueur de combustion	- 120 -
2.2	Conclusion	- 120 -
3	Influence du confinement des écoulements	- 121 -
3.1	Présence d'un co-courant : cas d'un jet « fortement advecté ».....	- 121 -

3.2	Influence du confinement sur l'écoulement extérieur.....	122 -
3.3	Influence du confinement sur la longueur de combustion	123 -
3.4	Conclusion.....	124 -
4	Influence de la vitesse de l'écoulement extérieur	125 -
4.1	Caractérisation du mélange	126 -
4.1.1	Profils de vitesse	126 -
4.1.2	Décroissance du ratio d'excédent de vitesse	127 -
4.2	Caractérisation de la combustion	128 -
5	Synthèse et Conclusion.....	130 -

CHAPITRE IV:

1	Accrochage et stabilisation de la flamme.....	136 -
1.1	Mise en œuvre de l'accrochage et de la stabilisation de la flamme	136 -
1.2	Difficultés d'accrochage et de stabilisation de la flamme	139 -
1.2.1	Caractérisation du mélange	139 -
1.2.2	Influence de la zone de recirculation.....	139 -
1.2.3	Influence de la nature du combustible.....	140 -
2	Caractérisation de la zone de recirculation	142 -
2.1	Topologie de la zone de recirculation	142 -
2.2	Influence des paramètres de vitesse et de la composition du mélange	151 -
2.2.1	Influence du rapport de vitesse r	151 -
2.2.2	Influence de la vitesse de l'écoulement d'air amont.....	154 -
2.2.3	Influence de la nature du combustible	155 -
2.3	Conclusion	157 -
3	Influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion.....	159 -
3.1	Influence de la nature du combustible sur le mélange	160 -
3.2	Influence de la nature du combustible sur la combustion	161 -
3.2.1	Taux de combustible brûlé	161 -
3.2.2	Quantité de chaleur dégagée	162 -
3.2.3	Longueur de combustion	164 -
3.2.4	Structure de la zone de réaction	164 -
3.3	Conclusion.....	167 -
4	Influence de la vitesse de l'écoulement d'air amont sur la flamme de $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{air}$ -	168 -
5	Mise en évidence du couplage longitudinal	171 -
6	Synthèse et Conclusion	173 -
	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	177 -

Introduction

L'étude des flammes-jets a intéressé de nombreux auteurs. On peut citer entre autres : Issac & Cookson [1977], Chen & Roquemoire [1986], Mungal & O'Neil [1989], Mungal et al. [1991], Schefer & Goix [1998], Donbar et al. [2000], Beduneau et al. [2000], Han & Mungal [2001], Théron & Bellenoue [2006]... La compréhension et l'étude d'une flamme-jet non prémélangée sont rendues difficiles par un couplage existant entre les différents mécanismes mis en jeu : transfert de masse (diffusion moléculaire, convection, transport turbulent), mécanismes réactionnels complexes, transferts thermiques (convectifs, radiatifs ou conductifs), etc... D'autant plus que le dégagement de chaleur introduit au sein du jet turbulent réactif entraîne de nombreuses modifications dans la structure de l'écoulement déjà très complexe en inerte. Afin de mieux appréhender les différents mécanismes, les points utiles à la compréhension et l'analyse des écoulements étudiés vont être dégagés de la littérature. L'objectif est de comprendre, à partir d'une étude expérimentale, comment certains paramètres tels que la vitesse ou la masse volumique vont influencer le mélange global de l'écoulement et donc la combustion. Dans une première partie, nous décrirons les différentes étapes du développement d'un jet. Puis, dans une deuxième partie, les paramètres-clés influençant le développement d'un jet seront répertoriés. Dans une troisième partie, les différents paramètres permettant la caractérisation du mélange au sein des écoulements dans la configuration étudiée seront introduits. Une quatrième partie traitera du cas générique de la combustion de la flamme non prémélangée. Dans une cinquième partie un bilan des différents processus d'accrochage et de stabilisation d'une flamme-jet sera dressé et nous nous intéresserons en particulier à la stabilisation par zone de recirculation. Enfin une sixième partie traitera de la flamme de méthane/hydrogène/air.

1 - Généralités sur les jets

Weir et al. [1981] présente la formation d'un jet comme la résultante du développement et de l'interaction des couches de cisaillement initiées au niveau des bords de fuite de l'injecteur. Une synthèse bibliographique sur les couches de mélanges initiées dans l'interface oxydant/combustible a été réalisée par Théron [2005] dans ses travaux de thèse, nous nous contenterons ici d'y faire référence. Il existe dans la littérature différentes schématisations du développement d'un jet, nous avons retenu celle de Zou Yue [1999] présentée sur la figure 1 qui se rapproche le plus du jet observé dans notre configuration. On distingue généralement trois zones principales caractérisées par des évolutions différentes des caractéristiques du jet (cf. Gad-el-Hak & Bonnet [1998]) :

- une zone dite « potentielle » (1) : les caractéristiques du jet au sein de cette zone (appelée aussi cône potentiel) sont constantes ;
- une zone intermédiaire (2) : elle comprend la région d'interaction des couches de mélange initiales, au sein de laquelle il est toujours possible d'observer la présence de deux couches distinctes ;
- une zone d'écoulement dite « pleinement développée » (3) : au sein de cette zone l'état autosimilaire est atteint pour les valeurs moyennes et fluctuantes ;

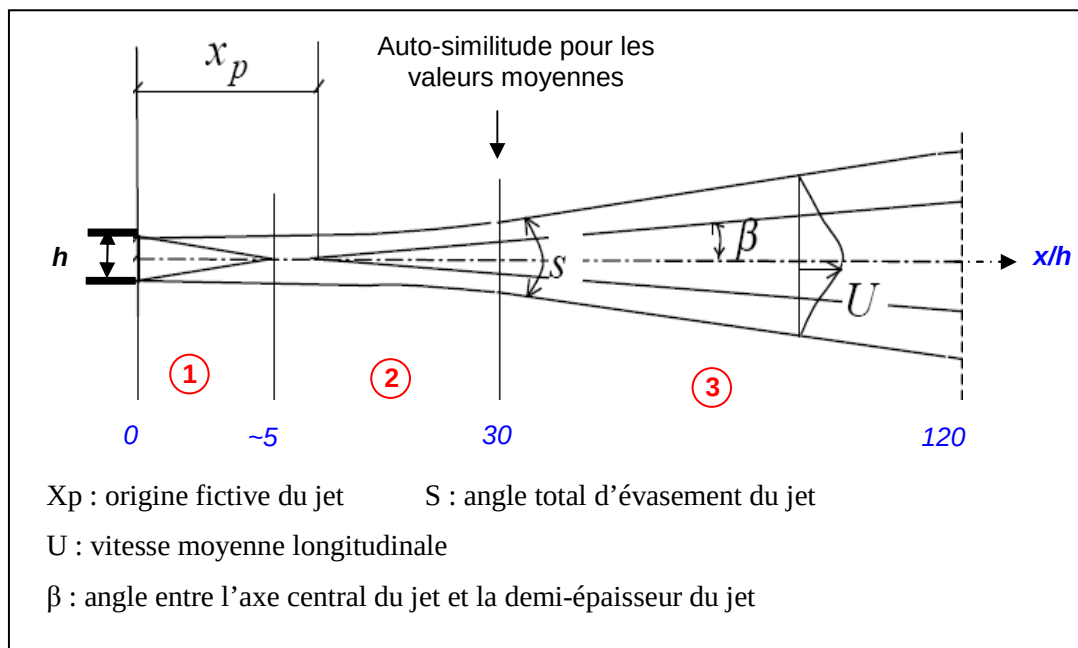


Figure 1 - Schématisation des différentes régions d'un jet (inspiré de Zou Yue [1999])

La configuration la plus étudiée reste le jet libre débouchant dans un environnement au repos. Il est le plus souvent caractérisé par un rapport de convection/diffusion constant. D'après la littérature, l'apposition d'un écoulement extérieur augmente ce rapport en faveur de la convection. Dans notre étude, le jet est introduit dans un co-courant d'air caractérisé par une vitesse initiale de l'ordre de 90 m/s, il ne peut donc être négligé.

2 – Paramètres influençant le développement du jet

De nombreux paramètres fondamentaux sont susceptibles de modifier le développement d'un jet. Il existe un premier critère que nous avons déjà cité et qui permet de distinguer différentes configurations de jet, c'est l'apposition ou non d'un écoulement extérieur. Un deuxième critère important permettant la classification des jets est sa géométrie. On distingue ainsi les configurations axisymétriques, qui sont les plus étudiées (Pope [1978], Panchapakesan & Lumley [1993], Gazza et al. [2002]...), les configurations tridimensionnelles ou coaxiales, qui restent très peu étudiées (on trouvera par exemple les travaux de Miller et al. [1995] ou encore ceux de Ahmed & Sharma [2000]) et enfin celle qui nous intéresse la configuration plane. Nous présentons ici une liste non exhaustive des différents paramètres dégagés de la littérature intervenant dans notre configuration de jet plan avec co-courant:

- la vitesse de l'écoulement extérieur, qui modifie le mélange au sein du jet par rapport au cas du jet libre (Everitt & Robins [1978], Dahm & Dibble [1988], Driscoll et al. [1996], Gad-el-Hak & Bonnet [1998], Antoine et al. [2001]) ;
- une différence de masse volumique entre le jet et l'écoulement extérieur, qui peut être obtenue par variation de température d'un des deux écoulements (Joly et al. [1997], Gazzah et al. [2002]) ou par utilisation d'espèces chimiques différentes (Panchapakesan & Lumley [1993], Harran et al. [1996]) ;
- le « facteur de forme » de l'injecteur, i.e. le rapport entre longueur et hauteur de la fente d'injection (Krothapalli et al. [1981]) ;

- les conditions initiales : état des couches-limites aux bords de fuite de l'injecteur, taux de turbulence initial dans le jet et l'écoulement d'air extérieur (Gutmark & Wygnanski [1976], Gutmark & Ho [1983]) ;
- le dégagement de chaleur (Chen & Roquemore [1986], Driscoll et al. [1996], Mungal & O'Neil [1989], Han & Mungal [2001], Muniz & Mungal [2001], Théron & Bellenoue [2006]) ;
- la nature du combustible et plus précisément ses propriétés chimiques (Davidenko et al. [2002]) ;
- l'épaisseur d'une éventuelle zone de recirculation et ses caractéristiques ;
- le confinement (Becker et al. [1962], Liu et al. [1997], Monnot [1978]).

Contrairement au cas du jet libre, la présence d'un écoulement extérieur en mouvement induit un développement différent du jet. D'après Everitt & Robins [1978] ou encore Gad-el-Hak [1998], l'écoulement extérieur contraint le jet à un épanouissement non linéaire et retarde spatialement l'apparition d'un état autosimilaire des valeurs fluctuantes du jet. On peut également citer Gutmark & Wygnanski [1976], pour qui la présence d'un écoulement extérieur induit « un effet calmant sur l'interface coflow/jet, qui limite drastiquement la capacité d'entraînement du jet et donc son épanouissement en aval ». Donghee & Mungal [2001] se sont intéressés à l'influence de la vitesse initiale de l'écoulement extérieur et ont également observé une réduction de l'entraînement du jet lorsque la vitesse de l'écoulement extérieur augmente, aussi bien dans le cas inerte que dans le cas réactif (même si dans le cas réactif d'autres paramètres entre en jeu tel que le dégagement de chaleur). Des simulations numériques, réalisées par Anup et al. [2005] sur le mélange au sein d'un jet plan inerte confiné avec coflow, montrent que le mélange augmente lorsque la vitesse du jet augmente; i.e. lorsque le ratio de vitesse $r = U_{\text{air}}/U_{\text{combustible}}$ diminue. Afin de caractériser l'influence de la vitesse de l'écoulement extérieur sur le comportement global du jet, Everitt & Robins [1978] proposent de faire la distinction entre le jet dit « fortement advecté » (ou faible) et le jet dit « faiblement advecté » (ou fort). Ils définissent pour cela le rapport d'« excédent de vitesse » (r.e.v) basé sur le rapport entre l'excès de vitesse sur l'axe du jet et la vitesse de l'écoulement

extérieur : $r.e.v = \frac{\overline{U}_{jet} - \overline{U}_{air}}{\overline{U}_{air}}$. Ils observent comme limites : $r.e.v < 5$ dans un « jet

faible » et $r.e.v > 5$ dans un « jet fort ».

On comprend aisément qu'un jet initialement « fort » deviendra « faible » à partir d'une certaine distance en aval de l'injecteur. Everitt & Robins [1978] ont observé que le taux de croissance du jet est d'autant plus faible que le jet est considéré comme « fortement advecté » ; d'autre part, ils concluent que le comportement du jet « fort » est analogue au comportement d'un jet libre alors que le comportement d'un jet « faible » est analogue au comportement de l'écoulement de sillage.

Si la littérature sur l'influence de la masse volumique dans des jets plans, pour des ratios de masse volumique $s = \rho_{air}/\rho_{combustible}$ différents de l'unité, est peu ou pas fournie, plusieurs auteurs se sont intéressés aux jets axisymétriques tels que $s \neq 1$, mais la plupart dans une configuration de jet libre. Une étude numérique réalisée par Gazzah et al. [2002] a montré que la variation de la masse volumique obtenue par celle de la température d'un des deux écoulements ou par l'utilisation d'espèces chimiques différentes conduisait à des résultats similaires quant au développement du jet. Une compilation de Théron [2005] des différents résultats obtenus dans la littérature par différents auteurs (Panchapakesan & Lumley [1993], Harran et al. [1996], Joly et al. [1997], Gazzah et al. [2002]) montrent que l'efficacité du mélange turbulent est meilleure pour les jets les plus légers. Ainsi dans un jet hélium/air ($s = 0,14$), Harran et al. [1996] observent une amélioration de 10% de l'évasement basé sur l'évolution des profils de vitesse ou de fraction massique d'hélium par rapport au cas $s = 1$.

Enfin, concernant l'influence du dégagement de chaleur, on pourra se référer aux travaux de Théron & Bellenoue [2006]. Ils ont montré que l'addition du dégagement de chaleur dans les écoulements réactifs tend à diminuer le mélange global comparativement aux mêmes écoulements en inerte (ici, la configuration des écoulements est identique à la présente étude). Ils mettent en avant une diminution de l'entraînement caractérisée par l'observation des structures cohérentes présente dans l'écoulement plus « aplaties » et plus alignées avec la direction longitudinale dans le cas réactif comparé au cas inerte. Ils observent également une diminution de la vitesse sur l'axe moins importante dans le cas

réactif par rapport au cas inerte et la valeur des fluctuations de la vitesse transversale est réduite de moitié dans le cas réactif. Ceci se traduit par un évasement du jet réactif moindre par rapport au jet inerte. Ils concluent de plus que cette réduction de l'évasement entraîne une longueur de combustion observée supérieure à celle qui serait prédite par l'intersection du contour stoechiométrique moyen avec l'axe du jet dans le cas du jet inerte.

Même si le dégagement de chaleur n'existe que dans les écoulements réactifs, la plupart des paramètres cités sont basés sur l'aérodynamique de l'écoulement. Or, dans une flamme jet non prémélangée, la cinétique chimique joue un rôle très important. On comprend donc aisément que la nature du combustible (donc les mécanismes réactionnels mis en jeu) va modifier le développement du jet réactif.

Si la littérature sur les jets confinés dans les fours et les chaudières est légion, l'étude des jets subsoniques à haute vitesse confinés est peu ou pas fournie. Par analogie avec ce type de foyer de combustion, on comprend aisément que la présence de paroi va modifier le développement du jet dans notre configuration. Néanmoins, nous n'avons pas trouvé dans la littérature de critère permettant de quantifier l'influence du confinement dans notre configuration. Il est établi que, dans les jets libres, la décroissance de vitesse sur l'axe n'est fonction que de la distance axiale. L'entraînement du fluide ambiant vers le jet a pour effet d'augmenter le débit du jet ; par conservation de la masse, la vitesse du jet décroît le long de son axe. Dans le cas des jets confinés d'autres paramètres influent sur la décroissance de vitesse sur l'axe. Ainsi une étude de Hao et al. [1997] sur les jets turbulents confinés a permis d'établir que la décroissance de vitesse sur l'axe était également dépendante du rapport entre le diamètre de l'orifice de l'injecteur d et le diamètre de la veine D .

3 – Caractérisation du mélange

La quantification absolue du mélange reste une donnée encore difficile à obtenir expérimentalement. Il existe néanmoins quelques paramètres généralement employés pour permettre la comparaison de l'efficacité du mélange dans différentes configurations de jet tel que l'évasement aérodynamique du jet ou encore la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe du jet. La longueur de combustion est également un critère employé dans certaines études pour caractériser le mélange (Driscoll et al. [1996]), mais devant les résultats obtenus dans la présente étude, nous émettrons quelques réserves quant à son interprétation dans un cas confiné. Les paramètres retenus pour notre étude sont introduits dans les paragraphes suivants.

3.1 – Evasement du jet

Afin de comparer différentes configurations de jets réactifs ou inertes, la caractérisation du mélange passe souvent par l'étude de l'évasement du jet, établi à partir de l'évolution longitudinale des profils transversaux de vitesse ou d'un scalaire passif (température, fraction massique d'une espèce...).

Si dans une section d'abscisse x (cf. figure 2), on introduit la demi-épaisseur de jet $y_{1/2}$ définie par : $\overline{U}(x, y_{1/2}) = 0,5\overline{U_c}(x)$ avec $\overline{U_c}$ la valeur moyenne de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet, le taux d'évasement du jet est alors caractérisé par le gradient spatial : $\frac{\partial y_{1/2}}{\partial x}$ et l'évasement par la valeur de la demi-épaisseur du jet à l'abscisse considérée.

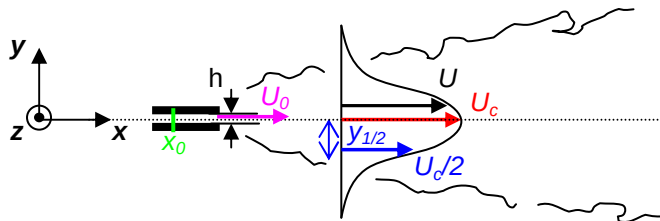


Figure 2 – Définitions des notations – Cas du jet-plan
(d'après Théron [2005])

Dans le cas des jets-plans libres à masse volumique uniforme, une fois l'autosimilarité atteinte, l'évasement du jet est linéaire et peut s'écrire sous la forme:

$$\frac{y_{1/2}}{h} = \alpha \left(\frac{x - x_0}{h} \right) \quad (1)$$

où x_0 est l'origine fictive du jet.

La valeur de la pente α varie selon les auteurs, mais une compilation des différents résultats de la littérature menée par Everitt & Robins [1978] montre que dans la plupart des cas $\alpha \approx 0,1$.

Le développement non linéaire du jet suite à l'apposition d'un écoulement extérieur ayant été démontré dans le paragraphe précédent, une loi différente régit l'épanouissement du jet. Ainsi, Gaskin & Wood [2002] ont observé dans la zone dite « fortement advecté », une loi d'évolution de l'évasement du jet en $x^{1/3}$:

$$\frac{y_{1/2}}{h} = \alpha \left(\frac{x}{h} - \frac{x_0}{h} \right)^{1/3} \quad (2)$$

avec α une constante caractérisant l'évolution du jet et x_0 l'origine fictive de cette évolution.

3.2 – Décroissance du ratio d' « excédent de vitesse » sur l'axe du jet

Dans le cas des jets libres en condition inerte, le taux de décroissance axiale de la vitesse (ou d'un scalaire passif) du jet constitue un paramètre important permettant la caractérisation de l'efficacité du mélange global (Panchapakensen & Lumley [1993]), il renseigne sur la quantité de masse issue du jet qui se trouve loin de l'axe de symétrie. Il a été dégagé de la littérature que dans les cas des jets avec co-courant, la présence d'un écoulement extérieur en mouvement modifiait l'entraînement au sein du jet. Le ratio d' « excédent de vitesse » sur l'axe du jet prenant en compte à la fois l'évolution de la vitesse sur l'axe et l'évolution de la vitesse dans l'écoulement extérieur, sa décroissance le long de l'axe du jet semble donc constituer un bon estimateur de l'efficacité du mélange global dans le cas des jets avec co-courant. En effet, ce ratio permet la quantification de la quantité de mélange disponible à une certaine abscisse, il est donc représentatif de l'entraînement. De plus, il permet de prendre en compte, dans le cas des écoulements réactifs, l'influence de l'accélération des écoulements extérieurs due au dégagement de chaleur. Le ratio d'excédent de vitesse sur l'axe (r.e.v) est défini par la relation :

$$r.e.v = \frac{U_{jet} - U_{air}}{U_{air}}$$

3.3 – Longueur de combustion

Des auteurs comme Hawthorne et al. [1949] ou plus tard Driscoll et al. [1996] ont établi que la longueur de flamme visible (longueur de combustion) dans le cas d'une flamme-jet non prémélangée constitue un indicateur important du mélange global carburant/oxydant, puisque la longueur moyenne de la flamme est égale à la distance longitudinal (axe de l'injecteur) nécessaire pour diluer la fraction massique de carburant sur l'axe jusqu'à la stoechiométrie. Il est important de noter que, dans leurs travaux, Driscoll et al. [1996] s'intéressent à un jet non confiné. Nous verrons dans la présente étude que dans le cas d'un jet confiné, ce n'est pas toujours vrai. Driscoll et al. ont établi une expression permettant l'approximation de la longueur de combustion dans le cas des flammes H₂/air turbulentes subsoniques non prémélangées axisymétriques en fonction du ratio de vitesse $r = U_{\text{air}}/U_{\text{combustible}}$ et du ratio de masse volumique $s = \rho_{\text{air}}/\rho_{\text{combustible}}$. La figure 3 présente la longueur de flamme estimée par l'expression de Driscoll et al. [1996] en fonction de $1/r$:

$$\frac{L_f}{d_F} = c_1 f_s^{-\frac{1}{2n}} \left(\frac{\rho_F U_F}{\rho_A U_A} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{U_A}{U_F - U_A} \right)^{\frac{1-n}{2n}} \quad (3)$$

Avec L_f la longueur de flamme, d_F le diamètre de l'injecteur, c_1 une constante et f_s le coefficient stœchiométrique. Le coefficient « n » vaut 1 dans le cas des jets axisymétriques « faiblement advectés » et 1/3 dans le cas des jets axisymétriques « fortement advectés ». Les indices F et A font respectivement référence aux écoulements de combustible et d'air.

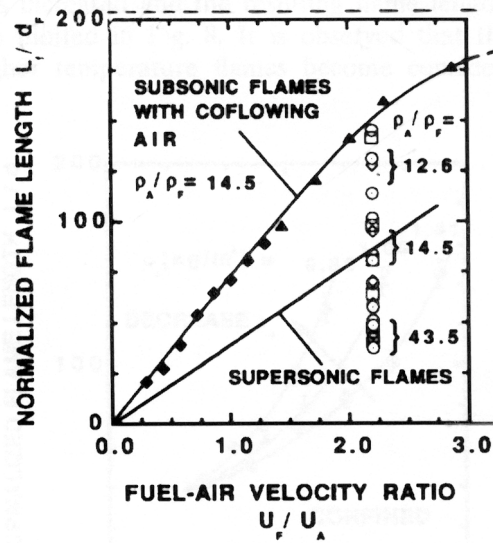


Figure 3 - Evaluation de la longueur de flamme par l'expression de Driscoll et al. [1996]

On observe sur la figure 3 que dans les écoulements subsoniques, lorsque le ratio de vitesse r diminue la longueur de flamme augmente. L'expression (3) est très intéressante car elle met en avant l'influence prépondérante du rapport de vitesse r et du rapport de densité s sur le mélange et la combustion d'une flamme-jet non prémélangée dans un écoulement subsonique. En introduisant r et s l'expression devient :

$$\frac{L_f}{d_F} = c_1 f_s^{-\frac{1}{2n}} \left(\frac{1}{rs} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{1-r} \right)^{\frac{1-n}{2n}} \quad (4)$$

Il est intéressant de noter que, dans leurs travaux, Théron & Bellenoue [2006] ont montré que dans le cas des jets confinés la longueur de combustion extrapolée de la position du contour stoechiométrique en condition inerte que nous appellerons L_{ci} (pour longueur estimée de combustion en condition inerte) ne correspondait pas à la longueur de flamme visuelle. Ils expliquent que le dégagement de chaleur tend à diminuer le mélange au sein du jet, d'où l'observation d'une longueur de flamme visuelle plus grande que celle estimée en inerte.

4 – Combustion des flammes jet turbulentes non prémélangées

L'étude de la combustion turbulente prémélangée ou non reste encore très difficile, les couplages existants entre les différents mécanismes mis en jeu étant très complexes (mécanismes réactionnels, transferts de masses et thermiques...). Dans le cas de la combustion non prémélangée, la combustion dépend d'une part du mélange entre combustible et oxydant arrivant séparément dans l'écoulement et d'autre part du taux de consommation de ces réactifs. Le fort couplage entre les processus chimiques et la dynamique de l'écoulement est d'autant plus complexe que l'écoulement est turbulent.

4.1 – La flamme jet turbulente

Les premiers travaux réalisés par Hottel & Hawthorne [1949] sur la flamme jet, i.e. un jet débouchant au sein d'un comburant, ont montré que la longueur des flammes de diffusion laminaires augmentaient linéairement avec la vitesse d'injection du combustible (intrinsèquement du Reynolds). Mais lorsque le nombre Reynolds devient suffisamment grand (écoulement turbulent), la longueur de la flamme non prémélangée turbulente diminue alors, puis devient indépendante du nombre de Reynolds. Elle ne dépend plus que du diamètre de l'injecteur et de la nature du combustible. L'indépendance de la longueur de flamme L_f au nombre de Reynolds montre que le taux de réaction est augmenté par la présence de la turbulence. Une fois la transition laminaire/turbulent passée, la longueur de flamme ne varie plus en fonction du nombre de Reynolds jusqu'à une certaine limite. Si on continue, dans la même configuration, à augmenter la vitesse du jet ; à partir d'une certaine valeur, la flamme qui était jusqu'à présent attachée au nez du brûleur va se détacher. On appelle ce type de flamme une « flamme liftée ». Il s'agit en fait d'une extinction locale de la flamme sous l'effet d'un fort étirement et d'un fort taux de dissipation scalaire, induits respectivement par le fort gradient de vitesse et le fort gradient de concentration entre combustible et oxydant à la sortie de l'injecteur. Si on continue encore à augmenter la vitesse du jet de combustible, la hauteur de suspension de la flamme détachée croît, jusqu'à ce qu'il y ait soufflage de la flamme ; l'extinction jusqu'alors locale devient totale. Pour plus de détails, on pourra se référer au Borghi & Champion [2000].

4.2 – Influence de la turbulence sur la structure de la flamme

Contrairement à la flamme prémélangée, dans la flamme de diffusion les espèces réactives (combustibles et oxydants) sont introduites séparément dans l'écoulement. Il existe donc une interface dans laquelle s'opère un transfert de masse. Une partie de l'écoulement se retrouve alors dans des proportions combustible/oxydant suffisantes pour brûler, c'est la zone de réaction (figure 4).

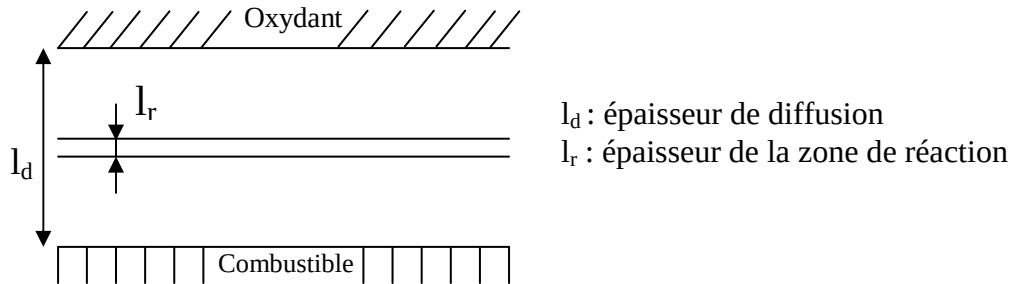


Figure 4 – Schématisation des épaisseurs de réaction et de diffusion

Dans le cas d'une flamme non prémélangée turbulente, le mélange et la réaction ont lieu quasi-simultanément. Il en résulte alors une influence couplée réciproque très importante entre phénomènes chimiques et turbulents. Le problème est que les phénomènes chimiques se produisent à l'échelle moléculaire, là où les échelles caractéristiques de la turbulence sont loin d'être connues. Par conséquent, cette influence est très difficile à prévoir et à calculer, et elle peut prendre des formes très différentes selon les échelles et les intensités respectives des phénomènes chimiques et turbulents. Néanmoins plusieurs auteurs (Borghi & Champion [2000], Renard et al. [2000]...) ont proposé des diagrammes Da - Re_t (figure 5) afin de caractériser les différents régimes de combustion, dépendant du degré de turbulence et du rapport entre une échelle caractéristique de la turbulence et une échelle caractéristique de la chimie. On définit ainsi le nombre de Dämkholer :

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} \quad (5)$$

où $\tau_t = \frac{l_t}{\sqrt{k}}$ est un temps caractéristique de la turbulence (l_t : échelle intégrale spatiale et $\sqrt{k}$: énergie cinétique turbulente) et τ_c est un temps caractéristique de la chimie de la

flamme considérée, obtenu par exemple par analyse asymptotique (cf. Cuenot & Poinso, [1994]).

Le nombre de Reynolds turbulent est défini par la relation :

$$R_{et} = \frac{\sqrt{k} l_t}{\nu} \quad (6)$$

où ν est la viscosité cinématique dans la flamme.

Le nombre de Karlovitz est également défini par la relation :

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_K} \quad \text{où } \tau_K \text{ représente un temps caractéristique des plus petites échelles de la}$$

turbulence, à savoir l'échelle de Kolmogorov.

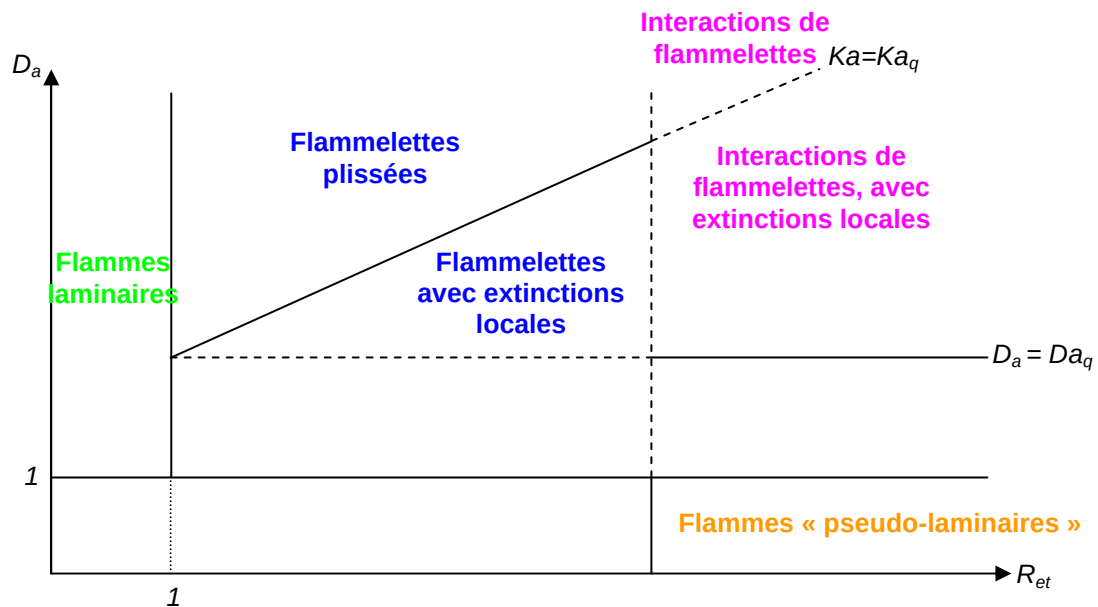


Figure 5 – Diagramme de combustion non prémélangée – d'après Borghi & Champion [2000]

Pour une réaction à une étape $\nu_F F + \nu_O O \rightarrow \nu_P P$, l'épaisseur de la zone de réaction l_r peut être reliée à l'épaisseur de diffusion l_d par la relation :

$$\frac{l_r}{l_d} = Da^{-\frac{1}{\nu_F + \nu_O + 1}} \quad (7)$$

Cette expression permet de constater que dans l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide, la zone de réaction peut être considérée comme infiniment mince.

4.3 - Introduction de la densité surfacique de flamme

Marble & Broadwell [1977] proposent de décrire les flammes turbulentes non prémélangées en tant qu'entité géométrique. Ils introduisent ainsi le concept de densité surfacique de flamme Σ correspondant à la quantité de surface de flamme disponible par unité de volume. Le taux de réaction moyen $\overline{\omega_k}$ des espèces k peut alors s'écrire comme le produit du taux de réaction local V_k par unité de surface de flamme et de la densité surfacique moyenne de flamme : $\overline{\omega_k} = V_k \overline{\Sigma}$. Cette approche permet de découpler les effets de la cinétique chimique (V_k) de l'action du champ turbulent qui occasionne la convection, le plissement et l'étirement de la surface de flamme (Σ). Ainsi on comprend mieux que, dans le cas d'une flamme turbulente caractérisée par de nombreux plissements, le taux de réaction globale augmente avec la turbulence et on observe une longueur de combustion indépendante de la vitesse d'injection du combustible.

5 – Stabilisation des flammes jets

Dans de nombreux cas, l'initiation d'une flamme fait appel à un apport d'énergie extérieur telle que l'étincelle issue d'une bougie d'allumage. Cet apport n'intervient en général que pendant un temps très court. La flamme doit ensuite rester stabilisée sans source extérieure d'énergie, on dit qu'elle s'« auto entretient ». Ce problème est commun à de nombreux foyers de combustion. C'est notamment le cas des flammes jet turbulentes non prémélangées dans des écoulements subsoniques à haute vitesse. Dans la littérature, les processus susceptibles de stabiliser une flamme sont légion. Nous proposons ici une revue large mais non exhaustive des principaux mécanismes utilisés :

- Stabilisation par auto-inflammation

Les réactifs mis en contact s'enflamment spontanément sous l'effet d'une augmentation de la température. Ce mécanisme peut se rencontrer, entre autres, dans les foyers des « superstatoréacteurs » où l'écoulement est naturellement préchauffé par compression jusqu'à des températures de l'ordre de 1000K, on pourra se référer par

exemple aux travaux de George et al [2005] ou encore ceux de Hilbert & Thévenin [2002]. Ce mécanisme se rencontre également dans les moteurs alternatifs à combustion interne (flamme prémélangée), où la compression par piston du volume de mélange réactif amène les gaz à une température favorable à l'auto-allumage, on se référera pour plus de détails aux travaux de thèse de Strozzi [2008].

- Stabilisation sur les lèvres d'un brûleur

Si la température de la lèvre du brûleur est suffisamment chaude et que les échanges thermiques avec la flamme conservent cette température, la flamme peut alors s'accrocher à celle-ci. C'est un mécanisme plutôt « fragile », car une légère augmentation de la vitesse du combustible peut conduire à une extinction par diminution de la température de la lèvre du brûleur.

- Stabilisation par « flamme triple »

Ce mécanisme intervient dans le cas d'une flamme liftée. Une zone de prémélange se forme en aval du brûleur. Après allumage, une flamme de prémélange se propage vers l'amont à une vitesse S_L . Elle se stabilise en un point de l'écoulement où la vitesse des gaz est proche de S_L . On observe alors une flamme que l'on appelle « flamme triple ». Comme son nom l'indique, elle est constituée de 3 parties. Une double flamme prémélangée qui regroupe une branche riche en combustible qui laisse du combustible imbrûlé en aval et une branche pauvre en combustible (côté oxydant) qui laisse des gaz chauds encore oxydant. En aval de cette double flamme de prémélange se développe la flamme de diffusion (figure 6). Pour obtenir davantage de détails sur ce mécanisme, on pourra se référer par exemple aux travaux de Shefer & Goix [1998], Watson et al. [1999], Esquiva-Dano & Escudie [2001], Esquiva-Dano et al. [2003]

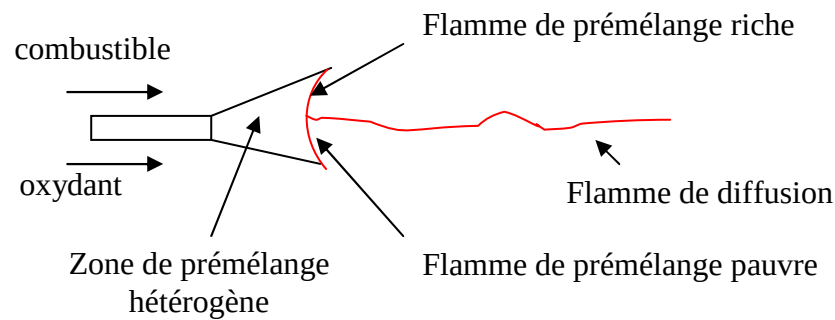


Figure 6 – Stabilisation d’une flamme triple – d’après Borghi [2001]

- Stabilisation par flamme pilote

Ce mécanisme a pour but d’imposer l’inflammation des réactifs par utilisation d’une petite flamme annexe, généralement située au voisinage des lèvres du brûleur. Cette petite flamme est le plus souvent une flamme de prémélange. Cette configuration est utilisée pour la stabilisation des flammes de grandes dimensions ou fonctionnant dans des conditions opératoires proches des limites d’extinction (Veynante [2001]).

- Stabilisation par plasma

Ce mécanisme a pour but d’initier les mécanismes réactionnels. Les mécanismes mis en jeu ne sont pas encore clairement identifiés mais plusieurs scénarii sont proposés. La création de radicaux par le plasma est le phénomène le plus souvent cité pour expliquer la stabilisation de la flamme. Mais un autre phénomène a été mis en avant : l’excitation des molécules par le plasma. Les électrons, ions et autres particules énergétiques présents dans le mélange peuvent être excités par les champs électriques ou magnétiques. Les électrons accélérés par le plasma peuvent alors promouvoir certains canaux réactionnels, augmentant ainsi la réactivité du mélange sur une zone étendue de l’écoulement, avec une dépense faible d’énergie. On pourra se référer par exemple aux travaux de Teixeira et al. [2006].

- Stabilisation par les tourbillons longitudinaux

Dans leurs travaux sur la flamme homogène liftée, Demare & Baillot [2003] ont clairement identifié que la stabilisation de la flamme était due aux tourbillons

longitudinaux provoqués par des instabilités tridimensionnelles secondaires, et non pas aux tourbillons primaires provoqués par les instabilités de Kelvin-Helmoltz.

- Stabilisation par zone de recirculation

La stabilisation par zone de recirculation est le processus qui se retrouve le plus souvent dans les écoulements. C'est pourquoi un soin plus particulier a été apporté à la compréhension de ce mécanisme. Le principe est de présenter dans l'écoulement un obstacle (type « bluff-body »), qui peut d'ailleurs être les lèvres du brûleur, pour permettre le développement de zones de recirculation dans son sillage. Ces zones de recirculation créent et maintiennent dans les écoulements rapides, des zones de vitesses suffisamment faibles pour permettre un accrochage de la flamme. De plus elles constituent un réservoir de gaz chauds, par recirculation des gaz issus de la combustion comme on peut le voir sur la figure 7 extraite des travaux de Giacomazzi et al. [2003].

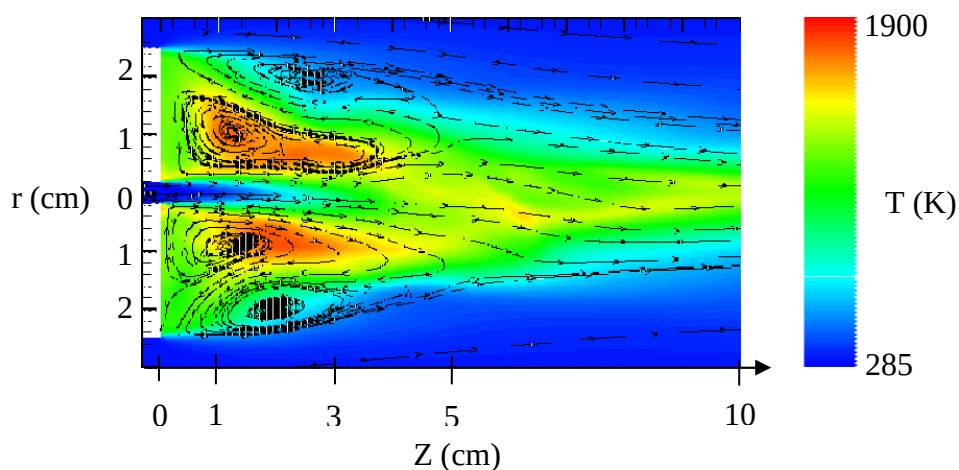


Figure 7 – Distribution de la température moyenne et des lignes de courant dans une zone de recirculation derrière un « bluff-body » - Simulation numérique LES Giacomazzi et al. [2003]

Si cette zone de l'écoulement atteint une température suffisamment élevée, les réactifs peuvent s'enflammer spontanément, on parle alors d'auto-inflammation. Dans le cas laminaire, le taux de mélange entre les réactifs et les gaz brûlés dans ces zones de recirculation est suffisamment élevé par rapport au taux de réaction chimique pour que la zone de recirculation puisse être considérée comme prémélangée. La stabilisation ne dépend plus alors que de la vitesse fondamentale de flamme qui doit être suffisamment

grande devant la vitesse des écoulements afin de permettre un accrochage de type « flamme triple » (Esquiva-Dano et al. [2003]). Dans le cas d'une flamme turbulente non prémélangée, la stabilité de la combustion dépend du temps de séjour moyen du mélange dans cette zone qui doit être suffisamment grand devant les temps chimiques. Le mécanisme a pour but de créer un équilibre entre mélange local et vitesse de convection. Des travaux de simulations numériques sur la stabilisation d'une flamme turbulente non prémélangée de CH_4/H_2 /air réalisés par Kim & Pitsch [2005] ont montré que 3 conditions sont requises pour établir une zone permettant la stabilisation de la flamme : une zone inflammable avec une densité spatiale suffisante, un taux de dissipation scalaire maximum et une température des produits de combustion élevée.

Caractérisation de la zone de recirculation derrière un « Sydney Bluff-body »

Ce paragraphe s'inspire des travaux de simulations numériques RANS/LES réalisés par Kim & Pitsch [2005] sur la stabilisation d'une flamme turbulente non prémélangée de CH_4/H_2 /air derrière un « Sydney bluff-body » (type d'accroche flamme qui a donné lieu à un workshop). Un jet de carburant de diamètre 3,6mm est entouré par un « bluff-body » de 50mm de diamètre. Le combustible est composé de CH_4 et H_2 avec un ratio volumique égal à l'unité. La fraction de mélange stœchiométrique est de 0,05. La vitesse du jet de combustible est de 118 m/s et celle du coflow d'air est de 40 m/s soit un ratio de vitesse $r = 0,33$. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse du jet de combustible et le diamètre de l'injecteur est de 15800. Des champs instantanés de la fraction de mélange et du taux de dissipation scalaire permettent de suivre leurs évolutions respectives en fonction de la distance à l'injecteur (figure 8). Ils identifient une première zone entre $0 < x/D_B < 1,5$ où les champs de fraction de mélange et de taux de dissipation scalaire sont semblables à celui d'un jet libre ; puis une deuxième zone à partir de $x/D_B > 1,5$ où ils notent une amélioration du mélange et une régression du taux de dissipation scalaire dans la zone de recirculation. Il est également intéressant de noter que le taux de dissipation le long de la ligne stœchiométrique est maximum à la fin de la zone de recirculation.

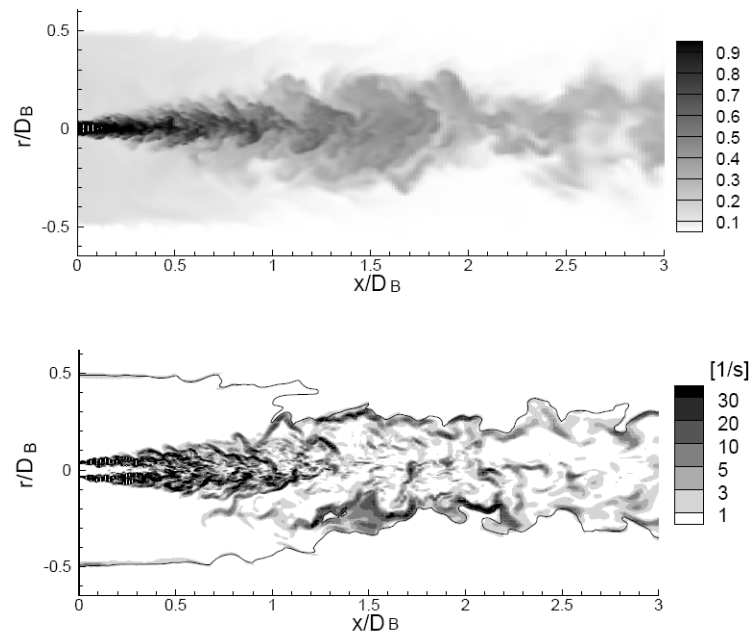


Figure 8 – Champs instantanés de la fraction de mélange (en haut) et du taux de dissipation scalaire (en bas) à un temps $t = 0,87\text{ms}$ après le départ de la simulation (les lignes représentent les surfaces stœchiométriques) – $D_B = 50\text{mm}$ – Kim & Pitsch [2005]

Les lignes de courant des champs instantanés de vitesse moyenne (fig. 9) montrent l'existence de deux tourbillons contrarotatifs dans la zone de recirculation. D'après Kim & Pitsch [2005], ces tourbillons contribuent à l'évasement de la fraction de combustible dans l'écoulement.

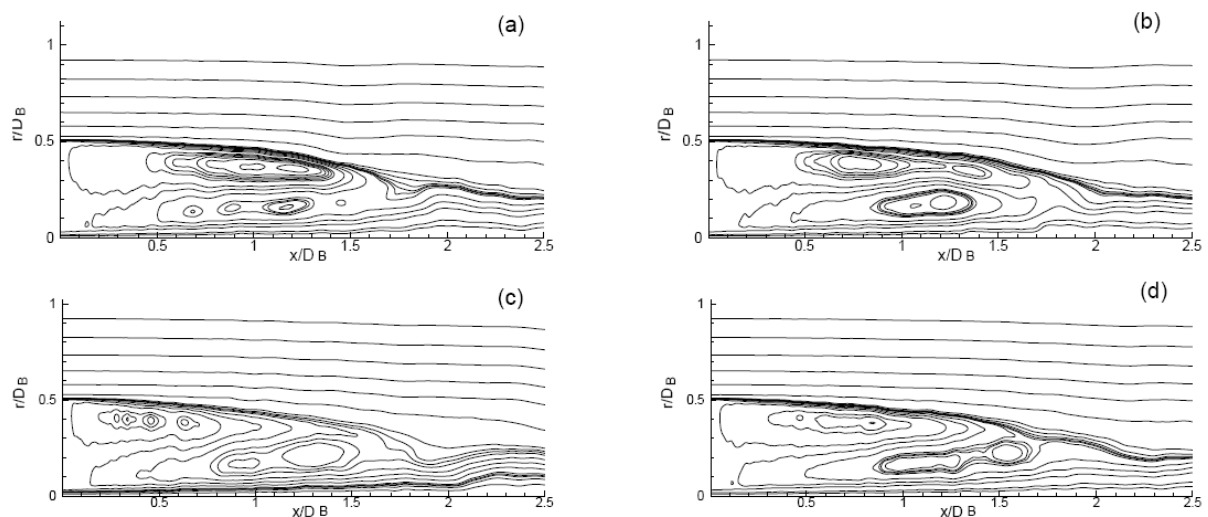


Figure 9 – Lignes de courant du champ de vitesse moyenne azimutale à $t = 0\text{ms}$ (a), $t = 0,87\text{ms}$ (b), $t = 2,5\text{ms}$ (c) et $t = 3,3\text{ms}$ (d) – $D_B = 50\text{mm}$ – Kim & Pitsch [2005]

Ils distinguent sur la figure 9 un tourbillon de grande taille côté combustible qui semble être stationnaire et un plus « petit » côté air paraissant oscillé longitudinalement à l'intérieur de la zone de recirculation.

En s'intéressant ensuite à la distribution axiale du flux de la fraction de mélange normalisé calculé à partir de la relation couplée avec le taux conditionnel de dissipation scalaire, ils mettent en évidence que les dissipations scalaires les plus élevées et les fractions de mélange les plus faibles se produisent à la fin de la zone de recirculation.

Enfin ils concluent que la zone de recirculation d'une flamme stabilisée par un obstacle type « Sydney bluff-body » était le lieu d'une relative uniformité de la composition des produits de combustion.

6 – La flamme non prémélangée de méthane/hydrogène/air

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2, la nature du combustible constitue un facteur influant sur le développement d'une flamme jet non prémélangée. Les caractéristiques principales intrinsèques au combustible sont sa densité et sa composition chimique. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'études se rapportant à un écoulement subsonique haute vitesse de $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{air}$. La plupart des études concernant le mélange méthane/hydrogène/air se rapporte aux flammes prémélangées et à leurs caractéristiques d'auto-inflammation (Anikin et al. [2007]) et de vitesse fondamentale de flamme (Halter et al. [2004]). Nous avons cependant pu trouver les travaux de George et al. [2005] qui se sont intéressés à l'auto-allumage des mélanges hydrocarbure/méthane/air dans les jets supersoniques, ou encore Davidenko et al. [2002]. Toutes ces études montrent que les propriétés physico-chimiques des hydrocarbures sont moins performantes que celles de l'hydrogène pur. Ils observent des délais d'allumage des hydrocarbures bien plus long que ceux de l'hydrogène seul. La figure 10 présente une évolution des délais d'auto-inflammation d'un mélange méthane/hydrogène dans l'air à une pression $\sim 33,5\text{bar}$ et une température de $\sim 995\text{K}$ obtenue par Gersen et al. [2008]. Il apparaît que sous ces conditions, les délais d'auto-inflammation du méthane ($\sim 20\text{ ms}$) soit ~ 7 fois plus long que ceux de l'hydrogène ($\sim 3\text{ ms}$).

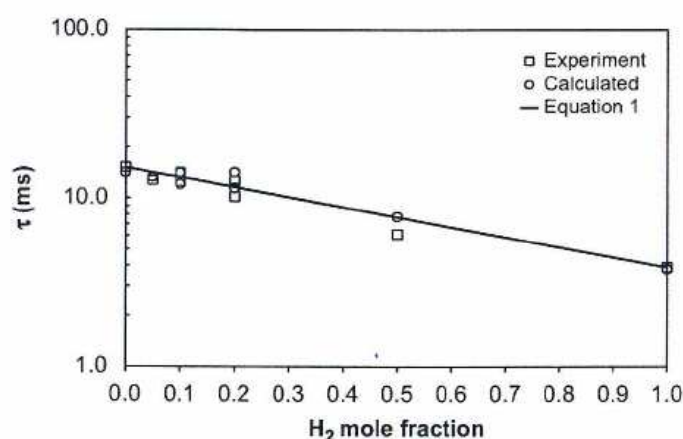


Figure 10 - Délais d'auto-inflammation mesurés et calculés en fonction de la fraction molaire d'hydrogène présente dans le mélange CH₄/H₂ à une pression de 33,5±1bar et une température de 995±4K (d'après Gersen et al. [2008])

Ces délais d'allumage plus long sont dus à une cinétique chimique plus lente que celle de l'hydrogène pur. Ce qui ne semble pas surprenant puisque le méthane ne possède pas de chaîne hydrocarbonée. De plus d'après Westbrook [2000] le méthane est difficile à enflammer car la réaction de décomposition du méthane donne un radical méthyle ($CH_4 \rightarrow CH_3 + H$) difficile à recomposer car il constitue une réaction de terminaison ($CH_3 + CH_3 \rightarrow C_2H_6$). Si on s'intéresse aux vitesses fondamentales de flamme du prémélange hydrogène/air et du prémélange méthane/hydrogène/air on se rend compte que la vitesse fondamentale de flamme du prémélange CH₄/H₂/air est plus lente que celle de l'hydrogène pur. Des travaux réalisés par Halter et al. [2004] montrent que l'augmentation de la proportion de méthane dans le mélange hydrocarbure CH₄/H₂/air réduit la vitesse fondamentale de la flamme. Ils observent pour une proportion de 20% d'hydrogène dans le mélange hydrocarbure et une richesse de 1, une vitesse fondamentale de flamme de ~ 40 cm/s contre une vitesse de flamme de ~ 35 cm/s pour une flamme de méthane pur, soit une augmentation de ~13% de la vitesse fondamentale de flamme. Rappelons que la vitesse de la flamme d'hydrogène/air à la stœchiométrie et pression atmosphérique est de l'ordre de 170 cm/s, contre 43 cm/s pour la flamme de méthane/air. Une fois encore ces résultats démontrent une cinétique chimique moins performante des hydrocarbures comparés à l'hydrogène pur. Dans leurs travaux Halter et al. [2004] concluent également que l'augmentation de la proportion d'hydrogène dans le mélange hydrocarbure entraîne une réduction de la dépendance de la flamme à l'étirement dû aux

contraintes tangentielles imposées par l'aérodynamique des gaz frais. La réduction du nombre de Lewis (le nombre de Lewis étant inférieur à 1 pour l'hydrogène pur) accompagnant l'introduction de l'hydrogène dans l'hydrocarbure tend à réduire la sensibilité de la vitesse fondamentale de flamme à l'étirement.

7 - SYNTHÈSE

Cette synthèse bibliographique, nous a permis de proposer une schématisation du développement d'un jet, puis de dégager de la littérature les différents paramètres-clés qui influencent son développement et ceux permettant sa caractérisation. Le cas générique de la combustion turbulente non prémélangée a été abordé afin d'apporter les éléments nécessaire à la compréhension des phénomènes. L'accrochage et la stabilisation de la flamme jet étant l'un des thèmes abordés dans l'étude, un bilan des différents mécanismes rencontrés dans la littérature a été établi. Le cas particulier de la stabilisation par zone de recirculation a été particulièrement développé. Enfin, nous avons discuté des propriétés physico-chimiques du mélange méthane/hydrogène/air.

Suite à cette synthèse bibliographique, nous avons pu mettre en avant l'importance du rapport de vitesse r (entre le jet et les écoulements extérieurs) et du rapport de masse volumique s , sur le développement du jet. L'influence de ces paramètres sur le mélange et la combustion a donné lieu à l'étude présentée dans le chapitre III. L'influence de la nature du combustible a également été mise en avant et a donné lieu à une étude dont les conclusions sont rédigées dans le chapitre IV.

Le prochain chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental et des différents diagnostics utilisés au cours de cette étude.

Introduction

Le but de l’étude étant défini, il convient de présenter le montage expérimental et les différents diagnostics ayant permis la caractérisation des écoulements. Les diagnostics utilisés au cours de cette étude sont variés et permettent d’accéder à des renseignements d’ordre divers.

Dans un premier lieu nous introduirons le dispositif expérimental réalisé par Théron [2005], dédié à l’étude des flammes turbulentes non prémélangées dans des écoulements subsoniques à haute vitesse. Puis dans une deuxième partie, nous présenterons les caractéristiques principales de chacun des diagnostics employés. Une chaîne d’acquisition dédiée à la mesure des pressions et des températures dans la veine d’essais est implantée de façon permanente. Elle permet le suivi continu des écoulements via une interface Labview. Afin de caractériser les écoulements et notamment le mélange, la visualisation directe rapide et deux techniques lasers ont été employées : la vélocimétrie 2D par imagerie de particules (P.I.V) et la fluorescence induite par plan laser (P.L.I.F). Cette dernière technique concerne uniquement les écoulements réactifs. La résolution spatiale obtenue par PIV ayant été jugée insuffisante pour déterminer correctement les échelles intégrales spatiales de la turbulence, une méthode de poursuite de particules (P.T.V.) a été intégrée à la suite du traitement des mesures issues de la PIV. On parle alors d’une technique hybride PIV-PTV. Enfin des visualisations directes de la flamme hydrogène/air et de la flamme méthane/hydrogène/air ont été réalisées afin d’observer et de comparer le processus d’allumage et de stabilisation de la flamme. Une troisième partie est dédiée à la présentation des outils d’analyse utilisés lors de ces travaux. Enfin une dernière partie est consacrée à la caractérisation des écoulements amont dans les configurations de l’injecteur n°1 et de l’injecteur n°2.

1 – Dispositif expérimental

Le montage expérimental utilisé pour ces travaux de thèse a été réalisé au laboratoire durant une étude précédente, les détails complets concernant ses caractéristiques sont présentés dans la thèse de Théron [2005]. La soufflerie est dédiée à l’étude des flammes-jets non prémélangées en conditions inerte et réactive, dans des écoulements subsoniques à haute vitesse. L’ensemble des circuits d’alimentation en combustible est prévu pour l’utilisation de l’hydrogène et du méthane. Le comburant est de l’air provenant d’un compresseur. Un réchauffeur permet le réglage de la température d’arrêt isentropique de l’air dans la section d’entrée de la veine. La soufflerie est composée de deux tronçons de veine successifs de 30 cm de longueur. L’injection du carburant est réalisée au début du premier tronçon de la veine. Chaque tronçon peut être équipé au niveau de ses faces latérales et de sa face supérieure d’accès optiques (lames en silice, type K-UV, d’épaisseur 12 mm) pour permettre la réalisation de divers diagnostics optiques, et en particulier le passage de nappes laser et la visualisation des phénomènes. La face inférieure des tronçons de la veine est régulièrement percée de trous débouchant de diamètre 1 mm, utilisés comme prises de pression pariétale. Des perçages non-débouchant permettent également l’introduction de thermocouples pour la mesure des températures pariétales (1 mm de la surface) au cours des expériences. La position des capteurs de pression et de température seront précisées dans le paragraphe concernant les diagnostics utilisés pour la caractérisation des écoulements au sein de la soufflerie. Une vue d’ensemble de la soufflerie est présentée sur la figure II-1.

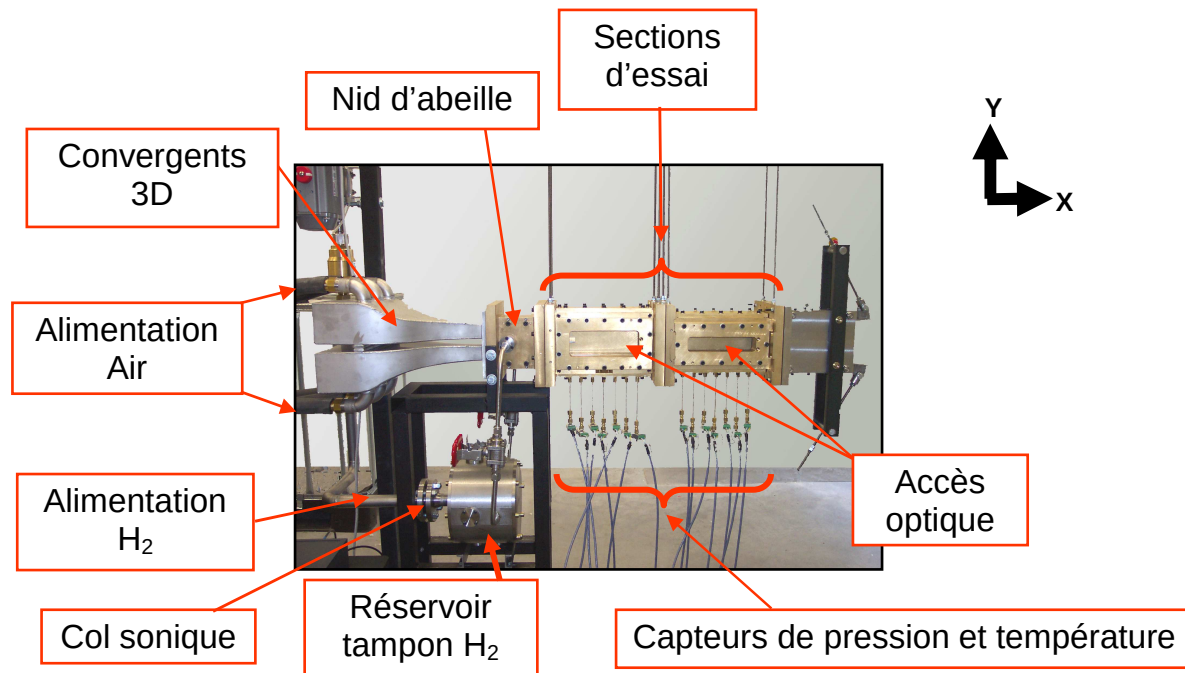


Figure II-1 – Dispositif expérimental

La configuration de l’étude est celle d’un jet rapide de combustible injecté par une fente de 2 mm entre deux écoulements d’air identiques (figure II-2). Les bords de fuite de l’injecteur n°1 utilisé dans l’étude de l’influence du ratio de vitesse r et du ratio de masse volumique s sont de 1,5 mm et les écoulements d’air ont une hauteur de 30 mm. Durant l’étude de l’influence de la nature du combustible, la géométrie de l’injecteur a été modifiée afin de répondre à des problèmes d’accrochage et de stabilisation de la flamme de $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{air}$. Les bords de fuite de l’injecteur n°2 ont une épaisseur de 5 mm, ramenant ainsi la hauteur des écoulements d’air à 26,5 mm. Les conditions d’entrée de l’écoulement d’air désignées comme nominales dans l’étude de l’influence du ratio de vitesse et du ratio de masse volumique sur le mélange et la combustion sont similaires à celles rencontrées dans la chambre de combustion d’un statoréacteur volant à Mach 2 : la vitesse moyenne de l’écoulement d’air est de 90 m/s et sa température d’arrêt isentropique est de 450 K.

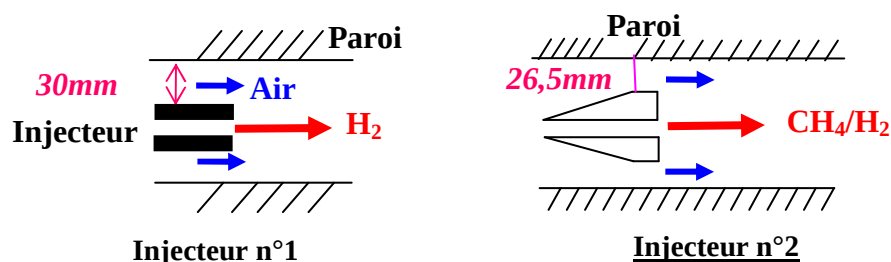


Figure II-2 – Configuration du jet confiné

2 – Diagnostics expérimentaux

2.1 – Mesure de pressions et de températures

Une chaîne d’acquisition dédiée à la mesure des pressions et des températures a été implantée de manière permanente sur le dispositif expérimental (figure II-3) afin de permettre le suivi en continu des caractéristiques des écoulements d’air et d’hydrogène pendant les expériences. Ces mesures de pressions et de températures permettent le calcul des débits d’air et d’hydrogène injectés dans la veine et ainsi de contrôler les débits entrant dans les sections d’entrée de la veine. De plus, l’intégration de ces mesures dans un code de calcul monodimensionnel, qui sera présenté par la suite, permet le calcul de l’avancement de la combustion le long de la veine ainsi que la longueur de combustion.

Remarque : la technologie des différents capteurs est présentée dans la thèse de Théron [2005], nous nous contentons ici de donner leurs positions.

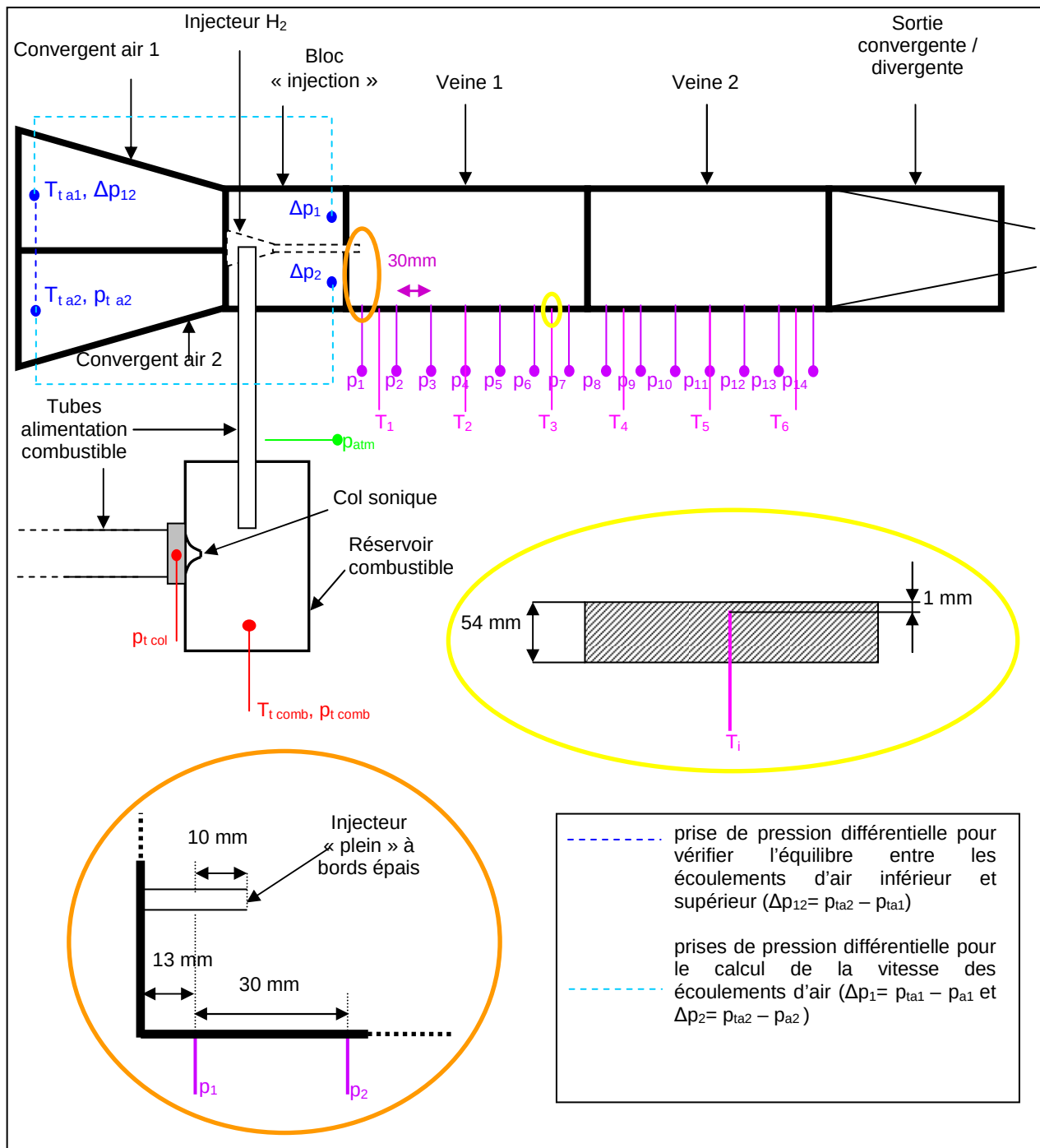


Figure II-3 - Positions des capteurs de pression et de température présents de manière permanente le long de la veine d'essais et dans les zones d'alimentation en air et en combustible (inspiré de Théron [2005])

2.2 – Véllocimétrie 2D par Imagerie de Particules

2.2.1 – Principe de la mesure

La mesure locale de la vitesse au sein d’un écoulement grâce à la vélocimétrie par imagerie de particules repose sur un principe simple, qui consiste à assimiler la vitesse locale de l’écoulement au déplacement de fines particules présentes naturellement ou préalablement placées au sein de cet écoulement. Si une particule se déplace de la position x à la position $x + \overrightarrow{\Delta x}$ entre l’instant t et l’instant $t + \Delta t$, alors la vitesse locale de l’écoulement à la position x et à l’instant t est donnée par la relation suivante :

$$\overrightarrow{V(x,t)} = \frac{\overrightarrow{\Delta x(x,t)}}{\Delta t}$$

La mesure de ces déplacements locaux est rendue possible par l’acquisition, puis le traitement, de deux images successives espacées d’un intervalle de temps Δt , obtenues par diffusion de Mie sur ces particules résultant de leur éclairage par un plan laser. La durée Δt entre deux impulsions laser doit être ajustée en fonction des vitesses à mesurer. Le traitement consiste à réaliser, dans différentes sous-fenêtres de taille variable appelées fenêtres d’interrogation, l’inter-corrélation des deux images acquises. Ceci permet d’obtenir le déplacement moyen le plus probable des particules incluses dans cette fenêtre pendant l’intervalle de temps Δt . On obtient ainsi une cartographie instantanée de la projection du vecteur vitesse moyen dans le plan éclairé pour chaque fenêtre d’interrogation. L’intervalle de temps Δt est généralement choisi tel que les déplacements de particules les plus rapides soient inférieurs au quart de la taille de la fenêtre d’interrogation.

2.2.2 – Dispositif d’acquisition

Un schéma représentatif du dispositif de vélocimétrie par imagerie de particules est présenté à la figure II-4, la chaîne d’acquisition P.I.V. (LaVision) se compose de trois éléments principaux :

- Un laser (Pegasus, New Wave Research) muni de deux cavité Nd :YLF fournissant des pulses de longueur d’onde 527 nm. La cadence de répétition de chaque cavité est limitée à 5 kHz, soit un couple de pulses tous les 200 μ s. L’énergie maximale de chaque cavité est de 2,5 mJ à 5 kHz et l’intervalle de temps Δt minimal accessible est de 2 μ s. Des plans laser divergents sont obtenus à partir des faisceaux incidents grâce à un jeu de lentilles anamorphiques.
- L’enregistrement des doublets d’images est réalisé grâce à une caméra CMOS (Ultima APX-RS3000, Photron). La fréquence maximum d’acquisition atteinte en pleine résolution 1024x1024 pixels est de 3 kHz, mais elle peut monter jusqu’à une fréquence de 10 kHz en baissant la résolution à 512x512 pixels.
- Le logiciel Davis 7 développé par LaVision permet à la fois de synchroniser le laser et la caméra et de réaliser le traitement ainsi que le post-traitement des données.

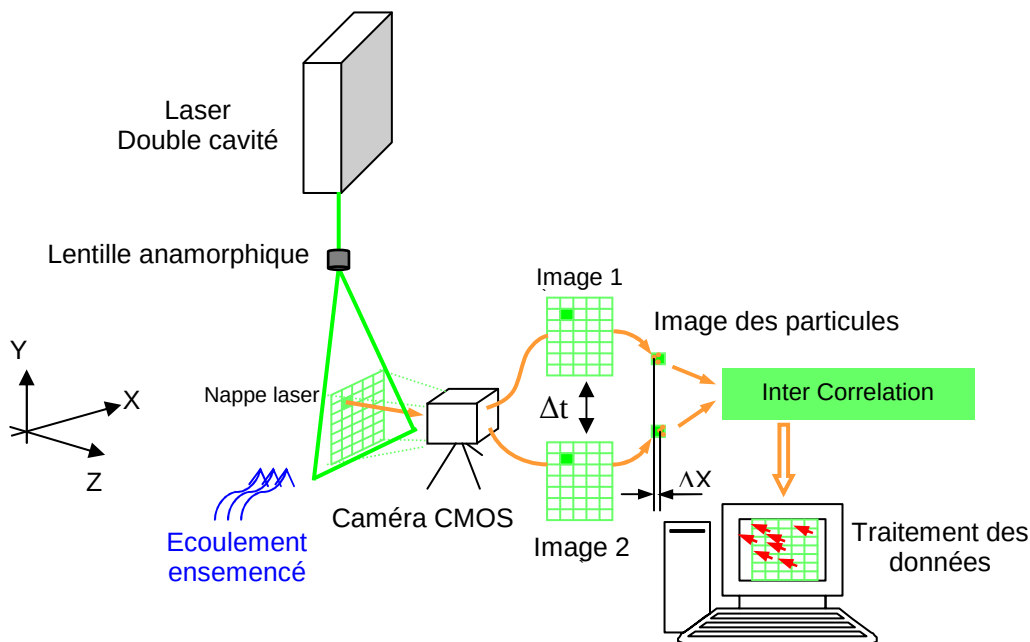


Figure II-4 – Schéma du dispositif de P.I.V. (inspiré de Lacoste)

2.2.3 - Etude de l’influence de r et s sur le mélange

Durant l’étude de l’influence du ratio de vitesse et du ratio de masse volumique sur le mélange et la combustion, différentes zones d’études (A1, A2, A3) ont été balayées.

Elles sont présentées sur la figure II-5, ainsi que des exemples de champs moyens et instantanés de vitesse. Les différentes fréquences d’acquisition et les résolutions sont répertoriées dans le tableau II-1.

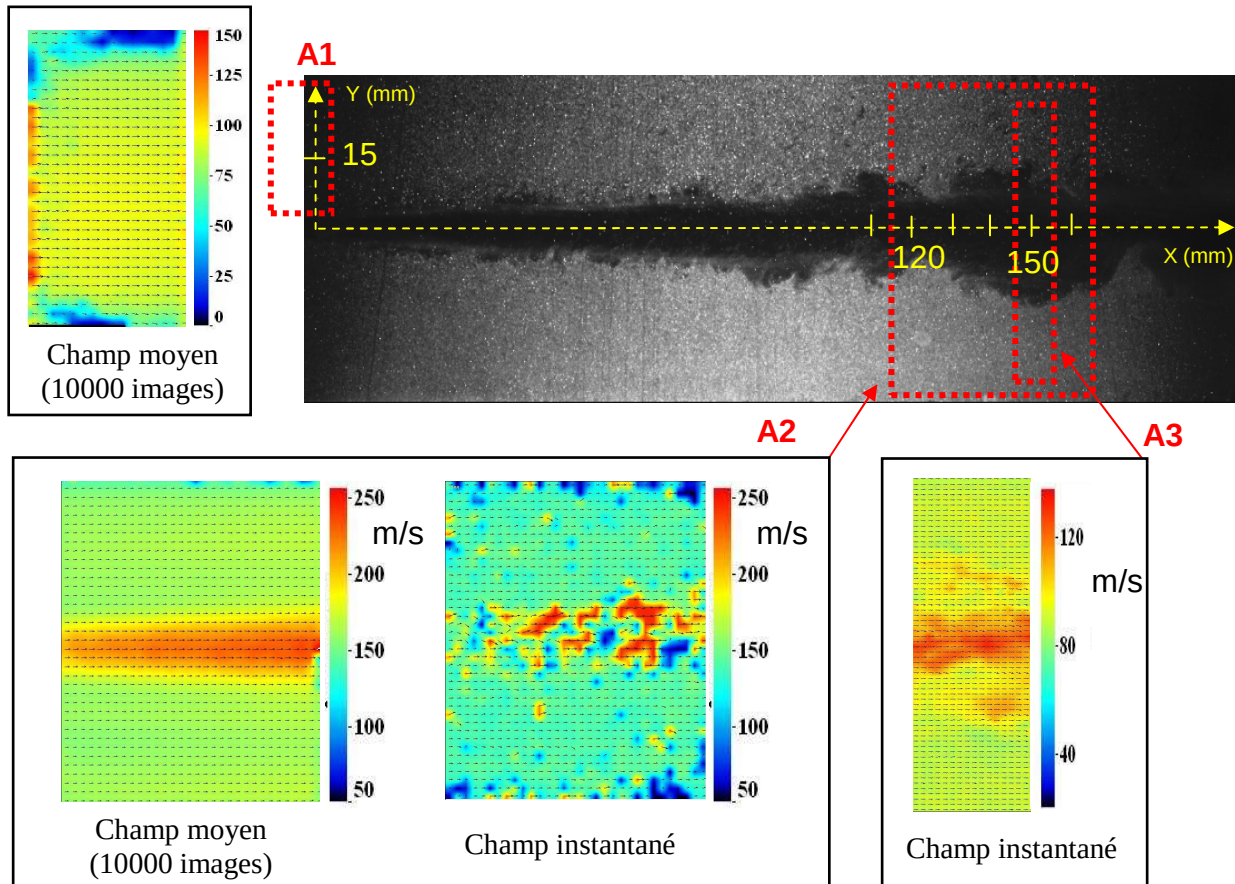


Figure II-5 – Zones de mesure de vitesse par la PIV

	Résolution (pixels)	Abscisse (mm)	Taux d’acquisition	dt
A1	256 x 512 (16x32 mm)	$-9 < x < 7$	5 kHz	4 μ s
A2	512 x 624 (54x65 mm)	$115 < x < 170$	4,2 kHz	7 μ s
A3	304 x 1024 (12x41 mm)	$144 < x < 156$	4,2 kHz	2 μ s

Tableau II-1 – Caractéristiques de la PIV

Limitations liées à l’ensemencement

Au cours des expériences sur l’étude de la flamme hydrogène/air mettant en jeu les diagnostics de PIV, l’ensemencement des écoulements s’est révélé être un facteur limitant. Afin de préserver l’intégrité du dispositif expérimental, l’ensemencement en particules ne concerne que les écoulements d’air, ce qui induit une mesure conditionnée des vitesses. En effet la mesure de la vitesse en un point de l’écoulement ne peut se faire que si suffisamment de particules sont présentes dans la fenêtre d’interrogation, le rapport signal sur bruit dépendant directement de la densité et de l’homogénéité de l’ensemencement. La mesure de la vitesse dans la zone centrale de l’écoulement n’a pu donc être réalisée qu’à partir d’une certaine distance en aval de l’injecteur, là où le mélange est suffisant pour rendre possible la présence de particules accélérées par l’écoulement central (le jet). Idéalement, pour que des particules suivent au mieux un écoulement, il faut que ces particules aient un diamètre le plus faible possible. Nous avons essayé de satisfaire ce critère en utilisant des particules d’oxyde de zirconium ZrO_2 de diamètre moyen $1\ \mu m$ ($< 5\ \mu m$ diamètre maximal) et de masse volumique $5600\ kg/m^3$. Or l’utilisation de telles particules rend la mesure de vitesse assez difficile dans notre configuration car un « voile » de particules se dépose quelques secondes après le début de l’ensemencement sur les hublots de la soufflerie. C’est pourquoi un système de PIV haute cadence a été utilisé, afin d’obtenir le maximum de doublets d’images valides en un minimum de temps. Typiquement 12000 images ont été enregistrées à chaque acquisition, ce qui nous assure une statistique satisfaisante aussi bien sur les valeurs moyennes que sur les valeurs instantanées.

Il est important de noter que, malgré la valeur élevée de la fréquence d’acquisition ($\sim 4,2\ kHz$), le suivi temporel et spatial des structures turbulentes n’a pu être réalisé.

2.2.4 - Etude de la zone de recirculation

Durant la phase de caractérisation de la zone de recirculation présente derrière l’injecteur n°2, le manque de particules présentes dans l’écoulement lorsque seuls les écoulements d’air amont sont ensemencés, n’a pas permis de réaliser des mesures de vitesse. Bien que délicate, l’ensemencement du jet de combustible a été indispensable.

Les mesures de vitesse sont alors réalisées sur un maximum de 2000 images (soit un temps d’enregistrement de moins de 1s pour une acquisition de $\sim 3,75$ kHz). La zone de mesure est présentée sur la figure II-6. La cadence d’acquisition est de $\sim 3,75$ kHz et l’intervalle de temps Δt est de 10 μ s. La résolution spatiale est de 639x415 pixels (sur 24x16 mm).

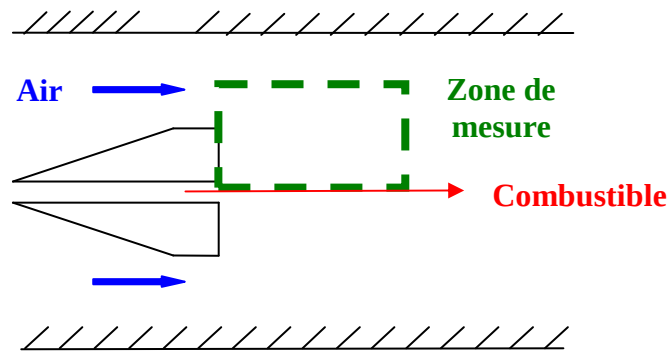


Figure II-6 - Zone de mesure de vitesse

Il est important de noter que le choix de l’intervalle de temps Δt est très délicat à choisir. Le gradient transverse de la vitesse entre l’écoulement d’air amont et le jet de combustible n’a pas permis de déterminer un intervalle de temps Δt capable à la fois de résoudre les vitesses dans l’écoulement extérieur et dans le jet de combustible. La caractérisation de la zone de recirculation étant notre objectif, nous avons choisi un intervalle de temps Δt adapté à la résolution des vitesses présentes dans cette zone au détriment du jet. Les vitesses de l’écoulement extérieur restant proches de celles rencontrées dans la zone de recirculation, leur résolution a pu être atteinte. La figure II-7 présente un exemple du champ instantané de la vitesse.

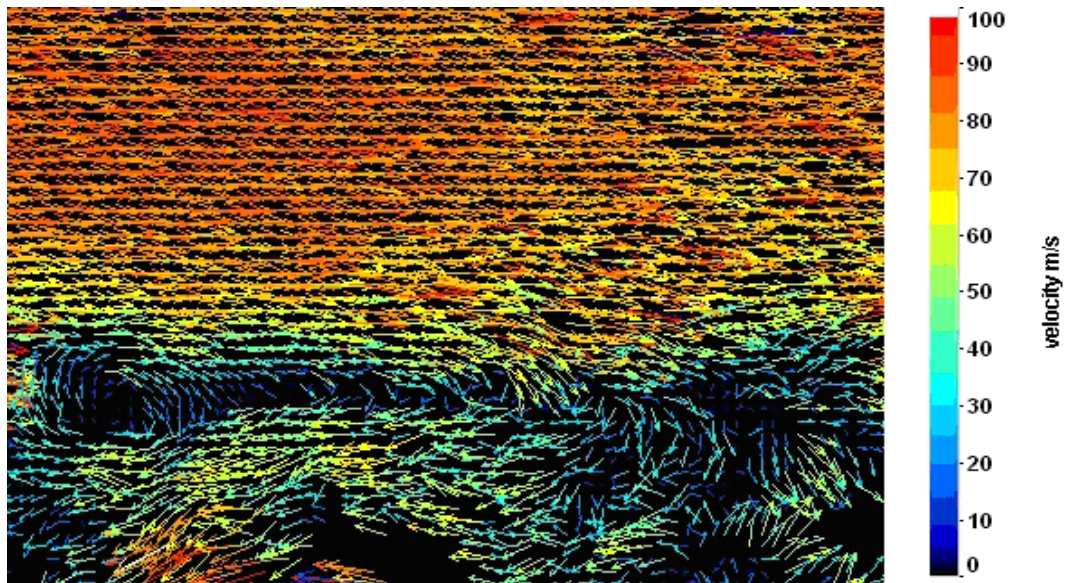


Figure II-7 - Champ instantané de la vitesse

2.3 – Vélométrie par poursuite de particules

La technique de poursuite de particules est une méthode de mesure de la vitesse basée sur la détermination de la position successive d’un traceur donné x_p . Le déplacement mesuré est donc : $\Delta x = x_p(t + \Delta t) - x_p(t)$. Contrairement à la PIV, le déplacement mesuré est basé sur la trajectoire d’une particule isolée et non pas sur la base du déplacement d’un groupe de particules. Afin d’augmenter la détection de la trajectoire de la particule, un algorithme hybride PIV-PTV est utilisé. Il fait appel à un prédictor de position déterminé à partir du champ de déplacement mesuré en PIV, pour chaque particule. L’algorithme de suivi de particules se déroule en trois étapes. Premièrement, les particules sont identifiées dans les différentes images. Puis, partant de la première image, les prédictors de positions des particules dans la deuxième image sont calculés. Des zones de recherche sont générées autour de la zone prédite. Plusieurs particules sont localisées dans cette zone comme particules associées potentielles, c’est la deuxième étape. L’utilisation des prédictors issus du champ de déplacement PIV permet une réduction de l’étendue de la zone de recherche et donc de diminuer le temps de calcul (Theunissen et al. [2004]). Enfin, les déplacements sont obtenus en liant les particules. Le déplacement des zones d’interrogation pouvant être de l’ordre du sous-pixel, le ré-échantillonnage de l’image peut être envisagé.

La technique de suivi de particules renvoie un champ de vitesse non-structuré. Or il est plus pratique de travailler avec un maillage régulier de données notamment pour les visualiser, les comparer ou les analyser. Il existe différentes méthodes permettant de redistribuer les mesures de PTV et d’obtenir un champ structuré, on pourra se référer par exemple aux travaux de David et al. [2003]. L’algorithme implanté dans Davis 7, utilisé dans cette étude, emploie une méthode d’interpolation au 2nd ordre afin de préserver les gradients (Lourenco & Krothapalli [2000]). La nouvelle grille de données respecte l’espacement moyen afin de conserver la même densité de points de mesure, le sur-échantillonnage n’apportant pas plus d’information (Scarano [2002]). L’intérêt est juste de redistribuer l’information sur les points choisis. Néanmoins la limitation de la bande passante intrinsèque à toute méthode d’interpolation est intéressante car elle filtre le bruit de mesure (Theunissen et al. [2004]).

2.4 – Visualisation directe – Chimiluminescence

2.4.1 – Principe de la mesure

La visualisation directe, applicable uniquement au cas des écoulements réactifs, est un diagnostic qualitatif simple. Le principe est basé sur l’enregistrement de l’émission lumineuse provenant de la flamme observée. Ce sont les espèces chimiques présentes dans le front de flamme qui sont en partie responsables de cette émission lumineuse, appelée chimiluminescence (ou émission spontanée) : les réactions chimiques complexes qui ont lieu au sein de l’écoulement réactif peuplent préférentiellement les niveaux d’énergie élevés des molécules ; le retour à l’équilibre peut alors s’accompagner d’une émission de photons. Chaque espèce émet à une longueur d’onde ou dans une gamme de longueur d’onde qui lui est propre et dépend de la (des) transition(s) électronique(s) de relaxation.

L’émission du spectre OH* apparaît dans toutes les flammes dès qu’il y a présence simultanée d’atomes d’hydrogène et d’oxygène. D’après Gaydon [1974], dans une flamme de diffusion hydrogène/air pure, le seul rayonnement émis par la flamme est dû aux radicaux OH*, qui est l’espèce intermédiaire majoritairement produite pendant la combustion au niveau du front de flamme. La bande d’émission du radical OH* se situe

dans la région UV avec un pic d’émission situé aux alentours de 306 nm. L’utilisation de filtres adéquats permet donc d’isoler l’émission des radicaux OH*. L’émission du spectre CH* s’observe dans toutes les flammes de composées organiques comme la flamme de méthane/hydrogène/air (transition $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$). D’après Craig & al. [1968], les bandes les plus intenses se situent autour de 314 nm, 390 nm et 431 nm. Il est intéressant de noter que dans l’étude de la flamme CH₄/H₂/air, on collecte simultanément l’émission spontanée des radicaux OH*, CH*, C₂, etc... On observe ainsi un signal plus intense.

2.4.2 – Dispositif d’acquisition

Le signal de chimiluminescence a été collecté à l’aide d’une caméra PHOTRON FASTCAM-APX-RS3000 munie d’un intensificateur Hamamatsu C9548 et d’un objectif UV Nikon 50 mm. Les différents temps d’intensification, cadences et résolutions utilisés durant les expériences sont répertoriés dans le tableau II-2.

	Cadence (image/s)		Résolution (pixelxpixel)		Temps d’intensification (μs)	
H ₂ /Air	7500	8500	1024x400	1024x568	133	50
CH ₄ H ₂ /Air	7500	8400	1024x512	1024x582	100	50
	6000		1024x384	896x368	25	

Tableau II-2 – Caractéristiques du dispositif d’acquisition de la Chimiluminescence

Il important de noter que la chimiluminescence renvoie une visualisation intégrée dans la direction azimutale du signal, ce dernier est donc dépendant des effets tridimensionnels de la flamme. Néanmoins en utilisant une ouverture élevée de l’objectif, on limite la profondeur de champ. Les visualisations directes ont permis d’observer le processus d’accrochage des flammes hydrogène/air et des flammes méthane/hydrogène/air.

2.5 – Fluorescence induite par plan laser (P.L.I.F.)

2.5.1 – Principe de la mesure

La fluorescence est l’émission d’un rayonnement par un atome ou une molécule lors de la désexcitation d’un état excité vers un état d’énergie inférieure. De nombreux moyens d’excitation des molécules sont possibles : interaction avec des rayonnements électromagnétiques, des faisceaux d’électrons ou avec d’autres molécules (collisions avec ou sans réactions chimiques). La fluorescence induite par laser est une émission lumineuse par des molécules ou atomes, suite à l’absorption d’un rayonnement laser accordé sur une transition de ces molécules. Absorbant le rayonnement laser, la molécule est excitée. Après un certain temps, la molécule se désexcite en émettant des photons. Ces photons n’ont pas la même longueur d’onde que le laser d’excitation : d’une part la molécule peut revenir à un état d’énergie inférieur différent de l’état initial, et d’autre part suite à des collisions, l’émission peut se produire à partir d’états excités différents de celui peuplé lors de l’absorption. La LIF reposant sur un processus résonnant, la fluorescence est beaucoup plus intense que la diffusion Raman spontanée. Elle offre donc une sensibilité et une détectabilité plus grande permettant de sonder des espèces minoritaires. Cette technique offre donc la possibilité de détecter des espèces intermédiaires, tels que les radicaux OH ou CH.

L’utilisation d’un plan laser (PLIF), pour exciter les molécules, permet des mesures bidimensionnelles des phénomènes au niveau d’une surface 2D définie par l’intersection du plan laser et de l’écoulement réactif étudié. En effet, l’utilisation d’une durée d’exposition réduite des images ainsi que d’une faible épaisseur de la nappe laser garantissent que les phénomènes observés sont bien figés et observés dans un plan.

La figure II-8 présente les différents mécanismes pouvant être mis en jeu lors d’une mesure par LIF. La molécule absorbe la lumière incidente accordée sur une transition de la molécule (taux $B_{12}U_v$). La molécule peut retourner à son état original par émission stimulée (taux $B_{21}U_v$). Elle peut aussi se ioniser (taux W_{2i}), soit parce que le niveau 2 est de l’ordre du potentiel d’ionisation, soit en absorbant des photons supplémentaires pour atteindre des niveaux ionisés (processus multiphotons). Si le niveau

2 est instable, ou si la molécule peut intercepter un niveau instable lors de sa vibration, elle se dissocie (taux Q_p). L’énergie interne de la molécule peut aussi être modifiée lors de collisions avec d’autres molécules ; transferts d’énergie vibrationnelle (VET, Vibrational Energy Transfer) ou rotationnelle (RET, Rotational Energy Transfer) ou transferts d’énergie électronique, Quenching (Q). L’émission spontanée peut se produire vers différents états vibrationnels et rotationnels de l’état électronique fondamental, d’une part à partir de l’état sur lequel la molécule est excitée, et d’autre part à partir de différents états vibrationnels et rotationnels de l’état électronique excité. Il en résulte une émission spontanée à différentes longueurs d’ondes.

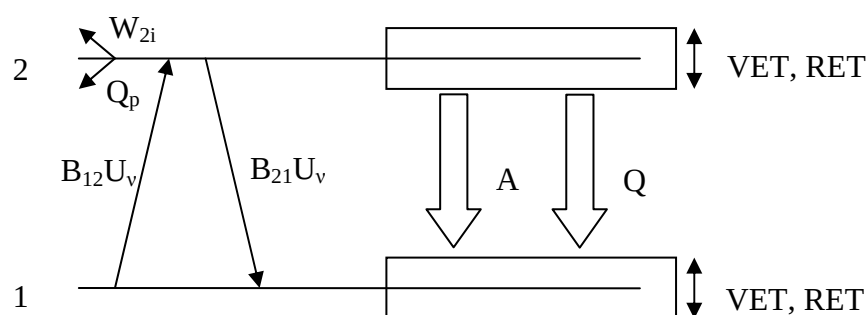


Figure II-8 – mécanismes mis en jeu lors d’une mesure par LIF

Remarque : Une description plus détaillée du principe de la mesure de la fluorescence est proposée en annexe 1.

2.5.2 – PLIF sur radicaux OH

Présentant une forte absorption dans l’UV et un rendement de fluorescence élevée, le radical OH a été choisi comme traceur dans de nombreuses études de PLIF menées sur des écoulements réactifs. Il présente l’avantage majeur d’être une espèce intermédiaire naturellement présente et abondante au sein des écoulements réactifs Hydrogène/air. Il n’y a donc pas de perturbation des écoulements par introduction d’un traceur. De plus sa spectroscopie est bien connue.

Choix du schéma d’excitation/détection

Il existe plusieurs schémas d’excitation/détection, nous devons donc choisir le plus pertinent pour notre étude. Une étude bibliographique (cf. Théron [2005]) a motivé le choix d’un schéma du type $(v''=0 \rightarrow v'=1)/(v'=1 \rightarrow v''=1)$, présenté à la figure II-9, c’est notamment le schéma le plus utilisé en P.L.I.F.-OH.

L’excitation de la bande $(v''=0 \rightarrow v'=1)$ correspond à une longueur d’onde d’environ 283nm. Le type de filtrage généralement appliqué pour la détection implique qu’on récupère généralement la fluorescence provenant également de la bande $(v'=0 \rightarrow v''=0)$, le niveau $(v'=0)$ ayant été peuplé à partir du niveau $(v'=1)$ par transfert d’énergie vibrationnelle. La détection dans les bandes $(v'=1 \rightarrow v''=1)$ et $(v'=0 \rightarrow v''=0)$ se fait respectivement à des longueurs d’onde situées aux alentours de 315 nm et 308 nm.

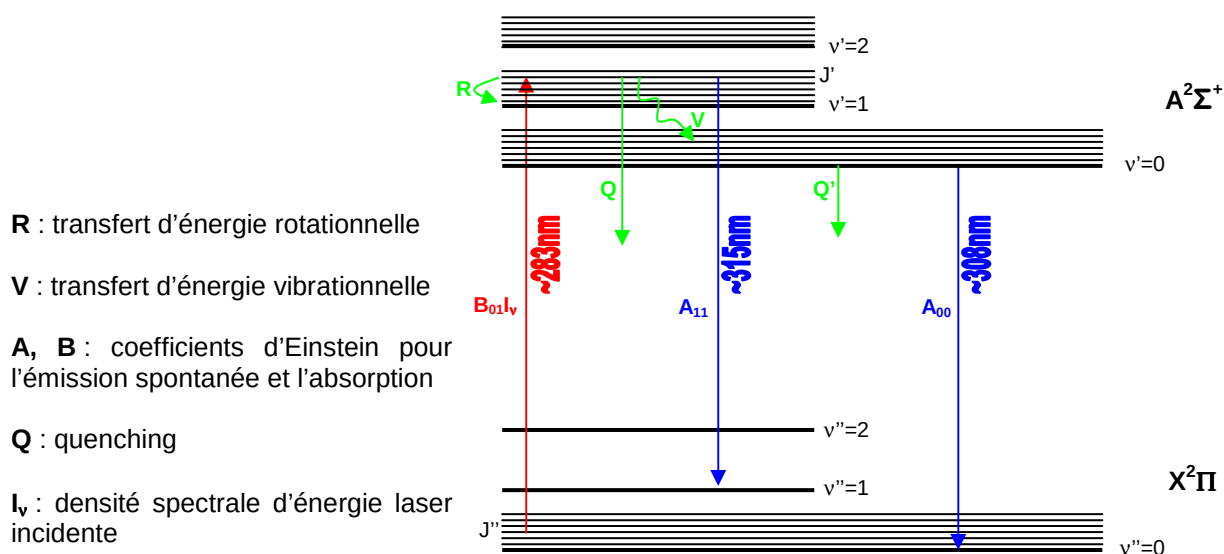


Figure II-9 – Schéma d’excitation/détection (à plusieurs niveaux) du radical OH (d’après M_cManus et al)

2.5.3 – Dispositif d’acquisition

L’excitation des radicaux OH est réalisée à l’aide d’un laser à colorant Continuum modèle ND6000 doublé pompé par le second harmonique d’un laser Nd-Yag pulsé Continuum modèle Surelite III (longueur d’onde doublée 532 nm). Le colorant utilisé est la Rhodamine 590, qui permet, par orientation d’un réseau de fond de cavité oscillatrice,

de couvrir une gamme de longueur d’onde entre 540 et 585 nm, soit entre 270 et 292 nm après doublage. La longueur d’onde utilisée au cours de nos expériences est d’environ 283 nm (largeur de raie : $1,6 \cdot 10^{-3}$ nm environ). L’énergie maximum du faisceau UV en sortie du laser à colorant est de 20 mJ (en pratique l’énergie de la nappe laser générée est supérieure à 10 mJ). La durée d’un flash laser est de 6 ns, avec une fréquence de répétition de 10 Hz optimale pour la stabilité en énergie. Un système périscopique, constitué d’une série de trois miroirs, permet d’amener la nappe laser au niveau des accès optiques de la soufflerie ; cette fine nappe est produite à partir du faisceau laser incident grâce à un jeu de trois lentilles placé au-dessus de la veine et permettant le réglage de la largeur et de la finesse de la nappe. L’épaisseur moyenne de la nappe utilisée au cours des expériences de P.L.I.F. est de 500 μm environ. Compte tenu de ces dimensions et de l’énergie laser, on se situe dans le régime linéaire de la fluorescence du radical OH (cf. Bresson, [2000]).

Une caméra CCD intensifiée Princeton PI MAX-1K-RB-SG-43 cadencée à 10 Hz a été utilisée pour collecter ces signaux de fluorescence; elle possède une haute résolution spatiale (1024x512 pixels), ainsi que des portes temporelles d’intensification programmables en gain et en durée, capables de collecter uniquement les signaux de fluorescence (durée d’intensification typiquement égale à 100 ns au cours de nos expériences). Ces courtes durées d’intensification permettent de s’assurer qu’on ne collecte pas de signaux de phosphorescence (temps caractéristique de l’ordre de 1ms), et de négliger la contribution des signaux de chimiluminescence OH.

Le système de détection est complété par l’ajout de deux filtres SCHOTT UG11 et WG305 qui, associés, forment un filtre passe-bande (autour de 309 nm) permettant de discriminer la longueur d’onde d’excitation du laser et les éventuelles émissions lumineuses dans le domaine visible pour ne conserver que les signaux issus de la fluorescence des radicaux OH.

Un générateur d’impulsions et de délais Stanford DG535 permet la génération d’impulsions laser à une fréquence stable de 10 Hz. La figure II-10 présente un schéma du montage expérimental, tandis que le chronogramme de synchronisation du dispositif de mesure P.L.I.F. est présenté à la figure II-11.

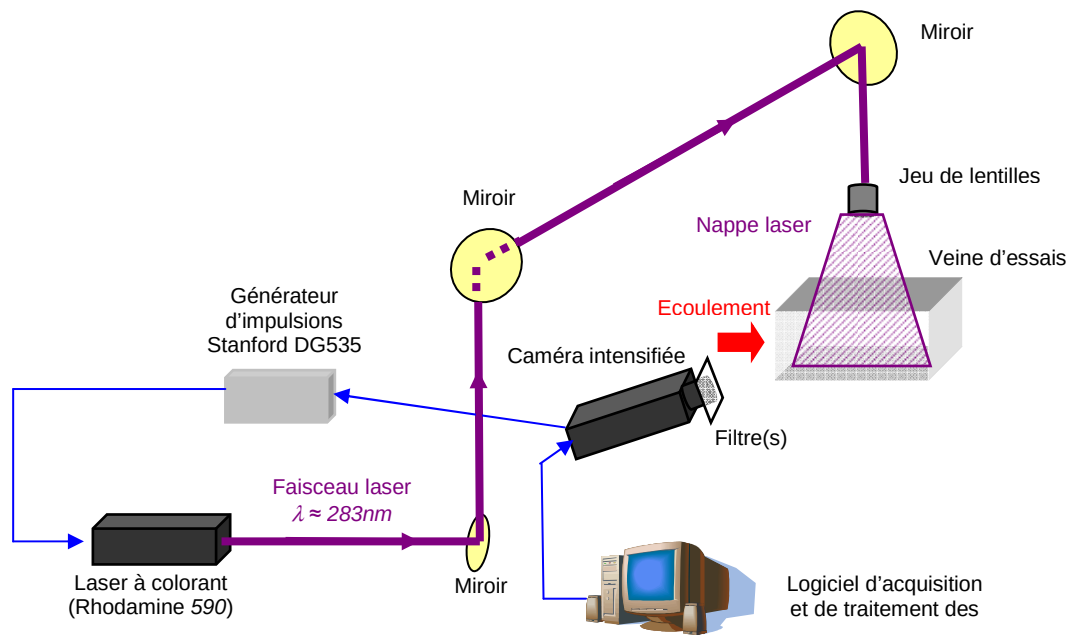


Figure II-10 - Schéma explicatif du dispositif de mesure par fluorescence induite par plan laser (inspiré de Théron [2005])

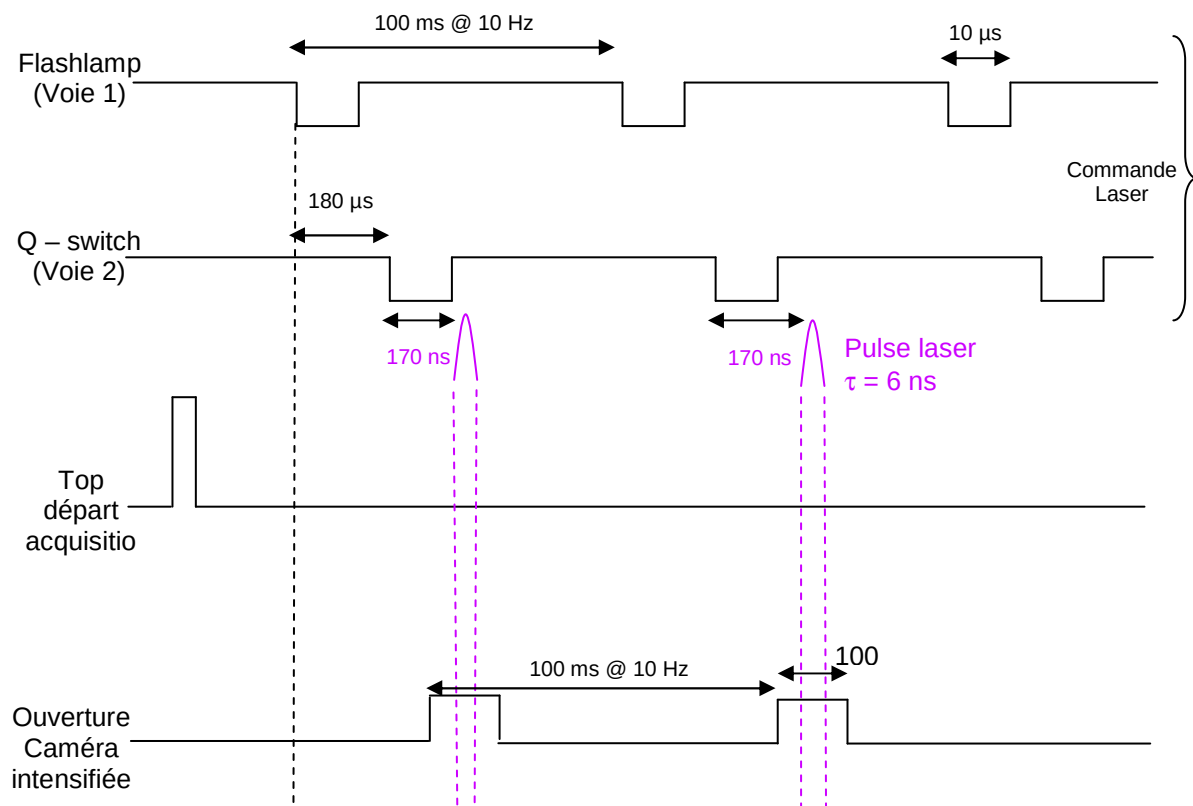


Figure II-11 - Chronogramme de synchronisation du dispositif de fluorescence induite par plan laser sur les radicaux OH (inspiré de Théron [2005])

En outre, afin de permettre une interprétation valable des signaux de fluorescence OH obtenus, la stabilité en énergie du laser a été vérifiée et estimée à $\sim 5\%$. Ce qui constitue des fluctuations suffisamment faibles pour ne pas avoir à les compenser.

2.5.4 – Champs de mesure

Deux champs de mesure ont été investigués par le diagnostic de PLIF OH. Un premier plan couvre l’ensemble de l’accès optique du premier tronçon de la veine. La résolution spatiale est de 1024x361 pixels sur un champ de 193x74 mm. Un deuxième plan situé dans la région juste en aval de l’injecteur a permis la caractérisation de la branche de fluorescence dans la zone de recirculation (configuration de l’injecteur n°2). La résolution spatiale est de 850x371 pixels sur un champ de 42x18 mm.

3 – Outils d’analyse des résultats expérimentaux

Le calcul des vitesses dans les écoulements d’air amont et dans la section d’entrée de l’hydrogène à partir des mesures de pression et de température sont clairement détaillés dans la thèse de M. Théron [2005]. Un résumé a été rédigé en annexe 2. Nous nous contenterons ici de décrire l’exploitation des données de PIV-PTV et de PLIF-OH.

3.1 – Analyse des profils transversaux du signal de PLIF-OH

3.1.1 - Précision de la mesure

Lors des campagnes d’acquisition des champs de fluorescence du radical OH, un très bon rapport signal sur bruit a pu être obtenu. On peut le constater sur un profil transverse instantané du signal de fluorescence (figure II-12) où le bruit ne représente que 10% du signal.

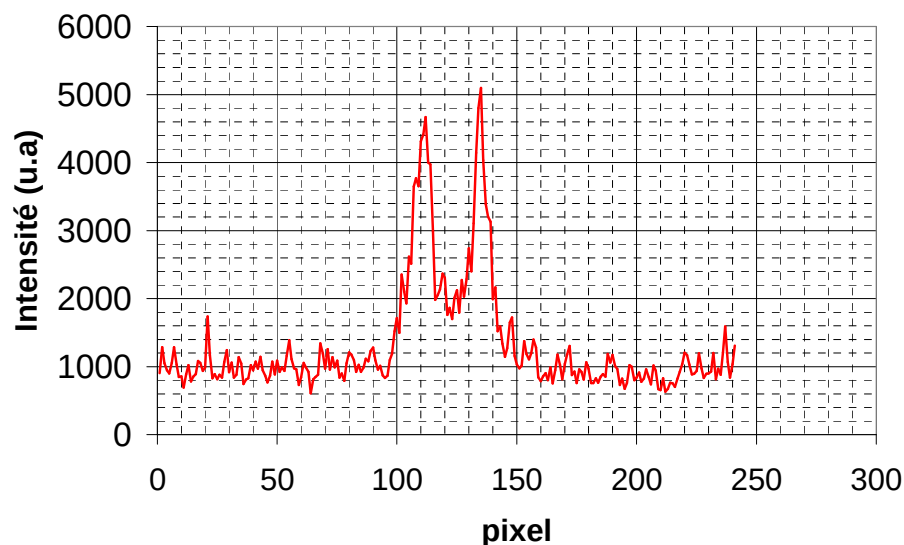


Figure II-12 – profil transverse du signal de fluorescence du radical OH

Les images réalisées sur le champ global ont une résolution de 1024x391 pixels sur un champ de 193x74 mm soit environ 188 μm par pixel. On mesure donc un déplacement de 1mm sur au moins 5 pixels. Ce qui constitue un échantillonnage spatial suffisant pour la détermination des différentes positions de la ligne stœchiométrique et surtout pour la détermination de l’épaisseur de la zone de fluorescence du radical OH*. Les images

réalisées dans la zone de recirculation ont une résolution de 850x371 pixels sur un champ de 42x18 mm soit environ 49 μm par pixel.

3.1.2 - Zone de Fluorescence OH

Le choix du radical OH comme traceur de la zone de réaction est souvent discuté, car c’est un radical qui peut être produit en dehors de la zone de réaction, par dissociation de la molécule de H_2O si la température est suffisamment élevée. Néanmoins, dans le cas d’une combustion non prémélangée, de nombreux auteurs assimilent la zone de fluorescence OH à la zone de réaction, car le phénomène semble moins pénalisant que dans les flammes de prémélange (Théron [2005]). En effet, dans une flamme de diffusion, le maximum de température est situé sur le contour stœchiométrique, ce qui permet de penser que la production de OH^* sera maximale le long de la ligne stœchiométrique (Croonenbroeck [1996]). De plus, dans une flamme de diffusion H_2/air les radicaux majoritairement produits sont des OH. Cependant, comme on peut le constater sur la figure II-13, dans le plan considéré, il existe des zones de fort signal en dehors de la zone que l’on pourrait assimiler à la zone de réaction. Ces zones de fluorescence OH sont dues à la tridimensionnalisation de l’écoulement. On peut également noter la présence de faibles émissions en dehors de l’épaisseur estimée de la zone de fluorescence qui peuvent être dues à la présence de radicaux dissociés OH^* . C’est pourquoi nous considérons qu’à partir des visualisations du signal de fluorescence du radical OH, nous déterminons la position du contour stœchiométrique et l’épaisseur de la zone de fluorescence dans laquelle est comprise la zone de réaction. Cette épaisseur reste cependant un bon indicateur relatif de la zone de réaction et permet de caractériser sa structure.

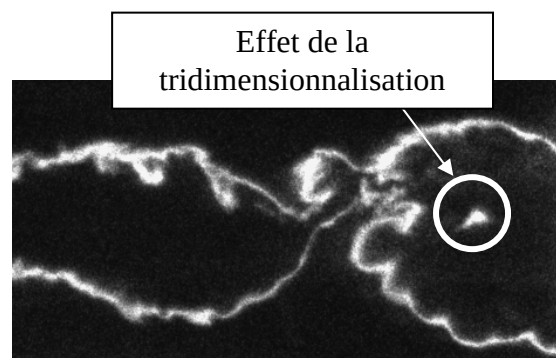


Figure II-13 – Visualisation instantanée du signal de fluorescence OH

3.1.3 - Position moyenne du contour stœchiométrique

La figure II-14 présente les profils transverses du signal de fluorescence moyen du radical OH mesurés dans le plan longitudinal $z = 17,5$ mm, à différentes abscisses. La position du contour stœchiométrique en fonction de l’abscisse est déduite de ces profils. Cette position est assimilée à la position y_{OHmax} du maximum de fluorescence OH au niveau de chaque profil transversal de part et d’autre de l’axe $y = 0$. La position moyenne du contour stœchiométrique peut être obtenue soit à partir du champ moyen (200 images) de fluorescence, soit à partir des champs instantanés de fluorescence OH (à partir des champs instantanés on extrait les profils et on calcule la position moyenne du maximum Y_{OHmax} sur 200 images). La figure II-15 présente la position moyenne du contour stœchiométrique déduite des profils transversaux extraits des champs moyens et instantanés du signal de fluorescence. Comme on s’y attendait, la position moyenne du contour stœchiométrique obtenue à partir des champs moyen ou instantanés est identique.

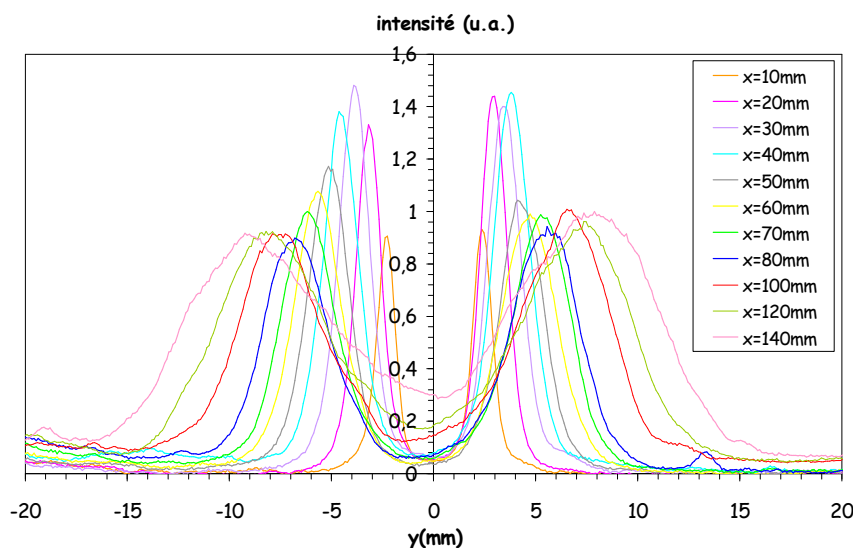


Figure II-14 – Profils transversaux du signal moyen de PLIF-OH mesuré dans le plan $z=17,5$ mm à différentes abscisses (configuration nominale chapitre III)

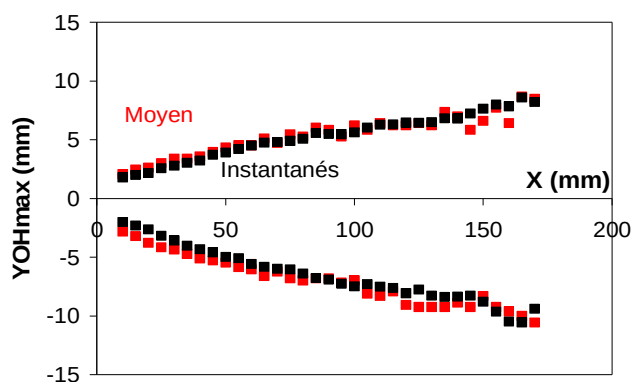


Figure II-15 – Comparaison de la position de la ligne stœchiométrique obtenue à partir des profils transversaux de PLIF-OH extraits des champs moyens et instantanés (configuration nominale chapitre III)

3.1.4 - Epaisseur de la zone de fluorescence

L’épaisseur de la zone de fluorescence est extraite des champs instantanés de fluorescence. Le contour de la zone de fluorescence est assimilé à une courbe paramétrique définie par des coordonnées x et y , fonctions de l’abscisse curviligne l . Un vecteur normal $\vec{n}$ à chaque point du contour peut alors être défini par ses coordonnées (n_x, n_y) telles que :

$$n_x = \frac{-\dot{y}}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}}$$

$$n_y = \frac{\dot{x}}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}}$$

Avec les dérivées : $\dot{x} = \frac{dx}{dl}$, $\dot{y} = \frac{dy}{dl}$

L’épaisseur de fluorescence est alors assimilé à l’écart max entre les deux contours correspondant à la moitié du maximum de fluorescence (cf. figure II-16). Les « bruits de mesure » des contours sont filtrés dans l’espace spectrale.

Un algorithme de traitement d’image sous environnement Matlab a été développé. Il permet également de comptabiliser le nombre d’extinction locale du signal de fluorescence ainsi que sa longueur.

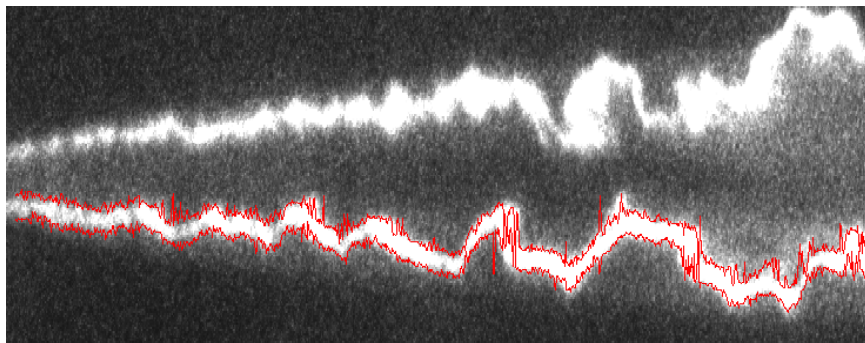


Figure II-16 - Illustration du contour du signal de fluorescence déterminé avec l’algorithme de traitement d’image

3.1.5 - Epaisseur visuelle des fluctuations

Les épaisseurs du signal de fluorescence issue du champ instantané de fluorescence et du champ moyen de fluorescence n’apportent pas la même information (figure II-17).

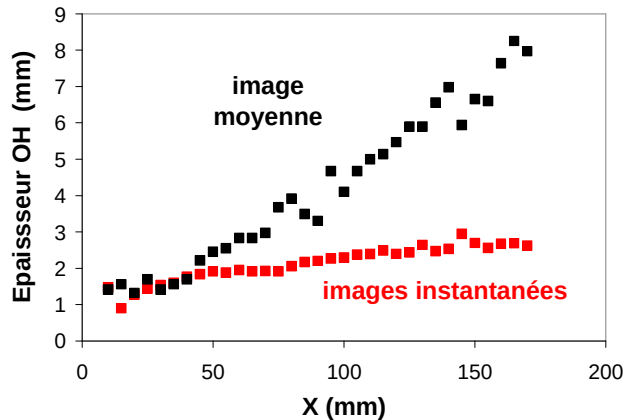
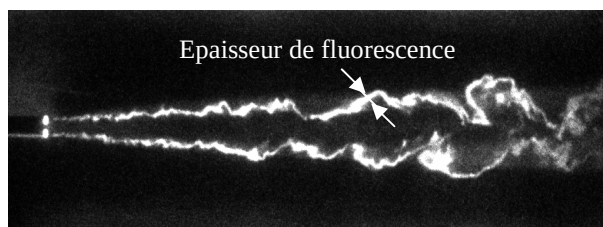
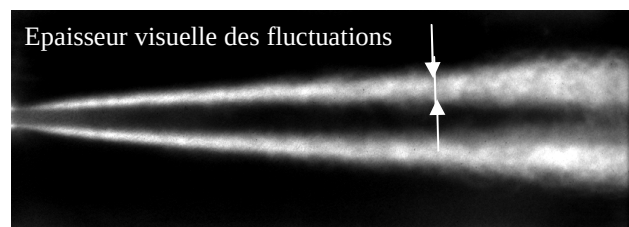


Figure II-17 – Epaisseur de la zone de fluorescence OH issue du champ moyen et des champs instantanés

En effet, l’épaisseur du signal issue de l’image moyenne intègre les fluctuations de positions prises par la zone de fluorescence du radical OH sous l’influence des oscillations dues aux instabilités de Kelvin-Helmoltz, des ondes acoustiques et à la tridimensionnalisation de l’écoulement (figure II-18). Donc l’épaisseur issue du champ moyen de fluorescence OH permet, en comparaison à l’évolution longitudinale de la moyenne de l’épaisseur de fluorescence, de caractériser qualitativement les fluctuations de positions de la zone de fluorescence OH. Il a été décidé de l’appeler « épaisseur visuelle des fluctuations » car elle intègre l’épaisseur de la zone de fluorescence OH additionnée des fluctuations.



Champ instantané de fluorescence OH



Champ moyen de fluorescence OH (100 images)

Figure II-18 – Visualisation d’un champ instantané et d’un champ moyen de fluorescence

L’épaisseur visuelle des fluctuations est déduite des profils transverses du signal moyen de fluorescence. Cette épaisseur est assimilée à l’épaisseur à mi-hauteur du profil transverse de fluorescence (cf. figure II-19).

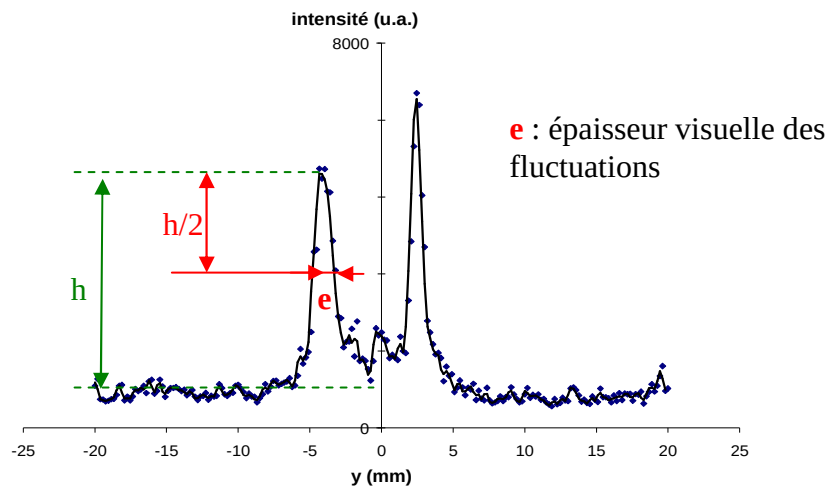


Figure II-19 – Principe de détermination de l’épaisseur visuelle des fluctuations

L’aspect tridimensionnel de l’écoulement n’est pas traité ici, pour des informations complémentaires on pourra se reporter aux travaux de Théron [2005]. Il est néanmoins intéressant d’identifier ce phénomène car il constitue pour notre étude une limitation à l’interprétation de l’évolution longitudinale de l’épaisseur de fluorescence du radical OH. En observant sur la figure II-20 l’évolution longitudinale de la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence, on distingue 2 phases. Dans la première partie, entre $0 < x < 100$ mm, on observe une évolution quasi linéaire de l’épaisseur de fluorescence, après l’abscisse $x = 100$ mm apparaissent des fluctuations. Les premières fluctuations, plutôt faibles, entre $100 < x < 120$ mm sont générées par le développement des tourbillons de Kelvin-Helmoltz, alors que les plus fortes fluctuations que l’on observe par la suite sont représentatives de la tridimensionnalisation de l’écoulement.

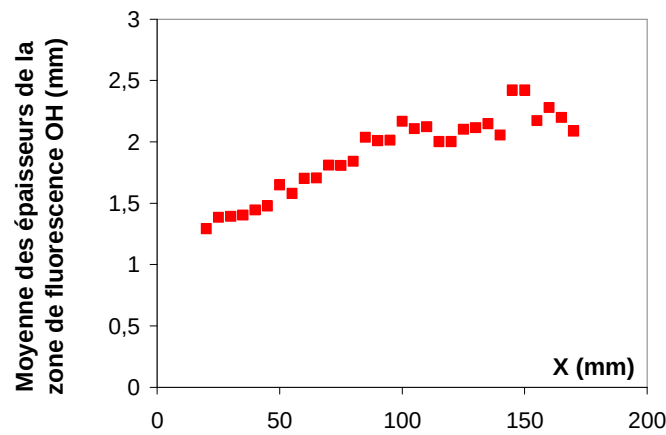


Figure II-20 – Evolution longitudinale de la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence du radical OH

Des visualisations instantanées du champ de fluorescence OH dans le plan transverse à différentes abscisses réalisées par Théron [2005] permettent de visualiser ce phénomène (figure II-21).

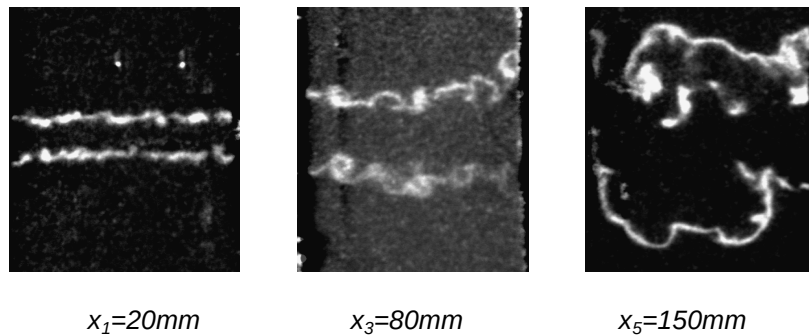


Figure II-21 - Visualisations instantanées du signal de fluorescence OH dans le plan transversal à différentes abscisses

L’évolution longitudinale de l’épaisseur visuelle des fluctuations permet également de localiser l’abscisse à partir de laquelle les fluctuations dues aux tourbillons de Kelvin-Helmoltz et à la tridimensionnalisation interviennent. On identifie clairement une rupture de la pente, autour de $x = 100$ mm, représentative d’une augmentation drastique des fluctuations de positions de la zone de fluorescence du radical OH. L’évolution de l’écart-type de la position Y_{OHmax} et de la différence entre la position maximale et minimale de Y_{OHmax} noté $\Delta(Y_{max}-Y_{min})_{Y_{OHmax}}$ à chaque abscisse de la ligne stoechiométrique issue des

champs instantanés de fluorescence OH ont également été reportées sur la figure II-22. Elles confirment l’apparition spatiale autour de $x = 100$ mm des fluctuations de positions dues à la tridimensionnalisation de l’écoulement.

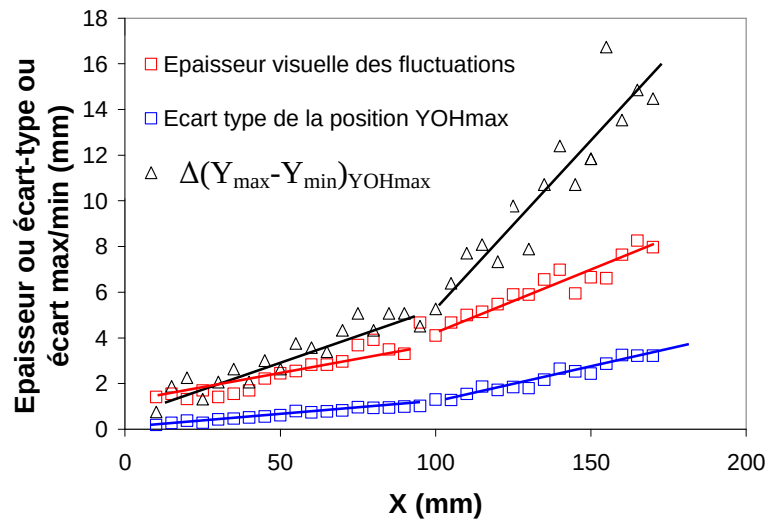


Figure II-22 – Evolution longitudinale de l’épaisseur visuelle des fluctuations, de l’écart-type de la position du contour stœchiométrique et de la différence entre la position minimale et maximale du contour stœchiométrique à une abscisse donnée

3.2 – Analyse des profils de vitesse

3.2.1 - Traitement des données

Les mesures de vélocimétrie visent à caractériser l’aérodynamique des écoulements. Dans notre configuration de jet, le gradient de vitesse spatiale élevé existant entre l’écoulement d’air (~ 90 m/s) et le jet (~ 436 m/s pour le cas le plus rapide) ne permet pas l’utilisation d’un algorithme « classique » de PIV afin d’obtenir les champs de vitesse correspondants aux doublets d’images enregistrés. Dans la méthode dite « classique », la dynamique de mesure de vitesse est caractérisée par le choix de la taille de la fenêtre de calcul et de l’intervalle de temps Δt qui sépare deux d’images ; de telle façon que le déplacement maximum (vitesse maximale) n’excède pas $\frac{1}{4}$ de la fenêtre d’interrogation. Il n’existe pas à ce jour de méthode permettant de modifier le Δt durant l’acquisition. Nous avons donc dû utiliser un traitement adapté à notre dynamique de mesure.

Le traitement des champs bruts est donc effectué par une technique hybride PIV-PTV, réalisée par le logiciel Davis 7 de Lavision. Les images brutes sont tout d’abord traitées par une technique de corrélation croisée employant une Transformation de Fourier Rapide (Scarano & Reithmuller [1999]). Afin d’obtenir une résolution au sous-pixel et donc une plus grande précision, l’algorithme met en œuvre un déplacement des fenêtres d’interrogation. Durant une procédure itérative, la taille des fenêtres d’interrogation est graduellement réduite, augmentant ainsi la résolution spatiale et donc le nombre de vecteurs vitesses. Typiquement des fenêtres de 128x128 pixels vers 16x16 pixels ont été employées. Les méthodes sous-pixel couramment utilisées aujourd’hui permettent de descendre jusqu’à un déplacement de 0,1 (voir 0,05) pixel. Néanmoins avec des fenêtres finales de 16x16, la définition spatiale n’excède pas dans notre étude 640 μm /pixel, or nous verrons par la suite que la caractérisation des échelles intégrales spatiales nécessite la résolution spatiale la plus élevée possible afin de déterminer au mieux les échelles de la turbulence. C’est pourquoi le champ de vitesse est raffiné au moyen d’un algorithme de poursuite de particules (P.T.V.).

3.2.2 - Echelles caractéristiques de l’écoulement

Pour caractériser la structure de l’écoulement turbulent, on évalue les échelles intégrales spatiale et temporelle. Ces échelles permettent d’estimer respectivement la taille des tourbillons et leur temps caractéristique, à partir du degré d’autosimilarité de l’écoulement dans l’espace et dans le temps. Leur évaluation numérique repose sur le calcul de la fonction d’autocorrélation eulérienne R , dont on considère l’expression générale normalisée pour la coordonnée longitudinale u d’un champ de vitesse U :

$$R_u(\Delta x, \Delta y, \Delta t) = \frac{\langle u(x, y, t) \cdot u(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(x, y, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \rangle}}$$

Les échelles spatiales sont obtenues en intégrant la fonction d’autocorrélation pour une variation temporelle nulle $\Delta t = 0$, alors que l’échelle temporelle est obtenue pour un déplacement nul $\Delta x = \Delta y = 0$.

$$\text{Echelle longitudinale de } u \quad L_{u,x} = \int_{\Delta x=0}^{\infty} R_u(\Delta x, 0, 0) d(\Delta x)$$

$$\text{Echelle transversale de } u \quad L_{u,y} = \int_{\Delta y=0}^{\infty} R_u(0, \Delta y, 0) d(\Delta y)$$

$$\text{Echelle temporelle de } u \quad L_{u,t} = \int_{\Delta t=0}^{\infty} R_u(0, 0, \Delta t) d(\Delta t)$$

L’intégration de la fonction d’autocorrélation jusqu’à l’infini est expérimentalement impossible à cause du caractère fini du domaine de mesure, que ce soit en temps ou en espace. Diverses méthodes sont envisagées pour approcher au mieux les intégrales considérées. Une étude bibliographique réalisée par Boust [2006] a permis de mettre en avant des méthodes satisfaisantes pour le calcul des échelles intégrales. Pour le calcul des échelles intégrales spatiales longitudinales, nous avons choisi de prendre comme échelle le déplacement pour lequel $R = 1/e$ (en supposant que R suit une décroissance exponentielle), ce critère est particulièrement adapté au cas où R ne vient pas tangenter 0 (figure II-23).

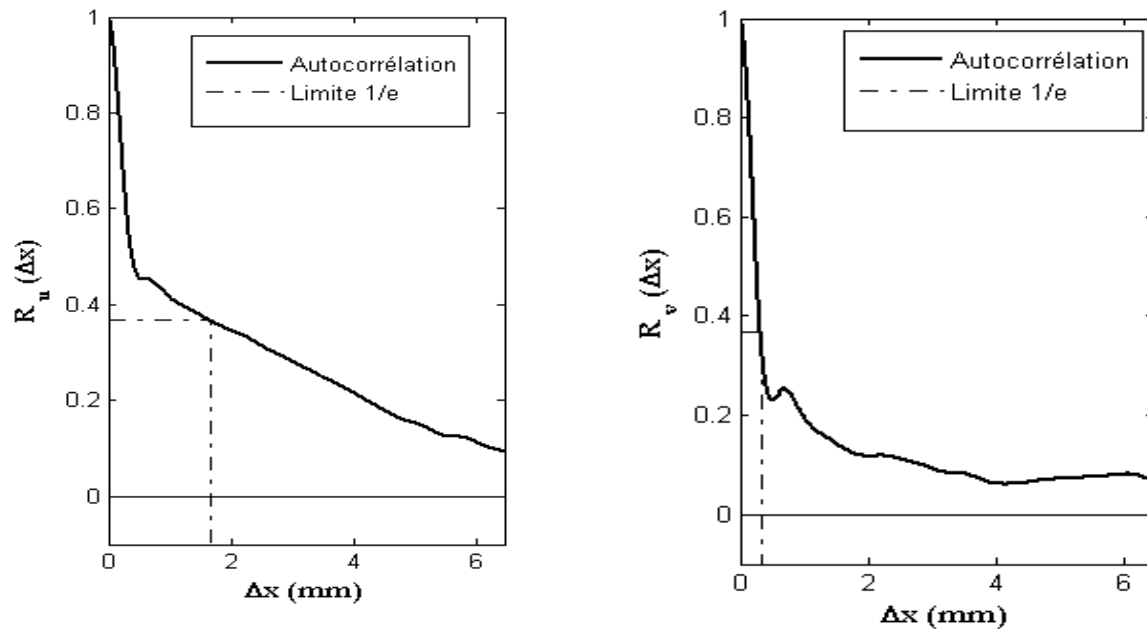


Figure II-23 – Echelles intégrales spatiales longitudinales et transversales de u et v

Pour les échelles transversales, nous avons choisi le critère préconisé par Boust [2006] : l’échelle intégrale partielle ($R > 0$), l’intégration de la fonction d’autocorrélation s’arrête au déplacement pour lequel $R = 0$ (Pajot [2000]), figure II-24.

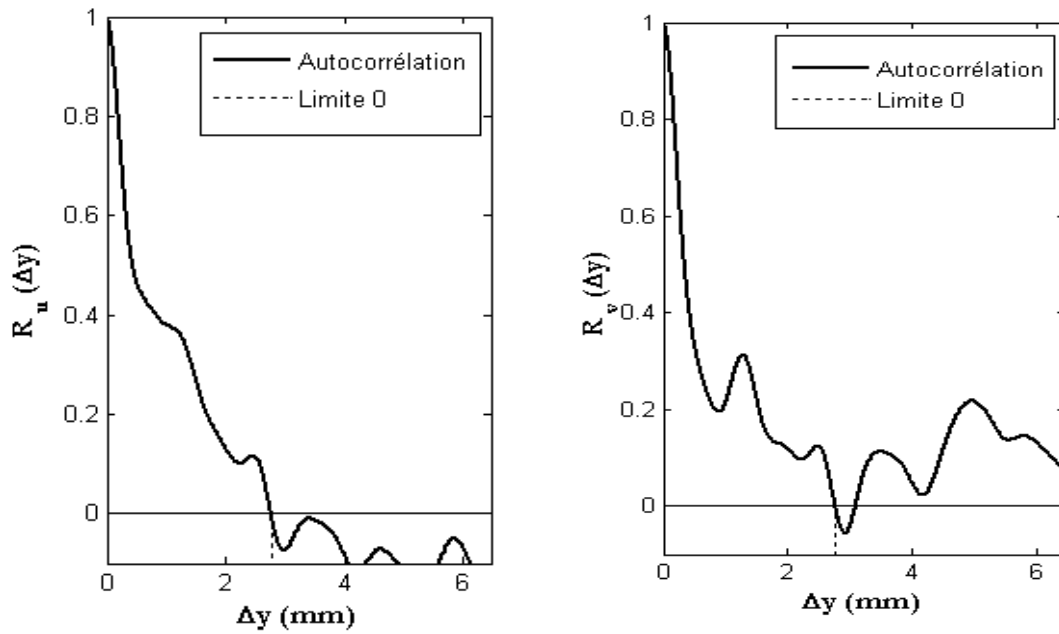


Figure II-24 – Echelles intégrales spatiales longitudinales et transversales de u et v

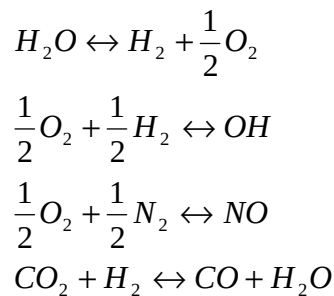
Les échelles intégrales temporelles calculées à partir des mesures de PIV sont inférieures à la résolution des données ($238 \mu s$), ce qui implique que la cadence d’acquisition des mesures de PIV n’est pas suffisante. Donc, seules les échelles intégrales spatiales ont été calculées à partir des mesures de PIV. Afin d’augmenter la résolution spatiale, les échelles spatiales ont été calculées sur des champs instantanés obtenus par une technique hybride PIV-PTV. Typiquement, pour une résolution de $40 \mu m/\text{pixel}$, on arrive en PTV à une taille de structure théoriquement accessible de $320 \mu m$ contre $640 \mu m$ en PIV.

Un outil de post-traitement sous environnement Matlab développé par Boust [2006] a été adapté à notre configuration et employé pour la caractérisation des échelles intégrales spatiales. Nous tenons d’ailleurs à remercier Bastien Boust (I.R. au LCD) pour sa participation.

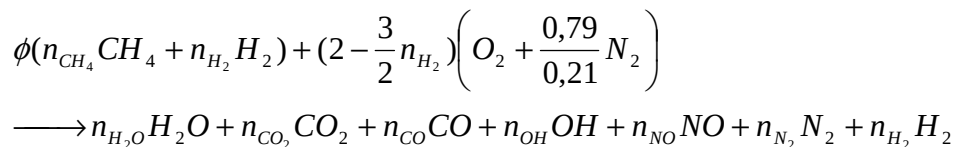
3.3 – Analyse de la combustion

Un code monodimensionnel développé par Bellenoue [1997] a été adapté à notre configuration. Il permet l’estimation de la longueur de combustion et le taux de consommation de combustible dans la veine.

Initialement prévu pour le calcul 1D des caractéristiques d’une chambre de combustion de statoréacteur à combustion supersonique (écoulements supposés monodimensionnels, stationnaires, visqueux et compressible), le code a été adapté au cas d’une combustion subsonique dans une configuration bidimensionnelle. Les calculs nous permettent alors d’accéder aux répartitions de pressions, températures, nombre de Mach... le long de la chambre de combustion en fonction de divers paramètres entrés par l’utilisateur. Les hypothèses émises pour simplifier l’écriture des équations représentatives de l’évolution des différentes variables nécessaires sont présentées en détail dans les travaux de Bellenoue [1997] et Théron [2005]. Nous retiendrons simplement que les différentes caractéristiques de l’écoulement le long de la veine sont calculées suivant le modèle présenté par Shapiro [1953]. Dans ses travaux, Théron [2005] ne s’est intéressé qu’aux écoulements hydrogène/air, le code a donc été adapté aux écoulements méthane/hydrogène/air. Les réactions d’équilibres chimiques considérées mettent en jeu les espèces H_2 , O_2 , CH_4 , N_2 , H_2O , CO_2 , CO , OH et NO ; elles sont au nombre de 4 :



La réaction de combustion globale est la suivante :



Avec ϕ la richesse

Le code 1D va nous permettre de modéliser, en moyenne, l’évolution de la combustion dans la chambre. En corrélant l’évolution de la pression calculée par le code et celle obtenue par les capteurs de pression, nous allons obtenir la valeur du taux de consommation en combustible à chaque abscisse de mesure.

L’avancement de la consommation en combustible dans la chambre est modélisé par un polynôme du second degré en x (Théron [2005]) : $\lambda(x) = \frac{x^2 + rapx}{L_C(L_C + rap)}$ avec L_C la longueur de combustion et rap un coefficient caractérisant la forme du polynôme.

Remarque : une présentation plus détaillée du code monodimensionnel et de son exploitation sont proposées en annexe 3.

4 - Caractérisation des écoulements amont

Cette partie compile les résultats de l’étude expérimentale consacrée à la caractérisation des écoulements en amont de la section d’entrée, afin d’appréhender le plus précisément possible les conditions aux limites caractérisant les écoulements. Nous avons vu dans le chapitre de synthèse bibliographique que les conditions amont notamment en termes de turbulence initial joue un rôle dans le processus de mélange. De plus, la connaissance de ces conditions aux limites favorisera une éventuelle étude numérique. Ces résultats ont été obtenus en conditions inertes et réactives à partir des diagnostics de vitesses.

On rappelle que pour des raisons de sécurité, le jet d’hydrogène n’est pas ensemencé, c’est pourquoi les résultats issus des données de PIV ne concernent que les écoulements d’air. Néanmoins les caractéristiques de l’écoulement d’hydrogène dans la section d’entrée sont calculées à partir des mesures de pressions et de température dans la veine et correspondent donc à des caractéristiques moyennes. L’injecteur d’hydrogène possède un rapport de contraction d’environ 16, ce qui est suffisant d’après Mehta & Bradshaw [1979] pour considérer une relative uniformité du profil de vitesse dans la section d’entrée.

Les caractéristiques des écoulements d’entrée obtenues par Théron [2005] dans la configuration géométrique de l’injecteur n°1, que l’on décide de nommer cas Théron, sont comparées aux résultats obtenus dans des configurations de références que l’on appelle cas α et cas β . Le cas α correspond à l’étude de l’influence du ratio de vitesse et du ratio de densité sur le mélange et la combustion dans la configuration de l’injecteur n°1. Tandis que le cas β correspond à l’étude de l’influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion dans la configuration de l’injecteur n°2. La comparaison de nos résultats avec ceux de Théron constitue une étape de validation de nos écoulements, la configuration de Théron ayant été longuement étudiée et validée. Les cas considérés ici correspondent aux conditions de vitesse et de température des écoulements rencontrées dans les chambres de statoréacteurs à une vitesse de vol de l’ordre de Mach 2. La température de l’écoulement d’air amont est de 450K et sa vitesse de $\sim 90\text{m/s}$.

Les valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements amont sont présentées dans le tableau II-3 pour le cas inerte et dans le tableau II-4 pour le cas réactif.

INERTE	Cas Théron Injecteur n°1		Cas α Injecteur n°1		Cas β Injecteur n°2	
	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air
Pression statique (bar)	1,507	1,505	1,506	1,509	1,584	1,505
Température totale (K)	286,1	321,1	287,21	447,6	290,7	434,6
Masse volumique (kg/m ³)	0,128	1,64	0,126	1,201	0,131	1,216
Débit (g/s)	2,847	253,2	2,75	224,5	2,69	177,9
Vitesse (m/s)	345,9	73,1	341,24	89,9	320	82,6
Mach	0,27	0,203	0,21	0,212	0,225	0,212
Pression totale (bar)	1,585	1,55	1,553	1,557	1,55	1,533
Viscosité cinématique (m ² /s)	$6,76 \cdot 10^{-5}$	$1,19 \cdot 10^{-5}$	$6,81 \cdot 10^{-5}$	$2,11 \cdot 10^{-5}$	$6,53 \cdot 10^{-5}$	$2,01 \cdot 10^{-5}$
Nombre de Reynolds	10264	7725	10095	5385	9800	6164
Richesse globale	0,4		0,42		0,33	
Rapport des vitesses air/H ₂	0,21		0,26		0,26	
Rapport des masses volumiques air / H ₂	12,81		9,38		9,28	

Tableau II-3 – Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements d’entrée en amont de la section x=0, en condition inerte

REACTIF	Cas Théron Injecteur n°1		Cas α Injecteur n°1		Cas β Injecteur n°2	
	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air
Pression statique (bar)	1,518	1,518	1,531	1,534	1,49	1,505
Température totale (K)	294	321	287,1	448,6	292,7	435,2
Masse volumique (kg/m ³)	0,127	1,65	0,128	1,219	0,124	1,219
Débit (g/s)	2,94	253,4	2,72	228,8	2,69	198,4
Vitesse (m/s)	364	72,6	331,7	89,2	340	87,6
Mach	0,278	0,198	0,256	0,211	0,225	0,212
Pression totale (bar)	1,603	1,563	1,6	1,58	1,55	1,533
Viscosité cinématique (m ² /s)	$6,99 \cdot 10^{-5}$	$1,18 \cdot 10^{-5}$	$6,67 \cdot 10^{-5}$	$2,08 \cdot 10^{-5}$	$7,05 \cdot 10^{-5}$	$2,01 \cdot 10^{-5}$
Nombre de Reynolds	10414	7777	9946	5421	9645	6538
Richesse globale	0,4		0,42		0,33	
Rapport des vitesses air/H ₂	0,21		0,26		0,26	
Rapport des masses volumiques air / H ₂	12,99		9,52		9,83	

Tableau II-4 – Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements d’entrée en amont de la section x=0, en condition réactive

Le nombre de Reynolds a été évalué pour chaque écoulement. On a supposé que la turbulence dans les écoulements d’air amont pouvait être considérée comme une turbulence de canal (ce qui a été vérifié par la suite par les mesures), issue des « canaux » composant le nid d’abeilles positionné en amont de la section d’entrée. En conséquence, le nombre de Reynolds dans l’écoulement d’air Re_{air} est basé sur le diamètre hydraulique D (1,5mm) des canaux du nid d’abeilles et la vitesse moyenne après le nid d’abeille V_b :

$$Re_{air} = \frac{V_b D}{\nu_{air}}, \text{ où } \nu_{air} \text{ est la viscosité cinématique de l’air.}$$

Le nombre de Reynolds du jet d’hydrogène Re_{H_2} est basé sur la vitesse moyenne en sortie de l’injecteur V_{H_2} , ainsi que sur la hauteur h (2 mm) de la fente d’injection. Normalement le nombre de Reynolds doit être basé sur le diamètre hydraulique de la fente (à savoir dans notre cas 3,78 mm). Mais d’après les travaux d’Everitt & al. [1978] ou encore de Huang & al. [1999] portant sur l’étude des jets plans, pour un fort rapport d’allongement de la fente d’injection, on peut supposer que l’écoulement est bidimensionnel en moyenne sur une largeur non négligeable de l’injecteur ; dans ce cas, le nombre de Reynolds doit être basé sur l’épaisseur de la fente d’injection.

D’où $Re_{H_2} = \frac{V_{H_2} h}{\nu_{H_2}}$, où ν_{H_2} est la viscosité cinématique de l’hydrogène.

D’après les nombres de Reynolds calculés pour les écoulements d’air et d’hydrogène, les écoulements dans la section d’entrée de la veine d’essais sont turbulents ($R > 3000$ Schlichting [1979]).

4.1 - Profils de vitesse moyenne

Les profils de vitesse ont été mesurés entre les abscisses $-9 < x < 7$ mm au moyen du diagnostic de PIV. Pendant les essais, la nappe laser étant introduite par le dessus de la veine, elle ne peut pas éclairer la totalité du champ amont inférieur localisé sous l’injecteur (cf. figure II-25). Les mesures de vitesse ont donc été effectuées uniquement dans l’écoulement amont supérieur. Néanmoins ceci ne constitue pas un inconvénient étant donné le caractère symétrique des écoulements d’air supérieur et inférieur (Théron [2005]). La coordonnée azimutale est $z \approx 17,5$ mm, correspondant au centre des écoulements dans cette direction. La zone d’étude couvre 16 mm suivant l’axe des abscisses et 32mm suivant l’axe des ordonnées. Elle est discrétisée sur 512x256 pixels dans le cas α et sur 500x303 pixels dans le cas β . La fréquence d’acquisition est de 5 kHz et le temps entre doublet est de 4 μ s dans le cas α . Dans le cas β la fréquence d’acquisition est de 4,5 kHz et le temps entre doublet est de 5 μ s. Les champs moyens de vitesse dans l’écoulement d’air amont supérieur dans le cas α et dans le cas β sont présentés sur la figure II-26.

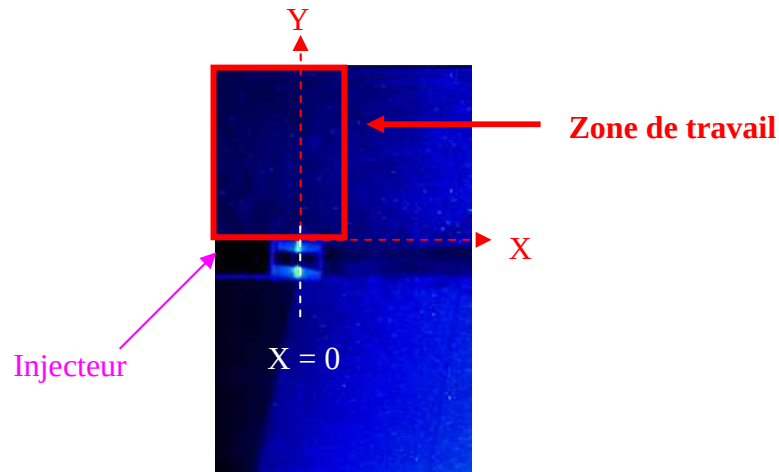


Figure II-25 – Position de la zone d’étude (injecteur n°1)

Remarque : On notera que les réflexions dues à la géométrie du hublot et à la paroi supérieure de l’injecteur ne nous ont pas permis d’accéder à des points situés à moins de 2mm des bords de la zone d’étude. Les valeurs des vitesses mesurées près de ces parois sont jugées peu fiables et ne nous permettront pas de conclure quant à la structure des couches limites dans les écoulements d’air amont

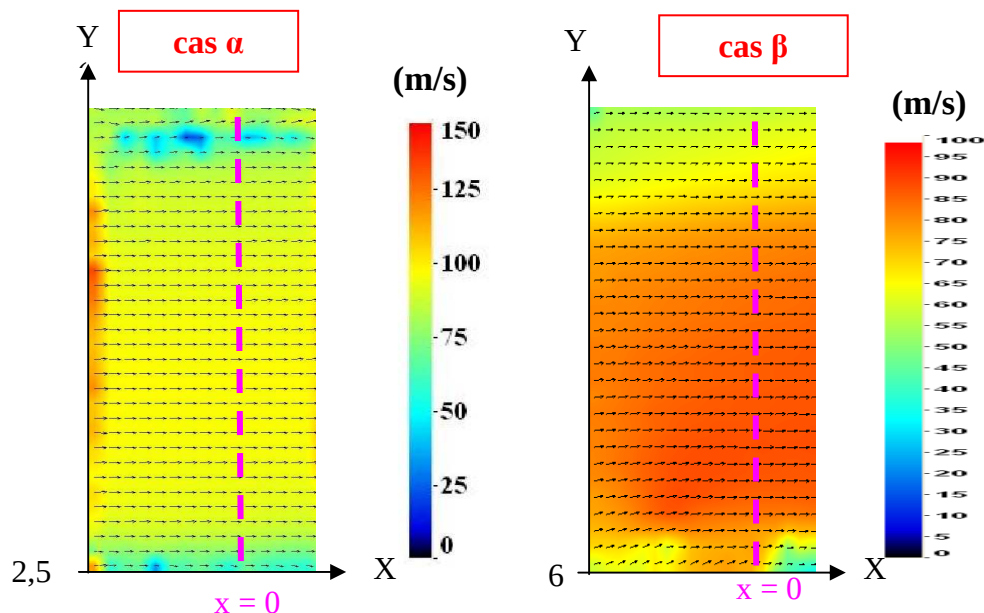
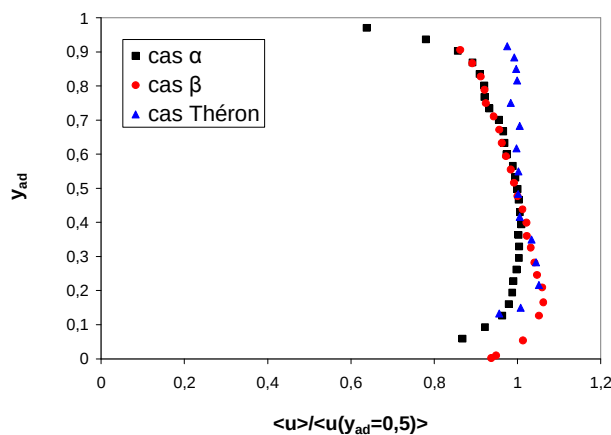
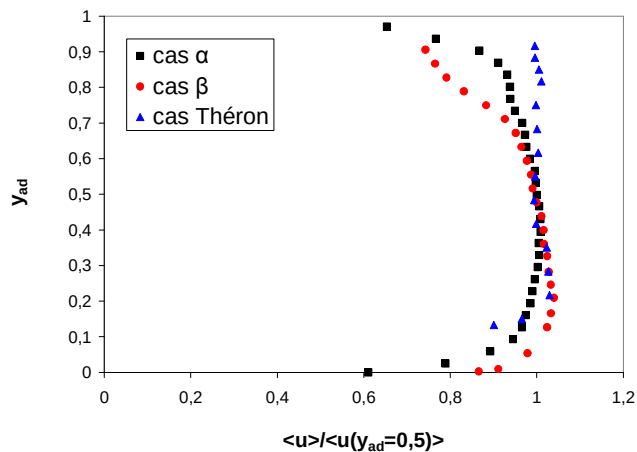


Figure II-26 – Champs moyens de vitesse dans le cas réactif dans la zone supérieur amont de l’injecteur issus des données de PIV

Afin de comparer les différents cas d’études, les profils de vitesse sont adimensionnés par la valeur de la vitesse moyenne en $y_{ad} = 0,5$; « y_{ad} » étant la variable d’espace adimensionnée telle que $y_{ad} = 0,5$ corresponde à l’axe central de l’écoulement d’air supérieur amont. Les profils transverses adimensionnés de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans les écoulements d’air amont à l’abscisse $x = 0\text{mm}$ sont présentés sur la figure II-27 dans le cas inerte et sur la figure II-28 dans le cas réactif.



**Figure II-27 – Profils transversaux
moyens adimensionnés de la
composante longitudinale de la vitesse
moyenne dans le cas inerte à l’abscisse
 $x = 0\text{mm}$**



**Figure II-28 – Profils transversaux
moyens adimensionnés de la
composante longitudinale de la vitesse
moyenne dans le cas réactif à l’abscisse
 $x = 0\text{mm}$**

Comparaison cas Théron/ cas α

La comparaison des profils de vitesse dans les cas Théron et cas α montre une forme similaire en profil plat. Néanmoins dans le cas α , le profil plat représente moins de 2/3 de la largeur des canaux amont. De plus, on ne retrouve pas la légère accélération de la vitesse moyenne observée dans le cas Théron dans la zone située près de l’injecteur, ce phénomène d’accélération ayant été imputé à un phénomène d’aspiration de l’écoulement

d’air par l’écoulement d’hydrogène (effet d’éjecteur). Il semble donc normal que le phénomène soit amoindri dans le cas α possédant une vitesse de l’écoulement d’hydrogène inférieure et une vitesse de l’écoulement d’air supérieure aux conditions de vitesse du cas Théron. De plus dans le cas α l’air a étéensemencé avec des particules de ZrO_2 d’une masse volumique de 5600 kg/m^3 alors que dans le cas Théron ce sont des particules de TiO_2 d’une masse volumique de 1500 kg/m^3 qui ont été utilisées, il se peut donc que les particules de zircone soient moins à même de suivre toute la dynamique de l’écoulement.

Comparaison cas β /cas Théron

La comparaison des profils de vitesse entre le cas β et le cas Théron montre une dégradation de l’aérodynamique de l’écoulement amont dans le cas β . Le profil transverse de vitesse est moins plat et on observe une faible accélération de vitesse de l’écoulement correspondant à la diminution de section (injecteur n°2). Néanmoins le profil de vitesse dans le cas β ne modifie pas significativement la nature de l’écoulement amont par rapport au cas Théron et au cas α (injecteur n°1).

4.2 – Caractérisation de la turbulence

Les profils transverses adimensionnés des composantes longitudinale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ et transversale $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ des vitesses fluctuantes à l’abscisse $x = 0$ sont présentés dans le cas inerte sur la figure II-29 et dans le cas réactif sur la figure II-30. Ces profils s’approchent d’un profil plat sur près de 2/3 de la hauteur des canaux d’alimentation amont, comme pour la composante longitudinale de la vitesse moyenne. On note néanmoins une dégradation du profil dans le cas β due à la géométrie de l’injecteur n°2.

En condition inerte la valeur de la vitesse fluctuante dans la direction longitudinale représente 1,1 fois celle de la vitesse fluctuante dans la direction transversale. On peut donc penser que d’un point de vue énergétique la turbulence dans le canal d’air supérieur est plutôt isotrope en condition inerte. Alors qu’en condition réactive la valeur de la vitesse fluctuante dans la direction longitudinale représente jusqu’à 1,7 fois celle de la vitesse fluctuante dans la direction transversale, au niveau de la partie plane du profil. Ce

comportement a déjà été établi par Théron [2005], qui l’a imputé à la présence d’un mouvement cohérent à grande échelle dans la direction longitudinale lié au couplage acoustique qui entraîne une relative « anisotropie » de la turbulence.

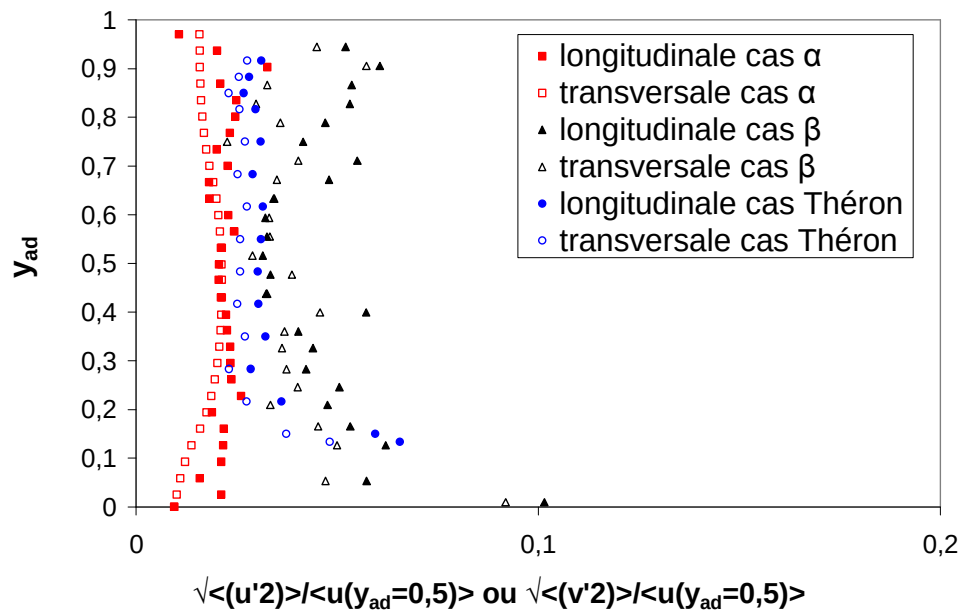


Figure II-29 – Profils transverses des composantes longitudinales et transversales des vitesses fluctuantes dans l’écoulement d’air amont supérieur dans le cas inerte à l’abscisse $x = 0 \text{ mm}$

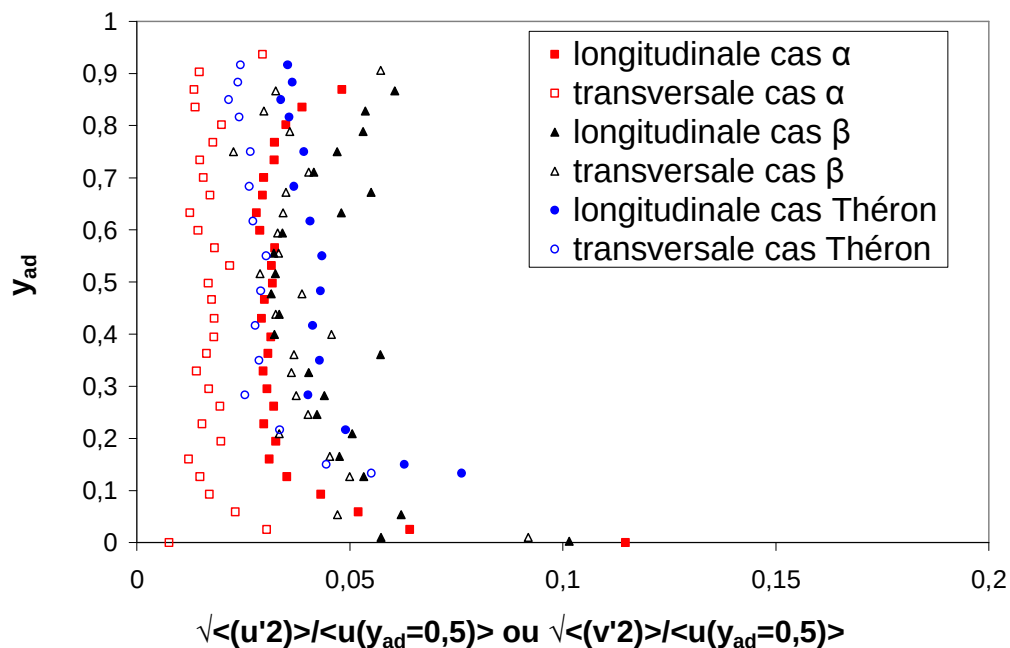


Figure II-30 – Profils transverses des composantes longitudinales et transversales des vitesses fluctuantes dans l’écoulement d’air amont supérieur dans le cas réactif à l’abscisse $x = 0 \text{ mm}$

Les fluctuations des composantes longitudinales et transversales apparaissent être plus élevées dans le cas β que dans les deux autres cas, ce qui ne semble pas surprenant vu la géométrie de l’injecteur n°2. La comparaison cas α /cas Théron met en exergue des niveaux plus élevés des fluctuations des composantes longitudinales et transversales ($\sim 47\%$ sur l’ensemble du profil) dans le cas Théron. On retrouve donc les $\sim 45\%$ de différence estimés à partir du nombre de Reynolds théorique. Les différences observées sont donc dues à l’effet calmant de la température sur la turbulence que l’on retrouve dans le nombre de Reynolds au travers du terme de viscosité.

L’énergie cinétique turbulente k a également été calculée dans les écoulements d’air amont en se basant sur l’hypothèse d’un écoulement bidimensionnel. L’énergie cinétique des fluctuations est donc donnée par la relation : $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$.

En adimensionnant la racine carrée de l’énergie cinétique des fluctuations par le module de la vitesse moyenne en chaque point, on obtient le profil transverse d’intensité turbulente I dans les écoulements d’air amont. L’intensité turbulente est donnée par la relation : $I = \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{U^2 + V^2}}$.

Il faut noter que dans le cas réactif les quantités k et I ne sont plus respectivement l’énergie cinétique de la turbulence et l’intensité turbulente mais l’énergie cinétique des fluctuations et l’intensité des fluctuations. La présence d’un mouvement cohérent dû à la combustion dans le cas réactif contraint à une anisotropie dans le sens longitudinale des fluctuations. Pour plus de renseignement on se rapportera à la thèse de Théron [2005]. Nous admettrons ici ce résultat et nous nous contenterons d’évaluer la fréquence du mouvement cohérent dans notre configuration. Les calculs des densités spectrales d’énergie ont mis en évidence un mouvement cohérent à grande échelle caractérisé par une fréquence proche de 820Hz dans le cas α et une fréquence 890Hz dans le cas β .

Les figures II-31 et II-32 présentent respectivement les profils transverses de l’intensité turbulente dans le cas inerte et les profils transverses des fluctuations de vitesse dans le cas réactif. Dans le cas inerte comme dans le cas réactif, l’écoulement d’air dans le cas β est caractérisé par une intensité des fluctuations de vitesse supérieure à celle des

deux autres cas, celle du cas Théron étant également supérieure à celle du cas α . On retiendra de façon générale que l’intensité turbulente dans le cas inerte et l’intensité des fluctuations dans le cas réactif n’excèdent pas 6%.

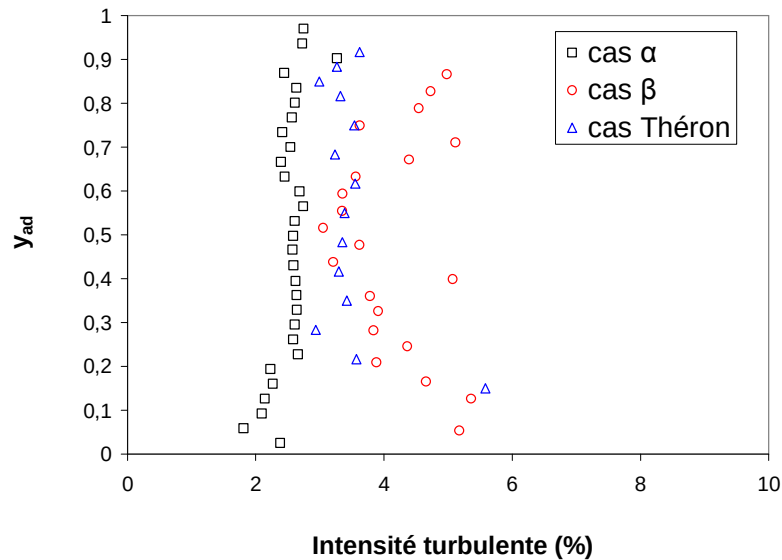


Figure II-31 – Profils transverses de l’intensité turbulente dans l’écoulement d’air amont supérieur à l’abscisse $x = 0\text{mm}$

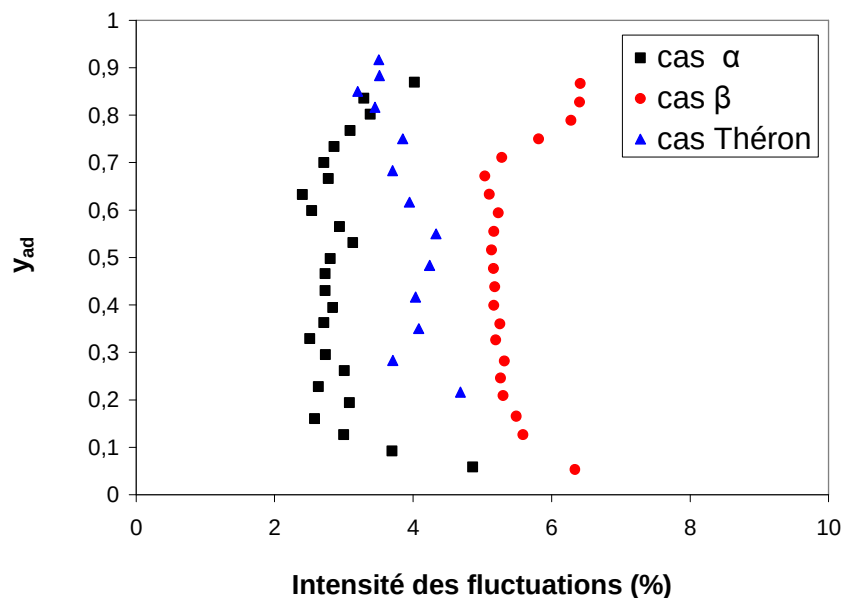


Figure II-32 – Profils transverses de l’intensité des fluctuations de vitesse dans l’écoulement d’air amont supérieur à l’abscisse $x = 0\text{mm}$

4.3 - Conclusion sur les conditions limites

La caractérisation des écoulements d’air amont dans la configuration de l’injecteur n°1 et de l’injecteur n°2 a été obtenue à partir des mesures de vitesse par imagerie de particules. Les résultats ont été comparés aux données recueillies par Théron [2005] et présentent un caractère fortement similaire. Les profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne sont caractérisés par un profil plat sur plus de 2/3 de la hauteur du canal. On note néanmoins une dégradation du profil dans le cas de l’injecteur n°2 due à sa géométrie. Les fluctuations de vitesse considérées comme isotropes en condition inerte prennent un caractère anisotrope en conditions réactives où la direction longitudinale est clairement privilégiée ($\sqrt{\langle u'^2 \rangle} \approx 2 \sqrt{\langle v'^2 \rangle}$). Afin de caractériser la turbulence le niveau d’intensité des vitesses fluctuantes a été calculé. Il est compris en condition inerte comme en condition réactive entre 2 et 6%.

5 - SYNTHÈSE

Au cours de ce chapitre, les différents diagnostics utilisés de manière permanente ou ponctuelle au cours de nos expériences, au sein de la soufflerie, ont été présentés.

Une chaîne d’acquisition, dédiée à la mesure des pressions et des températures dans le dispositif expérimental, est placée de manière permanente le long de la veine d’essais. Ces mesures permettent tout d’abord un contrôle continu des écoulements durant les expériences ; elles permettent également, via un code de calcul monodimensionnel, de remonter à l’évolution de la consommation de combustible le long de la veine d’essais.

Les champs de vitesse sont obtenus à partir du diagnostic de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). Il permet la mesure de vitesse locale dans un plan éclairé par une nappe laser. On obtient le déplacement des particules introduites dans l’écoulement par intercorrélation de doublets d’images obtenues dans un intervalle de temps très court. En supposant que les particules sont à même de suivre la dynamique de l’écoulement, on obtient alors une mesure de la vitesse locale de ce dernier.

La visualisation directe (ou encore Chimiluminescence) est une technique utilisable uniquement dans les écoulements réactifs (les signaux provenant du rayonnement thermique et/ou de l’émission spontanée des radicaux naturellement produits par la réaction de combustion). Elle permet une visualisation globale de la zone de réaction, intégrée suivant la largeur de la veine d’essais.

Enfin le principe du diagnostic de fluorescence induite par plan laser sur les radicaux OH (PLIF OH) consiste à exciter avec un plan laser des molécules naturellement présentes dans les écoulements (ici les radicaux OH) ; la désexcitation s’accompagne d’une émission lumineuse : la fluorescence. Ce diagnostic permet d’obtenir des renseignements qualitatifs de la présence de la molécule excitée au sein de la zone étudiée.

L’ensemble des diagnostics a permis la caractérisation des écoulements, notamment en termes de mélange et de combustion. Suivant les caractéristiques recherchées un traitement particulier à été appliqué aux données expérimentales.

L’ensemble des données nécessaires à la compréhension de l’étude ayant été apporté, nous allons dans le chapitre suivant mettre en avant l’influence du rapport de vitesse r et du rapport de masse volumique s sur le mélange et la combustion d’une flamme d’hydrogène/air non prémélangée dans des écoulements subsonique à haute vitesse.

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de dégager, au travers d'une étude expérimentale, l'influence de la température et de la vitesse des écoulements amont sur le mélange et la combustion d'une flamme hydrogène/air. Différentes configurations de vitesse et de température des écoulements ont été mises en œuvre et leurs caractéristiques comparées. La géométrie des écoulements est celle de l'injecteur n°1 présentée dans le chapitre II. Le dispositif expérimental ayant été mis en place lors d'une précédente étude réalisée par Théron [2005], il existe des données expérimentales dans une configuration de base qui vont être comparées à la présente étude. Les caractéristiques de cette première configuration ont été présentées lors de l'étude concernant les conditions limites (cf. chapitre II) et sont rappelées dans le tableau III-1. Cette configuration sera repérée comme le cas Théron. Pour la présente étude un cas nominal a été défini. Les conditions de vitesse et de température des écoulements sont celles rencontrées dans les chambres de combustion des statoréacteurs à une vitesse de vol de l'ordre de Mach 2. La température de l'écoulement d'air amont est alors de 450K (contre 320K dans le cas Théron) et sa vitesse de 90 m/s (70 m/s dans le cas Théron). L'étude bibliographique ayant démontrée l'existence d'une influence simultanée de la température et de la vitesse des écoulements sur le mélange, les investigations sur l'influence du ratio de vitesse r et du ratio de masse volumique s ont été dissociées. Trois autres cas d'étude ont ainsi été choisis : deux cas pour lesquels la vitesse d'entrée de l'hydrogène varie par rapport au cas nominal afin de modifier le rapport de vitesse r tout en conservant s constant. Et un cas dans lequel seule la température de l'écoulement d'air amont diffère par rapport au cas Théron, qui constitue donc le seul cas à une température plus basse que celle du cas nominal.

Dans un premier temps, l'influence de la température de l'écoulement d'air sur le mélange et la combustion, entraînant une variation du ratio de masse volumique s est étudiée. Puis l'influence du ratio de vitesse r sur le mélange et la combustion est mise en exergue. Enfin l'étude de la longueur de combustion a permis d'identifier l'influence du confinement. Une dernière partie est consacrée à la synthèse de l'ensemble des résultats.

1 – Influence du rapport de densité s

Dans cette partie, l'influence du rapport de densité s sur le comportement du jet et donc sur le mélange et la combustion d'une flamme hydrogène/air non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse est étudiée. La variation du rapport de densité est obtenue par la variation de la température initiale des écoulements d'air amont. Deux configurations expérimentales sont alors retenues pour cette étude. Les données recueillies par Théron [2005] vont être confrontées à une configuration que l'on décide de nommer le cas 1. Les caractéristiques aérothermodynamiques recherchées des écoulements dans les deux configurations sont répertoriées dans le tableau III-1. La vitesse des écoulements d'air amont ainsi que le ratio de vitesse r ont été conservés dans les deux configurations afin de s'affranchir d'une éventuelle influence de ces paramètres sur le développement du jet. Seule la température initiale de l'écoulement d'air amont et donc le débit ont été modifiés, passant de 320K dans le cas Théron à 450K dans le cas 1. Les deux ratios de densité ainsi obtenus sont de $\sim 14,1$ dans le cas Théron et $\sim 9,4$ dans le cas 1 ; soit une réduction de $\sim 33\%$ du ratio de masse volumique. Les différentes valeurs expérimentales exactes des caractéristiques des écoulements en amont de la section d'entrée dans les cas inerte et réactif sont répertoriées en annexe 4. Le maintien exact en température des écoulements d'air amont et d'hydrogène étant difficile à obtenir, les valeurs expérimentales exactes du ratio de masse volumique diffèrent légèrement suivant les essais.

Afin d'étudier l'impact de la variation de densité sur le mélange et la combustion, des mesures de PIV et de PLIF-OH ont été réalisées. Les mesures de PIV vont permettre de déterminer le taux d'évasement du jet et la décroissance de l'excédent de vitesse sur l'axe du jet ; tandis que les données de PLIF-OH vont permettre de déterminer la position du contour stœchiométrique et l'évolution de l'épaisseur de la zone de fluorescence du radical OH. A l'aide des données de PIV, nous allons traduire le pouvoir de mélange aérodynamique des écoulements (lié au cisaillement et à la turbulence initiale) et à l'aide des données de PLIF OH traduire le pouvoir de mélange par migration des espèces (lié à la diffusion turbulente et à la diffusion moléculaire). Enfin, l'efficacité de la combustion

sera évaluée à l'aide des relevés de pression pariétale et du code de calcul monodimensionnel présenté au chapitre II.

	Cas Théron		Cas 1	
	hydrogène	Air	hydrogène	air
Pression statique	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar
Température totale	300 K	320 K	300 K	450 K
Masse volumique	0,120 kg/m ³	1,696 kg/m³	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m³
Débit	2,69 g/s	249,3 g/s	2,69 g/s	165,7 g/s
Vitesse	350 m/s	70 m/s	350 m/s	70 m/s
Mach	0,28	0,2	0,28	0,17
Pression totale	1,585 bar	1,542 bar	1,585 bar	1,56 bar
Nombre de Reynolds	10155	7546	10155	4458
Richesse globale	0,4		0,55	
Rapport de vitesses air/H₂	0,2		0,2	
Rapport de masses volumiques air / H₂	14,1		9,4	

**Tableau III-1 – Valeurs recherchées des caractéristiques des écoulements
dans la section d'entrée**

1.1 – Effet de la température sur le mélange en condition inerte

Avant d'analyser et d'interpréter les données expérimentales, nous allons procéder à une analyse théorique de l'influence de la température des écoulements d'air amont sur le mélange local. Dans les flammes turbulentes non prémélangées, le mélange moléculaire (transfert de masse) joue un rôle très important. Il est donc intéressant de déterminer quel va être l'impact de l'augmentation de la température initiale des écoulements d'air amont sur la diffusion moléculaire des espèces dans notre configuration.

Evolution du coefficient de diffusion moléculaire en fonction de la température

Dans le cas d'un mélange binaire, le coefficient de diffusion peut être approché par l'expression proposée par Hirschfelder & Curtis [1965], cette expression ne prend pas en

compte le gradient de température entre l'air et le combustible mais reste néanmoins une bonne approximation vu le faible écart de température :

$$[D_{12}] = 0,002628 \frac{\sqrt{T^3 (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) / (2\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2)}}{p \sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{(1,1)*}(T_{12}^*)} \quad (1)$$

Avec D_{12} : coefficient de diffusion (cm²/s)

T_{12}^* : kT/ε_{12} (potentiel de Lennard-Jones)

p : pression atmosphérique

$\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2$ = masse molaire (kg/mol)

$\sigma_{12}, \varepsilon_{12}$ = paramètres caractéristiques de l'interaction entre 1 et 2 de l'énergie potentielle moléculaire

A une température de 320 K le coefficient de diffusion vaut $D_{\text{H}_2/\text{air}}(320\text{K}) = 3,2763 \text{ cm}^2/\text{s}$ contre $D_{\text{H}_2/\text{air}}(450\text{K}) = 4,1216 \text{ cm}^2/\text{s}$ à une température de 450 K. On note donc une augmentation de $\sim 26\%$ du coefficient de diffusion pour une augmentation de $\sim 41\%$ de la température de l'écoulement d'air. On peut donc penser que l'augmentation de la température de l'air va dans le sens d'une augmentation du transfert de masse local par diffusion moléculaire. Il en ressort dans le cadre d'une combustion turbulente non prémélangée que l'efficacité du mélange local augmente avec la température.

Evolution du coefficient de thermo-diffusion en fonction de la température

Le coefficient de thermo-diffusion k_T a également été approximé à partir d'une expression établie pour les mélanges binaires par Hirschfelder & Curtis [1965], de même que pour l'équation (1), l'expression (2) ne tient pas compte du gradient de température entre l'air et le combustible:

$$k_T = \frac{x_1 x_2}{6[\lambda_{12}]_1} \frac{S^{(1)} x_1 - S^{(2)} x_2}{X_\lambda + Y_\lambda} (6C_{12}^* - 5) \quad (2)$$

$$S^{(1)} = \frac{M_1 + M_2}{2M_2} \frac{[\lambda_{12}]_1}{[\lambda_1]_1} - \frac{15}{4A_{12}^*} \left(\frac{M_2 - M_1}{2M_1} \right) - 1$$

$$S^{(2)} = \frac{M_2 + M_1}{2M_1} \frac{[\lambda_{12}]_1}{[\lambda_2]_1} - \frac{15}{4A_{12}^*} \left(\frac{M_1 - M_2}{2M_2} \right) - 1$$

Avec x_1, x_2 : fraction molaire

M_1, M_2 : masse molaire (kg/mol)

$[\lambda_1]_1, [\lambda_2]_1$: conductivité thermique

$[\lambda_{12}]_1, A_{12}^*, C_{12}^*, X_\lambda, Y_\lambda$: quantités définies par des expressions présentées en annexe 4

A une température de 320 K le coefficient de thermo-diffusion est estimé à -0,0536 contre un $k_T = -0,0681$ à 450 K. La valeur absolue du coefficient de thermo-diffusion dans le cas 1 $|k_{T(450K)}|$ est supérieur de $\sim 27\%$ par rapport à celle du cas Théron $|k_{T(320K)}|$. Donc la diffusion des espèces due à l'effet Soret est améliorée par l'augmentation de la température des écoulements d'air amont. De plus, la valeur négative du coefficient de thermo-diffusion indique que les molécules d'hydrogène vont se déplacer vers les zones les plus chaudes de l'écoulement. Dans notre configuration c'est l'écoulement d'air qui est le plus chaud, donc toujours d'après le coefficient de thermo-diffusion l'augmentation de la température initiale des écoulements d'air amont est favorable au déplacement des molécules d'hydrogène vers l'écoulement d'air extérieur. Comme on pouvait s'y attendre, l'augmentation de la température d'arrêt isentropique de l'écoulement d'air amont est favorable à la diffusion des espèces, donc au mélange et à la combustion.

Remarque : les détails des calculs des coefficients de diffusion et de thermo-diffusion sont présents en annexe 4.

1.2 – Résultats expérimentaux

1.2.1 – Caractérisation du mélange

1.2.1.1 – Profils de vitesse

Les mesures ont été effectuées dans le plan azimuthal $z = 17,5$ mm, elles nous renseignent sur les valeurs moyennes et fluctuantes de la vitesse. Les mesures de vitesse dans le cas Théron effectuées dans une étude précédente ont été obtenues par LDV à l'abscisse $x = 150$ mm. Les mesures de vitesse dans le cas 1 ont été obtenues par PIV entre l'abscisse $115 < x < 170$ mm. En raison de l'absence d'ensemencement en particules du jet d'hydrogène, la mesure des vitesses dans le jet et dans l'écoulement extérieur par PIV n'est possible que pour des positions longitudinales situées suffisamment en aval de la section d'entrée, les positions des zones de visualisation sont rappelées sur la figure III-1.

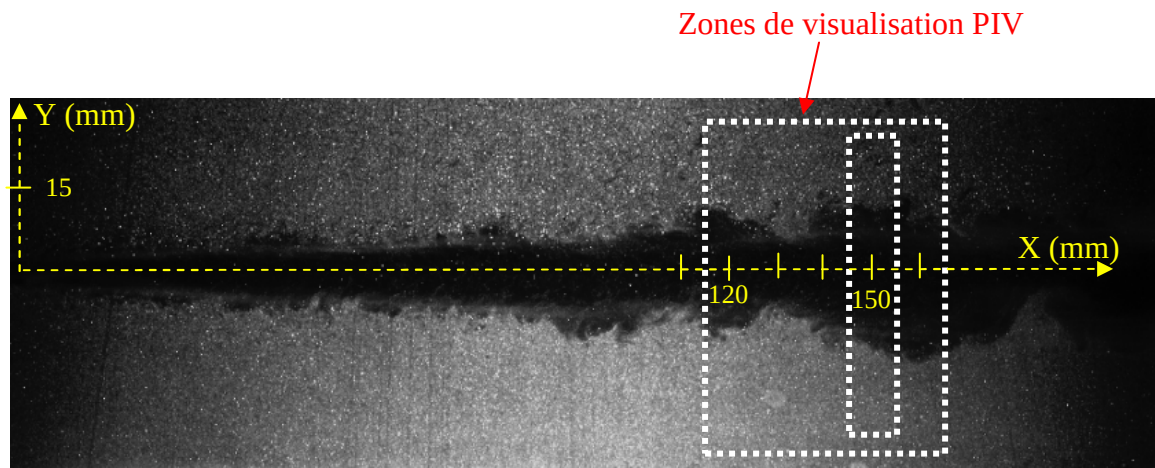


Figure III-1 – Positions des champs d'étude par PIV

L'auto-similitude des profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne a été vérifiée entre les abscisses $140 < x < 160$ mm (fig. III-2), confirmant que le jet à une distance de 75 hauteurs d'injecteur est bien pleinement développé.

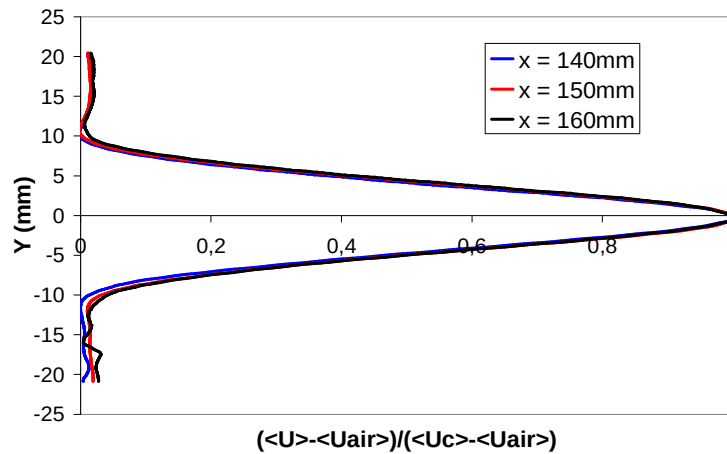


Figure III-2 - Profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne adimensionnée, obtenus par PIV entre les abscisses 140<x<160 mm, dans le cas 1 réactif

La figure III-3 présente les profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne à l'abscisse $x = 150$ mm en aval de la section d'entrée, obtenus par LDV dans le cas Théron et par PIV dans le cas 1, en conditions inerte et réactive.

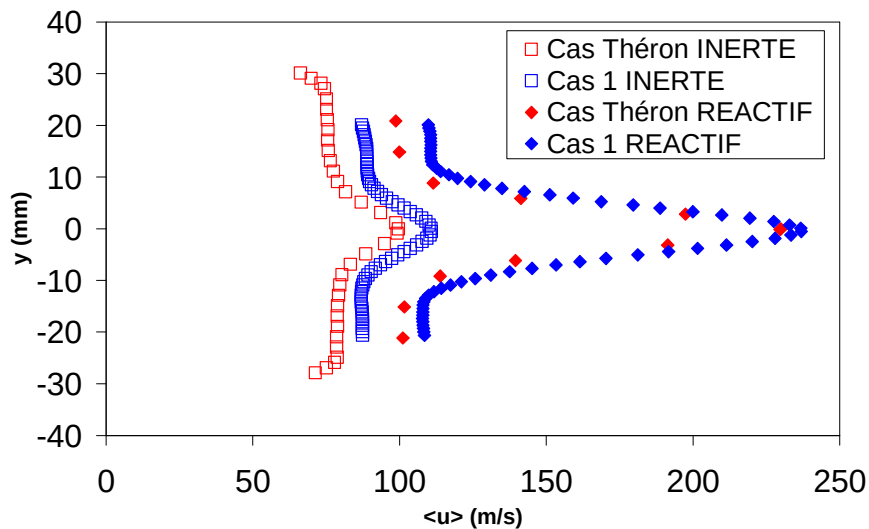


Figure III-3 - Profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne à l'abscisse $x = 150$ mm, en inerte et en réactif, obtenus par LDV dans le cas Théron et par PIV dans le cas 1

La comparaison inerte/réactif des profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne à l'abscisse $x = 150$ mm montre une augmentation de la vitesse moyenne dans le cas réactif par rapport au cas inerte. Cette augmentation de la vitesse moyenne, déjà observée par Théron [2005], est due à un gradient de pression

longitudinal favorable beaucoup plus important dans le cas réactif que dans le cas inerte, induit par la présence du dégagement de chaleur en milieu confiné.

La comparaison des profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne à l'abscisse $x = 150$ mm entre le cas 1 et le cas Théron, montre que les vitesses sont plus élevées en moyenne de $\sim 10\%$ sur le profil dans le cas 1. En aucun cas cette différence de vitesse ne peut être attribuée à une variation de la masse volumique de l'air induit par la variation de la température d'arrêt isentropique dans les écoulements d'air amont ; étant donné que le débit d'air dans la section d'entrée est modifié afin de conserver une vitesse initiale de l'écoulement constante dans les deux cas d'étude. Les différences observées sont à attribuer en partie à la reproductibilité des réglages des débits des écoulements introduits dans la veine. D'autre part la quantité de mouvement de l'écoulement d'air dans le cas 1 ($\rho U = 78 \text{ kg.m.s}^{-1}$) est plus faible que dans le cas Théron ($\rho U = 118 \text{ kg.m.s}^{-1}$), donc l'« effet d'éjecteur » du jet d'hydrogène dans le cas 1 est plus prononcé.

1.2.1.2 – Décroissance du ratio d'excédent de vitesse

Les différentes valeurs de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans l'écoulement extérieur supérieur et sur l'axe du jet, ainsi que la valeur du ratio d'excédant de vitesse sur l'axe du jet $r.e.v = (U_{jet} - U_{air})/U_{air}$ sont répertoriées dans le tableau III-2, elles sont données à la section d'entrée et à l'abscisse $x = 150$ mm dans le cas inerte et réactif.

	X = 0			X =150 mm		
	Axe du jet	Coflow	r.e.v	Axe du jet	Coflow	r.e.v
INERTE						
Cas Théron s = 12,91	345,9 m/s	73,2 m/s	3,72	100 m/s	76 m/s	0,31
Cas 1 s = 9,43	351,5 m/s	72,3 m/s	3,86	110 m/s	88 m/s	0,25
REACTIF						
Cas Théron s = 13,4	364 m/s	72,6 m/s	4,02	230 m/s	100 m/s	1,3
Cas 1 s = 9,7	369,9 m/s	70,2 m/s	4,27	236 m/s	110 m/s	1,15

Tableau III-2 – Valeurs de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans l'écoulement extérieur supérieur et sur l'axe du jet dans la section d'entrée et à l'abscisse $x=150$ mm dans les cas inerte et réactif

Remarque : les différences de vitesse des écoulements d'air amont observées sont liées à la précision des réglages des débits.

Il apparaît des mesures de vitesse de l'écoulement extérieur, l'existence d'une accélération des écoulements extérieurs entre la section d'entrée et l'abscisse $x = 150$ mm. L'accélération de la vitesse de l'écoulement extérieur est plus élevée dans le cas réactif que dans le cas inerte. On observe pour le cas 1 en condition inerte une accélération de $\sim 22,7\%$ contre $\sim 57\%$ dans le cas réactif. Cette accélération plus importante dans le cas réactif est due en partie au gradient de pression longitudinal induit par la combustion.

Les valeurs du ratio d'excédant de vitesse sur l'axe dans la section d'entrée montre que le jet se comporte comme un jet « fortement advecté ». Ce qui implique que l'écoulement extérieur va jouer un rôle important sur le développement du jet.

A partir de l'étude du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe deux informations peuvent être obtenues : la valeur absolue du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe du jet à une certaine abscisse et sa décroissance longitudinale. L'analyse de la valeur absolue du ratio d'excédent de vitesse à une certaine abscisse nous renseigne sur le potentiel de mélange restant lié au cisaillement. Ainsi une valeur élevée du ratio d'excédent de vitesse à une certaine abscisse traduit une possibilité de mélange restante élevée. Néanmoins, il ne permet pas à lui seul de traduire le mélange aérodynamique des écoulements étant donné qu'il ne prend pas en compte le potentiel initial de mélange introduit dans la chambre via le cisaillement initial. Afin de traduire le mélange nous devons donc exprimer la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe. La notion de mélange dépend donc de l'information que l'on souhaite obtenir. Dans ce paragraphe, nous traduirons l'efficacité du mélange à partir de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe entre la section d'entrée et l'abscisse $x = 150$ mm.

Remarque : étant donné que dans nos deux cas d'étude la quantité de vitesse initiale est peu différente, les deux informations obtenues à partir du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe traduisent la même information dans notre cas.

La comparaison inerte/réactif des valeurs absolues de l'excédent de vitesse sur l'axe à l'abscisse $x = 150$ mm montre que dans les deux cas d'étude le profil de vitesse se rapproche plus du profil plat dans le cas inerte que dans le cas réactif. Ce qui permet de confirmer les premiers résultats sur l'étude du mélange qui avaient révélé un mélange moins efficace en réactif qu'en inerte induit par la présence de la combustion (Théron [2005]).

L'analyse de la valeur absolue du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe du jet en condition inerte à l'abscisse $x = 150$ mm montre que le potentiel de mélange est plus élevé dans le cas Théron ($r.e.v = 0,31$) que dans le cas 1 ($r.e.v = 0,25$). L'étude de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe confirme que le mélange est légèrement meilleur dans le cas 1. A l'abscisse $x = 150$ mm il reste encore $\sim 6,5\%$ du potentiel initial de mélange contre $\sim 8\%$ dans le cas Théron. De même en condition réactive la valeur absolue du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe à l'abscisse $x = 150$ mm montre que le potentiel de mélange est plus élevé dans le cas Théron ($r.e.v = 1,3$) que dans le cas 1 ($r.e.v = 1,15$). L'analyse de la décroissance du ratio de vitesse sur l'axe confirme que le mélange est meilleur dans le cas 1 où il reste encore $\sim 27\%$ du potentiel de mélange initial contre $\sim 32\%$ dans le cas Théron. Cette légère augmentation de l'efficacité du mélange peut être imputée à la diminution de la quantité de mouvement du coflow d'air dans le cas 1 induit par la diminution de la densité des gaz.

On retiendra donc que l'investigation des données de vitesse n'indique pas de variation significative de l'efficacité du mélange aérodynamique sous l'influence d'une variation du ratio de masse volumique, mais va dans le sens d'une légère amélioration de l'efficacité du mélange aérodynamique avec la diminution du ratio de densité.

1.2.1.3 – Evasement du jet

L'évasement du jet d'hydrogène, en terme d'épaisseur adimensionnée $y_{1/2}$, a été calculé dans la zone $60 < x/h < 80$ là où l'auto-similitude pour la composante longitudinale de la vitesse moyenne a été démontré. Le régime du jet ayant été estimé à partir du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe comme analogue à celui d'un jet « faible » dans les deux

cas d'étude (cf. tableau III-2), l'évasement du jet d'hydrogène dans la zone étudiée a été évalué par une loi en $x^{1/3}$, de la forme : $\frac{y_{1/2}}{h} = \alpha \left(\frac{x}{h} - \frac{x_0}{h} \right)^{1/3}$. Les valeurs de α et de x_0 sont répertoriées dans le tableau 3. On retrouve également dans le tableau III-3 la valeur de l'épaisseur du jet à l'abscisse $x = 150$ mm ainsi que la valeur du taux d'évasement à cette même abscisse.

	α (x = 150 mm)		$\frac{x_0}{h}$ (x = 150 mm)		Epaisseur du jet (x = 150 mm)		$\frac{\partial y_{1/2}}{\partial x}$ (x = 150 mm)	
	Inerte	Réactif	Inerte	Réactif	Inerte	Réactif	Inerte	Réactif
Cas Théron	0,62	-	30	-	9,6 mm	9,2 mm	0,023	-
Cas 1	1,19	1,56	75,52	76,95	9,81 mm	9,6 mm	0,035	0,047

Tableau III-3 – résultats concernant l'évasement du jet

Remarque : les mesures de vitesse par PIV dans le cas Théron en condition réactive se sont révélées inexploitable (embuement des hublots). C'est pourquoi la loi de développement du jet en condition réactive dans ce cas n'a pu être établie. Néanmoins la valeur de la demi-épaisseur du jet a pu être évaluée à partir des profils de vitesse obtenus par LDV à l'abscisse $x = 150$ mm.

Les valeurs de l'épaisseur du jet à l'abscisse $x = 150$ mm indiquent qu'en condition inerte les jets ont quasiment le même épanouissement, la demi-épaisseur du jet vaut 9,6 mm dans le cas Théron contre 9,81 mm dans le cas 1 soit moins de 2% de différence. Néanmoins la valeur de l'épaisseur du jet à l'abscisse $x = 150$ mm va dans le sens d'une amélioration de l'évasement du jet donc du mélange aérodynamique lorsque le ratio de masse volumique diminue. L'augmentation de la température de l'écoulement d'air a donc eu un effet positif sur le mélange aérodynamique comme l'avait déjà montré l'étude du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe. Ce qui semble tout à fait cohérent, étant donné que la masse volumique de l'air a diminué de $\sim 30\%$, l'entraînement de l'écoulement d'air dans l'écoulement d'hydrogène est facilité.

Il est intéressant de noter que même si la valeur absolue du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe déterminée au paragraphe 1.2.1.2 indique que dans le cas 1 en condition inerte à l'abscisse $x = 150$ mm, la capacité de mélange restante du jet est plus faible que dans le cas Théron ; la valeur du taux d'évasement à l'abscisse $x = 150$ mm dans le cas 1 de 0,035 contre 0,023 dans le cas Théron montre que le jet va continuer à s'évaser plus rapidement dans le cas 1 par rapport au cas Théron. Ce qui confirme que le mélange est légèrement meilleur dans le cas 1.

1.2.1.4 – Epaisseur de la zone de fluorescence OH

Dans notre configuration non prémélangée, le signal de fluorescence apparaît sous la forme d'un filament (fig. III-4), ce qui nous permet de penser que le signal provient essentiellement de radicaux présents dans la zone de réaction. Sous cette hypothèse, le signal de fluorescence paraît être un bon indicateur de la structure de la zone de réaction et permet une description qualitative. L'épaisseur de la zone fluorescence va également nous permettre de qualifier le mélange dû à la diffusion moléculaire (migration des espèces par agitation thermique) et à la diffusion turbulente (échelles caractéristiques de la turbulence).

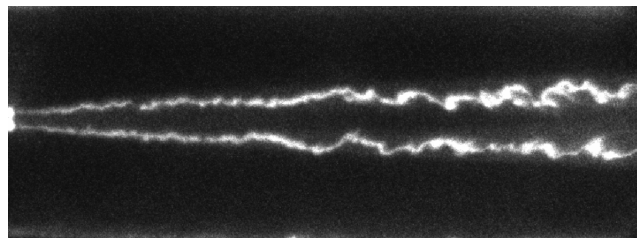


Figure III-4 - Visualisation du champ instantané de fluorescence du radical OH obtenue par PLIF-OH dans le plan longitudinale $z = 17,5$ mm pour le cas 1 – Durée d'intensification : 100 ns

Remarque : en annexe 5 sont présentés des champs instantanés de fluorescence OH

A partir des champs de fluorescence du radical OH plusieurs informations peuvent être obtenues (figure III-5) : la position de la ligne stœchiométrique (correspondant à la position du signal maximal à chaque abscisse, cf. chapitre II), l'épaisseur du signal de fluorescence (issue des champs instantanés de fluorescence, cf. chapitre II) et l'épaisseur visuelle des fluctuations (issue du champ moyen de fluorescence, cf. chapitre II)

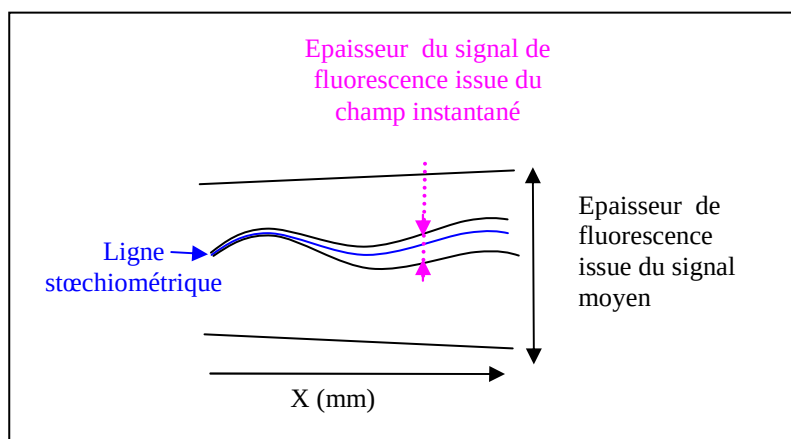


Figure II-5 – Illustration de l'information obtenue par l'épaisseur de la zone de fluorescence issue des champs instantanés et du champ moyen

L'évolution longitudinale de la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence du radical OH, présentée sur la figure III-6, indique que dans le cas 1 la zone de fluorescence apparaît plus mince ($\sim 16\%$ en moyenne) que dans le cas Théron. Ces résultats corroborent l'analyse effectuée dans le paragraphe 1.1, qui prédisait une augmentation de la diffusion des espèces. On observe donc au niveau de la zone de réaction l'influence de l'augmentation de la diffusion moléculaire prédite par l'augmentation de la température de l'écoulement d'air amont.

On note néanmoins que le taux d'évasement δ' basé sur la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence du radical OH reste constant dans les deux configurations, on relève un $\delta'_{\text{zone de fluo OH}} = 0,0067$ dans le cas Théron contre un $\delta'_{\text{zone de fluo OH}} = 0,007$ dans le cas 1. L'augmentation de la diffusion moléculaire liée à la variation de densité ne semble donc pas avoir d'influence sur l'évolution spatiale de la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence du radical OH. Dans les deux cas d'étude, la moyenne des épaisseurs de fluorescence du radical OH tend vers une valeur proche ~ 2 mm. Cette épaisseur de la zone de fluorescence correspond aux échelles intégrales spatiales caractéristiques de l'écoulement imposées par la présence du nid d'abeille ($\sim 1,5$ mm de diamètre) et la hauteur de la fente d'injection du combustible (2 mm). Une étude plus approfondie de la caractérisation des échelles intégrales spatiales de l'écoulement sera présentée dans le paragraphe 2.1.1.5, nous nous contenterons ici d'admettre ce résultat. Il semble donc que ces structures turbulentes soient à même de pénétrer la zone de réaction et d'imposer son

épaisseur. Il apparaît alors que la flamme étudiée se trouve dans un domaine de la combustion plus proche du comportement d'une « flamme épaissie » que celui d'une « flamme mince ». En conclusion, l'évolution de l'épaisseur de la zone de fluorescence semble être pilotée par la diffusion turbulente, mais le mélange local reste influencé par la diffusion moléculaire.

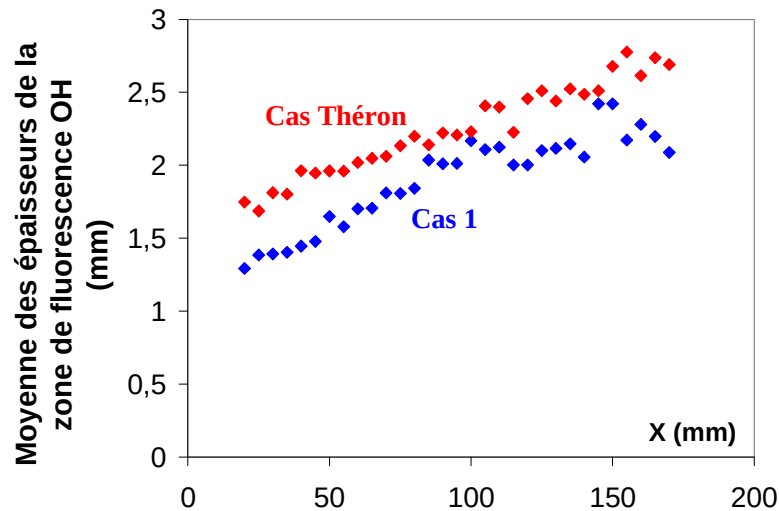


Figure III-6 – Evolution spatiale de la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence du radical OH obtenue à partir des champs instantanés de PLIF-OH

L'étude de l'épaisseur visuelle des fluctuations, nous renseigne sur les fluctuations spatiales de la position de la zone de fluorescence. Ces fluctuations spatiales, favorisant le mélange et la combustion, peuvent servir d'indicateur qualitatif mais très peu quantitatif. L'évolution longitudinale de l'épaisseur des fluctuations est présentée sur la figure III-7. On observe dans le cas 1 que la flamme est contrainte à des fluctuations spatiales plus importantes. Ces fluctuations spatiales sont dues en partie aux instabilités de combustion résultant d'un couplage entre le processus de combustion et la dynamique des écoulements et à la tridimensionnalisation de l'écoulement. Les fluctuations spatiales plus importantes dans le cas 1 par rapport au cas Théron favorisent le mélange et la combustion. Elles peuvent être imputées en partie à la densité de l'air plus faible dans le cas 1 qui facilite la tridimensionnalisation des écoulements.

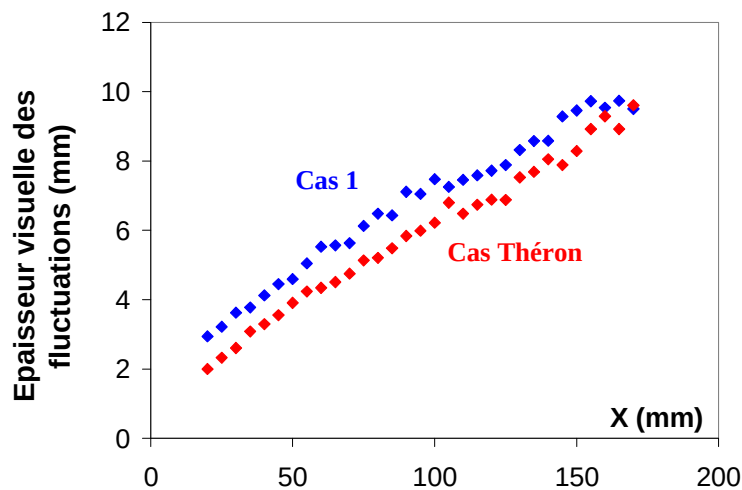


Figure III-7 – Evolution spatiale de l'épaisseur visuelle des fluctuations obtenue à partir du champ moyen de fluorescence OH (200 images)

1.2.1.5 – Position du contour stœchiométrique

La position moyenne des lignes stœchiométriques va permettre de qualifier le mélange dû au couplage du mélange aérodynamique et de la diffusion. Nous rappelons que les positions du contour stœchiométrique étant issues des données de fluorescence induite sur les radicaux OH, elles ne peuvent être obtenues qu'en condition réactive. La comparaison de la position moyenne du contour stœchiométrique dans le cas Théron et dans le cas 1 (fig. III-8) montre que, mise à part une légère dissymétrie existante entre les écoulements supérieur et inférieur, les positions moyennes du contour stœchiométrique sont quasi-identiques dans les deux configurations (<15% de différence pour les positions les plus éloignés).

L'amélioration de la diffusion moléculaire suite à la variation du ratio de densité sous l'effet de la température n'a donc pas eu d'effet sur la position de la ligne stœchiométrique et permet de mettre en exergue un processus d'entraînement principalement piloté par le mélange aérodynamique et la diffusion turbulente.

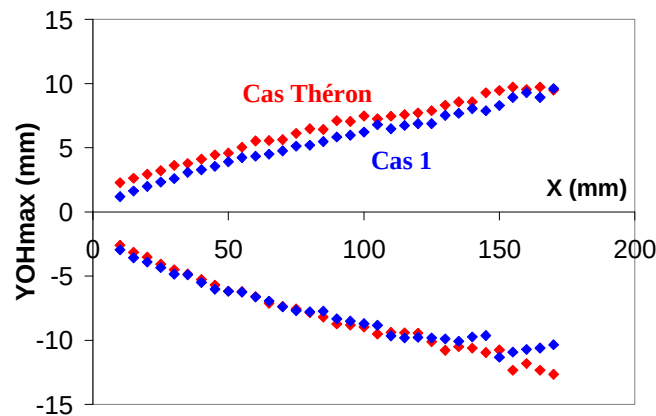


Figure III-8 – Position moyenne de la ligne stœchiométrique dans le cas de référence et dans le cas 1 – obtenue à partir des champs instantanées de fluorescence OH

1.2.2 – Caractérisation de la combustion

1.2.2.1 – Taux de combustible brûlé

L'évolution spatiale du taux de combustible brûlé est calculée à l'aide des mesures de pressions pariétales le long de la veine d'essais et du code de calcul monodimensionnel (cf. chapitre II). La figure III-9 compare l'évolution longitudinale du taux de combustible brûlé dans le cas Théron et le cas 1.

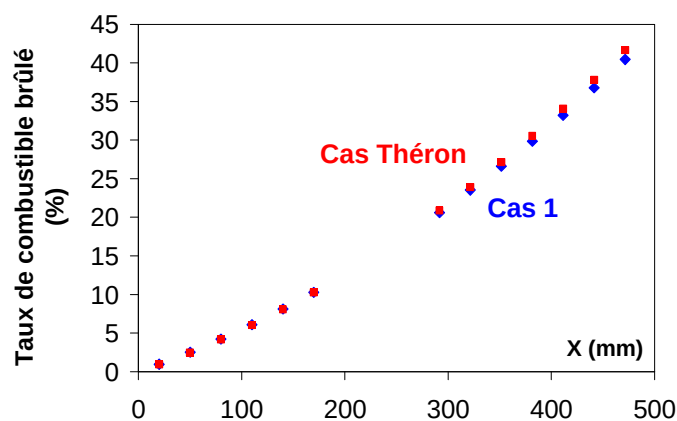


Figure III-9 – Evolution spatiale du taux de combustible brûlé

L'évolution longitudinale du taux de combustible brûlé ne présente pas de différence significative entre les deux cas d'étude. Il apparaît donc que la variation de

~ 38% du ratio de masse volumique s n'ait eu qu'une légère influence sur le taux de combustible brûlé.

De manière générale, le taux de combustible brûlé ne rend pas compte de la quantité de chaleur absolue produite dans la chambre de combustion, mais d'une valeur relative à l'énergie chimique introduite. C'est pourquoi nous introduisons une grandeur plus représentative de l' « efficacité » de la combustion : la quantité de chaleur dégagée.

1.2.2.2 – Quantité de chaleur dégagée

Pour déterminer la quantité de chaleur dégagée par la réaction de combustion dans la chambre nous devons tout d'abord déterminer la quantité de combustible brûlé spatialement. Elle est obtenue en multipliant le taux de combustible brûlé par le débit massique de combustible introduit initialement dans la chambre. Puis il suffit de multiplier cette valeur par le pouvoir calorifique inférieur massique du combustible (120 MJ/kg pour l'hydrogène) pour obtenir la quantité de chaleur dégagée. Le débit massique de combustible étant identique dans les deux cas (2,69 g/s), la quantité de chaleur dégagée dans les deux cas est du même ordre de grandeur. On n'observe donc pas de variation significative de l'efficacité de la combustion lorsque le ratio de masse volumique diminue de ~ 38%. Ce résultat ne semble pas surprenant étant donné que la quantité d'hydrogène introduite est la même dans les deux cas, seule la quantité d'air diminue entraînant une augmentation de la richesse globale. Cette constatation ne sera plus valable lorsque les débits d'hydrogène sont différents.

1.2.2.3 – Longueur de combustion

La longueur de combustion a été évaluée à ~ 825 mm dans le cas Théron contre ~ 850 mm dans le cas 1. Même si la différence de longueur de combustion n'est pas très élevée (~ 3%), on note une légère augmentation de la longueur de combustion dans le cas 1. Cette différence de longueur de combustion ne peut pas être imputée au débit massique de combustible qui est identique dans les deux cas. Nous avons remarqué dans le paragraphe 1.2.1.2 que l'accélération du coflow était plus importante dans le cas 1.

Etant donné que le jet a clairement été identifié comme un jet de type « fortement advecté », nous pouvons supposer qu'une accélération plus grande du coflow conduit à des effets convectifs plus importants. On observe donc une longueur de combustion légèrement plus grande dans le cas 1.

1.3 – Conclusion

L'étude de la variation du ratio de masse volumique s sur le mélange et la combustion a été menée à partir de la comparaison de deux configurations de jet pour lesquelles seule la température initiale de l'écoulement d'air amont a été modifiée de $\sim 40\%$. Suite à l'analyse du mélange aérodynamique, nous avons pu montrer que la variation du ratio de masse volumique induit par la variation de la température initiale de l'écoulement d'air amont n'influe que légèrement sur le mélange, mais allait dans le sens d'une amélioration du mélange aérodynamique. L'étude de la combustion a révélé que la variation du ratio de masse volumique n'a pas d'influence significative sur l'efficacité de la combustion. Il apparaît donc que ce soit principalement la turbulence qui pilote le mélange et donc la combustion, même si l'effet de la température sur la diffusion moléculaire a été mis en évidence sur la moyenne des épaisseurs instantanées de la zone de fluorescence.

2 – Influence du rapport de vitesse r

Dans cette partie nous nous proposons de dégager l'influence du ratio de vitesse r sur le mélange et la combustion d'une flamme hydrogène/air non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse. Pour le faire, une étude paramétrique sur la vitesse d'entrée de l'écoulement d'hydrogène a été réalisée. Il a été décidé de conserver pour chaque cas d'étude les caractéristiques de l'écoulement d'air amont du cas nominal ($T_{\text{air}} = 450\text{K}$ et $V_{\text{air}} = 90\text{m/s}$). Compte tenu de la température d'injection de l'hydrogène ($\sim 300\text{K}$), le ratio de masse volumique est fixé autour de $s = 10$. Le débit d'hydrogène est modifié afin d'obtenir une gamme de rapports de vitesse compris entre $0,2 < r < 0,32$; soit une variation maximale du rapport de vitesse r de $\sim 62\%$. Trois cas d'étude ont été retenus $r = [0,2 ; 0,26 ; 0,32]$. Le cas 1 pour lequel $r = 0,26$ correspond au cas dit nominal, défini au début de l'étude. Les cas pour lesquels la valeur de r est inférieure et supérieure au cas nominal ont été répertoriés respectivement sous les cas 2 et cas 3. La comparaison du développement du jet et de la combustion dans ces trois cas d'étude va permettre la mise en exergue de l'influence du ratio de vitesse r . Les caractéristiques recherchées des écoulements sont présentées dans le tableau III-4. Les valeurs expérimentales exactes correspondantes aux campagnes de mesure sont regroupées en annexe 4.

De la même façon que pour l'étude de l'influence du ratio de densité s sur le mélange et la combustion, des mesures de P.I.V et de PLIF-OH ont été réalisées. Les mesures de P.I.V vont permettre de déterminer le taux d'évasement du jet et la décroissance de l'excédent de vitesse sur l'axe du jet ; tandis que les données de PLIF-OH vont permettre de déterminer la position du contour stœchiométrique et l'évolution de l'épaisseur de la zone de fluorescence du radical OH. L'efficacité de la combustion sera évaluée à l'aide des relevés de pression pariétale et du code de calcul monodimensionnel présenté au chapitre II.

Chapitre III : Influence de la température et de la vitesse des écoulements sur le mélange 100 et la combustion d'une flamme hydrogène/air

	Cas nominal		Cas 2		Cas 3	
	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air
Pression statique	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar
Température totale	300 K	450 K	300 K	450 K	300 K	450 K
Masse volumique	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³
Débit	2,7 g/s	213 g/s	3,5 g/s	213 g/s	2,2 g/s	213 g/s
Vitesse	346 m/s	90 m/s	450 m/s	90 m/s	281 m/s	90 m/s
Mach	0,26	0,212	0,33	0,212	0,225	0,212
Pression totale	1,57 bar	1,55 bar	1,62 bar	1,55 bar	1,53 bar	1,55 bar
Nombre de Reynolds	9098	5344	12156	5344	8114	5344
Richesse globale	0,4		0,53		0,33	
Rapport des vitesses air/H₂	0,26		0,2		0,32	
Rapport des masses volumiques air / H₂	9,4		9,4		9,4	

Tableau III-4 – Valeurs théoriques des caractéristiques des écoulements d'entrée en amont de la section d'entrée

2.1 – Résultats expérimentaux

2.1.1 - Caractérisation du mélange

2.1.1.1 – Profils de vitesse

Les profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne mesurée à l'abscisse $x = 150$ mm sont présentés sur la figure III-10.

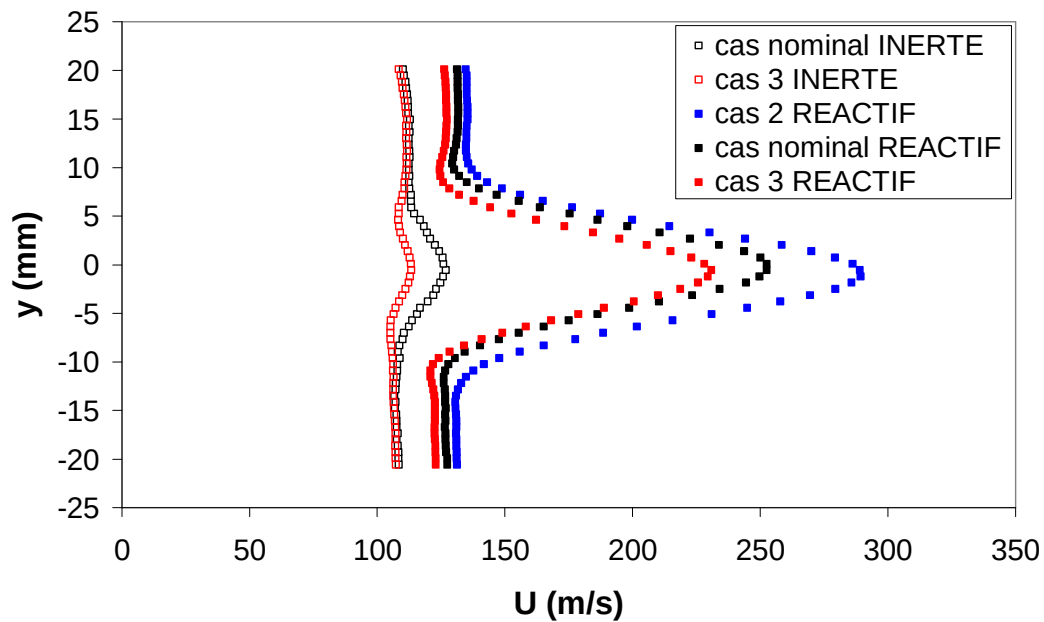


Figure III-10 – Profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne l'abscisse x=150mm

Remarque : Les mesures de vitesse n'ont pas pu être obtenues dans le cas 2 en inerte (cas de vitesse d'injection d'hydrogène la plus grande), à cause d'un ensemencement insuffisant dans la zone centrale de l'écoulement.

La comparaison cas inerte/réactif des profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne à l'abscisse $x = 150$ mm montre que l'on retrouve l'augmentation de la vitesse dans le cas réactif déjà établie au paragraphe 1.2.1.1. Cette augmentation de vitesse est due à un gradient de pression longitudinal favorable beaucoup plus important dans le cas réactif que dans le cas inerte, induit par la présence du dégagement de chaleur (Théron [2005]).

La comparaison entre les trois cas d'étude de la composante longitudinale de la vitesse moyenne sur l'axe du jet en condition réactive à l'abscisse $x = 150$ mm montre que lorsque le rapport de vitesse r diminue la vitesse sur l'axe est plus élevée. Cette différence de vitesse sur l'axe du jet est due, en partie, au fait que le débit d'hydrogène augmente (donc sa quantité de mouvement) lorsque le rapport de vitesse diminue.

La comparaison des profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne des écoulements extérieurs dans le cas réactif montre également une accélération de l'écoulement extérieur d'autant plus élevée que le ratio de vitesse r diminue. Il est important de noter que la pression statique et la température d'arrêt isentropique des écoulements d'air entrants ne varient pas entre les trois cas, il ne s'agit donc pas d'un effet de la densité initiale des écoulements. Il existe donc une corrélation entre l'accélération de l'écoulement extérieur et le rapport de vitesse r en condition réactive.

En observant le profil de vitesse du cas 3 en condition inerte, on voit que le jet se comporte davantage comme un écoulement de sillage que comme un jet, les vitesses de l'écoulement extérieur sont quasiment identiques voire supérieures à celle rencontrée sur l'axe du jet. Les différentes valeurs de vitesse longitudinale répertoriées dans le tableau III-5 et la valeur du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe dans le cas 3 ($r.e.v = 0,02$) confirme le caractère fortement advecté du jet.

	X = 0			X =150 mm		
	Axe du jet	Coflow	r.e.v	Axe du jet	Coflow	r.e.v
INERTE						
Cas 2 r = 0,2	450 m/s	90 m/s	4	-	-	-
Cas nominal r = 0,26	341 m/s	89,9 m/s	2,79	128 m/s	113 m/s	0,14
Cas 3 r = 0,32	278 m/s	90,2 m/s	2,08	113 m/s	111 m/s	0,02
REACTIF						
Cas 2 r = 0,2	437 m/s	90,6 m/s	3,81	289 m/s	135 m/s	1,14
Cas nominal r = 0,26	332 m/s	89,2 m/s	2,72	252 m/s	132 m/s	0,91
Cas 3 r = 0,32	284 m/s	89,5 m/s	2,17	230 m/s	127 m/s	0,81

Tableau III-5 – Valeur de la vitesse longitudinale issue des données de PIV

2.1.1.2 – Décroissance du ratio d'excédent de vitesse

Les valeurs du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe (tableau III-5) dans la section d'entrée des écoulements montrent que le jet se comporte comme un jet « fortement

advecté ». La quantité de mouvement de l'écoulement extérieur va donc jouer un rôle prépondérant sur le développement du jet.

Nous avons montré dans le paragraphe 1.2.1.2 que l'étude du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe nous permettait d'obtenir d'une part une indication sur le potentiel de mélange à différentes abscisses de l'écoulement et d'autre part de qualifier le mélange par rapport au potentiel de mélange initial (lié au cisaillement initial). Dans ce paragraphe la vitesse d'injection de l'hydrogène diffère entre les différents cas d'étude, le potentiel de mélange initial est donc différent entre les trois cas d'étude (cf. tableau III-5). Ainsi le potentiel de mélange initial est plus élevé pour les plus petites valeurs du rapport de vitesse.

La valeur du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe l'abscisse $x = 150$ mm en condition inerte, montre que dans le cas 3 il n'y a quasiment plus de possibilité de mélange (profil plat) alors que dans le cas nominal même s'il est très faible il reste encore un potentiel de mélange de l'écoulement ($r.e.v = 0,14$). A partir de la valeur du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe à l'abscisse $x = 150$ mm, on peut penser que le mélange aérodynamique est plus « rapide » dans le cas 3 par rapport au cas nominal en condition inerte. Néanmoins le potentiel de mélange initial est plus élevé dans le cas nominal, il faut donc passer par la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe pour pouvoir caractériser le mélange. L'étude de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe entre la section d'entrée et l'abscisse $x = 150$ mm montre que dans le cas 3 il ne reste plus que 1% du potentiel initial de mélange alors que dans le cas nominal il reste encore 3% du potentiel de mélange initial. Ces résultats confirment donc un mélange aérodynamique plus efficace dans le cas 3 par rapport au cas nominal, soit pour augmentation de ~23% du rapport de vitesse, en condition inerte.

De même qu'en inerte, l'étude de la valeur du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe à l'abscisse $x = 150$ mm en condition réactive montre que le potentiel de mélange restant diminue lorsque le ratio de vitesse r diminue, on détermine $r.e.v = 1,14$ dans le cas 1 contre $r.e.v = 0,81$ dans le cas 3. Néanmoins l'analyse de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe montre que dans le cas 2 il reste ~ 30% du potentiel de mélange initial dépendant du cisaillement, dans le cas nominal il reste ~ 33% et dans le cas 3 il reste ~ 37%. Donc même si la valeur du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe à

l'abscisse $x = 150$ mm montre que le mélange aérodynamique est moins « avancé » dans le cas 2 par rapport au cas 3, l'analyse de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe révèle que le mélange aérodynamique a été plus important dans le cas 2 que dans le cas 3. Contrairement au cas inerte, on observe en réactif une augmentation de $\sim 23\%$ de l'efficacité du mélange aérodynamique pour une diminution de $\sim 62\%$ du rapport de vitesse.

La comparaison inerte/réactive de la décroissance du ratio de vitesse sur l'axe confirme les résultats apportés par Théron [2005], qui avait conclu à un mélange aérodynamique moins efficace en condition réactive par rapport au cas inerte. On relève ainsi une décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe entre la section d'entrée et l'abscisse $x = 150$ mm pour le cas nominal de l'ordre de 97% en inerte contre 67% en réactif. De plus on remarque que la présence de la combustion va réduire, voire inverser, l'influence de la variation du ratio de vitesse r sur l'efficacité du mélange aérodynamique.

L'augmentation du cisaillement, par augmentation de la vitesse du jet d'hydrogène entraîne une augmentation du mélange initial, qui dans le cas réactif favorise le dégagement de chaleur et donc l'accélération de l'écoulement global. Ce phénomène favorise la convection, donc défavorise spatialement la diffusion, se traduisant par une diminution du mélange.

2.1.1.3 – Evasement du jet

De la même façon qu'au paragraphe 1.2.1.3, l'évasement du jet d'hydrogène, en terme d'épaisseur adimensionnée $y_{1/2}$, a été calculé dans la zone $60 < x/h < 80$ là où l'auto-similitude pour la composante longitudinale de la vitesse moyenne a été démontrée. Le régime du jet ayant été estimé à partir du ratio d'excédent de vitesse comme analogue à celui d'un jet « faible » dans les 3 cas d'étude (tableau III-5), l'évasement du jet d'hydrogène dans la zone étudiée a été évalué par une loi en $x^{1/3}$, de la forme :

$$\frac{y_{1/2}}{h} = \alpha \left(\frac{x}{h} - \frac{x_0}{h} \right)^{1/3}$$
. Les valeurs de α et de x_0 sont répertoriées dans le tableau III-6. On

trouve également dans le tableau III-6 la valeur de l'épaisseur du jet à l'abscisse $x = 150$ mm ainsi que la valeur du taux d'évasement à cette même abscisse.

	α (x = 150 mm)		$\frac{x_0}{h}$ (x = 150 mm)		Epaisseur du jet (x = 150 mm)		$\frac{\partial y_{1/2}}{\partial x}$ (x = 150 mm)	
	Inerte	Réactif	Inerte	Réactif	Inerte (mm)	Réactif (mm)	Inerte	Réactif
Cas 2 r = 0,2	-	1,37	-	46,29	-	8,38	-	0,0221
Cas nominal r = 0,26	1,39	1,33	72,61	56,68	8,37	7,02	0,035	0,0215
Cas 3 r = 0,32	-	1,23	-	54,16	19,26	6,76	-	0,0195

Tableau III-6 – résultats concernant l'évasement du jet

Remarque : les caractéristiques de l'évasement du jet n'ont pas pu être obtenue dans le cas 2 en inerte du fait de l'absence de donnée de vitesse (ensemencement insuffisant). Dans le cas 3 l'écoulement étant complètement épanoui à l'abscisse x = 150 mm, la loi de développement du jet n'a pu être établie.

L'étude de l'épaisseur du jet en condition inerte à l'abscisse x = 150 mm suggère une augmentation drastique de son évasement dans le cas 3 par rapport au cas nominal. On note une épaisseur de jet dans le cas 3 à l'abscisse x = 150 mm de 19,26 mm contre 8,37 mm dans le cas nominal, soit plus du double. Il semblerait donc qu'en condition inerte l'augmentation de ~ 23% du ratio de vitesse entraîne une forte augmentation de l'efficacité du mélange aérodynamique basée sur l'épaisseur du jet calculée à partir des données de vitesse, cette tendance ayant déjà été observée à partir de l'étude de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe.

Remarque : Il aurait été intéressant, d'utiliser une troisième méthode d'estimation du mélange en condition inerte telle que la position du contour stœchiométrique ou la décroissance de la fraction de combustible sur l'axe issues des données de la fluorescence induite de l'acétone (Théron [2005]). Malheureusement, cette technique ne peut être employée dans notre configuration du fait du fort gradient de température entre les écoulements d'air et l'écoulement d'hydrogène (Thurber [2000]), qui empêche une détermination fiable de la concentration des espèces.

Contrairement au cas inerte, l'étude de l'épaisseur du jet en condition réactive à l'abscisse $x = 150$ mm montre que le jet est plus évasé dans le cas 2 par rapport aux deux autres cas (cf. figure III-11). On observe ainsi une diminution de $\sim 9\%$ de l'évasement du jet dans le cas nominal par rapport au cas 2 à l'abscisse $x = 150$ mm et une diminution de $\sim 12\%$ dans le cas 3 par rapport au cas 2 à cette abscisse. De même l'étude du taux d'évasement en condition réactive à l'abscisse $x = 150$ mm montre que le taux d'évasement du jet $\frac{\partial y_{1/2}}{\partial x}$ diminue lorsque le ratio de vitesse augmente. Ces résultats révèlent donc une amélioration du mélange aérodynamique lorsque le ratio de vitesse r diminue, en condition réactive. Ce qui corrobore les résultats obtenus à partir de l'étude de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe.

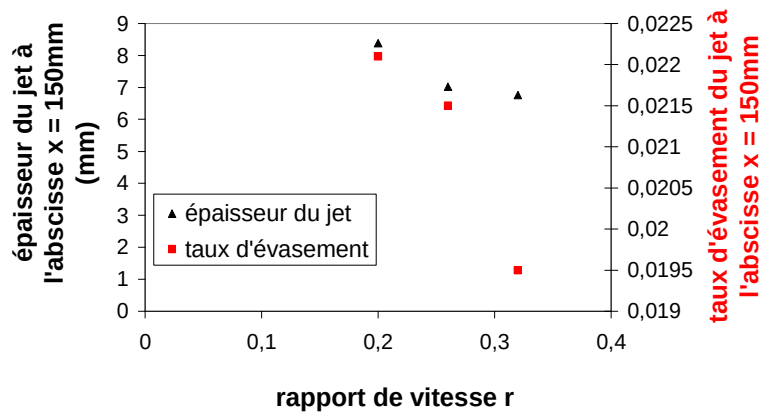


Figure III-11 – Epaisseur du jet en fonction du ratio de vitesse r

Dans cette partie de l'étude, le ratio de vitesse $r = U_{\text{air}}/U_{\text{combustible}}$ est modifié afin de dégager son influence sur l'efficacité du mélange aérodynamique. Trois vitesses d'injection du jet d'hydrogène [436 m/s ; 332 m/s ; 284 m/s] pour une même vitesse des écoulements d'air ~ 90 m/s ont permis de comparer des écoulements avec des rapports de vitesse différents $r = [0,2 ; 0,26 ; 0,32]$. L'analyse des résultats expérimentaux a révélé une diminution de l'évasement aérodynamique du jet avec l'augmentation du ratio de vitesse en condition réactive. Or l'augmentation du rapport de vitesse est directement liée à la diminution de la vitesse d'injection du jet. Ce qui nous permet de penser que l'évasement du jet et donc l'entraînement de l'air dans l'écoulement d'hydrogène sont

directement influencés par le débit d'hydrogène sortant de l'injecteur lorsque le débit d'air est constant (figure III-12).

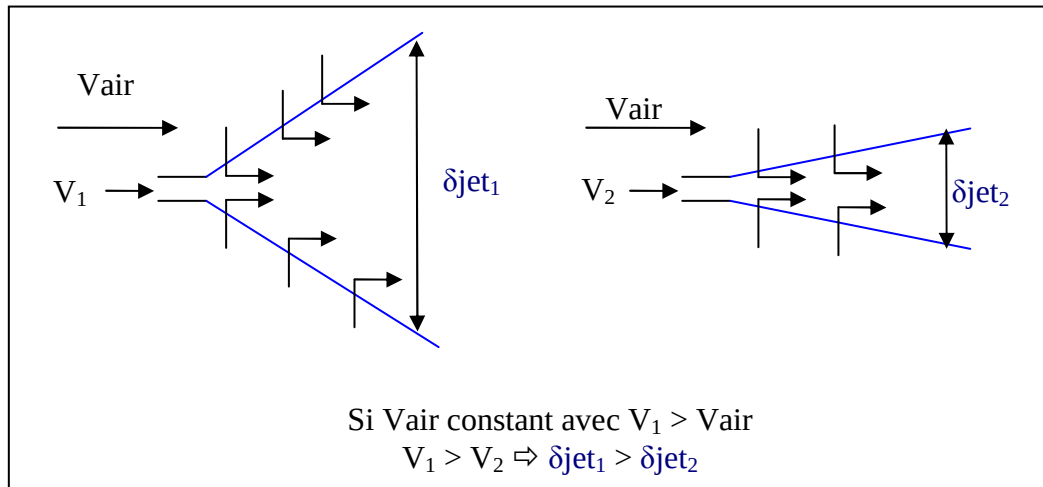


Figure III-12 – Illustration de l'influence de la vitesse d'injection

2.1.1.4 – Épaisseur de la zone de fluorescence du radical OH

Nous avons montré au paragraphe 1.2.1.4 que la flamme étudiée se trouvait dans le domaine des « flammes épaissies », sous cette hypothèse nous savons que la structure de la zone de réaction est principalement liée à la grandeur des échelles caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement et en moindre mesure à la diffusion moléculaire. La diffusion moléculaire des espèces n'étant pas a priori influencée par le ratio de vitesse r , une étude des échelles intégrales caractéristiques des écoulements en fonction du rapport de vitesse r semble donc intéressante et est présentée dans le paragraphe suivant.

Etude des échelles caractéristiques de l'écoulement

Les données issues du traitement des mesures de vitesses par la méthode hybride PIV-PTV ont permis d'accéder aux échelles intégrales spatiales caractéristiques de l'écoulement à l'abscisse $x = 150$ mm. Les valeurs des différentes échelles intégrales sont présentées dans le tableau III-7.

	$L(u,x)$	$L(u,y)$
Cas 2 $r = 0,2$	2,31 mm	1,77 mm
Cas nominal $r = 0,26$	2,13 mm	1,49 mm
Cas 3 $r = 0,32$	2,58 mm	1,58 mm

Tableau III-7 – Echelles intégrales spatiales caractéristiques de l'écoulement

La comparaison des échelles intégrales spatiales montre qu'il n'y a pas de différence significative entre les trois cas d'étude. Ce qui laisse supposer que ces échelles intégrales spatiales sont bien imposées par les caractéristiques du nid d'abeille (de diamètre caractéristique $\sim 1,5$ mm) utilisé en amont de la section d'entrée de l'écoulement d'air et à la géométrie de l'injecteur (hauteur de la fente d'injection 2 mm).

Les échelles intégrales caractéristiques des écoulements n'étant pas influencées par le ratio de vitesse r , nous attendons donc à ne pas observer de différence significative sur l'évolution de l'épaisseur du signal de fluorescence du radical OH en fonction du ratio de vitesse.

Etude des champs de fluorescences OH

L'évolution longitudinale de la moyenne des épaisseurs du signal de fluorescence, (figure III-13) confirme qu'il n'y a effectivement pas d'influence très importante de la variation du ratio de vitesse r sur l'épaisseur de la zone de fluorescence du radical OH.

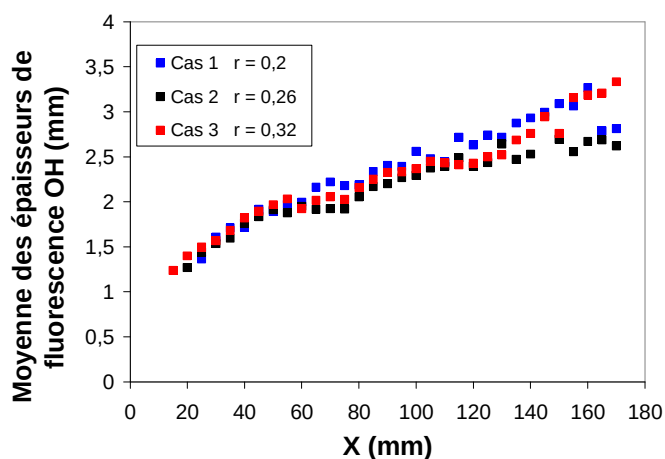


Figure III-13 – Evolution longitudinale de la moyenne des épaisseurs de la zone de fluorescence OH obtenue à partir des champs instantanés de PLIF-OH

Nous rappelons que l'évolution longitudinale de l'épaisseur du signal de fluorescence du radical OH n'est réellement valide que jusqu' à l'abscisse $x = 100\text{mm}$, au-delà les fluctuations de la valeur des épaisseurs de fluorescence sont fortement influencées par la tridimensionnalisation de l'écoulement (cf. chapitre II). La valeur moyenne des épaisseurs du signal de fluorescence OH est donc erronée à partir de cette abscisse. Afin d'atténuer l'influence des fluctuations spatiales, nous avons réalisé une étude statistique de la distribution des valeurs de l'épaisseur du signal de fluorescence OH sur 100 champs instantanés dans les trois cas étudiés. Nous avons ainsi pu tracer l'évolution longitudinale de la valeur des épaisseurs de fluorescence OH la plus rencontrée (figure III-14). On se rend compte alors que cette valeur est quasiment identique dans les 3 cas d'étude. En assimilant cette valeur à la valeur moyenne des épaisseurs du signal de fluorescence, on peut alors dire que dans les 3 cas étudiés l'épaisseur moyenne du signal de fluorescence vaut $\sim 2,5\text{ mm}$. Cette épaisseur moyenne du signal de fluorescence correspond aux échelles intégrales spatiales caractéristiques de l'écoulement, confirmant ainsi que la flamme est une flamme « épaissie ».

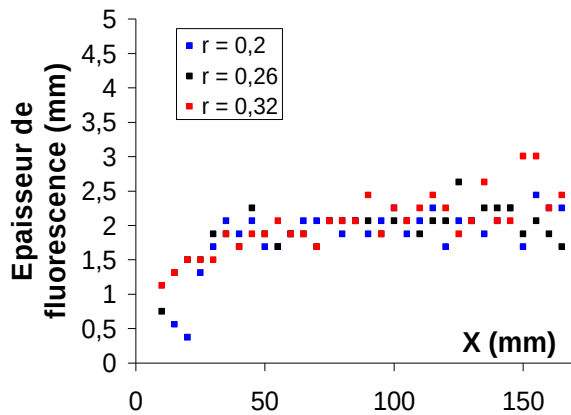


Figure III-14 – Evolution longitudinale de l'épaisseur de fluorescence la plus rencontrée sur 100 champs instantanés

L'observation de l'évolution longitudinale de l'épaisseur visuelle des fluctuations (moyennée sur 200 champs), figure II-15, montre que les fluctuations spatiales de la zone de fluorescence tendent à augmenter lorsque le ratio de vitesse r diminue (ces fluctuations de positions favorisant le mélange et la combustion, on observe une amélioration de ces derniers lorsque le ratio de vitesse r diminue).

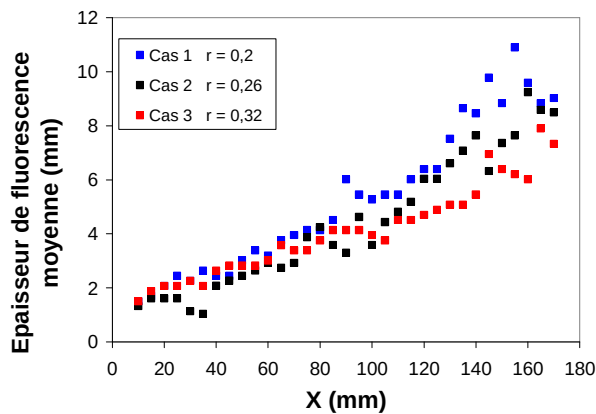


Figure III-15 – Evolution longitudinale de l'épaisseur visuelle des fluctuations (moyennée sur 200 champs)

2.1.1.5 – Position du contour stœchiométrique

La position moyenne des lignes stœchiométriques permet de qualifier le mélange dû au couplage du mélange aérodynamique et de la diffusion. La figure III-16 présente des visualisations des champs moyens de fluorescence dans les trois cas de l'étude. Les champs moyens sont obtenus sur 200 images dans le plan $z = 17,5\text{mm}$.

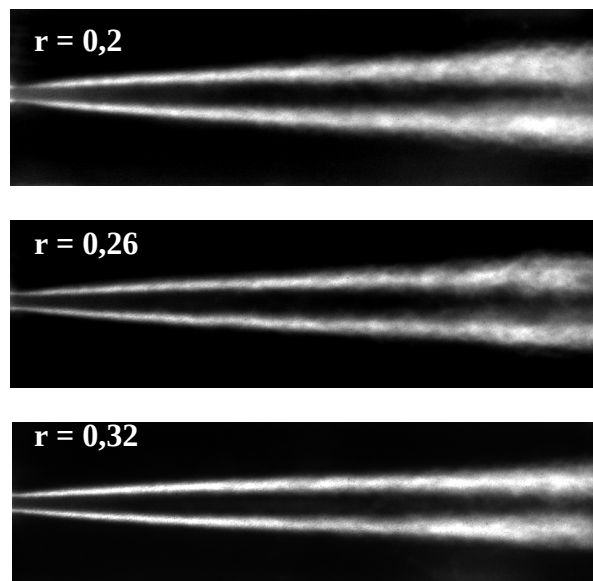


Figure III-16 – Visualisations du champ moyen de fluorescence OH dans les 3 cas obtenu par PLI-OH

Les positions moyennes du contour stœchiométrique extrait des champs instantanés de fluorescence du radical OH, sont présentées sur la figure III-17.

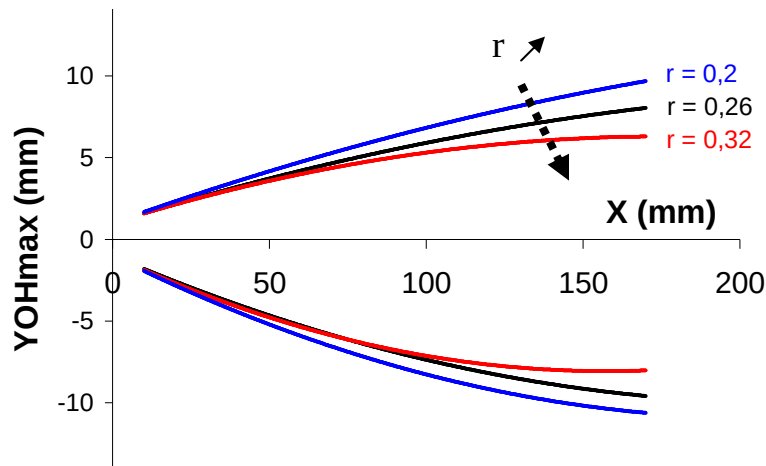


Figure III-17 – Position moyenne de la ligne stœchiométrique obtenue à partir des profils transversaux instantanés du signal de PLIF-OH

On observe sur la figure III-17 que la ligne stœchiométrique tend à se rapprocher spatialement de l'axe du jet lorsque le ratio de vitesse r augmente. Ainsi plus le rapport de vitesse r augmente moins l'hydrogène a pénétré l'air que ce soit par le mélange aérodynamique ou par la diffusion. Par analogie avec l'évasement du jet basé sur les mesures de vitesse nous avons évalué l'évolution du contour stœchiométrique à partir d'une loi en $x^{1/3}$: $\frac{y_{OH\ max}}{h} = \alpha \left(\frac{x}{h} - \frac{x_0}{h} \right)^{1/3}$. On introduit alors le gradient spatial $\frac{\partial y_{OH\ max}}{\partial x}$ que l'on décide d'appeler « taux de pénétration » qui représente le taux de croissance de la position du contour stœchiométrique dans l'écoulement.

La position du contour stœchiométrique et le taux de pénétration à l'abscisse $x = 150$ mm (tableau III-8) confirme que la pénétration de l'hydrogène dans l'air diminue lorsque le ratio de vitesse r augmente.

	α ($x = 150$ mm)	$\frac{x_0}{h}$ ($x = 150$ mm)	$y_{OH\ max}$ ($x = 150$ mm)	$\frac{\partial y_{OH\ max}}{\partial x}$ ($x = 150$ mm)
Cas 2 $r = 0,2$	1,274	31	9 mm	0,034
Cas nominal $r = 0,26$	1,025	26	7,5 mm	0,025
Cas 3 $r = 0,32$	0,738	1	6,2 mm	0,014

Tableau III-8 – Caractérisation du contour stœchiométrique et du taux de pénétration à l'abscisse $x = 150$ mm obtenus à partir des champs de fluorescence OH

En première approximation on pourrait donc penser qu'une position du contour stoechiométrique plus proche de l'axe du jet est révélatrice d'une diffusion globale moins efficace dans ce cas. Cependant la position du contour stœchiométrique rend compte à la fois de la diffusion des espèces due au mélange turbulent (turbulence initiale + mélange de la couche cisailée) et de la diffusion moléculaire, mais également de leurs convections. Elle permet donc d'estimer l'aspect convection/diffusion des espèces. Ainsi dans le cas des jets libres, si on fait l'hypothèse d'une diffusion constante, la position du contour stœchiométrique sera directement pilotée par la convection imposée par le jet. Donc, dans le cas des jets avec co-courant et notamment celui des jets fortement « advecté », comme c'est le cas dans notre configuration, l'influence de la quantité mouvement de l'écoulement extérieur ne peut pas être négligée étant donné qu'elle contribue largement à l'aspect convectif de l'écoulement global. Afin de confirmer ce phénomène nous avons comparé la position moyenne du contour stoechiométrique de deux configurations de jet où nous avons conservé le ratio de vitesse $r = 0,2$ et modifié la vitesse des écoulements amont. Nous comparons donc le cas 2 où la vitesse de l'écoulement d'air amont vaut ~ 90 m/s à la configuration de jet que l'on a appelé cas 1 dans l'étude de l'influence du ratio de masse volumique s sur la combustion et le mélange aérodynamique. Dans le cas 1, la vitesse de l'écoulement d'air amont est de 70 m/s. Le maintien de r à la valeur de 0,2 est obtenu par modification du débit d'hydrogène. Les caractéristiques recherchées des deux configurations de jet sont rappelées dans le tableau III-9.

	Cas 1		Cas 2	
	hydrogène	Air	hydrogène	air
Pression statique	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar
Température totale	300 K	450 K	300 K	450 K
Masse volumique	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³
Débit	2,69 g/s	165,7 g/s	3,5 g/s	213 g/s
Vitesse	350 m/s	70 m/s	450 m/s	90 m/s
Mach	0,28	0,17	0,33	0,212
Pression totale	1,585 bar	1,56 bar	1,62 bar	1,55 bar
Nombre de Reynolds	10155	4458	12156	5344
Richesse	0,56		0,56	
Rapport de vitesses air/H₂	0,2		0,2	
Rapport de masses volumiques air / H₂	9,4		9,4	

Tableau III-9 – Valeurs théoriques des caractéristiques des écoulements d'entrée en amont de la section d'entrée

Les évolutions longitudinales du contour stœchiométrique dans le cas 1 et le cas 2 sont présentées sur la figure III-18.

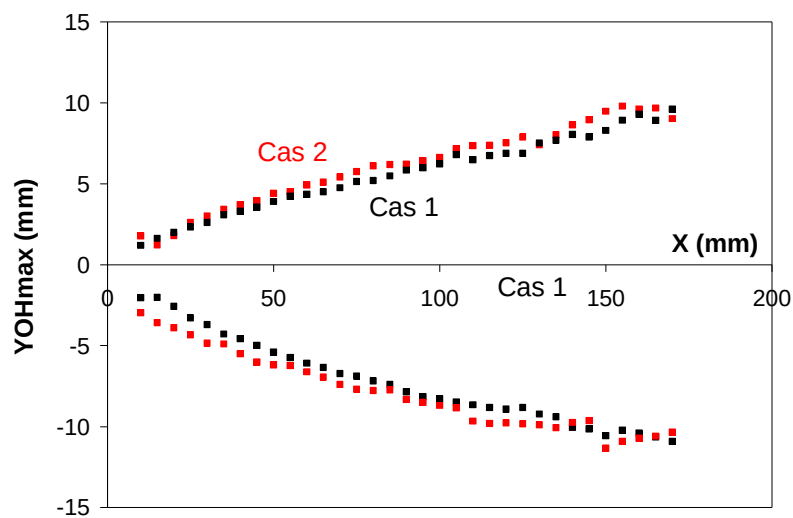


Figure III-18 – Positions moyennes du contour stœchiométrique

Nous observons sur la figure III-18 que la position du contour stœchiométrique dans le cas 1 est plus proche de l'axe du jet que dans le cas 2. On pourrait donc penser que la diffusion est moins efficace dans le cas 1. Néanmoins si on prend en compte l'aspect convectif de l'écoulement extérieur, la vitesse plus importante de l'écoulement extérieur va accroître la convection de l'écoulement global. Si on réalise maintenant une simple homothétie de rapport $k = \frac{V_{air_{cas2}}}{V_{air_{cas1}}}$ sur la position du contour stœchiométrique (figure III-19), on observe une superposition des contours jusqu'à l'abscisse $x = 100$ mm (début de la tridimensionnalisation). La diffusion des espèces est alors du même ordre de grandeur dans les deux cas étudiés. On observe le rôle prépondérant de la vitesse des écoulements extérieurs amont sur l'aspect convectif de l'écoulement global. Ce comportement avait déjà été observé dans la littérature sur les jets inertes (par exemple Gazzah et al. [2002]). Contrairement au jet libre caractérisé par un rapport de convection/diffusion constant, l'apposition d'un écoulement extérieur en mouvement augmente ce rapport en faveur de la convection. Ainsi dans notre cas de jet « fortement advecté », on ne peut interpréter les positions du contour stœchiométrique sans prendre en compte la vitesse ou la quantité de mouvement initiale de l'écoulement extérieur.

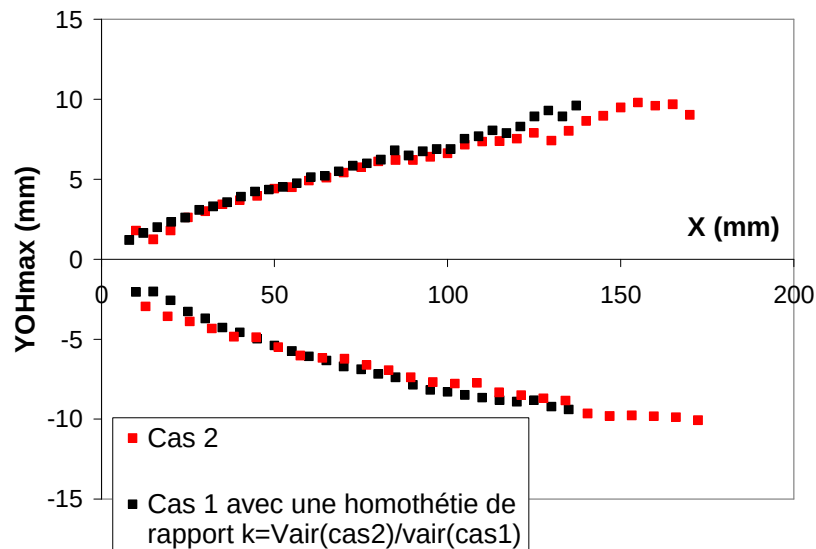


Figure III-19 – Positions moyennes du contour stœchiométrique

Lorsque la vitesse initiale du coflow est conservée (cas nominal, cas 2 et cas 3) et que seule la vitesse du jet de combustible est modifiée, la pénétration du jet de combustible dans l'air par le mélange aérodynamique et la diffusion turbulente est meilleure pour les plus petits ratios de vitesse r .

2.1.2 – Caractérisation de la combustion

2.1.2.1 – Taux de combustible brûlé

L'évolution spatiale du taux de combustible brûlé est calculée à l'aide des mesures de pressions pariétales le long de la veine d'essais et du code de calcul monodimensionnel (cf. chapitre II). La figure III-20 compare l'évolution longitudinale du taux de combustible brûlé dans les 3 cas d'étude.

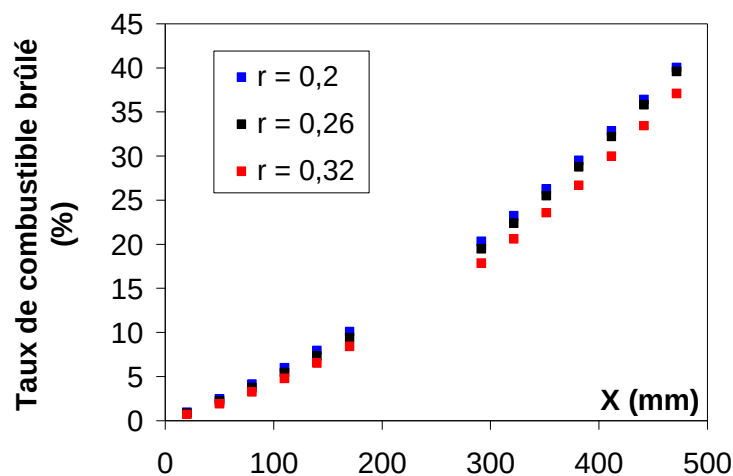


Figure III-20 – Evolution spatiale du taux de combustion obtenue à partir du code 1D

L'évolution spatiale du taux de combustible brûlé ne montre pas de différence significative entre les trois cas d'étude. On note néanmoins une légère diminution du taux de combustible brûlé à partir du deuxième tronçon de la veine dans le cas 3 (~ 3,5% en moyenne) par rapport aux deux autres cas.

Dans cette comparaison le taux de combustible brûlé ne rend pas compte de la quantité de chaleur absolue produite dans la chambre de combustion, mais d'une valeur relative à l'énergie chimique introduite qui est différente pour les trois cas d'étude (le

débit d'hydrogène étant directement proportionnel à la vitesse d'injection). C'est pourquoi nous nous intéressons à une grandeur plus représentative de l'« efficacité » de la combustion : la quantité de chaleur dégagée.

2.1.2.2 – Quantité de chaleur dégagée

L'évolution spatiale de la quantité de chaleur dégagée dans les trois cas étudiés est présentée sur la figure III-21. On remarque que dans le cas 2 ($r = 0,2$) la quantité de chaleur dégagée est plus importante que dans les deux autres cas et ce dès le premier tronçon de la veine. On observe ainsi à l'abscisse $x = 472$ mm une augmentation de $\sim 75\%$ de la quantité de chaleur dégagée entre le cas 3 ($r = 0,32$) et le cas 2 ($r = 0,2$). On observe donc une augmentation de l'efficacité de la combustion, basée sur l'évolution de la quantité de chaleur dégagée jusqu'à l'abscisse $x = 472$ mm, lorsque le ratio de vitesse r diminue.

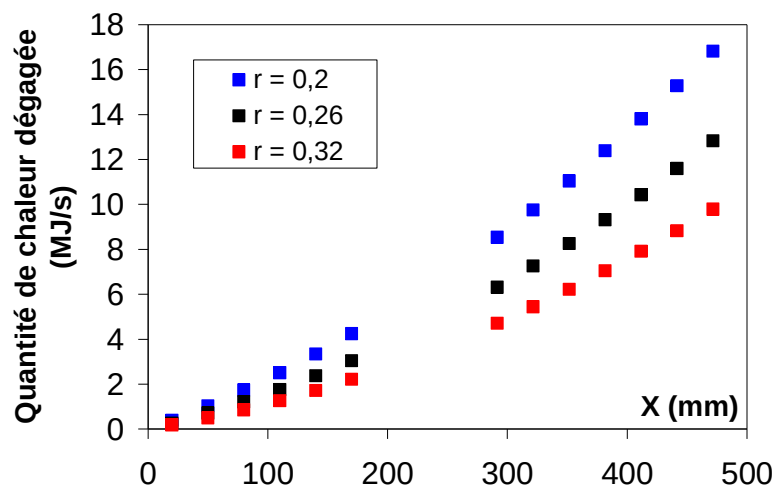


Figure III-21 – Evolution spatiale de la quantité de chaleur dégagée

Nous avons donc montré que lorsque le ratio de vitesse diminuait, l'efficacité (d'un point de vue propulsif) de la combustion augmentait. Or nous avons établi dans le paragraphe 2.1.1 qu'une diminution du rapport de vitesse r entraînait une augmentation du mélange aérodynamique. Il apparaît donc intéressant de mettre ces gains en parallèle.

2.1.2.3 – Corrélation entre le mélange et la combustion

Afin de vérifier s'il existe une corrélation directe entre le gain de mélange aérodynamique et l'efficacité de la combustion en fonction du ratio de vitesse r , nous avons comparé l'augmentation du mélange aérodynamique à l'abscisse $x = 150$ mm et l'augmentation de la quantité de chaleur dégagée à cette même abscisse. Afin de qualifier le mélange aérodynamique à l'abscisse $x = 150$ mm nous avons utilisé différents indicateurs : la décroissance du ratio d'excédent de vitesse (A), l'évasement aérodynamique du jet $y_{1/2}$ (B) et la pénétration y_{OHmax} (C). L'efficacité de la combustion est quant à elle caractérisée à partir de la chaleur dégagée à l'abscisse $x = 150$ mm (D). Les différentes valeurs sont répertoriées dans le tableau III-10.

	(A)	(B)	(C)	(D)
Cas 2 $r = 0,2$	70%	8,38 mm	9 mm	3,65 MJ/s
Cas nominal $r = 0,26$	67%	7,02 mm	7,5 mm	2,6 MJ/s
Cas 3 $r = 0,32$	61%	6,76 mm	6,2 mm	1,89 MJ/s

Tableau III-10 – Comparaison des indicateurs du mélange aérodynamique

En comparant cas 2/cas3, correspondant à une diminution de $\sim 62\%$ du ratio de vitesse r , on observe à l'abscisse $x = 150$ mm une diminution de $\sim 52\%$ de la chaleur dégagée. A la même abscisse on observe une diminution de $\sim 13\%$ de l'efficacité du mélange aérodynamique basée sur la décroissance du ratio de d'excédent de vitesse sur l'axe, une diminution de $\sim 20\%$ de l'efficacité du mélange aérodynamique basée sur l'évasement aérodynamique du jet et une diminution de $\sim 31\%$ de l'efficacité du mélange basée sur la pénétration. Il n'y a visiblement pas de relation de proportionnalité entre les différents indicateurs. Néanmoins l'augmentation de l'efficacité du mélange aérodynamique va dans le sens d'une augmentation de l'efficacité de la combustion avec la diminution du ratio de vitesse r .

Si tous ces indicateurs ont une tendance analogue, la non proportionnalité de leur évolution ne permet pas, pour le moment, de les évaluer les uns à partir des autres. Mais ils restent néanmoins représentatifs du même comportement à savoir l'augmentation du

mélange et de la combustion avec la diminution du ratio de vitesse r . Si notre préférence devait porter sur l'un des différents indicateurs, nous conserverions le degré de pénétration. Premièrement, dans notre cas, il se rapproche le plus de la valeur de la diminution de la quantité de chaleur dégagée. Mais surtout la mise en œuvre du diagnostic de PLIF OH dont il est issu est beaucoup plus aisée que celle des mesures de vitesse qui demande un ensemencement des écoulements dont l'impact n'est pas aisément quantifiable. De plus à partir de ce diagnostic, plusieurs autres informations peuvent être obtenues, à savoir : l'épaisseur de la zone de fluorescence ou encore la structure de la zone de réaction. Il sera donc privilégié dans le chapitre IV sur l'étude de l'influence de la nature du combustible.

2.1.2.4 – Influence de la densité surfacique de flamme

L'augmentation de l'efficacité de la combustion avec la diminution du ratio de vitesse ayant été mise en évidence dans le paragraphe précédent dans une approche globale, il convient maintenant de s'interroger sur les origines de cette augmentation. Une des possibilités comme nous l'avons présentée dans la synthèse bibliographique est l'augmentation de la densité surfacique de flamme occasionnée par l'aérodynamique des écoulements qui entraîne une augmentation du taux de réaction globale ($\overline{\omega_k} = V_k \overline{\Sigma}$).

Le caractère bidimensionnel intrinsèque au diagnostic de PLIF OH ne nous permet pas d'accéder à la densité surfacique de flamme. Néanmoins nous sommes capables de suivre le contour stœchiométrique sur les champs instantanés de fluorescence OH et donc de déterminer la longueur moyenne de la ligne stœchiométrique. Nous pouvons ainsi estimer une densité linéique de flamme. La longueur moyenne de la ligne stœchiométrique extraite des champs instantanés de fluorescence OH est définie par l'expression $\overline{L_{stoechio}} = \frac{1}{n} \sum \sqrt{dx^2 + dy^2}$ avec n le nombre de champs exploités pour la moyenne (ici 100), dx la distance longitudinale entre deux maxima consécutifs du signal de fluorescence OH et dy la distance transversale entre deux maxima consécutifs du signal de fluorescence OH. Nous avons déterminé jusqu'à l'abscisse $x = 170$ mm (correspondant au champ de mesure maximal du diagnostic de PLIF OH) une longueur moyenne de la

ligne stœchiométrique égale à ~ 277 mm dans le cas 2 contre ~ 266 mm dans le cas nominal et ~ 261 mm dans le cas 3. Nous observons donc une augmentation de $\sim 7\%$ de la longueur de la ligne stœchiométrique pour $r = 0,2$ par rapport à $r = 0,32$. Cette augmentation est relativement modérée par rapport à la différence de chaleur dégagée (cf. tableau III-10).

L'analyse montre donc que lorsque le ratio de vitesse r diminue de $\sim 62\%$ la longueur moyenne de la ligne stœchiométrique n'augmente que de $\sim 7\%$. Or l'extrapolation de l'évolution de la quantité de chaleur dégagée présentée sur la figure III-22 suppose une augmentation de $\sim 55\%$ de la quantité de chaleur dégagée à l'abscisse $x = 170$ mm entre le cas 2 ($r = 0,2$) et le cas 3 ($r = 0,32$). Même si notre approche bidimensionnelle ne permet pas de prendre en compte la tridimensionnalisation de la surface de flamme, l'augmentation seule de la densité surfacique de flamme provoquée par l'aérodynamique de l'écoulement ne permet pas d'expliquer l'augmentation du dégagement de chaleur global observée dans le paragraphe précédent. Il semble donc que l'augmentation de la quantité de chaleur dégagée spatialement soit également due à une augmentation du taux de réaction local. Malheureusement l'observation des champs de fluorescence OH et notamment l'épaisseur de fluorescence ne permet pas de caractériser le taux de réaction local. Car premièrement même si la zone de fluorescence OH permet de qualifier la zone de réaction, elle ne permet pas de la quantifier en termes d'épaisseur et d'intensité du signal (production de radicaux OH). De plus nous avons établi dans le paragraphe 1.2.1.4 que la flamme se rapprochait plus du comportement d'une flamme « épaisse » que de celui d'une flamme « mince ». Donc l'épaisseur de fluorescence est fortement influencée par les échelles intégrales spatiales présentes dans l'écoulement, mais ne rend pas compte des plus petites échelles de la turbulence responsable de la diffusion turbulente donc en partie du taux de réaction local. Néanmoins on peut supposer que le taux d'étirement local induit par le cisaillement initié dans les couches de mélange entre l'écoulement d'air et le jet augmente lorsque le ratio de vitesse diminue, induisant une augmentation du taux de réaction local.

2.1.2.5 – Longueur de combustion

Le calcul des longueurs de combustion établi à l'aide du code de calcul monodimensionnel et des relevés de pression longitudinale révèle qu'il n'y a pas de différence significative entre les 3 cas d'étude. Elle est évaluée dans le cas nominal à ~ 850 mm, ~ 853 mm dans le cas 2 et ~ 860 mm dans le cas 3 ; soit un écart maximum de ~ 1,2%. L'estimation de la longueur de combustion ne rend pas compte du gain de mélange aérodynamique et de l'efficacité de combustion obtenus lorsque le ratio de vitesse r diminue. Ce qui laisse supposer que la longueur de combustion est influencée par d'autres phénomènes. Nous verrons par la suite qu'il s'agit du confinement.

2.2 – Conclusion

L'étude de l'influence de la variation du ratio de vitesse $r = \frac{U_{air}}{U_{combustible}}$ sur le mélange et la combustion d'une flamme d'hydrogène/air non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse a été menée à partir d'une analyse paramétrique sur la vitesse d'entrée de l'écoulement d'hydrogène. Ainsi trois cas d'étude ont été comparés et ont permis de mettre en exergue différents comportements du jet. L'étude du mélange aérodynamique a permis d'établir une augmentation du mélange avec la diminution du ratio de vitesse r . De même l'étude de la combustion a permis d'établir l'augmentation de l'efficacité de la combustion avec la diminution du rapport de vitesse r .

3 - Influence du confinement des écoulements

Durant l'étude de l'influence du ratio de vitesse sur le mélange et la combustion, nous avons été amenés à estimer la longueur de combustion dans trois cas d'étude. Cette longueur s'est révélée être du même ordre de grandeur dans les 3 cas. Or la caractérisation du mélange local avait clairement établi une augmentation de ce dernier avec la diminution du ratio de vitesse r . Nous nous attendions donc à observer une longueur de combustion plus petite pour les plus basses valeurs du ratio de vitesse. La longueur de combustion révèle donc un comportement que l'étude du mélange seule ne pouvait prédire. Ce qui nous conduit à nous interroger sur les phénomènes susceptibles d'intervenir sur la longueur de combustion.

3.1 – Présence d'un co-courant : cas d'un jet «fortement advecté»

Nous avons montré dans la synthèse bibliographique que contrairement au cas du jet libre caractérisé par un rapport convection/diffusion constant, la présence d'un écoulement extérieur en mouvement contraint le jet à un épanouissement caractérisé par une augmentation du rapport convection/diffusion en faveur de la convection. De plus il a été établi qu'un jet « fortement advecté » était caractérisé par un comportement analogue à celui d'un écoulement de sillage. On comprend donc que dans le cas d'un jet « fortement advecté » l'écoulement extérieur va avoir une influence notable sur le développement du jet et notamment sur la convection de l'écoulement global. Ce qui laisse supposer que dans le cas d'un jet réactif « fortement advecté » la quantité de mouvement de l'écoulement extérieur va intervenir sur la longueur de combustion. La figure III-22 illustre le processus. L'épanouissement non linéaire du jet et la diminution du degré de pénétration en présence d'un co-courant ayant déjà été démontré dans la synthèse bibliographique, nous illustrons ici la contribution convective de l'écoulement extérieur sur l'écoulement global lorsque le jet passe d'un comportement de jet « faiblement advecté » à celui d'un jet « fortement advecté ».

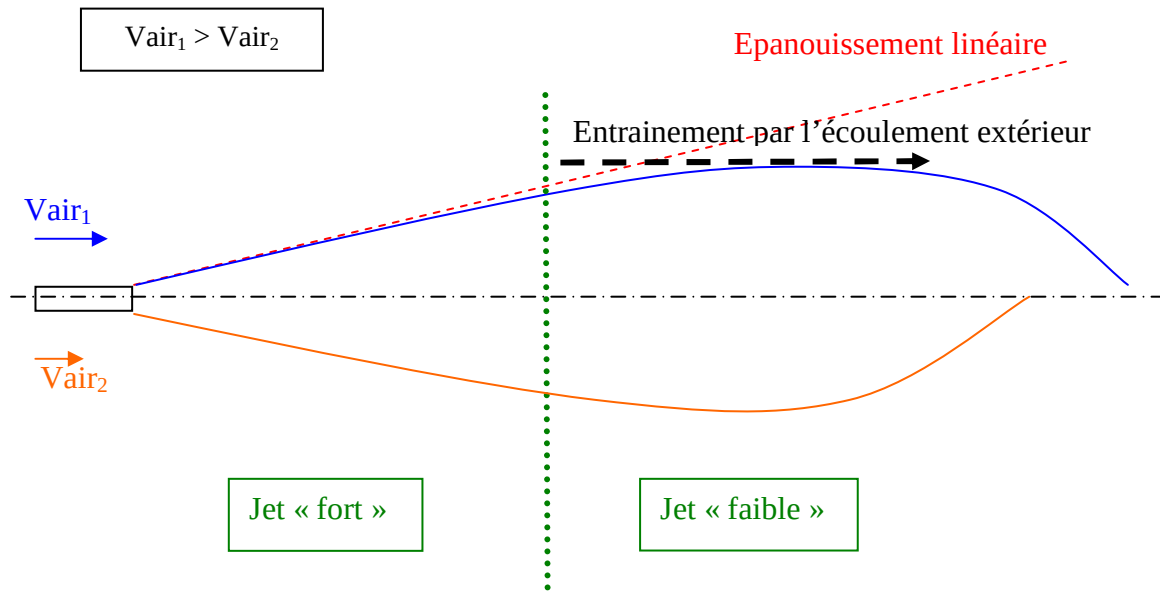


Figure III-22 – Illustration de l'influence de l'écoulement extérieur sur l'épanouissement du jet

3.2 – Influence du confinement sur l'écoulement extérieur

L'étude de l'influence du ratio de vitesse r sur le mélange aérodynamique nous avait conduit à établir les profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne de l'écoulement extérieur à l'abscisse $x = 150$ mm. Initialement à ~ 90 m/s, elle est estimée suivant le cas étudié entre 127 et 135 m/s à l'abscisse $x = 150$ mm dans le cas réactif. Cette accélération de la vitesse est attribuée au couplage de deux phénomènes :

- le gradient de pression longitudinal favorable due à la combustion,
- la présence d'une contraction de la section de passage de l'écoulement extérieur réalisée par l'évasement du jet et la présence des parois de la veine.

Ainsi contrairement au cas des jets libres, la présence du confinement va engendrer une accélération globale de l'écoulement extérieur. Cette accélération de l'écoulement extérieur va contraindre le jet à tendre plus rapidement vers un comportement de jet « fortement advecté ».

3.3 – Influence du confinement sur la longueur de combustion

L'étude du mélange aérodynamique au paragraphe 2.1.1 avait permis de mettre en évidence une augmentation de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans les écoulements extérieurs à l'abscisse $x = 150\text{mm}$ avec la diminution du rapport de vitesse. L'accélération de l'écoulement extérieur est due à la fois au dégagement de chaleur et à l'évasement du jet plus importants pour les plus petites valeurs du ratio de vitesse dans un espace confiné. Avec l'augmentation du mélange aérodynamique pour les petites valeurs du ratio de vitesse et l'augmentation du taux de réaction global, on peut s'attendre à une diminution de la longueur de combustion. Néanmoins cette même augmentation du taux de réaction entraîne une augmentation du dégagement de chaleur ; qui à son tour va entraîner une accélération de l'écoulement extérieur du fait du confinement. Ainsi l'augmentation de la quantité de mouvement de l'écoulement extérieur va entraîner une convection accrue de l'écoulement global. Nous mettons ainsi en évidence une longueur de combustion conditionnée par le résultat du couplage de phénomènes qui peuvent être antagonistes, mais possédant la même origine initiale: le mélange. La figure III-23 illustre le processus.

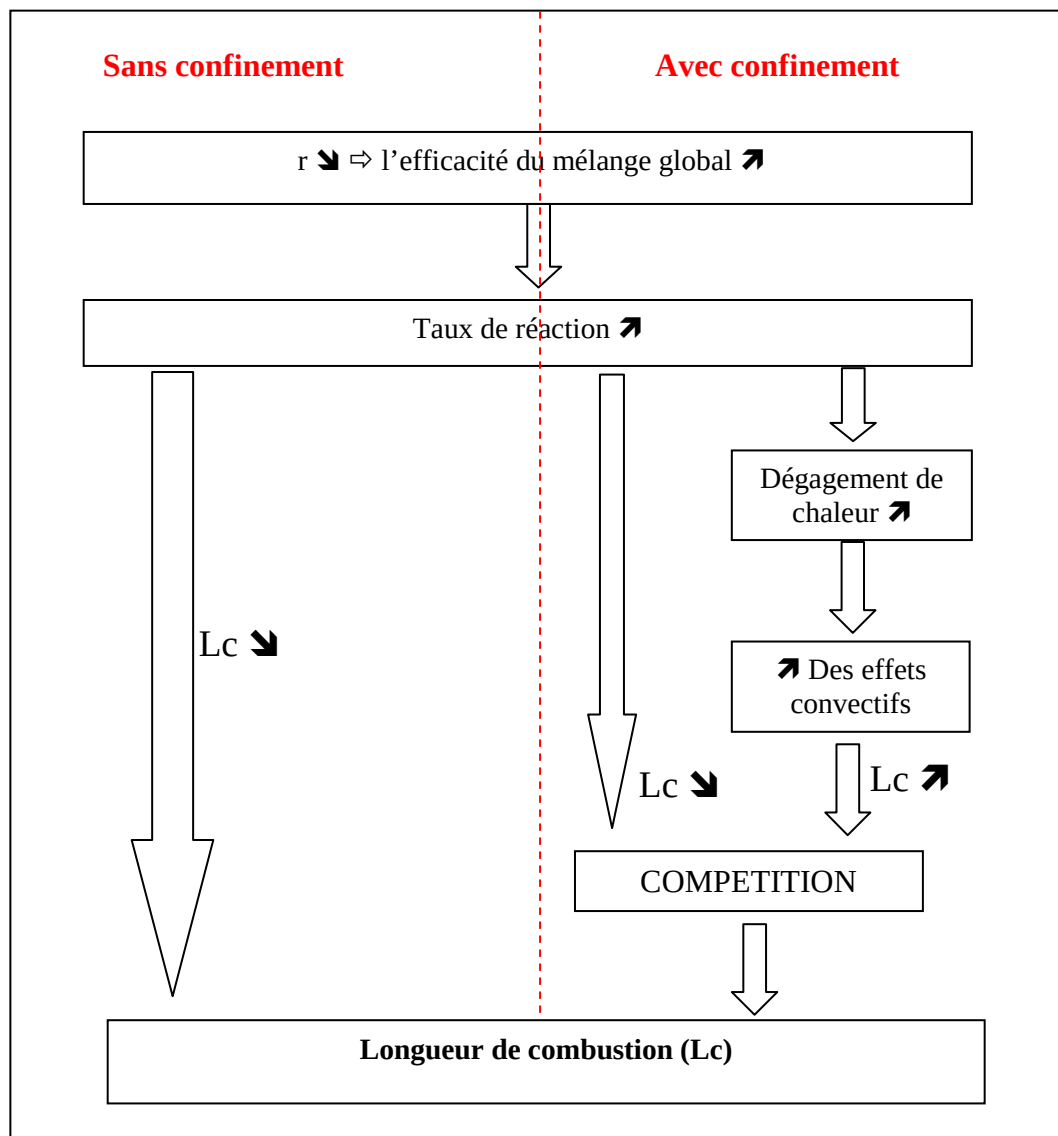


Figure III-23 – Illustration du processus pilotant la longueur de combustion

3.4 – Conclusion

Dans ce paragraphe nous avons pu démontrer comment la présence d'un confinement peut modifier la longueur de combustion d'une flamme non prémélangée. Dans le cas d'un écoulement confiné la longueur de combustion d'une flamme non prémélangée est conditionnée par la compétition entre l'accélération de l'écoulement extérieur due à l'augmentation du taux de réaction global et ce même taux de réaction global. Ainsi nous montrons que l'efficacité globale de la combustion dans le cas d'un écoulement confiné ne peut pas être caractérisée à partir de la longueur de combustion seule.

4 - Influence de la vitesse de l'écoulement extérieur

Dans la première partie de ce chapitre nous avons démontré que la variation de la quantité de mouvement de l'écoulement d'air amont par diminution de la densité de l'air n'avait qu'une légère influence sur le mélange et la combustion d'une flamme d'hydrogène/air non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse. Or nous avons montré dans le paragraphe précédent que la vitesse de l'écoulement extérieur jouait un rôle prépondérant sur le développement du jet, ce qui nous conduit à nous interroger sur l'influence de la variation de la quantité de mouvement de l'écoulement d'air amont sur le mélange et la combustion. Pour le faire, nous allons comparer le mélange et la combustion dans deux configurations de jet où nous avons fait varier la vitesse de l'écoulement d'air amont à ratio de vitesse r et de masse volumique s constants. Cette variation de la vitesse de l'écoulement d'air va donc modifier le cisaillement initié par la différence de vitesse entre l'écoulement d'air et l'écoulement d'hydrogène. Nous avons ainsi choisi de comparer le cas 1 et le cas 2 dont les caractéristiques recherchées des écoulements amont sont rappelées dans le tableau III-11.

Comme nous souhaitons mettre en évidence l'influence de l'accélération de l'écoulement extérieur par le dégagement de chaleur en fonction de la quantité de mouvement initial de l'écoulement d'air amont, notre analyse portera uniquement sur les écoulements réactifs. L'étude de l'influence du ratio de vitesse r sur le mélange et la combustion nous ayant permis de montrer l'impossibilité d'exploiter le contour stœchiométrique comme indicateur du mélange, celui-ci sera caractérisé à partir des profils de vitesse et notamment de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe. L'étude de la combustion sera réalisée comme précédemment à l'aide des mesures de pression longitudinale et du code de calcul monodimensionnel.

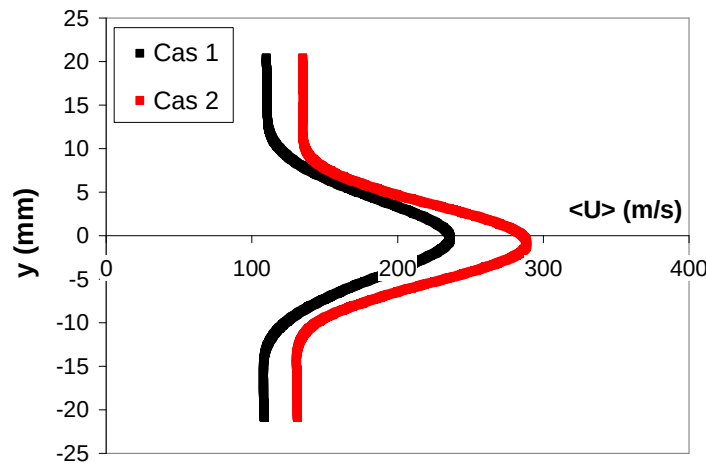
	Cas 1		Cas 2	
	hydrogène	Air	hydrogène	air
Pression statique	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar
Température totale	300 K	450 K	300 K	450 K
Masse volumique	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³
Débit	2,69 g/s	165,7 g/s	3,5 g/s	213 g/s
Vitesse	350 m/s	70 m/s	450 m/s	90 m/s
Mach	0,28	0,17	0,33	0,212
Pression totale	1,585 bar	1,56 bar	1,62 bar	1,55 bar
Nombre de Reynolds	10155	4458	12156	5344
Richesse	0,56		0,56	
Rapport de vitesses air/H₂	0,2		0,2	
Rapport de masses volumiques air / H₂	9,4		9,4	

Tableau III-11 – Valeurs théoriques des caractéristiques des écoulements d'entrée en amont de la section d'entrée

4.1 – Caractérisation du mélange

4.1.1 – Profils de vitesse

Les profils transverse de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans le cas réactif à l'abscisse $x = 150$ mm dans le cas 1 et le cas 2 sont comparés sur la figure III-24.



**Figure III-24 – Profils
 transverses de la composante
 longitudinale de la vitesse
 moyenne**

On constate sur la figure III-26 que la composante longitudinale de la vitesse moyenne à l'abscisse $x = 150$ mm est plus élevée dans le cas 2 que dans le cas 1. Ce qui ne semble pas surprenant au vu des vitesses d'entrées.

4.1.2 – Décroissance du ratio d'excédent de vitesse

Les différentes valeurs de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans l'écoulement extérieur supérieur et sur l'axe du jet, ainsi que la valeur du ratio d'excédant de vitesse sur l'axe du jet (r.e.v) sont répertoriées dans le tableau III-12, elles sont données à la section d'entrée et à l'abscisse $x = 150$ mm dans le cas réactif.

	X = 0			X =150 mm		
	Axe du jet	Coflow	r.e.v	Axe du jet	Coflow	r.e.v
Cas 1	351,5 m/s	72,3 m/s	3,86	110 m/s	88 m/s	0,25
Cas 2	437 m/s	90,6 m/s	3,81	289 m/s	135 m/s	1,14

**Tableau III-12 – Valeur de la composante longitudinale de la vitesse
 moyenne à l'abscisse $x=150$ mm cas réactif**

L'analyse de la valeur du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe à l'abscisse $x = 150$ mm montre que malgré un cisaillement initial supérieur, le potentiel de mélange reste plus élevé dans le cas 2 du fait de la quantité de mouvement plus importante en

entrée de la veine. Néanmoins la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe montre que dans le cas 2, il reste encore $\sim 30\%$ du potentiel initial de mélange contre $\sim 6,5\%$ dans le cas 1. On note donc un mélange plus efficace dans le cas 1 malgré un cisaillement initial plus faible et une vitesse du jet de combustible plus faible.

L'étude de l'évasement du jet à l'abscisse $x = 150\text{mm}$ confirme que le mélange est meilleur dans le cas 1 ($y_{1/2} = 4,8\text{ mm}$) que dans le cas 2 ($y_{1/2} = 4,19\text{ mm}$), soit une diminution de $\sim 13\%$ de l'évasement du jet entre le cas 1 et le cas 2.

L'étude de la décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe a révélé un meilleur mélange pour la vitesse la plus faible de l'écoulement d'air amont (cas 1) et ce malgré une augmentation de la vitesse du jet de combustible. Or nous avons déterminé dans les études précédentes une longueur de combustion de l'ordre de 850 mm dans le cas 1 contre une longueur de combustion de $\sim 853\text{ mm}$ dans le cas 2. Ce même ordre de grandeur de la longueur de combustion nous conduit à nous interroger sur la combustion et notamment le dégagement de chaleur responsable de l'accélération de l'écoulement extérieur conduisant à une augmentation de la convection global de l'écoulement.

4.2 – Caractérisation de la combustion

La figure III-25 compare l'évolution longitudinale du taux de combustible brûlé dans les deux cas d'étude.

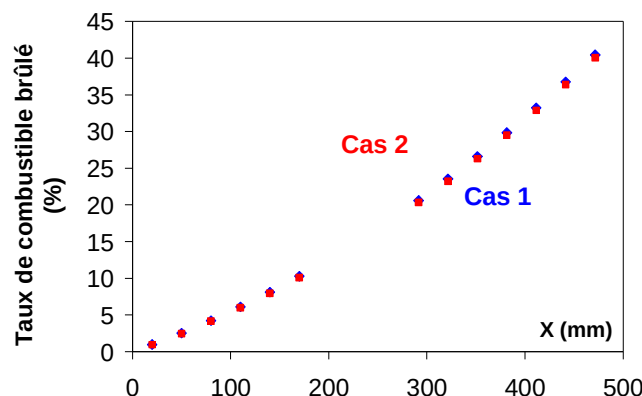


Figure III-25 – Evolution spatiale du taux de combustion obtenue à partir du code 1D

On observe sur la figure III-25 que l'évolution longitudinale du taux de combustible brûlé est identique dans les deux cas étudiés. Afin de caractériser l'efficacité de la combustion nous déterminons l'évolution de la quantité de chaleur dégagée présentée sur la figure III-26.

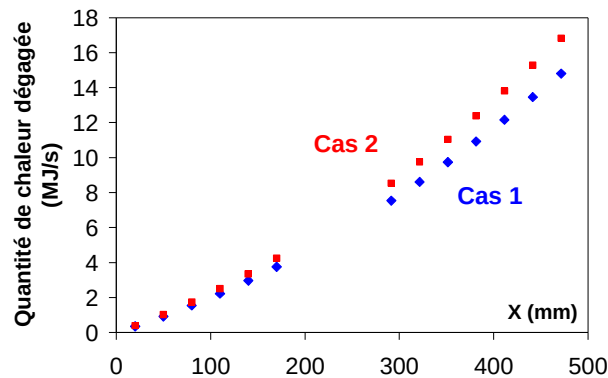


Figure III-26 – Evolution spatiale de la quantité de chaleur dégagée

D'après la figure III-26 le dégagement de chaleur est supérieur dans le cas 2. Donc étant responsable de l'accélération de l'écoulement extérieur, on peut s'attendre à un effet convectif supérieur dans ce cas et donc déterminer une longueur de combustion plus grande par rapport à une configuration où l'effet convectif serait identique. Or la longueur de combustion est du même ordre de grandeur dans les deux cas ; et ce malgré une vitesse de l'écoulement d'air amont supérieur et un dégagement de chaleur plus important dans le cas 2. Ce qui nous permet de conclure que le couplage de la diminution de l'évasement du jet et l'augmentation du dégagement de chaleur joue un rôle prépondérant dans la compétition convection/diffusion des écoulements réactifs confinés. Ainsi l'augmentation du mélange entraîne une augmentation de la combustion, qui à son tour entraîne une augmentation de la convection globale des écoulements engendrant une longueur de combustion constante.

5 – Synthèse et Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un travail de nature expérimentale, portant sur l'étude du mélange et de la combustion dans une configuration de jet d'hydrogène dans un écoulement d'air subsonique à haute vitesse. L'objectif de l'étude était de mettre en exergue l'influence de la température et de la vitesse des écoulements sur l'aérodynamique et la combustion d'une flamme de diffusion hydrogène/air.

Les différents paramètres permettant de caractériser les écoulements ont été obtenus à partir des techniques de diagnostics laser de PLIF-OH et PIV et des mesures de pression et température réalisées le long de la veine.

Grâce à une étude bibliographique nous avons pu mettre en évidence l'influence de paramètres principaux :

- le rapport de vitesse r défini comme étant le rapport de la vitesse de l'écoulement d'air en amont de l'injecteur sur la vitesse de l'écoulement d'hydrogène en sortie de l'injecteur.
- Le rapport de masse volumique s défini comme étant le rapport de masse volumique de l'écoulement d'air en amont de l'injecteur sur la masse volumique de l'écoulement d'hydrogène en sortie de l'injecteur.

Nous avons donc décidé d'articuler notre étude en deux parties. Une première partie montrant l'influence du rapport de masse volumique s et une deuxième partie montrant l'influence du rapport de vitesse. De cette deuxième étude est sortie l'influence de la vitesse des écoulements extérieurs et du confinement.

Afin de conclure sur l'influence simultanée du ratio de vitesse r , du ratio de masse volumique s et de la vitesse des écoulements nous avons listé les différents comportements du jet relevés lors de la modification d'un des paramètres. Etant donné la définition du rapport de vitesse r , la diminution de ce dernier entraîne une augmentation du cisaillement initié dans la section d'entrée.

Si on conserve r constant et V_{air} constant (donc un cisaillement initial constant), on n'observe pas de modification significative du mélange et du dégagement de chaleur avec la variation de s .

Si maintenant on conserve s constant et V_{air} constant, la variation de r étant induite par la variation de la vitesse du combustible, on observe une augmentation du mélange et du dégagement de chaleur avec la diminution du ratio de vitesse (donc l'augmentation du cisaillement initial).

Si maintenant on conserve s constant et que l'on augmente simultanément la vitesse de l'air et du combustible afin de conserver r constant, on observe une diminution du mélange avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air et ce malgré une augmentation de la vitesse du combustible. Néanmoins si l'augmentation de la vitesse du combustible entraîne une augmentation du cisaillement on observe alors une augmentation du dégagement de chaleur.

L'ensemble des différents résultats établis dans ce chapitre nous conduisent à penser que le ratio de masse volumique s n'a que peu influence sur le mélange et la combustion d'une flamme non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse. Le mélange aérodynamique semble être influencé simultanément par la vitesse d'injection de l'écoulement d'air et la vitesse d'injection du combustible, avec une prédominance de l'influence de la vitesse de l'écoulement d'air du fait du confinement. Ainsi une augmentation de la vitesse d'injection du combustible pour une vitesse du coflow d'air constante entraîne une augmentation de l'évasement ; mais une augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air entraîne une diminution de l'évasement si on y associe une augmentation de la vitesse du combustible. Le dégagement de chaleur semble quant à lui piloté simplement par la quantité de combustible introduite et le cisaillement initial engendré par la différence de vitesse entre l'écoulement d'air et le combustible (une augmentation du cisaillement correspondant à une augmentation du débit de combustible introduit dans la veine à $V_{\text{air}} = \text{cte}$). Ainsi lorsque le cisaillement initial augmente le dégagement de chaleur augmente. Enfin la longueur de combustion semble être conditionnée par le couplage de phénomènes antagonistes mais ayant la même origine: le mélange. D'un côté une augmentation du mélange aérodynamique entraîne une augmentation de l'évasement du jet et une augmentation du cisaillement entraîne une augmentation du taux de réaction, on s'attend alors à une diminution de la longueur de combustion ; et de l'autre une augmentation du dégagement de chaleur (due au cisaillement initial) entraîne une accélération de l'écoulement extérieur (via le

confinement) engendrant ainsi une contribution convective accrue de l'écoulement extérieur sur l'écoulement global et donc une longueur de flamme plus grande.

INTRODUCTION

L'intérêt inhérent au développement de systèmes propulsifs aérobie utilisant l'hydrogène comme combustible n'est plus à démontrer. Ses propriétés attractives, comme sa chaleur spécifique élevée et son pouvoir calorifique important, font de lui un candidat sérieux pour la propulsion spatiale. Néanmoins, le stockage de l'hydrogène liquide pose de sérieux problèmes d'encombrement. En effet, malgré tous ses mérites, l'hydrogène possède une masse volumique peu élevée et une température d'ébullition basse, il est donc nécessaire d'utiliser de grands réservoirs cryogéniques pour le stocker (Falempin [2004]). Or le stockage du carburant est un facteur important dans le choix du mode de propulsion d'un véhicule hypersonique (Bertin & Cummings [2003]). On comprend donc qu'il est nécessaire d'intervenir sur ce point. D'où l'intérêt suscité par l'utilisation comme combustible d'un mélange de gaz naturel et d'hydrogène tel que le mélange méthane/hydrogène, qui de part sa plus forte densité, permettrait la réduction sensible des volumes des réservoirs (Davidenko et al [2002]).

Ce chapitre est consacré, dans un premier temps, à l'étude de l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion d'une flamme de diffusion dans un écoulement subsonique haute vitesse. Pour le faire, nous avons comparé expérimentalement le mélange et la combustion d'une flamme non prémélangée hydrogène/air à trois autres flammes de méthane/hydrogène/air avec des proportions volumiques de méthane différentes. Ainsi nous avons travaillé avec des mélanges de combustibles de méthane/hydrogène avec 34%-mol, 10%-mol et 5%-mol de CH_4 . L'étude des écoulements se fait dans la configuration de l'injecteur n°2 présentée dans le chapitre II.

Le processus d'accrochage et de stabilisation de la flamme étant intrinsèque au dispositif expérimental, une première partie est consacrée à sa description. Une seconde partie est dédiée à la description de la zone de recirculation située en aval de l'injecteur n°2. Puis une troisième partie traitera de l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion d'une flamme de diffusion dans des écoulements subsoniques haute vitesse. Enfin un dernier paragraphe sera rédigé sur l'influence de l'écoulement extérieur sur la flamme.

1 – Accrochage et stabilisation de la flamme

Les conditions d'accrochage de la flamme dépendent de la procédure mise en œuvre et des conditions de fonctionnement du montage expérimental. Le paragraphe suivant présente le mode opératoire et les phénomènes mis en jeu.

1.1 – Mise en œuvre de l'accrochage et de la stabilisation de la flamme

Tout d'abord l'écoulement d'air est introduit dans la veine à la température fixée par les conditions souhaitées. Puis le jet de combustible est introduit au travers de l'injecteur fente situé entre les deux écoulements d'air. L'introduction de l'écoulement de combustible entraîne une faible diminution de la vitesse de l'écoulement d'air et une faible montée en pression. Un allumage répétitif à 50 Hz est réalisé à l'aide de décharges électriques. Ces décharges sont réalisées en aval de la zone d'injection ($x = 311,5 \text{ mm}$) afin que les étincelles aient lieu dans une zone où la richesse locale se situe dans le domaine d'inflammabilité du mélange. Les différentes positions possibles de la bougie d'allumage sont présentées sur la figure IV-1.

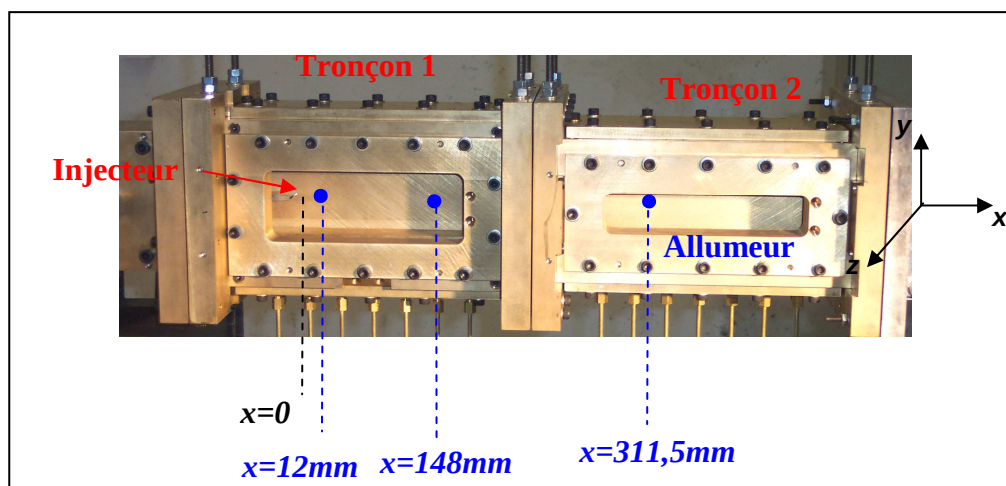


Figure IV-1 – Visualisation des positions de l'allumeur

La combustion qui a lieu entraîne alors une expansion des gaz (densité des gaz brûlés inférieure à la densité des gaz frais) qui entraîne alors un ralentissement de l'écoulement et génère également des ondes de pression. La flamme peut alors se propager vers l'amont

pour s'accrocher et se stabiliser dans une zone de recirculation située juste en aval de l'injecteur. L'accrochage de la flamme étant très sensible à la vitesse de convection des écoulements, un allumage répétitif à 50 Hz est nécessaire pour permettre la stabilisation de la flamme. Une fois la flamme stabilisée, la pression et les vitesses des écoulements se stabilisent alors. Ainsi typiquement pour obtenir un écoulement d'air à 90 m/s et une pression de 1,5 bar une fois la flamme stabilisée, l'écoulement d'air avant allumage a une vitesse de 140 m/s et une pression de 1,1 bar. La figure IV-2 présente des visualisations directes de la flamme d'hydrogène/air lors de la phase d'accrochage. La caméra est cadencée à 117 μ s et le temps d'intensification est de 50 μ s. La vitesse amont de l'écoulement d'air est de ~ 85 m/s et la vitesse d'entrée du carburant est de ~ 318 m/s. Les champs de visualisation couvrent 170x65 mm dans le premier tronçon. On peut voir la flamme se propager vers l'amont de l'écoulement et se stabiliser au niveau de l'injecteur.

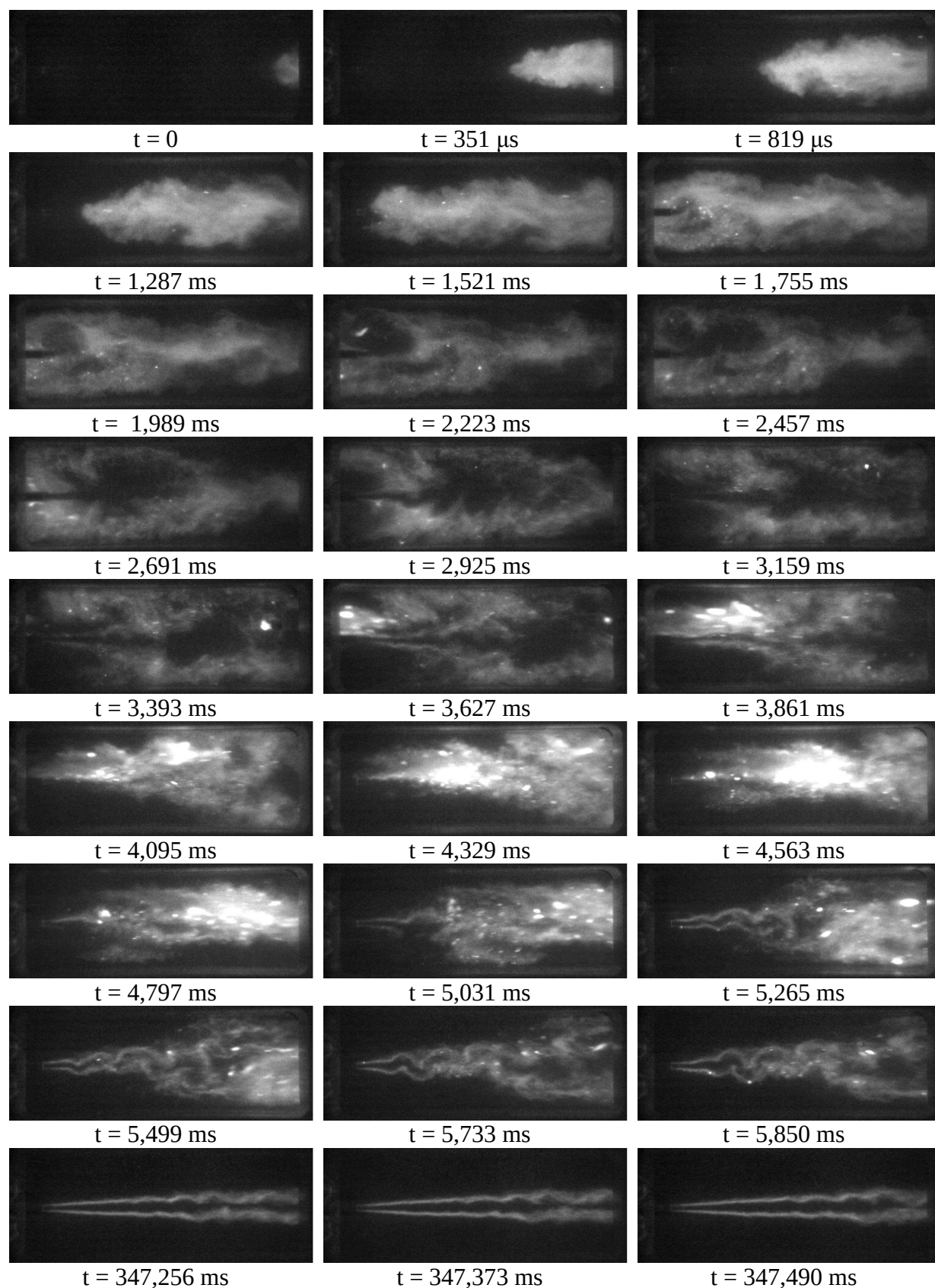


Figure IV-2 – Visualisations directes du processus d'accrochage de la flamme H_2 /air
(Photron FAST-CAM : 8,5 kHz ; intensification 25 μ s)

1.2 – Difficultés d'accrochage et de stabilisation dans le dispositif expérimentale

1.2.1 – Influence de la vitesse de l'écoulement d'air amont

Nous avons expliqué dans le paragraphe concernant l'accrochage de la flamme, que la réaction de combustion générerait un ralentissement des écoulements permettant à la flamme de remonter la veine. On comprend donc qu'une vitesse de l'écoulement trop rapide défavoriserait la remontée de la flamme. Or, nous avons mis en exergue l'aspect encore plus défavorable, pour l'accrochage et la stabilisation de la flamme, des conditions avant allumage et notamment des conditions de vitesse. Par exemple, pour obtenir une vitesse de l'écoulement d'air de 90 m/s une fois la flamme stabilisée, la vitesse de l'écoulement d'air avant allumage du mélange est d'environ 140 m/s dans le cas de la flamme de méthane/hydrogène/air. Du fait de cette limitation imposée par le processus d'accrochage intrinsèque au dispositif expérimental, l'accrochage de la flamme de méthane/hydrogène/air n'a pas pu être obtenu à des vitesses de coflow d'air supérieures à ~ 80 m/s, une fois la flamme stabilisée.

1.2.2 – Influence de la zone de recirculation

Nous avons montré dans le chapitre consacré à la synthèse bibliographique, l'importance et le rôle de la zone de recirculation. Elle est créée naturellement par les bords de fuite de l'injecteur et le cisaillement occasionné par l'écoulement d'air et le combustible. C'est une zone de basses vitesses dans laquelle les gaz ont la possibilité de se mélanger avant d'être convectés. Elle permet également la recirculation des gaz chauds et de maintenir ainsi une température suffisante à la stabilisation de la combustion. Elle est caractérisée par sa surface et le temps de séjour des gaz. D'après la théorie des flammes de diffusion, la combustion de la flamme de diffusion est régie par la compétition entre les temps chimiques de la réaction et les temps de mélange des gaz. On comprend aisément que dans des écoulements « fortement advectés », la présence d'une zone où les gaz vont pouvoir séjourner sera favorable au mélange donc à la combustion et à la stabilisation de la flamme. Ainsi devant les difficultés rencontrées à stabiliser la flamme de méthane/hydrogène/air dans la veine d'essais, une zone de recirculation plus

large a été réalisée au moyen d'une géométrie différente de l'injecteur (injecteur n°2) par rapport au chapitre III, permettant d'augmenter les temps de séjour des gaz juste en aval de ce dernier. La caractérisation de cette zone de recirculation a donné lieu à un paragraphe présenté plus en aval dans le manuscrit.

1.2.3 – Influence de la nature du combustible

Afin d'analyser l'influence de la nature du combustible sur l'accrochage et la stabilisation d'une flamme de diffusion dans des écoulements subsoniques haute vitesse, quatre types de combustibles ont été étudiés: de l'hydrogène pur et trois mélanges de méthane/hydrogène avec 34%-mol, 10%-mol et 5%-mol de CH₄. Alors que l'accrochage et la stabilisation de la flamme d'hydrogène/air ne posent aucun problème, l'accrochage de la flamme de méthane/hydrogène/air (34%-mol de CH₄) n'a jamais pu être obtenu et ce malgré une large plage de vitesses balayée. Nous avons fait varier la vitesse du coflow d'air entre $40 < V_{\text{air}} < 117$ m/s et la vitesse du combustible entre $25 < V_{\text{combustible}} < 276$ m/s. Comme le montre la figure IV-3, malgré une vitesse de l'écoulement d'air amont de ~ 45 m/s seulement, la flamme ne se stabilise pas dans les zones de recirculation, ici la vitesse de combustible est de ~ 170 m/s. On voit la flamme se propager vers l'amont et ne parvenant pas à s'accrocher au niveau de l'injecteur. L'accrochage et la stabilisation des flammes de méthane/hydrogène/air avec 10%-mol et 5%-mol de CH₄ ont, quant à elles, pu être obtenus pour des vitesses de coflow inférieures ou égales à 80 m/s. Ces résultats montrent l'importance des propriétés physico-chimiques intrinsèques au combustible sur l'accrochage et la stabilisation de la flamme. Ainsi les temps chimiques du mélange méthane/hydrogène/air plus long que ceux du mélange hydrogène/air (cf. chapitre I) se sont révélés être un facteur très limitant.

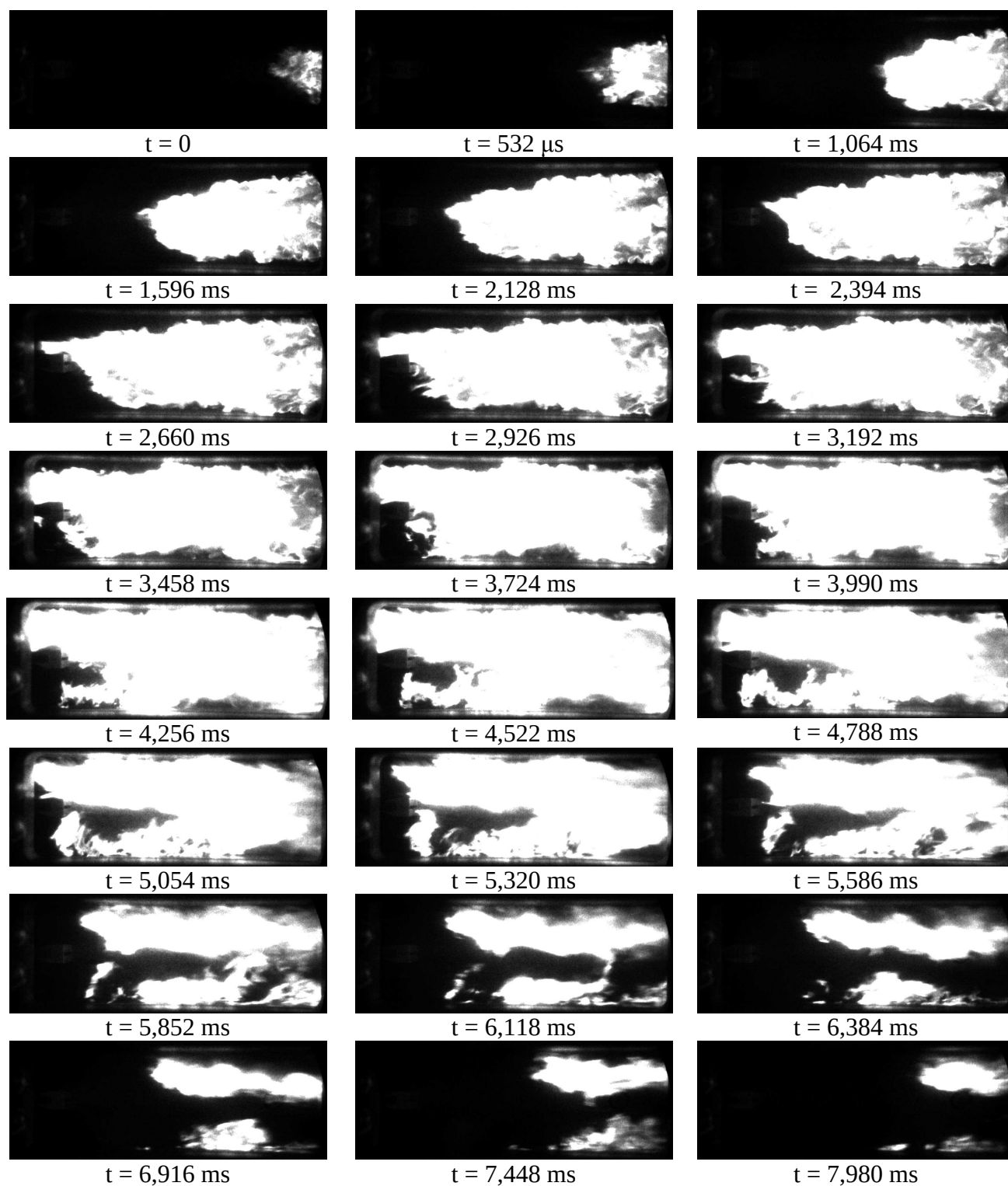


Figure IV-3 - Visualisations directes du « non-accrochage » de la flamme de CH₄/H₂/Air
(Photron FAST-CAM : 7,5 kHz ; intensification 50 μs)

2 – Caractérisation de la zone de recirculation

Des mesures de vitesse par le diagnostic de PIV ont été effectuées dans la région proche de l'injecteur n°2, sur la flamme hydrogène/air. Le but étant de caractériser l'aérodynamique des écoulements, la nature du combustible importe peu pour cette étape. Puis des mesures de PLIF OH ont été réalisées toujours dans la zone juste en aval de l'injecteur n°2. Les mesures de fluorescence étant conditionnées par la présence de radicaux OH, la nature du combustible va se répercuter sur le signal obtenu. Ainsi ce va nous permettre de mettre en exergue l'influence de la composition du mélange. C'est pourquoi les investigations ont portées sur la flamme hydrogène/air et la flamme de méthane/hydrogène/air (5%-mol de CH_4). Les positions des zones de mesures sont rappelées sur la figure IV-4.

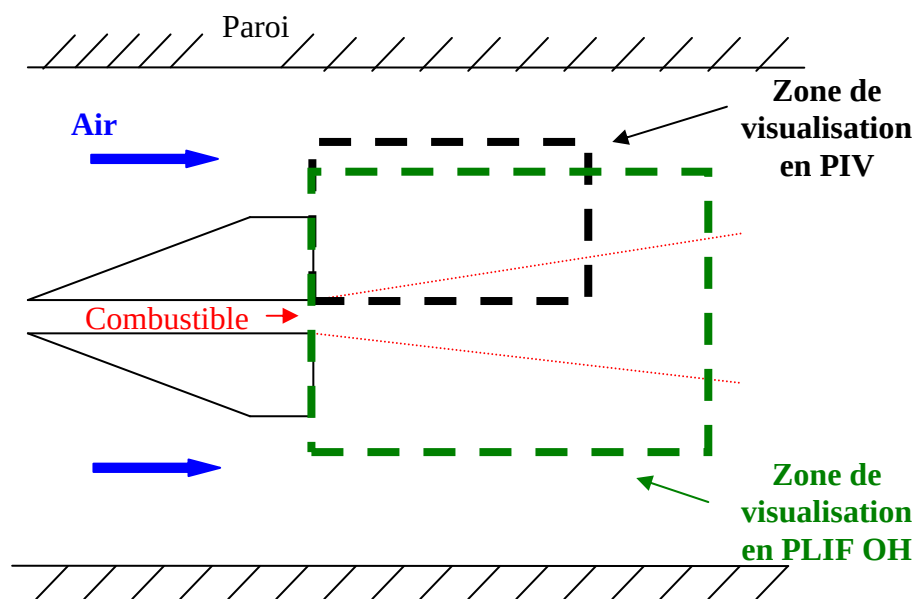


Figure IV-4 – Schéma de la configuration expérimentale étudiée
position de la zone de visualisation

2.1 – Topologie de la zone de recirculation

Les figures IV-5 et IV-6 présentent des champs instantanés des lignes de courant dans la zone de recirculation, issue des mesures de vitesse en condition réactive. On met

en évidence sur la figure IV-5 la présence de deux tourbillons contrarotatifs dans la zone de recirculation. Nous avons identifié un premier tourbillon de grande taille (A) situé près de l'écoulement de combustible qui occupe 2/3 de la surface de recirculation. Il semble être issu du cisaillement entre l'écoulement de combustible et l'extérieur. Le jet de combustible étant quasiment 5 fois plus rapide que l'écoulement extérieur, le tourbillon tourne naturellement dans le sens trigonométrique. On identifie également un deuxième tourbillon (B) plus « petit » que le tourbillon (A) situé près du bord de lèvre de l'injecteur dans la région proche de l'écoulement d'air. Il semble être issu du cisaillement entre l'écoulement d'air et le tourbillon (A). Le tourbillon (A) tend à augmenter l'introduction du combustible dans la zone de recirculation, tandis que le tourbillon (B) contribue à augmenter l'entraînement de l'écoulement d'air vers le jet de combustible. Il semble donc que l'association de ces deux tourbillons favorise le mélange entre l'air et le combustible, tout en augmentant le temps de séjour des gaz favorisant ainsi la stabilisation de la flamme dans cette région. Néanmoins, sur la figure IV-6 on ne voit plus les tourbillons contrarotatifs. Il apparaît donc que ces tourbillons ne sont pas stationnaires.

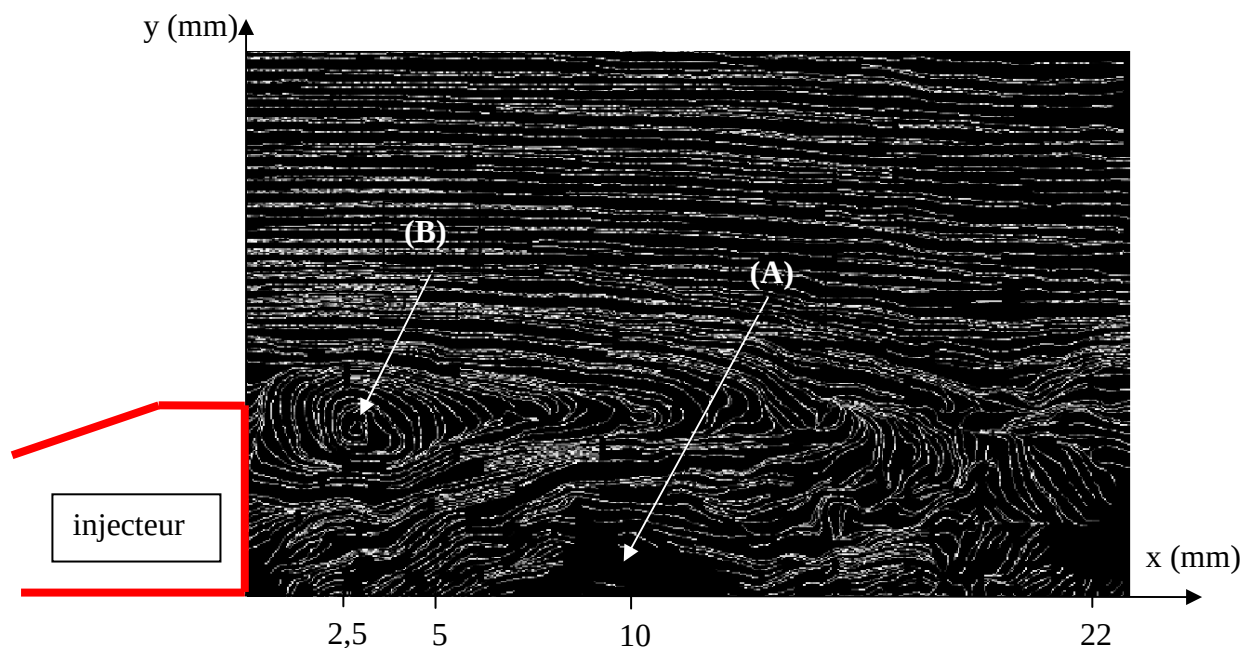


Figure IV-5 – Champs instantanés des lignes de courant dans la zone de recirculation

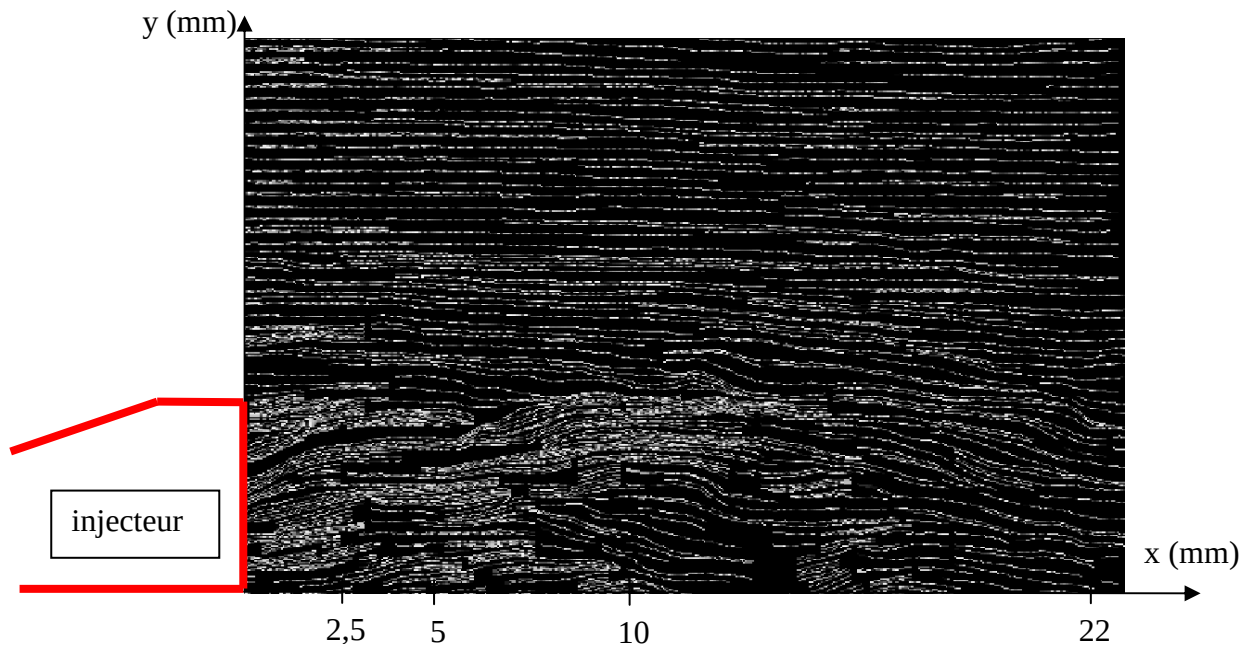
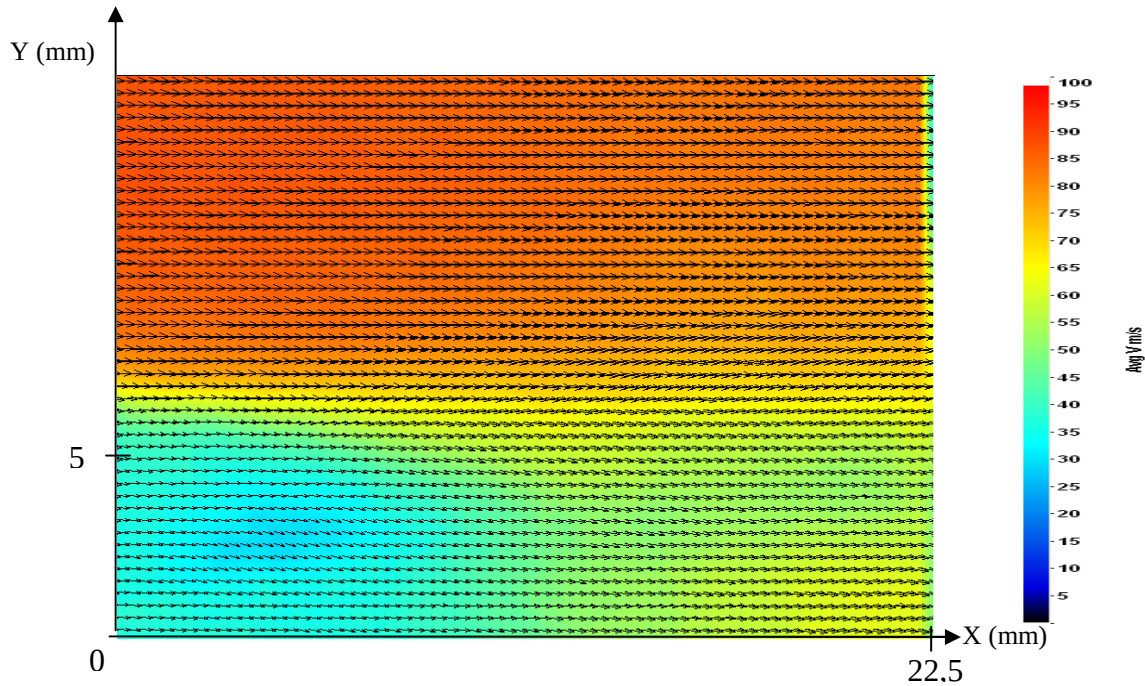


Figure IV-6 – Champs instantanés des lignes de courant dans la zone de recirculation

Le champ moyen de vitesse (figure IV-7) réalisé sur 2000 images confirme l'instationnarité de la position des tourbillons. Ce caractère instationnaire de la zone de recirculation explique en partie les difficultés de stabilisation de la flamme étant donné que les deux tourbillons contrarotatifs ne favorisent que ponctuellement la recirculation importante des gaz. Malgré une acquisition maximale de $\sim 4,2$ kHz, les cadences d'enregistrement atteintes avec le diagnostic de PIV ne permettent pas de suivre les structures instationnaires présentes dans l'écoulement. Le parcours des deux tourbillons contrarotatifs n'a donc pas pu être suivi.



**Figure IV-7 – Champ moyen de vitesse dans la zone de recirculation
obtenu par PIV (sur 2000 champs)**

Le caractère instationnaire de la position des tourbillons (A) et (B) dans le plan (x,y), nous permet de supposer la présence d'instabilités tridimensionnelles dans la zone de recirculation. Ainsi il n'est pas certain que les zones d'inflexions repérées par les centres des tourbillons (A) et (B) occupent la largeur de la veine. Néanmoins, ce caractère 3D ne peut être identifié sur les champs de vitesse réalisés dans le plan de coordonnée azimutal $z = 17,5\text{mm}$ correspondant au milieu de l'injecteur n°2.

Des profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne le long de la zone de recirculation sont présentés sur la figure IV-8. La valeur de la composante longitudinale de la vitesse moyenne dans la zone de recirculation est quasiment trois fois inférieure à celle rencontrée dans l'écoulement extérieur. Il apparaît également que les vitesses les plus faibles sont situées à une distance de 5 mm de l'injecteur.

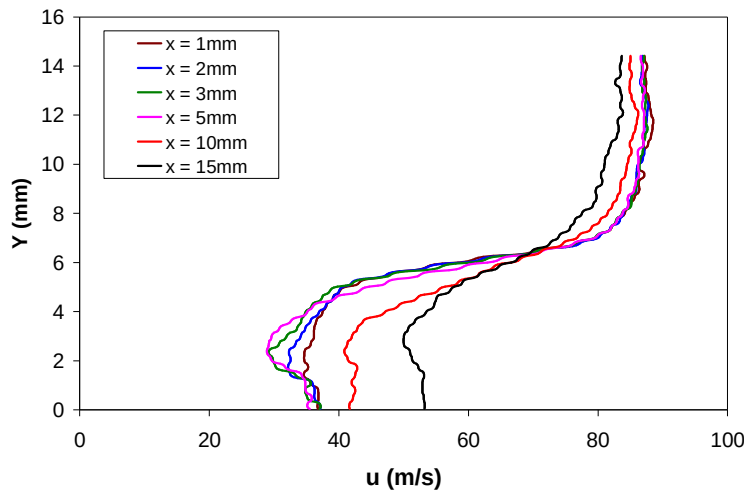


Figure IV-8 - Profils transverses de la composante longitudinale de la vitesse moyenne le long de la zone de recirculation (obtenus par le diagnostic de PIV)

Des profils transverses de la composante transversale de la vitesse moyenne sont présentés sur la figure IV-9. On peut suivre l'entraînement de l'écoulement d'air vers le jet de combustible. L'entraînement de l'air vers le jet est beaucoup plus important dans la zone de recirculation. Il apparaît également que l'entraînement de l'écoulement d'air est plus élevé à la fin de la zone de recirculation.

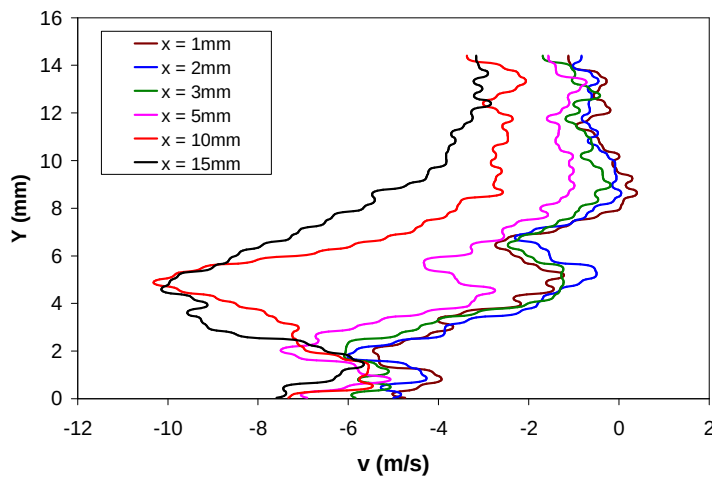


Figure IV-9 - Profils transverses de la composante transversale de la vitesse moyenne le long de la zone de recirculation (obtenus par le diagnostic de PIV)

Des profils transverses de la composante transversale de la vitesse fluctuante le long de la zone de recirculation sont présentés sur la figure IV-10. La valeur des vitesses fluctuantes transversales très élevée dans la zone de recirculation est révélatrice d'un écoulement très instationnaire ($v' \approx 3.v$). Il n'est pas courant de rencontrer des écoulements avec des valeurs fluctuantes très supérieures aux valeurs moyennes.

Néanmoins l'obtention d'un champ moyen sur 2000 images nous assure une convergence acceptable et donc une bonne représentativité des valeurs moyennes et fluctuantes. Le caractère hautement instationnaire de l'écoulement juste en aval de l'injecteur explique en partie les difficultés de maintenir une zone de recirculation favorisant la stabilisation de la flamme. On constate également un niveau de fluctuation plus élevé vers la fin de la zone de recirculation, ce qui est en corrélation avec les études numériques de Kim & Pitsch [2005] (chapitre I) qui prédisent un taux de dissipation scalaire maximum dans la fin de la zone de recirculation (même si la composante transverse de la vitesse fluctuante ne permet pas de déterminer le taux de dissipation scalaire, nous savons qu'ils évoluent dans le même sens).

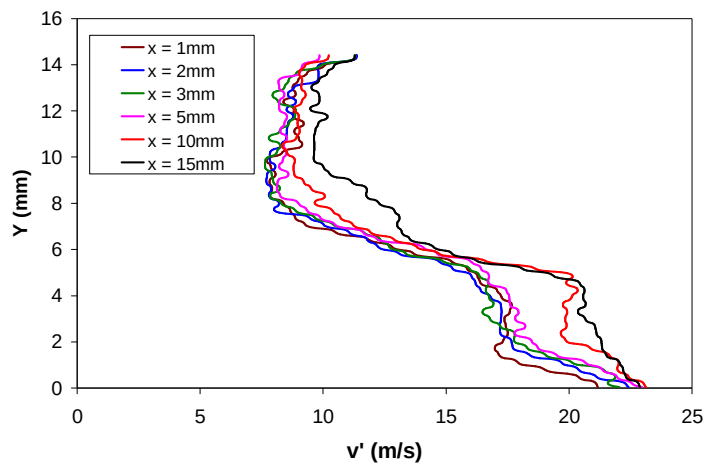


Figure IV-10 - Profils transverses de la composante transverse de la vitesse fluctuante le long de la zone de recirculation (obtenus par le diagnostic de PIV)

Des mesures de PLIF OH dans la zone de recirculation ont permis d'observer la structure de la zone de réaction dans la configuration de l'injecteur n°2. La figure IV-11 présente le champ moyen de fluorescence obtenu dans le cas de la flamme hydrogène/air. Elle met en évidence une flamme localisée côté extérieur du bord de fuite de l'injecteur, c'est-à-dire du côté où l'air est majoritairement présent. Ceci illustre les difficultés d'entraînement de l'écoulement d'air vers le jet de combustible même dans la zone de recirculation. Elle met également en exergue une évolution en deux étapes de la zone moyenne de fluorescence. Partant du bord de l'injecteur, sa position décroît vers l'axe central du jet jusqu'à l'abscisse $x \approx 18$ mm (illustrant ainsi l'entraînement de l'air vers le

jet), puis elle s'éloigne linéairement de l'axe central du jet. Cette évolution en deux étapes donne l'effet d'un « pincement » au niveau de l'abscisse $x \approx 18$ mm. Dans la première partie ($x \leq 18$ mm) la présence de la zone de recirculation tend à ramener la zone de fluorescence vers l'axe du jet. Puis la zone de fluorescence rencontre à l'abscisse $x \approx 18$ mm le jet de combustible, possédant une quantité de mouvement supérieure, il stoppe sa décroissance vers l'axe du jet. La zone de fluorescence moyenne suit alors l'épanouissement du jet de combustible. Ce scénario confirme que la position de la ligne stœchiométrique est principalement pilotée par l'aérodynamique des écoulements (mouvement à grandes échelles).

Remarque : ce phénomène n'avait pas été observé dans la configuration de l'injecteur n°1 présentant une hauteur d'injecteur moins grande (donc une zone de recirculation bien plus réduite).

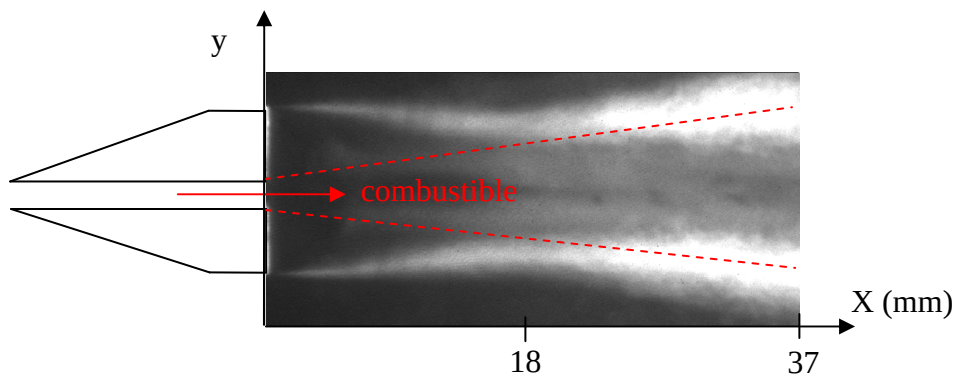


Figure IV-11 - Champ moyen de fluorescence OH (200 images) H₂/air

Des visualisations du champ instantané de fluorescence OH présentées sur la figure IV-12 illustrent le caractère instationnaire de la flamme. Il apparaît que l'extrémité de la flamme d'hydrogène/air (associée ici à la branche de fluorescence des radicaux OH) oscille de l'amont vers l'aval. Ce caractère instationnaire de la position où s'accroche la flamme révèle la « sensibilité » du processus d'accrochage de la flamme et explique en partie les difficultés de sa mise œuvre.

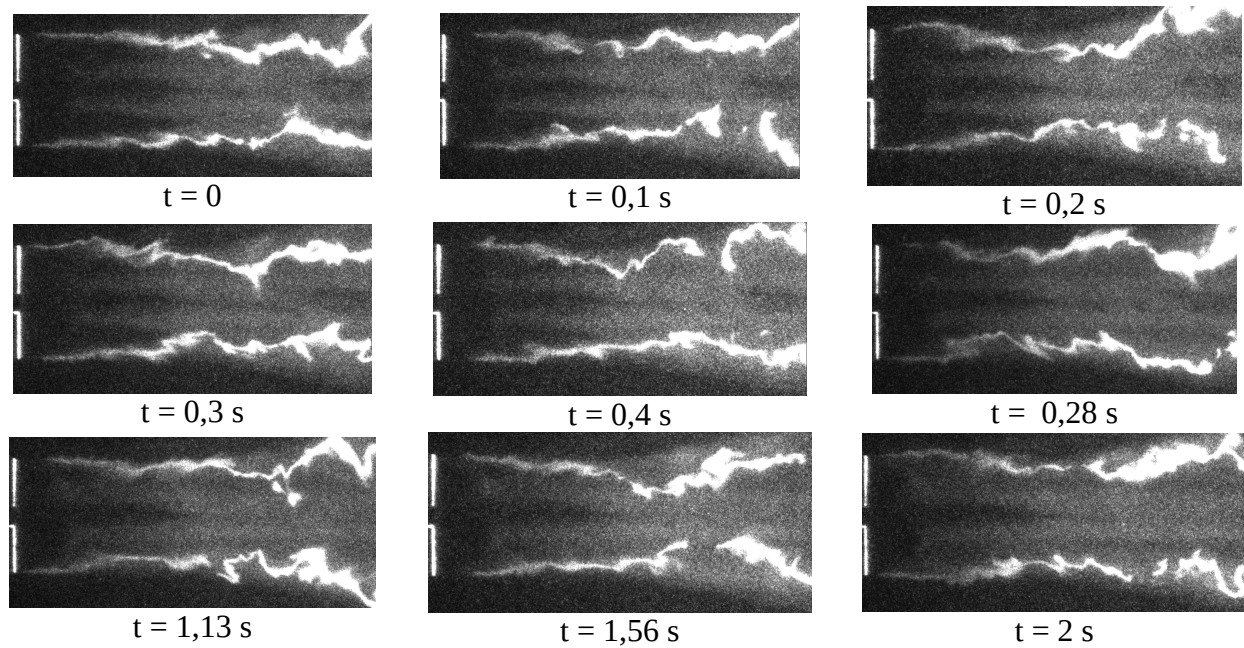


Figure IV-12 - Visualisations du champ instantané de fluorescence OH d'une flamme H_2 /air

On retrouve sur la figure IV-13 l'ensemble des positions prises par le point d'accrochage de la flamme hydrogène/air sur 200 images successives de PLIF OH cadencée à 10 Hz.

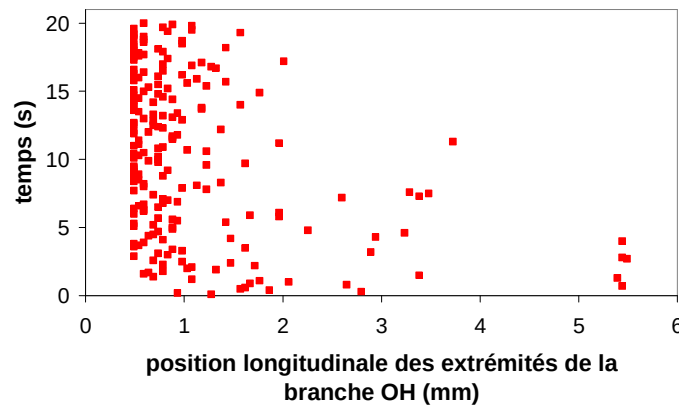


Figure IV-13 - Illustration des différentes positions prises par l'extrémité de la branche supérieure de fluorescence OH (acquisition = 10 Hz)

Etant donné les réflexions présentes sur les bords de l'injecteur, nous avons dû travailler à une distance minimale de $\sim 0,5$ mm de l'injecteur. D'où l'aspect tronqué de la distribution. Nous ne sommes donc pas capables de déterminer des positions inférieures à 0,5mm ; de ce fait la valeur moyenne des positions prises par l'extrémité de la branche de

fluorescence se retrouve biaisée et donc inexploitable. C'est pourquoi nous avons introduit un critère plus représentatif de la position moyenne, basé sur la distribution spatiale des positions instantanées prises par l'extrémité de la branche OH. On décide ainsi de comptabiliser le nombre de positions inférieures ou supérieures à 1 mm du bord de l'injecteur. Etant donné la précision des mesures du signal de fluorescence et la résolution spatiale, les positions inférieures à 1 mm peuvent être interprétées comme attachées aux bords de lèvre de l'injecteur.

On constate sur la figure IV-13 que l'extrémité de la branche de fluorescence OH est le plus souvent à une distance inférieure à 1 mm de l'injecteur. On conclut donc que dans le cas de la flamme hydrogène/air présenté sur la figure IV-12, la flamme est attachée en moyenne au niveau de l'injecteur. Mais elle se détache occasionnellement du bord de l'injecteur.

Remarque : on rappelle que le diagnostic de PLIF OH n'offre qu'une visualisation bidimensionnelle de l'écoulement à la position $z = 17,5$ mm, correspondant au centre de l'injecteur. Donc rien ne permet de penser que les fluctuations de positions longitudinales de l'extrémité de la branche de OH observées dans le plan (x,y) aient lieu simultanément sur toute la largeur de la veine. Il est vraisemblable que l'accrochage de la flamme au bord de l'injecteur soit tridimensionnel, les tourbillons longitudinaux ayant la possibilité de se déplacer. Néanmoins des visualisations directes de la flamme (visualisation intégrée sur la largeur de la veine) ont permis de constater que l'extrémité de la flamme se détache occasionnellement du bord de l'injecteur.

Même si la flamme semble attachée en moyenne au bord de l'injecteur, on constate sur la distribution spatiale des positions prises par l'extrémité de la branche OH que le point d'accrochage de la flamme se trouve ponctuellement à des positions très éloignées du bord des lèvres de l'injecteur ($\sim 5,49$ mm). Ces positions éloignées du point d'accrochage sont défavorables à l'accrochage et la stabilisation de la flamme dans la zone de recirculation, qui est aérodynamiquement très instable et explique en partie son caractère « fragile ».

2.2 - Influence des paramètres de vitesses et de la composition du mélange sur l'accrochage de la flamme

Dans le but d'étudier l'influence des paramètres de vitesses (tel que le ratio de vitesse r ou encore la vitesse des écoulements d'air amont) et les propriétés physico-chimiques du mélange sur la position du point d'accrochage de la flamme dans la zone de recirculation, différentes configurations de flammes ont été comparées. Des mesures de PLIF OH permettent la visualisation des zones de fluorescence des radicaux OH et en particulier de détecter les positions longitudinales du point d'accrochage de la flamme par rapport au bord de l'injecteur.

2.2.1 – Influence du rapport de vitesse r

Afin de mettre en avant l'influence du ratio de vitesse sur la position du point d'accrochage de la flamme, nous avons comparé deux configurations d'écoulements dans lesquelles la vitesse d'injection du combustible a été modifiée. Ainsi deux flammes d'hydrogène/air avec des ratios de vitesse r de 0,23 et 0,18 pour une même vitesse des écoulements d'air amont ont été mises en œuvre. La flamme possédant un ratio de vitesse de 0,23 a été appelée cas A, et l'autre cas B. Les caractéristiques expérimentales des écoulements amont étudiés sont répertoriées dans le tableau IV-1.

Une étude statistique des positions prises par l'extrémité de la flamme dans la zone de recirculation a été réalisée sur 200 images successives de PLIF OH. La distribution spatiale des positions de l'extrémité de la branche OH montre que 70% des positions prises par le point d'accrochage de la flamme sont inférieures à 1 mm du bord de l'injecteur dans le cas A et 57% dans le cas B. On conclut donc que la flamme est le plus souvent attachée au bord de fuite de l'injecteur dans les deux cas étudiés (cf. figure IV-14 et figure IV-15).

	<i>Hydrogène/air</i> Cas A		<i>Hydrogène/air</i> Cas B	
	combustible	air	combustible	air
Pression statique	1,544 bar	1,546 bar	1,543 bar	1,542 bar
Température totale	290,4 K	437,6 K	290,7 K	439,5 K
Masse volumique	0,128 kg/m ³	1,22 kg/m ³	0,172 kg/m ³	1,22 kg/m ³
Débit	2,37 g/s	177,3 g/s	3,03 g/s	175,8 g/s
Vitesse	289 m/s	67,8 m/s	370,8 m/s	67,4 m/s
Richesse globale	0,46		0,59	
Rapport des vitesses air/comb	0,23		0,18	
Rapport des masses volumiques air / comb	9,735		9,726	

Tableau IV-1 – Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements amont.

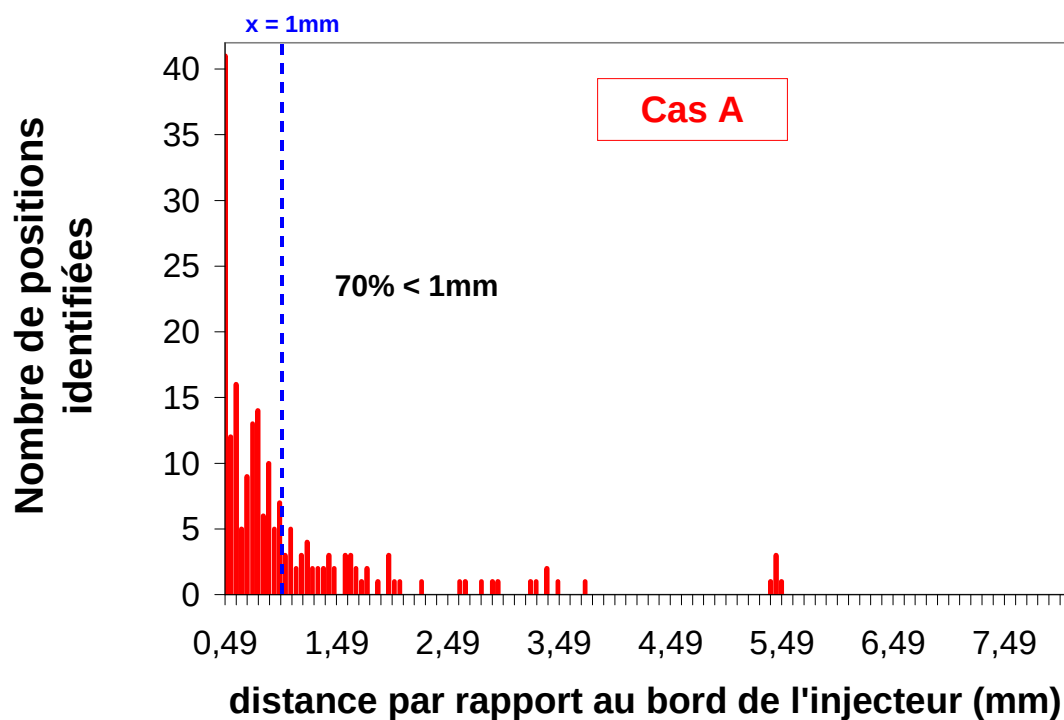


Figure IV-14 - Histogramme des positions prises par l'extrémité de la flamme dans le cas A

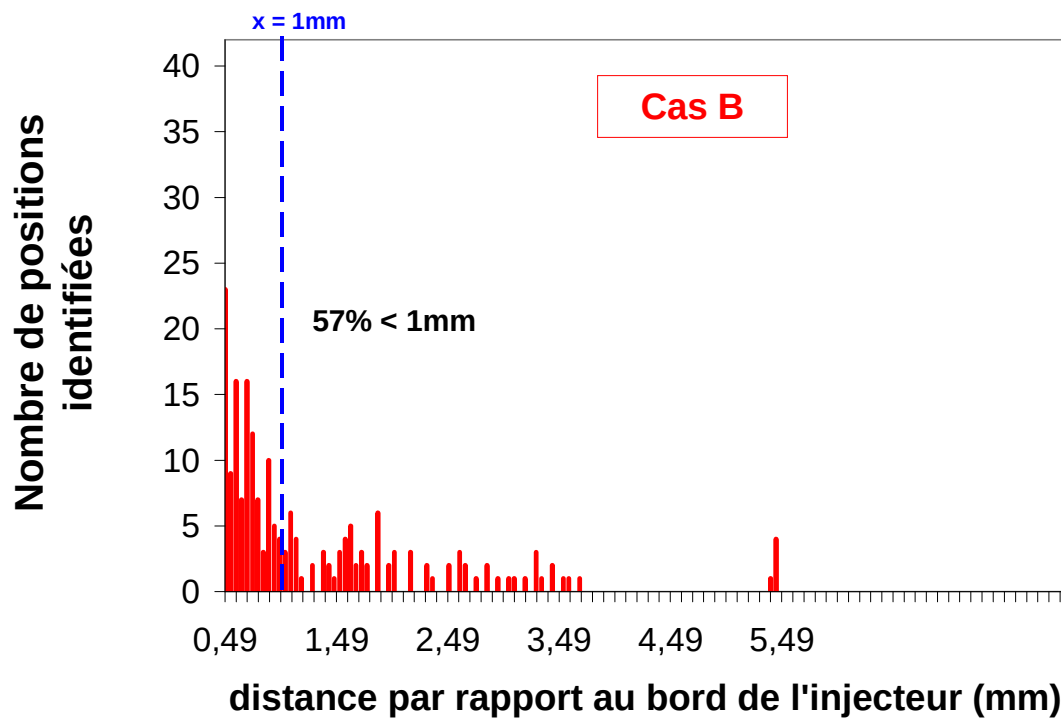


Figure IV-15 - Histogramme des positions prises par l'extrémité de la flamme dans le cas B

La diminution du ratio de vitesse r semble avoir une influence sur la position du point d'accrochage de la flamme dans la zone de recirculation. On constate d'après la distribution spatiale des positions prises par le point d'accrochage de la flamme, que cette dernière est plus souvent attachée dans le cas A (70%) que dans le cas B (57%). La flamme s'accroche donc à des abscisses plus éloignées du bord de l'injecteur lorsque le ratio de vitesse diminue. On peut donc supposer que l'accrochage est plus instable, provenant certainement d'un accroissement des instabilités aérodynamiques de la zone de recirculation souligné au paragraphe 2.1. Cette augmentation du nombre de positions éloignées ne semble pas surprenant étant donné que la diminution du ratio de vitesse dans le cas B correspond à une augmentation du débit de combustible. Néanmoins, l'observation des champs de fluorescence OH montre que la position maximale atteinte par le point d'accrochage de la flamme ne varie quasiment pas ($\sim 5,49$ mm dans le cas B contre $\sim 5,44$ mm dans le cas B). Etant donné la cadence d'acquisition de 10 Hz du diagnostic de PLIF OH, il se peut que le dispositif d'acquisition n'ait pas pu enregistrer des positions plus éloignées dans le cas B.

2.2.2 – Influence de la vitesse de l'écoulement d'air amont

Afin de dégager l'influence de la vitesse des écoulements d'air amont sur la position d'accrochage de la flamme, deux configurations, dans lesquelles la vitesse des écoulements d'air a été modifiée, ont été mise en œuvre. La flamme repérée cas A dans le paragraphe 2.2.1 est comparée à une flamme d'hydrogène/air caractérisée par une vitesse des écoulements d'air plus élevée, repérée cas C. Les caractéristiques des écoulements amont sont répertoriées dans le tableau IV-2.

	<i>Hydrogène/air</i> Cas A		<i>Hydrogène/air</i> Cas C	
	combustible	air	combustible	air
Pression statique	1,544 bar	1,546 bar	1,552 bar	1,554 bar
Température totale	290,4 K	437,6 K	290,5 K	439,5 K
Masse volumique	0,128 kg/m ³	1,22 kg/m ³	0,128 kg/m ³	1,22 kg/m ³
Débit	2,37 g/s	177,3 g/s	2,71 g/s	237,1g/s
Vitesse	289 m/s	67,8 m/s	330,6 m/s	90,2 m/s
Pression totale	bar	1,568 bar	bar	1,593 bar
Richesse globale	0,46		0,63	
Rapport des vitesses air/comb	0,23		0,27	
Rapport des masses volumiques air / comb	9,735		9,755	

Tableau IV-2 - Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements amont

De la même façon qu'au paragraphe 2.2.1, une étude statistique des positions de l'extrémité de la branche de fluorescence OH a été menée sur 200 champs successifs de PLIF OH. La distribution spatiale des positions prises par l'extrémité de la flamme (cf. figure IV-16) montre que la flamme est le plus souvent détachée du bord de l'injecteur dans le cas C (65% > 1 mm). Contrairement au cas A où la flamme est attachée en moyenne (70% < 1 mm).

L'augmentation de la vitesse des écoulements d'air a eu pour effet de retarder spatialement la position moyenne du point d'accrochage de la flamme. Elle entraîne

également une augmentation de la position la plus éloignée du bord de l'injecteur ($\sim 5,49$ mm dans le cas A contre ~ 7 mm dans le cas C). Ces résultats nous amènent à conclure que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air amont est défavorable à l'accrochage et la stabilisation de la flamme. Cette augmentation de vitesse éloigne le second tourbillon (B), repéré sur la figure IV-5, du bord de l'injecteur et entraîne un accroissement de sa dimension.

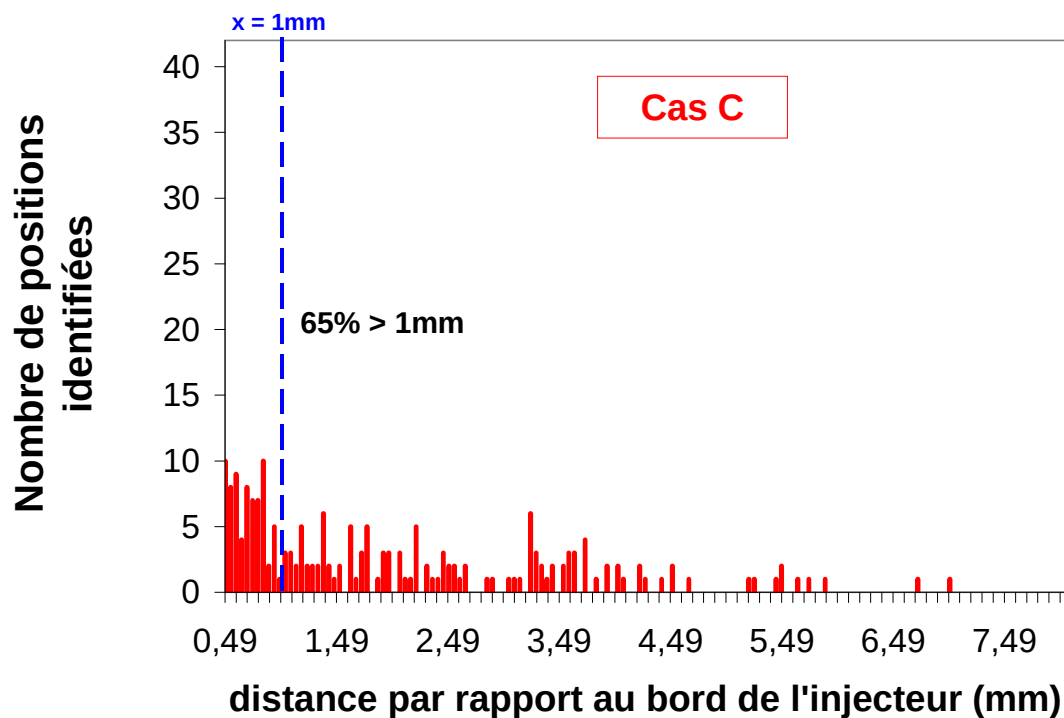


Figure IV-16 - Histogramme des positions prises par l'extrémité de la flamme

2.2.3 – Influence de la nature du combustible

Afin de mettre en exergue l'influence de la composition du mélange sur la position du point d'accrochage de la flamme, deux combustibles ont été utilisés dans les mêmes conditions aérothermodynamiques. Ainsi la flamme d'hydrogène/air repérée cas B dans le paragraphe 2.2.2 est comparée à une flamme de méthane/hydrogène/air (5%-mol de CH_4) repérée cas D. Les caractéristiques des écoulements amont étudiés sont répertoriées dans le tableau IV-3.

	<i>Hydrogène/air</i> Cas B		<i>Méthane/hydrogène/air</i> (5%-mol de CH ₄) Cas D	
	combustible	air	combustible	air
Pression statique	1,543 bar	1,542 bar	1,504 bar	1,504 bar
Température totale	290,7 K	439,5 K	290,8 K	437,6 K
Masse volumique	0,172 kg/m ³	1,22 kg/m ³	0,168 kg/m ³	1,21 kg/m ³
Débit	4,1 g/s	175,8 g/s	3,55 g/s	169,5 g/s
Vitesse	370,8 m/s	67,4 m/s	330 m/s	67 m/s
Richesse globale	0,59		0,66	
Rapport des vitesses air/comb	0,18		0,2	
Rapport des masses volumiques air / comb	9,726		7,172	

Tableau IV-3 - Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements amont

De la même façon que précédemment, une étude statistique de la position du point d'accrochage de la flamme a été réalisée sur 200 images de PLIF OH enregistrées dans la zone de recirculation. L'étude de la distribution spatiale de la position de l'extrémité de la flamme (cf. figure IV-17) montre que la flamme est détachée en moyenne dans le cas D (74% > 1 mm), alors que dans le cas B elle semble attachée (57% < 1 mm).

L'introduction de méthane dans le mélange a eu pour effet de retarder spatialement la position moyenne où s'accroche la flamme et ce malgré une vitesse d'injection du combustible dans le cas B supérieure à celle du cas D. Cette augmentation de la position moyenne est donc imputée à la nature du combustible et plus particulièrement à ses propriétés chimiques. De plus l'étude statistique a révélé une position maximale de l'extrémité de la flamme dans le cas D de l'ordre de 8 mm contre ~ 6 mm dans le cas B. L'introduction de méthane dans le mélange a donc eu pour effet d'augmenter également la position maximale où s'accroche la flamme. Il apparaît également sur la figure IV-17, que l'introduction de méthane a eu pour effet d'augmenter les fluctuations des positions supérieures à 1 mm, on constate alors une distribution quasiment homogène (profil plat). Ces résultats expliquent en partie les difficultés à accrocher la flamme de méthane/hydrogène/air.

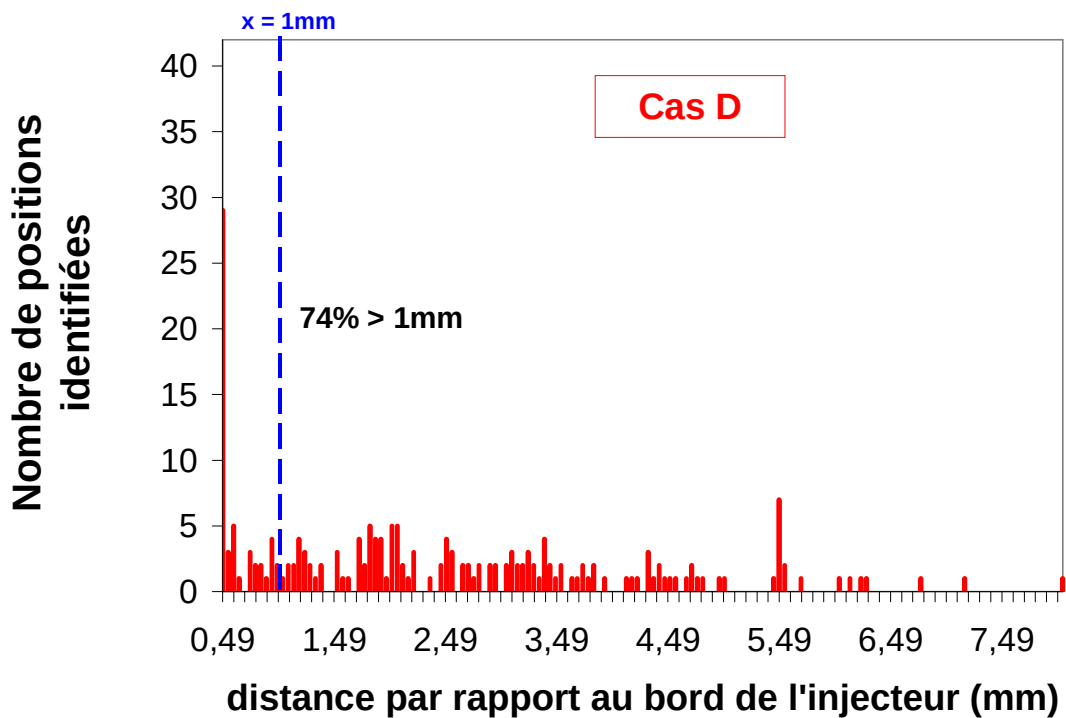


Figure IV-17 - Histogramme des positions prises par l'extrémité de la flamme

2.3 - Conclusion

L'analyse de la zone recirculation a permis d'établir le caractère « sensible » de cette zone face aux vitesses des écoulements et la nature du combustible. L'analyse des vitesses a permis de mettre en avant la présence de deux tourbillons contrarotatifs susceptibles de favoriser l'entraînement de l'air vers le jet de combustible, d'augmenter le mélange entre l'air et le combustible et d'augmenter le temps de séjour des gaz. Néanmoins ces tourbillons contrarotatifs ne favorisent que ponctuellement l'accrochage et la stabilisation de la flamme, étant donné le caractère très instationnaire des écoulements dans la zone de recirculation. L'analyse des champs de fluorescence a permis de mettre en avant le caractère également instationnaire de l'accrochage de la flamme dans le plan considéré. Elle a permis de montrer que suivant les vitesses des écoulements et la nature du combustible, la flamme adopte une position attachée ou détachée du bord de fuite de l'injecteur. Alors que la flamme d'hydrogène/air du cas A est plutôt attachée à l'injecteur, l'augmentation de la vitesse d'injection du combustible dans le cas B ou de la vitesse

amont de l'écoulement d'air dans le C conduit à éloigner en moyenne la flamme du bord de fuite de l'injecteur jusqu'à observer une flamme détachée en moyenne dans le cas C. L'introduction de méthane dans le mélange a également révélé un retard spatial de la position où s'accroche la flamme et conduit à une flamme détachée en moyenne dans le cas D. Dans l'hypothèse où la distance à laquelle la flamme s'accroche augmente avec la proportion de méthane présente dans le mélange, on comprend que pour 34%-mol de CH_4 présent dans le mélange, l'accrochage de la flamme n'est pas pu être obtenu (étant donné qu'avec seulement 5%-mol de méthane dans le mélange la position maximale atteinte par le point d'accrochage de la flamme représente près de 2 fois la hauteur du bord de l'injecteur).

Remarque : Des mesures simultanées de vitesse et de fluorescence OH rapide dans la zone de recirculation permettraient de déterminer la superposition éventuelle du point d'accrochage de la flamme et de la position du tourbillon repéré (B) (fig. IV-5) situé près du bord des lèvres de l'injecteur.

3 – Influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion

Nous souhaitons dans ce paragraphe mettre en évidence l'influence d'une variation du ratio de masse volumique s (induit non pas comme au chapitre III par une modification de la température des gaz, mais par la modification de la composition chimique du combustible) et de la cinétique chimique du combustible sur le mélange et la combustion. Pour le faire, nous avons travaillé avec 4 flammes de différents combustibles : une flamme d'hydrogène/air repérée cas E, une flamme de méthane/hydrogène/air avec 5%-mol de CH_4 repérée cas F, et une flamme de méthane/hydrogène/air repérée cas G. Les valeurs recherchées des caractéristiques des écoulements amont sont présentées dans le tableau IV-4.

Dans le chapitre III, nous avons démontré l'influence du ratio de vitesse $r = \frac{U_{\text{air}}}{U_{\text{combustible}}}$ sur le mélange et la combustion d'une flamme non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse. C'est pourquoi afin de mettre exergue l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion nous avons conservé ce ratio de vitesse constant ($r = 0,2$) entre les différents cas étudiés ainsi que le cisaillement initié par l'écoulement d'air et le combustible. Nous avons également défini la position du contour stœchiométrique comme un bon estimateur du mélange sous réserve que la vitesse d'entrée du coflow était conservée entre les différents essais. Ainsi nous avons fixé une vitesse de l'écoulement d'air amont autour de ~ 65 m/s. La présente étude va donc nous permettre d'identifier l'influence de la cinétique chimique du combustible et de la variation du ratio de masse volumique $s = \frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{combustible}}}$ par variation de la composition chimique et de la densité moléculaire. L'étude précédente avait déjà permis de montrer l'influence minime de la variation du ratio de densité s par modification de la température des écoulements.

Nous avons établi dans le chapitre III que le diagnostic de PLIF-OH apportait le plus d'informations, c'est pourquoi pour cette étude seul ce diagnostic a été utilisé.

	Cas E <i>Hydrogène/air</i>		Cas F <i>Méthane/hydrogène/air (5%-mol de CH₄)</i>		Cas G <i>Méthane/hydrogène/air (10%-mol de CH₄)</i>	
	combustible	Air	combustible	air	combustible	air
Pression statique	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar	1,5 bar
Température totale	300 K	450 K	300 K	450 K	300 K	450 K
Masse volumique	0,120 kg/m ³	1,127 kg/m ³	0,160 kg/m ³	1,127 kg/m ³	0,204 kg/m ³	1,127 kg/m ³
Débit massique	2,46 g/s	153,8 g/s	3,43 g/s	167,3 g/s	4,42 g/s	169,9 g/s
Débit molaire	1,23 mol/s	5,3 mol/s	1,27 mol/s	5,8 mol/s	1,3 mol/s	5,9 mol/s
Vitesse	320 m/s	65 m/s	320 m/s	65 m/s	320 m/s	65 m/s
Pression totale	1,54 bar	1,53 bar	1,56 bar	1,54 bar	1,58 bar	1,561 bar
Richesse global	0,54		0,63		0,76	
Rapport des vitesses air/combustible	0,2		0,2		0,2	
Rapport des masses volumiques air/combustible	9,4		7		5,52	

Tableau IV-4 – Valeurs recherchées des caractéristiques des écoulements amont.

3.1 – Influence de la nature du combustible sur le mélange

Les positions moyennes du contour stœchiométrique extrait des champs instantanés de fluorescence du radical OH sont présentées sur la figure IV-18. Il apparaît que la position du contour stœchiométrique est quasiment identique dans les 3 cas d'étude. Etant donné que le ratio de vitesse et le cisaillement sont constants entre les 3 cas, nous pouvons supposer que la diffusion des espèces due au mélange turbulent (turbulence initiale + mélange de la couche cisailée) n'est pas modifiée. De plus, comme la vitesse du coflow est la même dans les 3 cas, nous pouvons supposer que la convection des espèces est également identique. La position du contour stœchiométrique rendant compte de l'aspect convection/diffusion des espèces, nous pouvons conclure que la diffusion des

espèces n'a pas été influencée par la nature du combustible. Aussi, compte tenu de la nature différente des espèces mises en jeu (CH_4 et H_2), on peut conclure que la diffusion des espèces est principalement d'origine turbulente. Ce résultat corrobore l'influence minimale du ratio de masse volumique s sur le mélange démontré au chapitre III. Dans notre étude, la nature du combustible n'a quasiment pas d'influence sur le mélange qui semble être piloté par la turbulence.

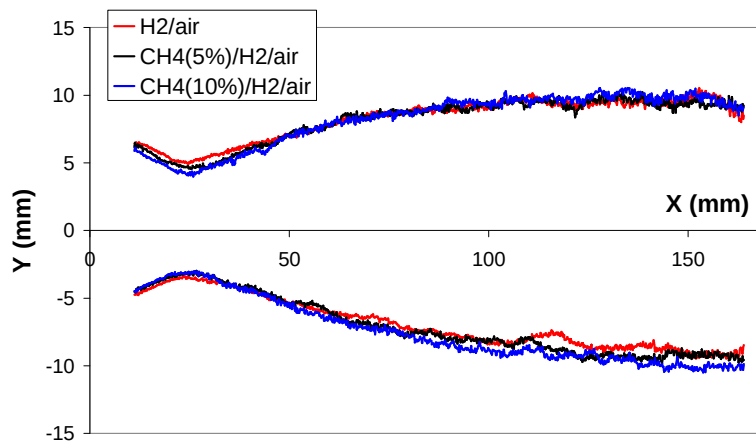


Figure IV-18 – Moyennes des positions prises par le contour stœchiométrique (réalisée sur 200 images)

3.2 – Influence de la nature du combustible sur la combustion

3.2.1 - Taux de combustible brûlé

L'évolution spatiale du taux de combustible brûlé, présentée sur la figure IV-19, ne montre pas de différence significative entre le cas E et le cas F. Par contre, on relève une diminution de $\sim 12\%$ dans le cas G par rapport aux deux autres cas. Cette diminution du taux de combustible brûlé montre que la réaction de combustion du mélange méthane/hydrogène/air est moins efficace que celle du mélange hydrogène/air. Les conditions aérothermodynamiques étant identiques dans les trois cas étudiés, cette diminution illustre, comme on pouvait s'y attendre, un mécanisme réactionnel du mélange méthane/hydrogène/air moins efficace que celui d'hydrogène/air. La faible différence observée entre le cas E et le cas F est due à la faible proportion molaire de méthane dans le cas F.

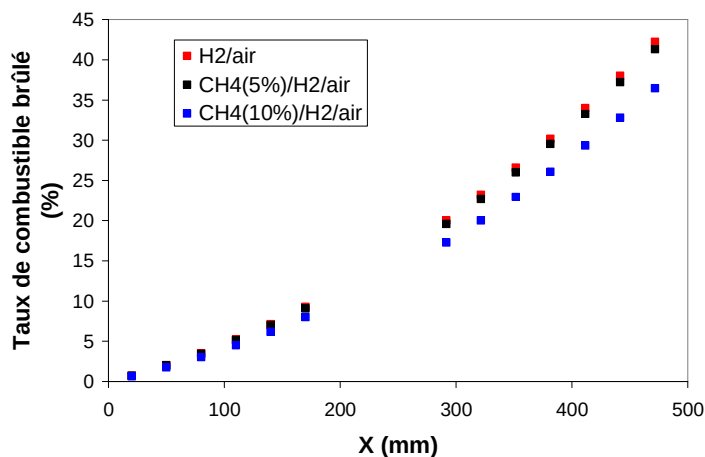


Figure IV-19 – Evolution longitudinale du Taux de combustible brûlé le long de la veine

3.2.2 - Quantité de chaleur de chaleur dégagée

La quantité massique de combustible brûlé spatialement est obtenue en multipliant le taux de consommation en combustible par le débit massique de combustible introduit initialement dans la chambre. L'évolution spatiale de la quantité de combustible brûlée est tracée sur la figure IV-20.

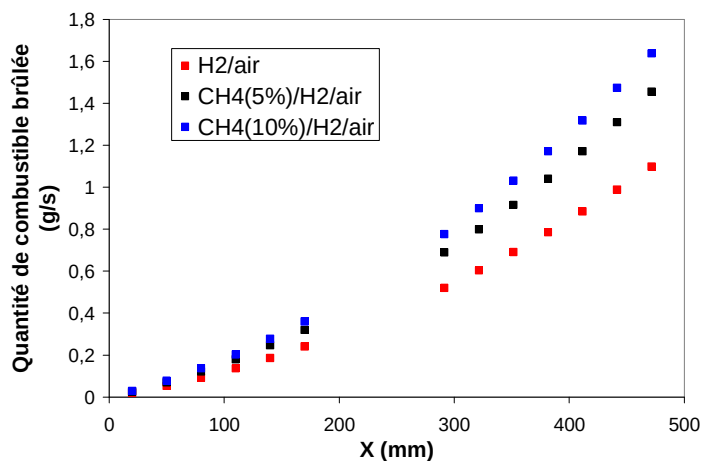


Figure IV-20 – Evolution longitudinale de la Quantité de combustible brûlé le long de la veine

Il apparaît que la quantité massique de combustible brûlé spatialement est supérieure dans le cas G par rapport au deux autres cas. On note une différence d'environ 66% entre le cas G et le cas E à l'abscisse $x = 472$ mm. Néanmoins la masse molaire du méthane étant 8 fois supérieure à celle de l'hydrogène, nous devons déterminer la correspondance volumique de la quantité de combustible brûlée spatialement (la réaction de combustion mettant en jeu des molécules). La figure IV-21 présente l'évolution longitudinale de la quantité molaire de combustible brûlé. Il apparaît que la quantité

molaire de combustible brûlé à l'abscisse $x = 472\text{mm}$ est supérieure de $\sim 15\%$ dans le cas E par rapport au cas G.

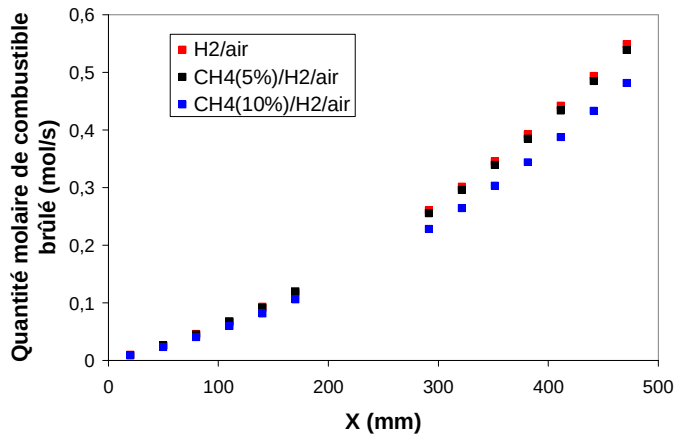


Figure IV- 21 - Evolution longitudinale de la quantité molaire de combustible brûlé

Pour obtenir la quantité de chaleur produite spatialement dans la chambre il faut maintenant multiplier la quantité de combustible brûlée par le pouvoir calorifique inférieur molaire du combustible (Ip_{molaire}). Nous avons calculé le PCI_v des différents combustibles : $PCI_v(H_2) = 240 \text{ kJ/mol}$; $PCI_v(CH_{4(5\%)} / H_2) = 268 \text{ kJ/mol}$ et $PCI_v(CH_{4(10\%)} / H_2) = 296 \text{ kJ/mol}$. L'évolution longitudinale de la quantité de chaleur dégagée dans la chambre de combustion est présentée sur la figure IV-22.

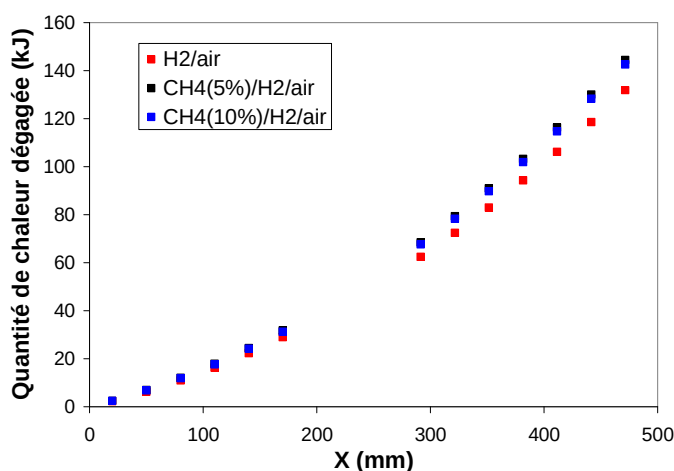


Figure IV-22 – Evolution longitudinale de la quantité de chaleur dégagée par la réaction de combustion

On constate que même si la quantité molaire de combustible brûlé à l'abscisse $x = 472 \text{ mm}$ est supérieure dans le cas E, la quantité de chaleur dégagée est plus

importante de $\sim 10\%$ dans le cas G. Ce résultat ne semble pas surprenant étant donné que le PCI_v du méthane/hydrogène (10%-mol de CH_4) est supérieur à celui de l'hydrogène pur de $\sim 23\%$. Le pouvoir calorifique inférieur volumique augmentant avec la masse volumique du combustible, l'énergie dégagée par la réaction de combustion peut être plus élevée pour les combustibles les plus lourds même si la quantité de mole brûlée est inférieure.

3.2.3 - Longueur de combustion

La longueur de combustion est extrapolée à partir des mesures de pressions pariétales le long de la veine d'essais et du code de calcul monodimensionnel (chapitre II). Elle a été estimée dans le cas E à ~ 790 mm, dans le cas F à ~ 800 mm et dans le cas G à ~ 860 mm. On observe donc une flamme plus longue dans le cas de la flamme de méthane/hydrogène/air (10%-mol de CH_4) par rapport au 2 autres cas. La longueur de combustion supérieure dans le cas G est liée au taux de combustible brûlé le plus bas et au dégagement de chaleur le plus élevé (impliquant des effets convectifs des écoulements extérieurs plus importants dans ce cas).

3.2.4 - Structure de la zone de réaction

Dans le chapitre III, nous avons montré qu'il était difficile à partir des diagnostics mis en œuvre dans notre configuration de déterminer rigoureusement la zone de réaction. Cependant, il est possible d'observer sa structure à partir des champs de fluorescence OH. Nous avons donc comparé la structure de la zone de réaction des flammes des cas E, F et G (tableau IV-4)

L'observation des champs de fluorescence du radical OH présentés sur la figure IV-23 révèle une structure de la zone de réaction différente entre les trois cas étudiés. Plus la proportion de méthane dans le mélange augmente, plus la zone de réaction semble hachée et étirée. Dans le cas G, on observe de nombreuses extinctions du signal de fluorescence qui traduisent une discontinuité de la zone de réaction. Même si le caractère bidimensionnel des mesures de PLIF OH ne permet pas de suivre complètement la zone

de réaction fortement tridimensionnelle, les extinctions locales du signal de fluorescence peuvent être interprétées comme des extinctions locales de la flamme. On peut donc observer l'influence des temps chimiques sur la structure de la flamme. En effet si on se réfère à la théorie des flammes non prémélangées (Borghi et Champion), le taux de réaction croît avec le taux d'étirement local de la flamme. En théorie, plus l'étirement augmente, plus l'apport de combustible dans la zone de flamme est important et, dans l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide, la réaction devient donc plus intense. Or nous savons qu'en pratique les réactions chimiques ont une vitesse limite, impliquant l'existence d'une valeur critique de l'étirement au-delà de laquelle la flamme s'éteint. La réaction chimique n'est plus assez rapide pour brûler les réactifs disponibles et le refroidissement de la zone de réaction conduit à l'extinction. Etant donné que dans les trois cas étudiés les conditions de vitesse sont identiques, il est possible de supposer que le taux d'étirement local de la flamme est également le même. On peut donc conclure que les extinctions locales de la flamme observées sont dues à une chimie trop lente par rapport aux temps turbulent. Les champs de fluorescence proposés sur la figure IV-22 permettent de constater que l'introduction de méthane dans le mélange tend à ralentir la réaction de combustion, augmentant ainsi le nombre d'extinctions locales de la flamme. Une étude statistique réalisée sur 100 images successives de PLIF OH montre que dans le cas E le nombre d'extinctions de la flamme observées sur l'ensemble des champs est de 16, dans le cas F le nombre d'extinctions locales de la flamme est de 164 et dans le cas G le nombre d'extinctions est de 616. Ainsi le nombre d'extinctions augmente avec la proportion de méthane dans le mélange. Nous avons également déterminé la longueur moyenne sur la quelle la flamme s'éteint. Nous avons trouvé une longueur moyenne de $\sim 1,5$ mm dans le E, ~ 18 mm dans le cas F et ~ 31 mm dans le cas G, valeur qu'il faut ramener à la longueur du champ observé (~ 160 mm). Dans le cas nominal du chapitre III, sur une longueur d'observation de 170 mm la longueur de flamme était de 266 mm (cf. chapitre III § 2.1.2.4) soit environ 1,6 fois la longueur d'observation. Les extinctions locales de la flamme vont donc faire diminuer cette longueur. De fait, la surface de flamme est moins importante lorsque la proportion de CH_4 augmente (la longueur moyenne des extinctions étant 20 fois plus grande dans le cas G par rapport au cas E). De plus la longueur maximale de l'extinction locale de la flamme augmente également avec

la proportion de méthane dans le mélange. On détermine ainsi, une longueur maximale de l'extinction locale dans le cas E de l'ordre de 4,55 mm, ~ 16 mm dans le cas F et plus de 22 mm dans le cas G. Ces résultats montrent, que lorsque la proportion de méthane augmente dans le mélange, la zone de réaction est caractérisée par des extinctions locales de plus en plus importantes et sur des distances de plus en plus longues. Ceci explique en partie les difficultés à stabiliser la flamme de méthane/hydrogène/air. En effet une telle structure de la zone réaction, caractérisée par de nombreuses extinctions locales, ne peut être que défavorable pour la stabilisation de la flamme.

Sous l'hypothèse que l'augmentation du taux de méthane dans le mélange entraîne une évolution croissante du nombre d'extinctions locales de la flamme sur des longueurs de plus en plus élevée, on comprend mieux que la stabilisation de la flamme de méthane/hydrogène/air (34%-mol de CH_4) n'ait pas pu être obtenue. Ces discontinuités élevées sont dues en partie à une forte aérodynamique, mais surtout à une cinétique chimique du mélange méthane/hydrogène/air d'autant plus lente que la proportion de méthane augmente dans le mélange.

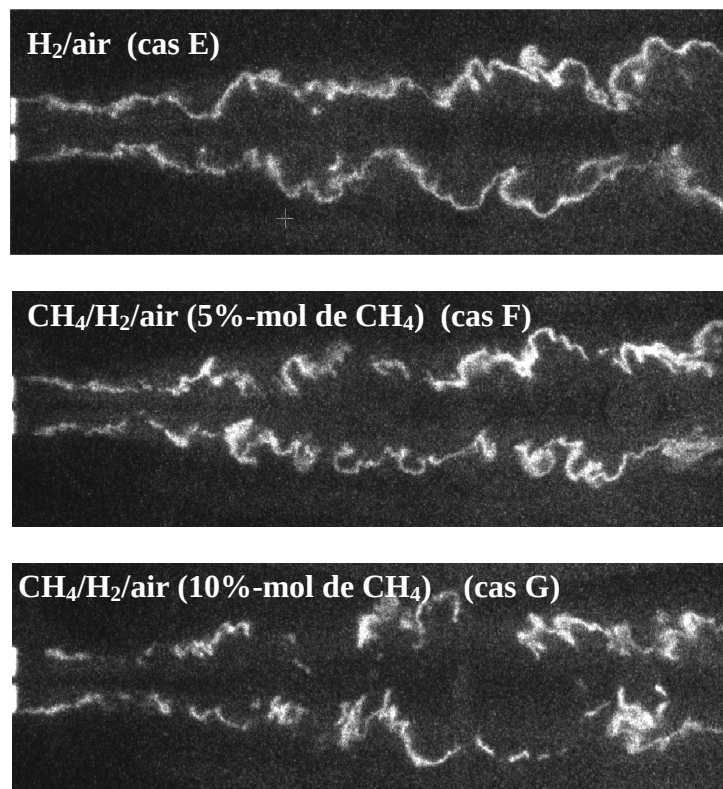


Figure IV-23 – Visualisations instantanées du signal de fluorescence des radicaux OH.

3.3 - Conclusion

La nature du combustible ne semble pas avoir d'influence significative sur le mélange. Néanmoins nous devons garder à l'esprit que nous avons travaillé avec de faibles proportions molaires de méthane, la stabilisation de la flamme n'ayant pas pu être obtenue pour des proportions supérieures à ~10%-mol de CH₄.

L'étude de la combustion a révélé que le taux de consommation en combustible diminuait avec l'introduction du méthane dans le mélange, supposant une efficacité moindre de la réaction de combustion. Néanmoins le pouvoir calorifique volumique du méthane (PCI = 800 kJ/mol) étant plus de 3 fois supérieur à celui de l'hydrogène (PCI = 240 kJ/mol), on constate qu'à l'abscisse $x = 472$ mm le dégagement de chaleur de la flamme de méthane/hydrogène/air (10%-mol de CH₄) est supérieur à celui de la flamme d'hydrogène/air.

L'étude de la structure de la zone de réaction a révélé la présence d'extinctions locales de la flamme. Ces extinctions augmentent avec la proportion de méthane introduite dans le mélange. Elles expliquent en partie les difficultés rencontrées lors de l'accrochage et de la stabilisation de la flamme, ainsi que la diminution du taux de combustible brûlé.

Il est intéressant de noter que, jusqu'à l'abscisse $x = 170$ mm, la quantité de chaleur dégagée par la flamme de méthane/hydrogène/air (10%-mol de CH₄) est équivalente à celle dégagée par la flamme d'hydrogène/air (cf. figure IV-21) et ce, malgré une surface de flamme supposée inférieure. La diminution de la surface de flamme liée à l'introduction de méthane dans le mélange est donc compensée par le PCI_v du méthane plus élevé que celui de l'hydrogène.

4 - Influence de la vitesse de l'écoulement d'air amont sur la flamme de CH₄/H₂/air

Une série d'expériences a permis d'étudier l'influence de la vitesse des écoulements d'air sur la stabilité de la flamme de méthane/hydrogène/air (5%-mol de CH₄). Nous avons ainsi balayé une vitesse de coflow comprise entre $65 < V_{\text{air}} < 150$ m/s (150 m/s étant la vitesse maximale obtenue dans le dispositif expérimental) pour une vitesse de combustible constante de ~ 270 m/s. Le ratio de vitesse est donc compris entre $0,24 < r < 0,55$ et la richesse globale du mélange varie de 0,66 (pour les plus petites vitesses des écoulements d'air amont) à 0,2. Aucun soufflage de la flamme n'a été observé pour cette gamme de vitesse. Ce constat confirme que c'est bien le processus d'accrochage de la flamme intrinsèque au dispositif expérimental qui fait de la vitesse des écoulements d'air amont, un facteur limitant pour l'accrochage et la stabilisation de la flamme.

Lors de cette campagne de mesure, le diagnostic de visualisation directe a permis de suivre le comportement de la flamme sous l'influence de l'augmentation de la vitesse des écoulements d'air amont. Des visualisations directes de la flamme de méthane/hydrogène/air (5%-mol de CH₄) sont présentées sur la figure IV-24. On peut voir la structure de la flamme en fonction de la vitesse des écoulements d'air amont.

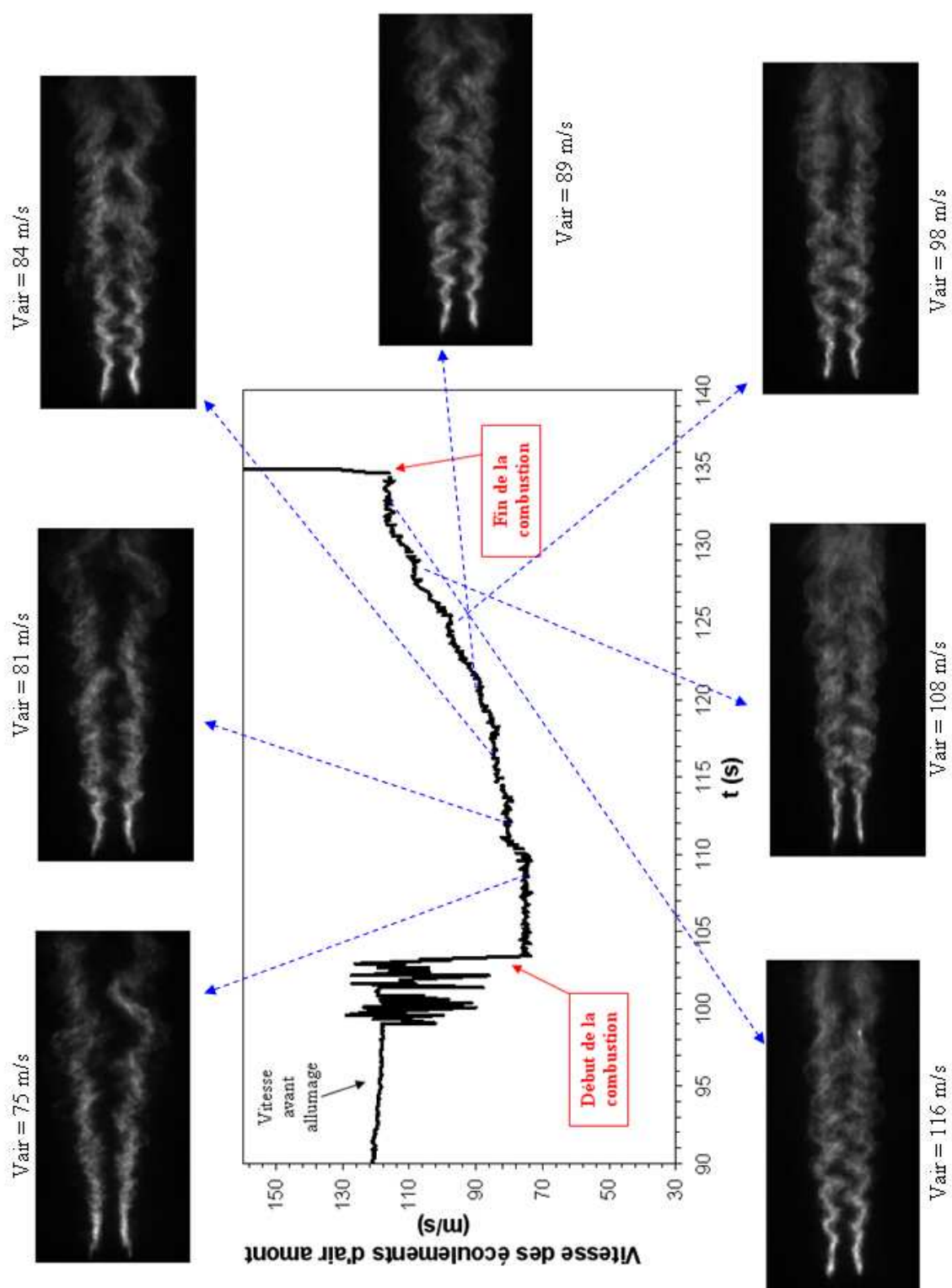


Figure IV-24 - Visualisations directes de la flamme de méthane/hydrogène/air (5%-mol de CH_4) pour différentes vitesses des écoulements d'air amont

Premièrement nous pouvons observer l'influence des écoulements d'air amont sur la position où s'accroche la flamme dans la zone proche de l'injecteur. Il apparaît sur les visualisations directes que plus la vitesse des écoulements d'air amont augmente, plus la flamme semble s'éloigner du bord de l'injecteur. Le caractère intégré dans la direction azimutale des champs de visualisations directes ne permet pas de déterminer précisément la distance à laquelle s'accroche la flamme, nous n'avons donc pas pu établir de corrélation entre la distance de décrochage de la flamme et la vitesse des écoulements d'air amont.

Nous pouvons également observer l'influence de la vitesse des écoulements d'air amont sur les caractéristiques des structures à grande échelle (instabilités de Kelvin-Helmholtz). Lorsque la vitesse des écoulements d'air amont augmente, l'amplitude des fluctuations spatiales de la zone de réaction (structures à grande échelle) augmente plus rapidement spatialement. Ce qui laisse supposer que la tridimensionnalisation des écoulements s'établit alors plus près de l'injecteur. Il est important de noter que les amplitudes élevées des structures à grande échelle n'impliquent pas un mélange plus efficace dans le jet, le mélange au sein du jet étant basé sur l'évasement de ce dernier et non pas sur celui des couches de mélange initiées aux bords de fuite de l'injecteur. On voit notamment sur les visualisations directes que l'évasement du jet est plus important pour les plus faibles vitesses des écoulements d'air amont. Ces résultats confirment les conclusions établies dans le chapitre III, à savoir la diminution du mélange au sein du jet avec l'augmentation du ratio de vitesse $r = U_{\text{air}}/U_{\text{combustible}}$.

On observe également des changements de régime des pulsations transversales du jet. Suivant la vitesse de l'écoulement d'air amont, il apparaît que les branches inférieure et supérieure battent en phase ($V_{\text{air}} = 84$ m/s, figure IV-24) ou en opposition de phase ($V_{\text{air}} = 98$ m/s, figure IV-24). On peut penser que ces changements de comportement sont fortement liés au couplage acoustique transverse dans la veine d'essais.

Il est important de noter que l'acoustique influe sur l'avancement de la combustion du fait de la génération de structure à grande échelle.

5 - Mise en évidence du couplage longitudinal

Un mouvement cohérent a été identifié sur des visualisations directes de la flamme dans des conditions de basses vitesses des écoulements d'air amont (~ 30 m/s). Le mouvement cohérent se traduit sous forme de « bouffée » dans l'écoulement (cf. figure IV-25). La fréquence de répétition de ces « bouffées » a été estimée à ~ 134 Hz (à partir des champs de visualisations directes).

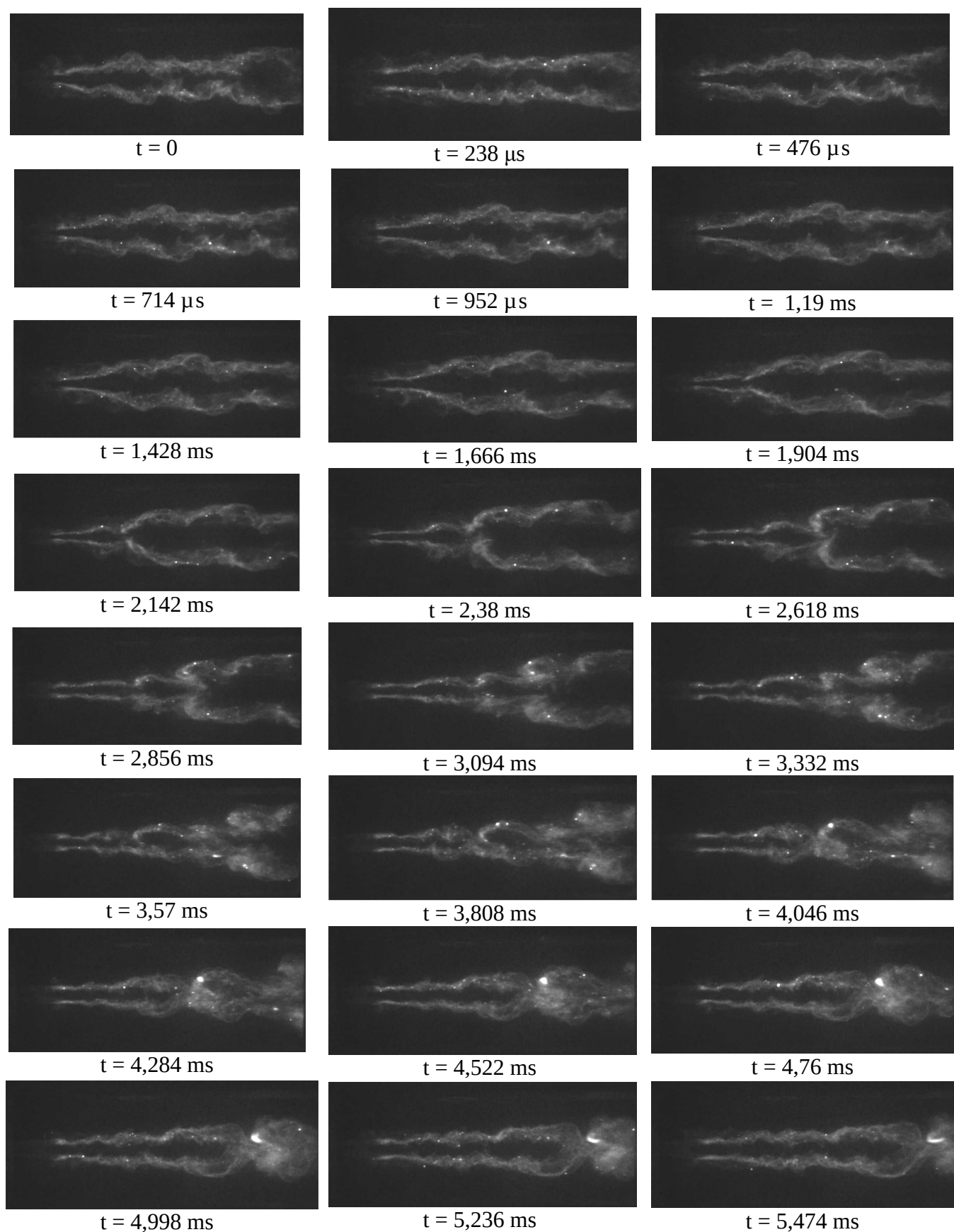
Une étude des fréquences propres de la veine basée sur sa géométrie a permis de calculer les premiers modes propres longitudinaux. En supposant une propagation du son dans un milieu homogène, on peut estimer les fréquences $f_{m,n,p}$ des modes acoustiques caractéristiques de la veine d'essais à partir de la formulation suivante :

$$f_{m,n,p} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m^2}{L_x^2}\right) + \left(\frac{n^2}{L_y^2}\right) + \left(\frac{p^2}{L_z^2}\right)}$$

Avec $L_x = 1,45$ m (entre les convergents amont et la fin de la sortie du convergent) ; $L_y = 65$ mm et $L_z = 35$ mm. La vitesse du son à une température de 450 K et une pression de 1,5 bar a été estimée à environ 424 m/s. Ce qui nous donne un 1^{er} mode longitudinal de la veine d'environ 142 Hz.

On constate que la fréquence des « bouffées » longitudinales de l'écoulement est du même ordre de grandeur que le 1^{er} mode propre longitudinal de la veine d'essais. Nous pouvons donc conclure qu'il existe un couplage aéro-acoustique longitudinal au sein de la veine d'essais. Au passage de l'onde acoustique issue du dégagement de chaleur, la variation de la vitesse générée par la variation de pression (tel que $\Delta U = \frac{\Delta p}{\rho c}$) entraîne une

variation de la position de la zone de réaction. Le ralentissement de la vitesse longitudinale du jet au sein de la veine (sans modification de la vitesse d'injection) fait tendre le rapport convection/diffusion du jet en faveur de la diffusion. Le taux de pénétration, définie au chapitre III, augmente alors. Les valeurs élevées du taux de pénétration observées sur les champs de visualisations directes suggèrent des ralentissements importants des écoulements dus aux faibles vitesses des écoulements d'air amont et à la forte richesse globale. Néanmoins le couplage existe quelques soient les conditions de vitesse, il ne doit donc pas être négligé dans les simulations numériques.



**Figure IV-25 - Visualisations directes de la flamme de $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Air}$
(Photron FAST-CAM : 8,4kHz ; intensification 50μs)**

6 - Synthèse et Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un travail de nature expérimentale, portant sur l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion des flammes non prémélangées au sein d'un écoulement subsonique haute vitesse. Pour le faire, nous avons mis en œuvre et comparé les caractéristiques de 4 flammes de diffusion : une flamme d'hydrogène/air et trois flammes de méthane/hydrogène/air avec 34%-mol, 10%-mol et 5%-mol de CH₄.

Une première partie a été consacrée à la description du processus d'accrochage et de stabilisation de la flamme intrinsèque au dispositif expérimental. Nous avons ainsi pu mettre en avant les difficultés de la mise en œuvre de la flamme. Une vitesse trop élevée des écoulements d'air amont ainsi que la présence de méthane dans le combustible se sont révélées être des facteurs limitant pour l'accrochage et la stabilisation de la flamme dans le dispositif expérimental. Alors que la flamme d'hydrogène/air ne pose aucun problème, l'accrochage et la stabilisation de la flamme de méthane/hydrogène/air (34%-mol de CH₄) n'ont jamais pu être obtenus.

Une deuxième partie a été consacrée à la caractérisation de la zone de recirculation située juste en aval de l'injecteur n°2. Nous avons pu constater la présence de deux tourbillons contrarotatifs très instationnaires qui favorisent ponctuellement le mélange et le temps de séjour des gaz dans la zone de recirculation. L'accrochage et la stabilisation de la flamme sont favorisés par la présence de ces deux tourbillons. Leur caractère très instationnaire explique en partie les difficultés de stabilisation de la flamme. Nous avons également mis en évidence le caractère instationnaire de la position où s'accroche la flamme. Alors que la flamme d'hydrogène/air semble attachée en moyenne au bord de fuite de l'injecteur, l'introduction de méthane dans le combustible tend à éloigner spatialement la flamme de l'injecteur. De plus, on constate que pour une introduction de 10%-mol de méthane dans le combustible, la flamme est détachée en moyenne. Il apparaît que l'augmentation des temps chimiques du combustible (par introduction de méthane) tend à retarder spatialement la position où s'accroche la flamme. Le même constat a été fait lorsque l'on augmente la vitesse des écoulements d'air amont. Ce caractère « liftée » de la flamme explique en partie les difficultés de sa mise en œuvre.

Dans une troisième partie nous avons étudié l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion d'une flamme non prémélangée dans des écoulements subsoniques haute vitesse. La nature du combustible (densité et composition chimique) ne semble pas avoir d'influence significative sur le mélange. Ce constat nous permet de conclure que le mélange est principalement piloté par la turbulence. Nous avons également montré que la réaction de combustion de l'hydrogène pur était plus efficace que celle du mélange méthane/hydrogène. Néanmoins, du fait d'un pouvoir calorifique molaire supérieur du méthane (800 kJ/mol) par rapport à l'hydrogène (240 kJ/mol), des niveaux de chaleur dégagée similaires ont été atteints au sein du dispositif expérimental. Nous avons également observé l'influence de l'introduction du méthane sur la zone de réaction. Il apparaît que les temps chimiques du méthane plus longs que ceux de l'hydrogène entraînent des discontinuités au sein de la zone de réaction. Ainsi plus la proportion de méthane augmente dans le mélange, plus la flamme semble perturbée et étirée. On observe de plus en plus d'extinctions locales de la flamme sur des distances de plus en plus longues qui conduisent à une surface de flamme moins importante. Ces discontinuités de la zone de réaction expliquent en partie les difficultés de la stabilisation de la flamme de méthane/hydrogène/air.

Une quatrième partie a permis de mettre en exergue l'influence des écoulements d'air amont sur la flamme de diffusion. Il apparaît que l'augmentation de la vitesse des écoulements d'air amont tend à retarder spatialement la position où s'accroche la flamme dans la zone de recirculation. Nous avons également constaté que l'augmentation de la vitesse des écoulements d'air amont avançait spatialement la tridimensionnalisation de l'écoulement. Nous avons aussi mis en évidence des variations des modes de pulsations transverses de la flamme, suivant la vitesse de l'écoulement d'air amont le jet passe d'un mode symétrique à antisymétrique et inversement.

Enfin, un couplage acoustique longitudinal a été mis en évidence au sein de la veine. Celui-ci dépend fortement du dégagement de chaleur (richesse globale). Le dispositif expérimental utilisé pour ces travaux devrait constituer une base intéressante pour l'étude de ce phénomène dans une configuration de flamme jet non prémélangée subsonique à haute vitesse.

CONCLUSIONS

Nous avons présenté dans ce manuscrit les résultats d'un travail de nature essentiellement expérimentale, portant sur l'étude du mélange et de la combustion d'une flamme jet non prémélangée subsonique, à haute vitesse, issu d'un injecteur fente, débouchant entre deux écoulements d'air. Le choix de cette étude a notamment été motivé par les besoins de compréhension des phénomènes qui régissent le mélange et la combustion dans ce type d'écoulement. L'éclaircissement des processus mis en jeu est une étape nécessaire au développement des connaissances et des outils de simulations numériques, qui permettront par la suite de répondre à des problèmes d'efficacité et de stabilité de la combustion lié au mélange entre le combustible et l'air au sein des chambre de combustion des propulseurs aérobie, en autres. L'objectif était triple : tout d'abord, il s'agissait de déterminer l'influence de la température des écoulements d'air amont (entraînant une variation du rapport de masse volumique s) sur le mélange et la combustion ; puis nous avons mis exergue l'influence du ratio de vitesse r entre les écoulements d'air et le jet de combustible toujours sur le mélange et la combustion ; enfin nous devons mettre en avant l'influence de la nature du combustible (entraînant une variation du rapport de densité s et de la composition du mélange) sur le mélange et la combustion. De ces études est ressorti également l'influence du confinement sur l'épanouissement du jet et notamment l'influence des écoulements extérieurs sur la longueur de combustion, ainsi que l'influence du processus d'accrochage et de stabilisation dans le dispositif expérimental.

A l'issue d'une synthèse bibliographique, nous avons pu mettre en évidence les points utiles à la compréhension et à l'analyse des écoulements étudiés, notamment :

- Les paramètres-clés susceptibles d'influer sur le mélange et la combustion (ratio de vitesse, ratio de densité, conditions initiales, composition du mélange...) ;
- Les paramètres-clés permettant la caractérisation des écoulements (taux d'évasement, taux de décroissance du ratio d'excédent de vitesse sur l'axe du jet, entraînement, taux de consommation en combustible,...) ;

- Les mécanismes mis en jeu dans les flammes turbulentes non prémélangées (interactions chimie/turbulence,...) ;
- Les modes de stabilisation de la flamme et plus particulièrement la stabilisation dans une « zone de recirculation ».

Influence du rapport de masse volumique s

Dans cette première partie de l'étude, nous avons travaillé avec deux flammes d'hydrogène/air dans les mêmes conditions aérodynamiques. Seule la température des écoulements d'air amont diffère, entraînant une variation du ratio de densité : une flamme avec un ratio de densité $s = 14,1$ et une flamme avec $s = 9,4$. Les différents paramètres permettant de caractériser les écoulements ont été obtenus à partir des techniques de diagnostics laser de PLIF-OH et PIV, ainsi que des mesures de pression et température le long de la veine.

L'étude des champs de vitesse et des champs de fluorescence du radical OH, nous ont permis de constater que le jet inerte, comme le jet réactif étaient régi par quasiment le même épanouissement dans les deux flammes étudiées. Ce résultat suggère que le taux de mélange est le même dans les deux configurations.

L'étude des relevés de pressions et de températures le long de la veine ont permis de mettre en évidence, via un code monodimensionnel, que le taux de combustible brûlé était identique dans les deux configurations étudiées.

L'ensemble des résultats établis dans cette partie de l'étude révèlent que le rapport de masse volumique s n'a pas ou peu d'influence sur le mélange et la combustion d'une flamme non prémélangée dans un écoulement subsonique haute vitesse.

Influence du rapport de vitesse r

Pour cette partie de l'étude, trois flammes d'hydrogène/air avec des ratios de vitesse r différents ont été mises en œuvre. De la même façon que précédemment les mesures de vitesses, du champ de fluorescence OH et les relevés de pressions et températures ont permis la caractérisation du mélange et de la combustion.

L'étude du mélange a mis en évidence une augmentation de l'efficacité du mélange avec la diminution du ratio de vitesse r .

Le mélange aérodynamique est influencé simultanément par la vitesse d'injection du combustible et la vitesse des écoulements d'air amont. Lorsque la vitesse de l'écoulement de combustible augmente ($V_{\text{air}} = \text{constant}$) l'évasement du jet augmente également.

L'étude de la combustion a révélé que le taux de combustible brûlé était peu différent dans les trois cas étudiés. Néanmoins, le dégagement de chaleur est plus important pour les plus petits ratios de vitesse. Ces résultats suggèrent que le dégagement de chaleur est piloté par la quantité de combustible introduite et le cisaillement initial engendré par la différence de vitesse entre les écoulements d'air et le jet de combustible.

L'ensemble des résultats établis dans cette partie ont mis en évidence une augmentation de l'efficacité du mélange et du dégagement de chaleur avec la diminution de ratio de vitesse r .

Influence de la nature du combustible

Dans cette étude, nous avons caractérisé et comparé le mélange et la combustion dans des flammes d'hydrogène/air et des flammes de méthane/hydrogène/air possédant différentes proportions de CH_4 (5%-mol, 10%-mol et 34%-mol). Contrairement aux études précédentes, la géométrie des écoulements est celle de l'injecteur n°2, proposant une « zone de recirculation » plus large que l'injecteur n°1.

Alors que la flamme d'hydrogène/air ne pose aucun problème, l'accrochage et la stabilisation de la flamme de méthane/hydrogène/air (34%-mol de CH_4) n'ont jamais pu être obtenus. Ce résultat met en avant l'influence de la composition chimique du combustible qui régit les mécanismes réactionnels. Ainsi, les temps chimiques plus longs du méthane par rapport à l'hydrogène se sont révélés être des facteurs très limitants pour la mise œuvre de la flamme.

Etant donné le processus d'accrochage et de stabilisation de la flamme dans le dispositif expérimental, la vitesse des écoulements extérieurs s'est révélée être également un facteur limitant pour la mise œuvre de la flamme. Ainsi les flammes de méthane/hydrogène/air (5%-mol et 10%-mol de CH_4) n'ont pu être stabilisées qu'à des vitesses de coflow d'air inférieures ou égales à 80m/s, une fois la flamme stabilisée.

L'étude du mélange a révélé que la nature du combustible (variation du rapport de densité s par variation de la composition chimique) n'influait pas ou peu sur l'évasement

du jet. Ce résultat corrobore les résultats établis lorsque l'on a fait varier le rapport de densité en modifiant la température des écoulements.

L'étude de la combustion a révélé que le taux de consommation en combustible diminuait avec l'introduction de méthane dans le mélange. Néanmoins, étant donné que le pouvoir calorifique inférieur volumique du méthane est quasiment 3 fois supérieur à celui de l'hydrogène, le dégagement de chaleur obtenu dans le dispositif expérimental, lorsque l'on maintient le ratio de vitesse r constant, est du même ordre de grandeur. Il est intéressant de noter que du fait d'une masse volumique 1,7 fois supérieur du mélange méthane/hydrogène (10%-mol de CH_4) à celui de l'hydrogène pur, il a fallu brûler jusqu'à l'abscisse $x = 472\text{mm}$ dans la veine, 66% (en masse) de combustible dans le cas du mélange méthane/hydrogène pour obtenir un dégagement de chaleur équivalent à celui obtenu avec l'hydrogène.

L'étude de la topologie de la zone de réaction a révélé que l'introduction de méthane dans le mélange engendre des discontinuités de la flamme beaucoup plus nombreuses et prononcées que dans le cas de l'hydrogène. On observe ainsi une flamme d'autant plus étirée et perturbée que la quantité de méthane augmente dans le mélange. Ces discontinuités sont imputées à la chimie du méthane beaucoup plus lente que celle de l'hydrogène. Ces discontinuités expliquent en partie la diminution du taux de consommation en combustible observée. De plus l'accroissement du nombre de d'extinctions locales de la flamme sur des longueurs de plus en plus importantes avec l'introduction du méthane dans le mélange explique en partie l'impossibilité à stabiliser la flamme de méthane/hydrogène/air (34%-mol de CH_4).

Influence du confinement

L'étude des vitesses dans la chambre de combustion a fait apparaître une accélération de l'écoulement extérieur le long de la veine. Dans le cas inerte, l'accélération de l'écoulement extérieur est due au confinement de l'écoulement (présence de parois). Dans le cas réactif, se rajoute un gradient de pression longitudinal favorable, induit par la combustion, qui conduit à une accélération plus importante de l'écoulement extérieur.

Cette accélération de l'écoulement extérieur fait tendre plus rapidement le jet vers un comportement de jet « fortement advecté ». On comprend dès lors que l'accélération

de l'écoulement extérieur apporte une contribution convective plus importante à l'écoulement global.

De ce fait, il ressort que la longueur de combustion dans un écoulement confiné est conditionnée par le couplage de phénomènes antagonistes mais possédant la même origine le mélange. D'un côté le mélange aérodynamique et le cisaillement initial induit un certain évasement et un certain taux de réaction qui fait diminuer la fraction massique (ou volumique) de combustible sur l'axe du jet jusqu'à la stœchiométrie (cette distance axiale définissant la longueur de combustion). De l'autre, le dégagement de chaleur induit par la combustion engendre une accélération de l'écoulement extérieur qui tend à convecter les écoulements vers l'aval (influant ainsi sur la longueur de combustion).

Processus d'accrochage et de stabilisation dans le dispositif expérimental

Les difficultés inhérentes au dispositif expérimental sont multiples, mais il ressort principalement qu'une vitesse des écoulements d'air amont trop élevée et une concentration de méthane dans le mélange méthane/hydrogène trop importante soient des facteurs très limitant pour la mise en œuvre de la flamme.

Durant l'étude de la topologie de la zone de recirculation créée derrière l'injecteur n°2, la présence ponctuelle de tourbillons contrarotatifs a été identifiée. Ces tourbillons contrarotatifs favorisent ponctuellement le mélange et la recirculation des gaz dans la zone de recirculation, facilitant ainsi l'accrochage et la stabilisation de la flamme. Néanmoins, le caractère très instationnaire de ces tourbillons explique en partie les difficultés de mise en œuvre de la flamme.

Nous avons également pu constater le caractère instationnaire de la position où s'accroche la flamme dans la zone de recirculation. Nous avons ainsi pu observer qu'une augmentation de la vitesse des écoulements d'air amont, ou une augmentation de la vitesse de combustible, ou une augmentation de la concentration de méthane dans le mélange conduisaient à retarder spatialement le point d'accrochage de la flamme. Les distances auxquelles la flamme s'accroche instantanément augmentant avec la proportion de méthane dans le mélange, ce résultat explique en partie l'impossibilité de la mise en œuvre de la flamme de méthane/hydrogène/air (34%-mol de CH₄).

Au final, il ressort de l'étude que la diffusion moléculaire ne joue qu'un rôle mineur dans le mélange. Il apparaît donc que le mélange global et local soient

principalement pilotés par le mélange aérodynamique à grande et petite échelles (diffusion turbulent). Deuxièmement, nous avons mis en avant l'importance de la présence d'un confinement qui tend à ralentir l'épanouissement des jets inerte et réactif.

Enfin, nous avons identifié l'existence d'un couplage aéro-acoustique induit par la combustion dans la veine qui se traduit par la présence d'un mouvement cohérent de pulsations longitudinales.

PERSPECTIVES

Le dispositif expérimental et les diagnostics mis en œuvre pour caractériser les écoulements, nous ont permis de caractériser le mélange et la combustion. Néanmoins des améliorations peuvent encore être apportées, notamment en ce qui concerne l'ensemencement du jet d'hydrogène qui permettrait des mesures non conditionnées de la vitesse ; mais surtout la caractérisation du mélange d'un point de vue dynamique dès la sortie de l'injecteur.

Des mesures couplées de PLIF OH rapide et de PIV rapide pourraient également être intéressantes, afin d'observer simultanément sur des champs instantanés, l'influence de l'aérodynamique sur la structure de la zone de réaction. Cependant, la mise en œuvre de ce type de mesure est très lourde et les technologies de PLIF OH rapide ne sont pas encore éprouvées. De plus, mêmes avec les cadences actuelles de mesure, il n'est pas certains que l'on puisse suivre les structures instationnaires présentes dans l'écoulement.

Afin d'améliorer nos connaissances sur l'accrochage et la stabilisation de la flamme dans la zone de recirculation et vérifier notamment la nature tridimensionnelle de l'accrochage de la flamme, des mesures dans des champs transversaux pourraient être envisagées.

Une donnée intéressante à obtenir devrait être la température du bord de l'injecteur. Un thermocouple installé sur le bord des lèvres de l'injecteur en permettrait la mesure. La connaissance de la température de l'injecteur apporterait des informations sur les transferts thermiques existant entre la flamme et l'injecteur, mais elle représente également une donnée intéressante pour la simulation.

Pendant l'étude, nous avons soulevé les problèmes de couplage existant dans la veine. Une étude plus approfondie de l'acoustique pourrait être envisagée, le dispositif expérimental se prêtant tout particulièrement à ce problème. Des mesures synchronisées de vitesse, pour des basses vitesses des écoulements d'air amont (richesse élevée), et de pression pourraient faire apparaître les différents couplages existant.

Devant les problèmes d'accrochage et de stabilisation de la flamme de méthane/hydrogène/air, nous avons choisi de modifier la géométrie de l'injecteur, afin de réaliser une zone de recirculation plus large juste en aval de l'injecteur (injecteur n°2). D'autres possibilités peuvent être envisagées, notamment l'utilisation de pattes inclinées qui favorisent le mélange et la combustion (cf. Théron [2005]).

Pour conclure, les principales perspectives que l'on pourrait associer à ces travaux seraient le recoupement des résultats expérimentaux avec les résultats des simulations numériques obtenus à partir du code de calcul CEDRE.

Ahmed M.R. & Sharma S.D. [2000], Effect of velocity ratio on the turbulent mixing of confined, co-axial jets, *Exp. Thermal. Fluid. Sc.*, v.22, pp.19-33

Anikin N.B., Gersen S., Mokhov A.V. et Levinsky H.B. [2007], Autoignition of methane/hydrogen mixtures in a rapid compression machine, *European Combustion Meeting*

Antoine Y., Lemoine F. et Lebouché M. [2001], Turbulent transport of a passive scalar in a round jet discharging into a co-flowing stream, *Eur. J. Mech. B – Fluids*, v.20, pp.275-301

Anup G., Battaglia F., Fox R.O. et Hill J.C [2006], Simultaions of mixing for a confined co-flowing planar jet, *Computers & Fluids*, v.35, pp.1228-1238

Bastin F., Lafon P. et Candel S. [1997], Computation of jet mixing noise due to coherent structures: the plane jet case, *J. Fluid. Mech.*, v.335, pp.261-304

Becker H.A. & Liang D. [1978], Visible Length of Vertical Free Turbulent Diffusion Flames, *Combustion and Flame*, v.32, pp.115-137

Bellenoue M. [1997], Etude expérimentale de la combustion initiée par effet catalytique d'un mélange hydrogène/air en écoulement supersonique, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

Ben Yakar A. & Hanson R.K. [1998], Experimental investigation of flame-holding capability of hydrogen transverse jet in supersonic cross-flow, *27th Symposium (International) on Combustion*, pp.2173-2180

Bernal L.P. & Roshko A. [1986], Streamwise vortex structures in plane mixing layers, *J. Fluid. Mech.*, v.170, pp.499-525

Bertin J.J. & Cummings R.M. [2003], Fifty years of hypersonic: where we've been, where we're going, *Prog. Aerosp. Sc.*, v.39, pp.511-536

Besson M. [2001], Etude expérimentale d'une zone de combustion en écoulement turbulent stabilisée en aval d'un élargissement brusque symétrique, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

Bilger R.W. [2000], Future progress in turbulent combustion research, *Prog. Energy. Combust. Sci.*, v.26, pp.367-380

Bilger R.W., Pope S.B., Bray K.N.C. et Driscoll J.F. [2004], Paradigms in turbulent combustion research, *30th Symposium (International) on Combustion (The Combustion Institute), Chicago, U.S.A.*

Bogdanoff D.W. [1983], Compressibility effects in turbulent shear layers, *AIAA. J.*, v.21, n°6, pp.926-927

Bonnet J-P & Perault L. [2000], Cours de Turbulence, *ENSMA (3^{ème} année)*

Borghi R. & Champion M. [2000], Modélisation et Théorie des flammes, *Ed. Technip*

Borghi R., Combustion turbulente, *Technique de l'ingénieur*

Boust B. [2006], Etude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

Boutier A. & Royer H., Visualisations et mesures optiques en aérodynamique, *Techniques de l'Ingénieur - Traité Mesures et contrôles*

Bouchez M., Falempin F, Minard J.P., Levine V., Avrashkov V. et Davidenko D. [2002], French-Russian Partnership on Hypersonic Wide Range Ramjets, *AIAA Conference 2002-5254*

Bouchez M., Levine V. et Avrashkov V. [2003], Frenc-Russian Cooperation on Dual-Mode Ramjet: significant step passed for technology and combustion processes mastering, *XII^{ème} AIAAF/AAAF International Space Planes and Hypersonic systems and technologies Conference, Norfolk, December 2003*

Bresson A. [2000], Techniques d'imagerie quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions, *Thèse de doctorat de l'Université de Rouen*

Browand F.K. & Latigo B.O. [1979], Growth of the two-dimensional mixing layer from a turbulent and non-turbulent boundary layer, *Phys. Fluids.*, v.22, n°6, pp.1011-1019

Brown G.L. & Rebollo M.R. [1972], A small, fast-response probe to measure composition of a binary gas mixture, *AIAA J.*, v.10, n°5, pp.649-652

Brown G.L. & Roshko A. [1974], On density effects and large structures in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.*, v.64, n°4, pp.775-816

Cessou A. [2006], Diagnostic laser en combustion : Mesure de concentration et de température, *école de combustion, Anglet, 2006*

Cessou A., Maurey C. et Stepowski D. [2003], Influence of large-scale structures of a turbulent jet on stabilization of lifted flame, *European Combustion Meeting 2003*

Cessou A., Meier U. et Stepowski D. [2000], Applications of planar laser induced fluorescence in turbulent reacting flows, *Meas. Sci. Technol.*, v.11, pp.887-901

Cessou A. & Stepowski D. [1996], Planar laser induced fluorescence measurement of [OH] in the stabilization stage of a spray jet flame, *Combust. Sci. Tech.*, v.118, pp.361-381

Chen L.D. & Roquemore W.M. [1986], Visualization of jet flames, *Combust. Flame*, v.66, pp.81-86

Claramunt K., Consul R., Rérez-Segarra C.D. et Olivia A. [2004], Multidimensional mathematical modelling and numerical investigation of coflow partially premixed methane/air laminar flames, *Combustion and Flame*, v.137, pp.444-457

Clemens N.T. & Mungal M.G. [1995], Large scale structure and entrainment in the supersonic mixing layer, *J. Fluid. Mech.*, v.284, pp.171-216

Coats C.M. [1996], Coherent structures in combustion, *Prog. Energy. Combust. Sci.*, v.22, pp.427-50

Cormier J.M. [2003], Combustion assistée par Hydrogène et radicaux générés par plasma non thermique, *rapport Projet PLASMHYRAD*

Criniker K., Cessou A., Louiche J. et Vervish P. [2005], Stabilisation d'une flamme-jet suspendue turbulente assistée par plasma froid, *17^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Troyes, Septembre 2005

Croonenbroeck T. [1996], Diagnostics optiques appliqués aux milieux réactifs (Diffusion Rayleigh, fluorescence induite par laser, absorption, analyse de la chimiluminescence, ...) - Application aux flammes laminaires étirées à contre-courant, *Thèse de l'université de ParisVI*

Dahm Werner J.A. & Dibble Robert W. [1989], Coflowing turbulent jet diffusion flame blowout, *Int. Symp. On Combustion*, v.22, issue1, pp.801-808

Dally B.B., Masri A.R., Barlow R.S. et Fiechtner G.J. [1998], Instantaneous and Mean Compositional Structure of Bluff-Body Stabilized Nonpremixed Flames, *Combustion and Flame*, v.114, pp.119-148

Davidenko D.M. et al. [2002], Kinetic mechanism validation and numerical simulation of supersonic combustion of methane-hydrogen fuel, *11th AIAA/AAAF International Conference - Space Planes & Hypersonic Systems and Technologies*, Orléans, France

Davidson M.J. & Wang H.J. [2002], Strongly advected jet in a coflow, *J. Hydraulic. Eng.*, pp.742-752

Day M.J., Reynolds W.C. & Mansour N.N. [1998], The structure of the compressible reacting mixing layer : insights from linear stability analysis, *Phys. fluids.*, v.10, n°4, pp.993-1007

De Bisschop J-R. [1993], Comportement de la turbulence en couches de mélange supersoniques, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

Demare D. & Baillot F. [2003], Stabilization of lifted non-premixed flame by secondary streamwise vortices, *European Combustion Meeting 2003*

Desbordes D. [2005], Combustion - Aspects fondamentaux, *Cours ENSMA 3ème année*

Dessornes O. & Scherrer D. [2005], Test of JAPHAR dual mode ramjet, *Aerospace Science and Technology*, v.9, pp.211-221

Dieke G.H. & Crosswhite H.M. [1961], The ultraviolet bands of OH - Fundamental Data, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, v.2, pp 97-199

Dimotakis P.E. [1986], Two-dimensional shear layer entrainment, *AIAA. J.*, v.24, n°11, pp.1791-1796

Dimotakis P.E. [1991], Turbulent free shear layer mixing and combustion, *High Speed Flight Propulsion Systems, in Progress in Astronautics and Aeronautics*, v.137, ch.5, pp.265-340

Donbar J.M., Driscoll J.F. & Carter C.D. [2000], Reaction zone structure in turbulent non-premixed jet flames - from CH-OH PLIF images, *Combust. Flame.*, v.122, pp.1-19

Donghee Han & Mungal M.G. [2001], Direct measurement of entrainment in reacting/nonreacting turbulent jets, *Combustion and Flame*, v.124, issue 3, pp.370-386

Donghee Han & Mungal M.G. [2003], Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in coflow, *Combustion and Flame*, v.132, pp.565-590

Driscoll J.F., Huh H., Yoon Y. & Donbar J.M. [1996], Measured lengths of supersonic hydrogen-air jet flames - Compared to subsonic flame lengths - And analysis, *Combust. Flame.*, v.107, pp.176-186

Dziomba B. & Fiedler H.E. [1985], Effect of initial conditions on two-dimensional free shear layers, *J. Fluid. Mech.*, v.152, pp.419-442

Elliott G.S., Samimy M. & Arnette S.A. [1995], The characteristics and evolution of large scale structures in compressible mixing layers, *Phys. Fluids.*, v.7, n°4, pp.864-876

Esquivano-Dano I. & Escudié D. [2001], Effet de la turbulence sur la stabilisation d'une flamme non prémélangée, *XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy, Septembre 2001*

Esquiva-Dano I., Nguyen H.T. et Escudié D. [2001], Influence of a Bluff-Body's Shape on the Stabilization Regime of non premixed flames, *Combustion and Flame*, v.127, pp.2167-2180

Esquiva-Dano I., Pinguet G. et Escudié D. [2003], Etude expérimentale de la stabilisation d'une flamme non prémélangée, *XVI^{ème} Congrès de Mécanique, Nice, Septembre 2003*

Everitt K.W. & Robins A.G. [1978], The development and structure of turbulent plane jets, *J.Fluid.Mech.*, v.19, n°2, pp.563-583

Falempin F. & Serre L. [2004], LEA flight test program, 55th *International Astronautical Congress, Vancouver, 2004*

Falempin F. & Serre L. [2005], LEA flight test program - A mandatory step in the European R&T effort for hypersonic airbreathing propulsion, *ISABE 2005*

Favier V. & Vervish L. [2001], edge Flames and Partially Premixed Combustion in Diffusion Flame Quenching, *Combustion and Flame*, v.125, pp.788-803

Gad-el-Hak M., Pollard A. & Bonnet J.P. [1998], Flow control, fundamentals and practices, *Ed. Springer-Verlag, Berlin*

Gaskin S. & Wood I.R. [2002], The axisymmetric and the plane jet in a coflow, *J. Hydraulic. Research*, v.39, n°4

Gaydon A.G. [1974], The spectroscopy of flames, *London, Chapman and Hall, 2nd Edition*

Gazzah M.I., Sassi M., Sarh B. & Gökalp I. [2002], Simulation numérique de jets turbulents subsoniques à masse volumique variable par le modèle k-ε, *Int. J. Therm. Sci.*, v.41, pp.51-62

George E., Magre P. et Sabel'nikov V. [2005], Auto-allumage de Mélanges Hydrocarbures/Hydrogène dans un écoulement supersonique confiné d'air chaud, 17^{ème} *Congrès Français de Mécanique, Troyes, Septembre 2005*

Gersen S., Anikin N.B., Mokhov A.K. et Levinsky H.B. [2008], Ignition properties of methane/hydrogen mixtures in a rapid compression machine, *Int. Journal of Hydrogen Energy*, v.33, pp.1957-1964

Giacomazzi E., Favini B., Bruno C., Picchia F.R. et Arcidiacono N. [2003], LES of CH₄/H₂/Air Turbulent Non-premixed Flame, *European Combustion Meeting 2003*

Glawe D.D., Samimy M., Nejad A.S. & Chen T.H. [1995], Effects of nozzle geometry on parallel injection from base of an extended strut into a supersonic flow, *AIAA paper 95-0522*

Goebel S.G. & Dutton J.C. [1991], Experimental study of compressible turbulent mixing layers, *AIAA. J.*, v.29, n°4, pp.538-546

Gordon S. & McBride B. [1971], Computer Program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, incident and reflected shocks, and Chapman-Jouguet detonations, *Report - N.A.S.A. SP-273*, N.A.S.A. Lewis Research Center

Gouskov O.V. & Kopchenov V.I. [2002], Investigation of ignition and flame stabilization behind the strut in supersonic flow, *AIAA 2002*

Grisch F. & Bresson A. [2001], Radical imaging and temperature mapping in turbulent gaseous fields, *C.R. Acad. Sci. Paris., t.2, Série IV*, pp.1037-1047

Grisch F., Bresson A., Bouchardy P. & Attal-Tretout B. [2002], Advanced optical diagnostics applied to dynamic flames and turbulent jets, *Aerosp. Sci. Technol.*, v.6, pp.465-479

Grosch C.E., Seiner J.M., Hussaini M.Y. & Jackson T.L. [1996], Numerical simulation of mixing enhancement in a hot supersonic jet, *ICASE report n°.96-99*

Gutmark E. & Ho C.M. [1983], Preferred modes and the spreading rates of jets, *Phys. Fluids*, v.26, n°10, pp.2932-2938

Gutmark E. & Wygnanski I. [1976], The planar turbulent jet, *J. Fluid. Mech.*, v.73, n°3, pp.465-495

Gutmark E.J. & Grinstein F.F. [1999], Flow control with noncircular jets, *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, v.31, pp.239-272

Gutmark E.J., Schadow K.C. & Yu K.H. [1995], Mixing enhancement in supersonic free shear flows, *Annu. rev. Fluid. Mech.*, v.27, pp.375-417

Hall J.L., Dimotakis P.E. & Rosemann H. [1993], Experiments in non-reacting shear layers, *AIAA. J.*, v.31, n°12, pp.2247-2254

Halter F., Chauveau C., Djebaïli-Chaumeix N. et Gökalp I. [2005], Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane/hydrogen/air mixtures, *Proceeding of the Combustion Institute*, v.30, pp.201-208

Han D. & Mungal M.G. [2001], Direct measurement of entrainment in reacting/non-reacting turbulent jets, *Combust. Flame*, v.124, pp.370-386

Harran G., Chassaing P., Joly L. & Chibat M. [1996], Etude numérique des effets de densité dans un jet de mélange turbulent en microgravité, *Rev. Gén. Therm.*, v.35, pp.151-176

Hassel E., Jahnke S., Kornev N., Tkatchenko I et Zhdanov V. [2006], *Chemical Engineering Science*, v.61, pp.2908-2912

Hawthorne W.R., Weddell D.S. et Hottel H.C. [1949], Mixing and Combustion in turbulent gas jets, *Symp. On Combustion and Flame*, v.3, pp.266-288

Herzberg G. [1950], Molecular spectra and molecular structure, I. Spectra of Diatomic molecules, *Van Nostrand Reinhold Company*, 2nd Edition

- Hicks Y.R., Locke R.J., Anderson R.C., Zaller M. & Schock H.J. [1997]**, Imaging fluorescent combustion species in gas turbine flame tubes : on complexities in real systems, *AIAA paper 97-2837, NASA Technical Memorandum 107491 prepared for the 33rd Joint Propulsion conference (AIAA, ASME, SAE & ASEE)*, pp.1-15
- Hilbert R. et Thévenin D. [2002]**, Auto-ignition of turbulent non-premixed flames investigated using Direct Numerical Simulations, *Combustion and Flame*, v.128, pp.22-37
- Hottel H.C. & Hawthorne W.R. [1949]**, Diffusion in laminar flame jets, *3rd Symposium on Combustion, Flame and Explosion Phenomena*, v.3, pp.254-266
- Huang J.M. & Hsiao F.B. [1999]**, On the mode development in the developing region of a plane jet, *Phys. Fluids.*, v.11, n°7, pp.1847-1857
- Hult J., Meier U., Meier W., Harvey A. et Kaminski C.F. [2005]**, Experimental Analysis of local flame extinction in a turbulent jet diffusion flame by high repetition 2D laser techniques and multi-scalar measurements,
- Isaac J.J. & Cookson R.A. [1977]**, Jet flame stabilization in subsonic and supersonic flows, *Combust. Flame.*, v.30, pp.187-192
- Joly L., Purwanto A., Harran G. & Chassaing P. [1997]**, Modélisation de jets turbulents subsoniques, *Rev. Gén. Therm.*, v.36, pp.99-112
- Kaminski C.F., Hult J. & Aldén M. [1999]**, High repetition rate planar laser induced fluorescence of OH in a turbulent non-premixed flame, *Appl. Phys. B, Lasers and Optics*, v.68, pp.757-760
- Kandakure M.T., Patkar V.C. et Patwardhan A.W. [2008]**, Characteristics of turbulent confined jets, *Chemical Engineering and Processing*, v.47, pp.1234-1245
- Karbasi M. & Wierbza I. [1998]**, The effects of hydrogen addition on the stability limits of the methane jet diffusion flames, *Int. J. Hydrogen Energy*, v.23,n.2, pp.123-129
- Karmed D. [2000]**, Transports et turbulence en combustion, *Cours ENSMA (3ème année)*
- Kim J-H. & Samimy M. [1999]**, Mixing enhancement via nozzle trainling edge modifications in a high speed rectangular jet, *Phys. Fluids.*, v.11, n°9, pp.2731-2742
- Kim S.H. & Pitsch H. [2005]**, Mixing characteristics and structure of a turbulent jet diffusion flame stabilized on a bluff-body, *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs 2005*
- Kozusko F., Grosch C.E., Jackson T.L., Kennedy C.A. & Gatski T.B. [1996]**, The structure of variable property, compressible mixing layers in binary gas mixtures, *Phys. Fluids.*, v.8, n°7, pp.45-53

Krothapalli A., Baganoff D. & Karamcheti K. [1981], On the mixing of a rectangular jet, *J. Fluid. Mech.*, v.107, pp.201-220

Lacoste D. [2002], Etude expérimentale de la combustion de mélanges stratifiés globalement pauvres en chambre à volume constant, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

Lee S.H., Jeung I.S. & Yoon Y. [1997], Computational investigation of shock-enhanced mixing and combustion, *AIAA J.*, v.35, n°12, pp.1813-1820

Lesieur M. [1996], Turbulence in fluids (3rd revised and enlarged edition), *Kluwer Academic Publishers*

Liu H., Winoto S.H. et Shah D.A. [1997], Velocity measurements within confined turbulent jets, *Annals of Biomedical Engineering*, v.25, pp.939-948

Lu G. & Lele S.K. [1994], On the density ratio effect on the growth rate of a compressible mixing layer, *Phys. Fluids.*, v.6, n°2, pp.1073-1075

Malheiro S. [2002], Etude expérimentale de la combustion d'un mélange méthane-air hétérogène globalement pauvre, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

Marble F.E & Broadwell J.E. [1977], *Technical report, Purdue University*

Marley S.K., Welle E.J., Lyons K.M. & Roberts W.L. [2004], Effects of leading edge entrainment on the double flame structure in lifted ethanol spray flames, *Exp. Thermal. Fluid. Sci.*, v.29, n°1, pp.23-31

Masri A.R., Kelman J.B. et Dally B.B. [1998], The instantaneous spatial structure of the recirculation zone in bluff-body stabilized flames, *27th Symposium on Combustion*, pp.1031-1038

Maurey C. [2001], Etude expérimentale de la stabilisation et du soufflage des flammes de diffusion turbulentes suspendues, *Thèse de doctorat de l'Université de Rouen*

McCormick D.C. & Bennett Jr J.C. [1994], Vortical and turbulent structure of a lobed mixer free shear layer, *AIAA J.*, v.32, n°9, pp.1852-1859

McManus K., Yip B. & Candel S. [1993], Emission and laser induced fluorescence imaging methods in experimental combustion, *3rd World Conference on Experimental Heat Transfer*, pp.1-17

Mehta R.D. & Bradshaw P. [1979], Design rules for small low speed wind tunnels, *The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society*, pp.443-449

Meier U.E., Wolff-Gaßmann D. & Stricker W. [2000], LIF imaging and 2D temperature mapping in a model combustor at elevated pressure, *Aerosp. Sci. Technol.*, v.4, pp.403-414

- Melling A. [1997]**, Tracer particles and seeding for particle image velocimetry, *Meas. Sci. Technol.*, v.8, pp.1406-1416
- Miller R.S., Madnia C.K. & Givi P. [1995]**, Numerical simulation of non-circular jets, *Computers & Fluids*, v.24, n°1, pp.1-25
- Monnot G. [1978]**, La Combustion dans les fours et les chaudières, IFP
- Moum J.M., Kawall J.G. & Keffer J.F. [1983]**, Coherent structures within the plane turbulent jet, *Phys. Fluids.*, v.26, n°10, pp.2939-2945
- Mungal M.G. & O'Neil J.M. [1989]**, Visual observations of a turbulent diffusion flame, *Combust. Flame*, v.78, pp.377-389
- Mungal M.G., Hermanson J.C. et Dimotakis P.E. [1985]**, Reynolds number effects on mixing and combustion in a reacting shear layer, *AIAA J.*, v.23, n°9, pp.1418-1483
- Mungal M.G., Karasso P.S. et Lozano A. [1991]**, The visible structure of turbulent jet diffusion flames: large-scale organization and flame tip oscillation, *Combust. Sci. and Tech.*, v.76, pp.165-185
- Muñiz L. & Mungal M.G. [2001]**, Effects of heat release and buoyancy on flow structure and entrainment in turbulent non premixed flames, *Combust. Flame*, v.126, pp.1402-1420
- Murakami E. & Papamoschou D. [1998]**, PLIF investigation of coannular supersonic jets, *AIAA paper 98-3015*
- Panchapakesan N. & Lumley J.L. [1993]**, Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, Part 2, Helium jet, *J. Fluid. Mech.*, v.246, pp.225-247
- Papamoschou D. & Roshko A. [1988]**, The compressible turbulent shear layer : an experimental study, *J. Fluid. Mech.*, v.197, pp.453-477
- Pearse R.W.B. & Gaydon A.G. [1976]**, The identification of molecular spectra, *New York, John Wiley & Sons Inc*, 2nd Edition
- Perry A.E. & T.T. Lim [1978]**, Coherent structures in coflowing jets and wakes, *J. Fluid. Mech.*, v.88, n°3, pp.451-463
- Pickett L.M. & Ghandhi J.B. [2003]**, Structure of a reacting hydrocarbon-air planar mixing layer, *Combust. Flame.*, v.132, pp.138-156
- Pope S.B. [1978]**, An explanation of the round jet/plane jet anomaly, *AIAA J., Technical notes*, v.16, n°3, pp.279-281
- Quintilla V., Magre P., Scherrer D., Destors P.E. et Dufour E. [2005]**, Experimental and Numerical Investigation of Supersonic Reacting Hydrogen/Methane Jets in Hot Air Coflows, *EUCASS 2005*

Ravier S., Abid M., Amielh M. et Anselmet F. [2006], Direct Numerical Simulations of variable-density plane jets, *J. Fluid Mech.*, v.546, pp.153-191

Rehm J.E. & Clemens N.T. [1999], The association of scalar dissipation rate layers and OH zones with strain, vorticity, and 2D dilatation fields in turbulent non-premixed jets and jet flames, *AIAA paper 99-0676*

Rehm J.E. & Clemens N.T. [1999], The large-scale turbulent structure of non-premixed planar jet flames, *Combust. Flame*, v.116, pp.615-626

Renard P-H., Rolón J-C., Thévenin D. et Candel S. [1999], Investigations of heat release, extinction, and time evolution of the flame surface, for a non-premixed flame interacting with a vortex., *Combust. Flame.*, v.117, pp.189-205

Renard P-H., Thévenin D., Rolón J-C. et Candel S. [2000], Dynamics of flame/vortex interactions, *Prog. Energy. Combust. Sci.*, v.26, pp.225-282

Ristori A. & Cochet A. [2002], Research ramjet program: an initiative to improve knowledge on ramjet reactive flowfield, *4th ONERA/DLR Aerospace Symposium, Cologne, 2002*

Rolón J.C., Darabiha N., Croonenbroeck T., Dagusé T. et Martin J.P. [1994], Quantitative L.I.F. and Rayleigh measurements of temperature and absolute concentration of OH radical in strained diffusion flames, *8th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*

Sankaran R. & Hong G. IM [2002], Dynamic flammability limits of methane/air premixed flames with mixture composition fluctuations, *Combustion and Flame*, v.29, pp.77-84

Schefer R.W. & Goix P.J. [1998], Mechanism of flame stabilization in turbulent lifted-jet flames, *Combust. Flame.*, v.112, pp.559-574

Schlichting H. [1979], Boundary layer theory, *Mac Graw Hill Classic Textbook Reissue*

Seiner J.M. & Grosch C.E. [1998], Mixing enhancement by tabs in round supersonic jets, *AIAA paper 98-2326*

Seitzman J.M., Üngüt A., Paul P.H. et Hanson R.K. [1990], Imaging and characterization of OH structures in a turbulent non-premixed flame, *23rd Symposium (International) on Combustion*, pp.637-644

Serre L. & Minard J.P. [2002], French potential for semi-free jet test of an experimental dual mode ramjet in Mach 4-8 conditions, *11th AIAA/AAAF International Conference, "Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Orléans, 2002*

Shapiro A.H. [1953], The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, *The Ronald Press Company, New-York*, v.1

Shebeko Yu.N., Korolchenko A.YA., Zamishevski E.D, Truvnev A.V., Navzenya V.Yu et Zaitzev A.A [1999], An Experimental Investigation of blow-out limits for hydrogen-diluent diffusion flames, *Combustion and Flame*, v.117, pp.438-440

Stepowski D. & Sautet J.C. [2003], Measurement of the turbulent diffusivity in the near field of variable density jets using conditional velocimetry, *Experiments in Fluids*, v.35, pp.397-407

Strozzi C. [2008], Etude expérimentale de l'auto-inflammation de mélanges gazeux en milieux confinés et sa modélisation avec une description cinétique chimique détaillé, *Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers*

SU L.K., Sun O.S et Mungal M.G. [2006], Experimental investigation of stabilization mechanisms in turbulent, lifted jet diffusion flames, *Combustion and Flame*, v.144, pp.494-512

Sutherland J.C., Smith P.J. et Chen J.H. [2005], Quantification of differential diffusion in non premixed system, *Combustion Theory and Modelling*, v.9, n.2, pp.365-383

Takahashi F. & Katta V.R. [2001], Reaction kernel structure and diffusion flame stabilization, *6th International Microgravity Combustion Workshop, Cleveland, USA*

Takeno T. [1994], Transition and structure of jet diffusion flames, *25th Symposium (International) on Combustion (The Combustion Institute), Invited lecture, pp.1061-1073*

Texeira D., Vincent-Randonnier A. et Billet G. [2006], Etude expérimentale et modélisation de l'interaction d'une flamme de diffusion méthane/air avec un plasma froid, *Congrès Français de Thermique, Ile de Ré, mai 2006*

Théron M. [2005], Caractérisation du mélange et de la combustion dans une configuration de jet hydrogène/air subsonique à haute vitesse — Augmentation du mélange par génération de vorticité longitudinale, *Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers*

Théron M. & Bellenoue M. [2006], Experimental investigation of the effects of heat release on mixing processes and flow structure in high-speed subsonic turbulent H₂ jet, *Combustion and Flame*, v.145, pp.688-702

Theunissen R., Corieri P. et Riethmuller M.L. [2004], Application de la technique PTV à la modélisation d'écoulements d'aérosols dans les voies aériennes pulmonaires, *9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Septembre 2004*

Theunissen R., Stitou A. et Riethmuller M.L. [2004], Approche nouvelle pour l'amélioration de l'incertitude de mesure en PTV, *9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Septembre 2004*

Thurber M.C. [1999], Acetone laser induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows, *PhD Thesis, Stanford University*

Thurber M.C., Grisch F. et Hanson R.K. [1997], Temperature imaging with single- and dual-wavelength acetone planar laser-induced fluorescence, *Optics Letters*, v.22, n°4, pp.251-253

Thurber M.C., Grisch F., Kirby B.J., Votsmeier M., Hanson R.K. [1998], Measurements and modelling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature diagnostics, *Applied Optics*, v.37, n°21, pp.4963-4978

Thurber M.C., Kirby B.J. et Hanson R.K. [1998], Instantaneous imaging of temperature and mixture fraction with dual-wavelength acetone PLIF, *AIAA paper 98-0397*

Thurber M.C., Kirby B.J., Grisch F. et Hanson R.K. [1997], Instantaneous temperature imaging with single-wavelength acetone PLIF, *AIAA paper 97-0151*

Urban W.D., Watanabe S. et Mungal M.G. [1998], Velocity field of the planar shear layer : compressibility effects, *AIAA paper 98-0697*

Verhelst S. & Sierens R. [2001], Aspects concerning the optimisation of a hydrogen fueled engine, *Int. J. Hydrogen. Energy.*, v.26, pp.981-985

Verhelst S. & Sierens R. [2001], Hydrogen engine specific properties, *Int. J. Hydrogen. Energy.*, v.26, pp.987-990

Veynante D. & Poinso T., Reynolds averaged and large eddy simulation modelling for turbulent combustion, *Cours*

Vinogradov V.A. [2002], About possibility of effective methane combustion in high speed subsonic airflow, *11th AIAA/AAAF International Conference - Space Planes & Hypersonic Systems and Technologies, Orléans, France*

Watson K.A., Lyons K.M., Donbar J.M. & Carter C.D. [1999], Observations on the leading edge in lifted flame stabilization, *Combust. Flame.*, v.119, pp.199-202

Weihong Y. & Wlodzimierz B. [2005], Flame Entrainments induced by a turbulent reacting jet using high-temperature and oxygen-deficient oxidizers, *Energy & Fuels*, v.19, pp.1473-1483

Weir A.D., Wood D.H. et Bradshaw P. [1981], Interacting turbulent shear layers in a plane jet, *J. Fluid. Mech.*, v.107, pp.237-260

Westbrook C.K. [2000], Chemical Kinetics of Hydrocarbon Ignition in Practical Combustion systems, *28th Int. Symp. On Combustion, Edinburgh, Scotland*

Wierzba I. & Wang Q. [2006], the flammability limits of H₂/CO/CH₄ mixtures in air at elevated temperatures, *Int. Journal of Hydrogen Energy*, v.31, pp.485-489

Weisberg H., Martinuzzi R., Brummund U. et Magre P. [2001], Mesures de vitesse par PIV dans une combustion supersonique hydrogène-air à Mach 2, *37^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée, « Aérodynamique et Propulsion des véhicules à grande vitesse »*, Arcachon, 2001

Whitlow W., Blech R.A. et Blankson I.M. [2001], Innovating Airbreathing Propulsion Concepts for Access to Space, *NASA/TM*, 2001, 210564

Wynanski I. & Fiedler H.E. [1970], The two-dimensional mixing region, *J. Fluid. Mech.*, v.41, n°2, pp.327-361

Wyzgolik A., Baillot F. et Demaree D. [2005], Influence of the vortex organization of a coaxial jet on a lifted non-premixed flame, *European Combustion Meeting*, 2005

Xu Jun & Pope S.B. [2000], PDF Calculations of turbulent nonpremixed flames with local extinction, *Combustion and Flame*, v.123, pp.281-307

Yang J.T., Yen C.W. et Tsai G.L. [1994], Flame stabilization in the wake flow behind a slit V-Gutter, *Combustion and Flame*, v.99, pp.288-294

Zou Yue [1999], A CFD study for airflow distribution at floor level in a slot-outlet and slot-inlet ventilation room, *3rd Int. Symp. On HVAC*, Shenzhen, China

ANNEXE 1

Fluorescence Induite par Plan Laser

Principe de la mesure : Modèle simplifié (schéma à deux niveaux)

La prise en compte de tous les phénomènes étant complexe, il est coutumier de décrire le mécanisme de fluorescence sur un modèle à deux niveaux, un niveau fondamental et un niveau excité comme présentée sur la figure 1. Le modèle à deux niveaux permet de décrire simplement la puissance rayonnée par fluorescence induite en calculant la dynamique du pompage d'une molécule de l'état fondamentale vers l'état excité.

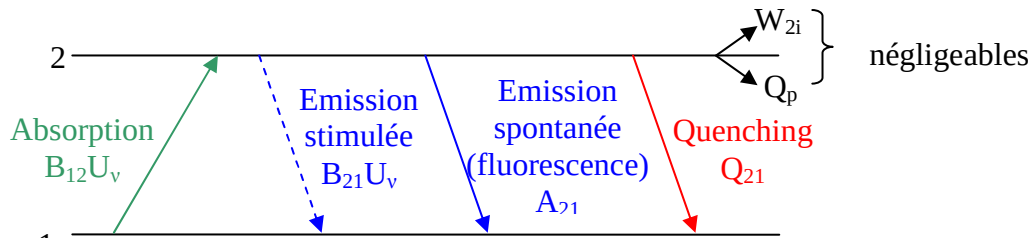


Figure 1 – Modèle simplifié à deux niveaux

On suppose que l'on se situe dans un régime stationnaire de la variation dans le temps de la population au niveau 2, la fluorescence est alors proportionnelle à la population de l'état fondamental avant l'excitation laser. On suppose de plus que l'énergie laser incidente est suffisamment faible pour que l'on se situe dans un « régime linéaire » de la fluorescence, pour lequel le rayonnement de fluorescence est proportionnel à l'énergie laser incidente. Le flux de fluorescence S_f peut s'exprimer alors par la relation (cf. Cessou [2006]):

$$S_f \propto N_1^0 B_{12} U_v \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}}$$

N_1^0 représente la population initiale peuplant le niveau 1 avant excitation. Etant donné que la population initiale du niveau 2 est quasi nulle puisqu'il s'agit d'un état excité, N_1^0 représente donc la concentration initiale de la molécule considérée au sein du milieu étudié.

La quantité $\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}}$ est appelée « rendement de fluorescence », il exprime la portion de désexcitation par fluorescence.

Remarque : Afin de réaliser des mesures quantitatives par LIF, en « régime linéaire », le taux de Quenching de la molécule excitée doit être estimé. Il est sensible à la pression, la température et la composition du milieu dans lequel est faite la mesure, ce qui rend son application difficile particulièrement à pressions atmosphérique et supérieures.

Modèle complexe à plusieurs niveaux

Dans le paragraphe précédent nous nous sommes limités à une modélisation à deux niveaux. Mais comme nous l'avons montré dans le paragraphe concernant le principe de la L.I.F., la réalité est généralement plus complexe. La molécule peut quitter l'état électronique excité pour revenir sur le niveau fondamental initial mais elle peut aussi revenir sur des niveaux vibrationnels et rotationnels voisins, d'où toute une gamme de longueurs d'onde pour la fluorescence. De plus, lors de la collision avec d'autres molécules, l'énergie interne de la molécule est modifiée, pouvant entraîner un changement d'état électronique (retour sur le niveau fondamental) mais aussi un changement d'état vibrationnel ou rotationnel sans changement d'état d'énergie électronique. Le terme de Quenching est généralement limité au changement d'état électronique. Lorsque l'on observe un spectre de fluorescence, une multitude de raies est collectée, correspondant à un grand nombre de transitions rovibroniques du système. La description de toutes les raies observées sur le spectre fait intervenir un grand nombre de coefficients de transfert, tous dépendants des partenaires de collision et de la température. Différents modèles ont été proposés pour simplifier cette description (Cessou et al. [2000], Bresson [2000]). Généralement la démarche est la même que pour le modèle à deux niveaux, il s'agit de décrire la dynamique de pompage du niveau excité en prenant en compte l'existence de transferts par collision vers des niveaux voisins et de déterminer les taux de transferts à partir du dépeuplement du niveau excité (cf. Cessou [2006]).

L'utilisation de modèles à plusieurs niveaux permet de décrire de manière plus fine les pertes non-radiatives entrant en compétition avec la fluorescence. De plus l'utilisation

de tels modèles permet de choisir de manière tout à fait appropriée la transition à exciter, c'est-à-dire la longueur d'excitation laser.

Estimation du rendement de fluorescence

Nous avons introduit dans le paragraphe concernant le principe de la L.I.F. le terme de rendement de fluorescence. Nous avons montré que la difficulté est de déterminer le taux de Quenching. Dans ses travaux de thèse concernant les techniques d'imagerie quantitative, Bresson [2000] a montré qu'en première approximation, dans le cas de la fluorescence du radical OH, la molécule H₂O est de loin l'espèce la plus perturbante en termes de désexcitation collisionnelle dans les milieux en combustion. L'influence de la vapeur d'eau représente l'élément de perte non radiative le plus important pour la P.L.I.F.-OH. Le terme de Quenching peut être considéré comme proportionnel à la concentration en vapeur d'eau [H₂O]. Dans ces conditions le flux de fluorescence peut être approché, dans le cas de fluorescence du radical OH, par l'expression :

$$S_f \propto U_v B [OH] \frac{A}{A + [H_2O]}$$

Rigoureusement, les résultats obtenus en P.L.I.F.-OH doivent être interprétés en termes de rapports de concentrations du radical OH et de vapeur d'eau. Pour que les résultats soient interprétables en termes de concentrations de OH uniquement, il faudrait vérifier que la composition en vapeur d'eau varie peu dans la zone de présence des radicaux OH.

ANNEXE 2

Calcul des vitesses et de la richesse globale à partir des mesures de pression et de température dans la veine d'essais

Des prises de pression et de température situées en amont de la section d'entrée des écoulements d'air ont été disposées afin de permettre l'estimation des conditions aux limites dans la section d'entrée de ces écoulements, notamment en termes de vitesses. Il en va de même pour l'écoulement de combustible, des prises de pression et de température sont placées au niveau du réservoir situé en amont de l'injecteur. Pour rendre cette estimation possible, l'uniformité de la pression statique dans toute la section transversale de mesure a été supposée (hypothèse valable en écoulement faiblement compressible). La pression statique est donc égale à la pression pariétale mesurée dans la section considérée. Les vitesses des écoulements dans la partie initiale des deux convergents ainsi que dans le réservoir de combustible sont très faibles, les pressions p_{ta1} , p_{ta2} et p_{th2} mesurées sont donc assimilables à des pressions totales ; il en va de même pour les températures T_{ta1} , T_{ta2} et T_{th2} . D'autre part, les pressions p_{a1} , p_{a2} et p_1 à p_{14} sont mesurées à la paroi (via un perçage affleurant) ; en supposant le non-glissement de l'écoulement à la paroi, ces pressions sont assimilables à des pressions statiques. La position des différentes mesures est présentée sur la figure 3 du chapitre 3.

1 - Calcul des caractéristiques des écoulements d'air

Les positions des différentes grandeurs évaluées, au niveau des zones d'alimentation des écoulements d'air, sont récapitulées à la figure 2.

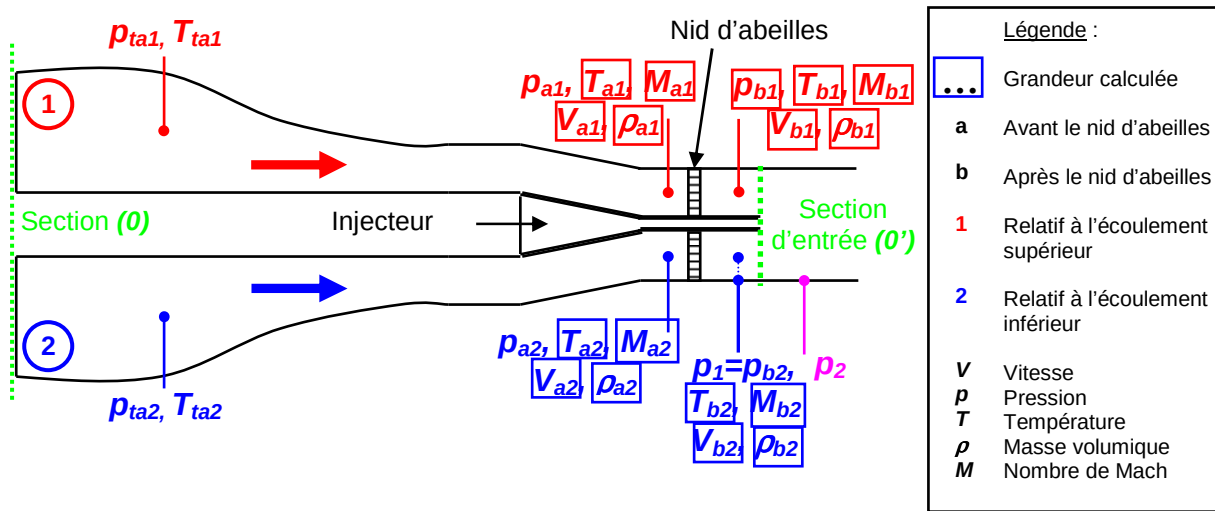


Figure 2 - Positions respectives des grandeurs (pression, température, vitesse) mesurées ou calculées dans les zones d'alimentation en air (Théron [2005])

Pour chaque écoulement d'air, le rapport entre la section (0) et la section (0') est proche de 25 et la distance entre ces deux sections est de 640mm. Les pertes de chaleur entre (0) et (0') sont considérées comme négligeables. L'hypothèse d'écoulement isentropique s'applique donc aux écoulements d'air 1 et 2 entre les sections (0) et (0'). Les pertes de pression totale peuvent donc être considérées comme négligeables entre la position des prises de pression totale p_{ta1} et p_{ta2} et celle des prises de pression statique p_{a1} et p_{a2} ; on peut alors calculer la vitesse V_{ai} de l'écoulement d'air i en utilisant la

$$\text{formulation (compressible) suivante : } V_{ai} = \sqrt{\gamma \frac{R}{M_{air}} T_{ai} \frac{2}{\gamma-1} \left(\left(\frac{p_{tai}}{p_{ai}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (\text{eq.1})$$

La température T_{ai} étant exprimée en fonction des valeurs mesurées T_{tai} , p_{tai} et p_{ai} par la

$$\text{relation : } T_{ai} = T_{tai} \left(\frac{p_{tai}}{p_{ai}} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \quad (\text{eq.2}), \text{ on en déduit l'expression de la vitesse } V_{ai} :$$

$$V_{ai} = \sqrt{\frac{2\gamma R T_{tai}}{M_{air}(\gamma-1)} \left(1 - \left(\frac{p_{tai}}{p_{ai}} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right)} \quad (\text{eq.3})$$

La masse volumique ρ_{ai} est calculée à partir de la loi d'état des gaz parfaits et de

$$\text{l'expression (eq.2) de la température } T_{ai} : \rho_{ai} = \frac{\mathcal{M}_{air} p_{ai}^{\frac{1}{\gamma}}}{RT_{ai} p_{tai}^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}} \quad (\text{eq.4})$$

Les caractéristiques des écoulements dans la section d'entrée sont déterminées en calculant les pertes charges induites par la présence du nid d'abeille. Une prise de pression pariétale p_1 située dans l'écoulement d'air inférieur après le nid d'abeille permet l'estimation des pertes de charges.

Si on fait l'hypothèse que le passage à travers le nid d'abeilles se fait de manière adiabatique, on peut écrire : $T_{tb2} = T_{ta2}$ (eq.5)

D'autre part, étant donné que les sections de veine avant et après le nid d'abeilles sont identiques, la conservation du débit à travers les nids d'abeilles peut s'écrire :

$$\rho_{b2} V_{b2} = \rho_{a2} V_{a2} \quad (\text{eq.6})$$

En utilisant les relations (eq.5) et (eq.6), la loi des gaz parfaits, ainsi que les relations reliant les différentes grandeurs caractéristiques des écoulements compressibles (cf. Shapiro [1953]), il est possible d'obtenir les expressions de la température statique T_{b2} , de la masse volumique ρ_{b2} , de la vitesse V_{b2} , du nombre de Mach M_{b2} et de la pression totale p_{tb2} de l'écoulement inférieur après le nid d'abeilles, en fonction des paramètres déjà connus ; on donnera ici uniquement l'expression de la vitesse :

$$V_{b2} = \frac{\gamma p_1}{\rho_{a2} V_{a2} (\gamma - 1)} \left(\sqrt{1 + \frac{2(\gamma - 1) R T_{ta2} \rho_{a2}^2 V_{a2}^2}{\gamma \mathcal{M}_{air} p_1^2}} - 1 \right) \quad (\text{eq.7})$$

De même, pour l'estimation des grandeurs caractéristiques de l'écoulement supérieur après le nid d'abeilles, la conservation du débit d'air s'applique et on peut faire l'hypothèse que le passage à travers le nid d'abeilles se fait de manière adiabatique. Etant donné l'absence de prise de pression statique après le nid d'abeilles, deux hypothèses supplémentaires sont nécessaires. Tout d'abord, on fait l'hypothèse que les pertes de charge à travers le nid d'abeilles sont équivalentes à celles générées au niveau de l'écoulement inférieur, on obtient la relation (eq.8) qui nous permet de calculer p_{tb1} :

$$\frac{p_{ta1} - p_{tb1}}{p_{ta1}} = \frac{p_{ta2} - p_{tb2}}{p_{ta2}} \quad (\text{eq.8})$$

On suppose également que ces pertes de charge sont dues au frottement uniquement, on peut donc écrire, d'après Shapiro [1953] (pour un écoulement 1D, à chaleur spécifique et à masse molaire constante, sans variation de débit ni de section) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{p_{b1}}{p_{a1}} = \frac{M_{a1}}{M_{b1}} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{a1}^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{b1}^2}} \end{array} \right. \quad (\text{eq.9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{p_{tb1}}{p_{ta1}} = \frac{p_{b1}}{p_{a1}} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{b1}^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{a1}^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \end{array} \right. \quad (\text{eq.10})$$

Enfin, si on considère que la variation du nombre de Mach est très faible à travers le nid d'abeilles, le nombre de Mach M_{b1} peut s'écrire sous la forme : $M_{b1} = M_{a1}(1 + \varepsilon)$ (eq.11).

Un développement limité au premier ordre de cette expression permet d'aboutir finalement à l'expression de la vitesse de l'écoulement supérieur après son passage à travers le nid d'abeilles :

$$V_{b1} = \frac{\sqrt{\frac{2\gamma RT_{ta1}}{\mathcal{M}_{air}(\gamma-1)}} \left[\left(\frac{p_{ta1}}{p_{a1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \left[1 + \frac{\left(\frac{p_{tb1}}{p_{ta1}} - 1 \right) \left(\frac{p_{ta1}}{p_{a1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{ta1}}{p_{a1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] - 1} \right]}{\left[1 + \left[\left(\frac{p_{ta1}}{p_{a1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \left[1 + \frac{\left(\frac{p_{tb1}}{p_{ta1}} - 1 \right) \left(\frac{p_{ta1}}{p_{a1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{ta1}}{p_{a1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] - 1} \right] \right]^2} \quad (\text{eq.12})$$

2 - Calculs des caractéristiques de l'écoulement de combustible

Le calcul de la vitesse d'injection de l'hydrogène nécessite la formulation de quelques hypothèses, car il n'est pas aisé, étant donné la configuration de l'injecteur, de positionner les capteurs de pression et de température nécessaires de manière optimale. Les positions des différentes grandeurs évaluées, au niveau de la zone d'alimentation en combustible, sont récapitulées à la figure 3.

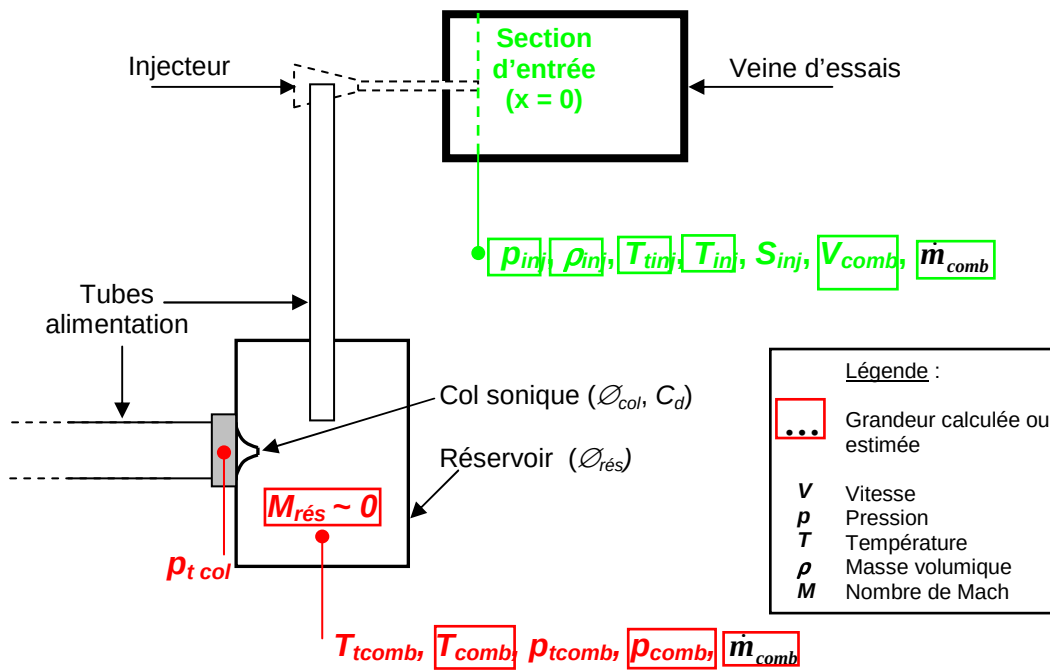


Figure 3 - Positions respectives des grandeurs (pression, température, vitesse, masse volumique) mesurées ou calculées dans la zone d'alimentation en combustible (inspiré de Théron [2005])

Les dimensions du réservoir de combustible étant grandes devant celles du col sonique, on peut considérer que le nombre de Mach $M_{rés}$ au sein du réservoir est quasi nul. La pression totale p_{tcomb} peut donc être assimilée à la pression statique p_{comb} au sein du réservoir ; il en va de même pour la température totale $T_{tcomb} \sim T_{comb}$.

Une première étape consiste à vérifier que le col sonique est bien amorcé et donc que le débit d'hydrogène entrant dans le bloc d'injection est bien contrôlé uniquement par les conditions imposées en amont. Une mesure de la pression totale avant le col sonique p_{tcol} et de la pression statique après le col sonique ($p_{comb} = p_{tcomb}$) permet de vérifier que le rapport p_{tcol}/p_{comb} est suffisamment élevé (en pratique $> 1,893$). Une fois cette condition vérifiée, la connaissance de p_{tcol} permet d'accéder au débit de combustible injecté

moyennant la connaissance d'autres grandeurs. Le réglage de p_{tcol} garantit aussi la possibilité de pouvoir se replacer dans des conditions de fonctionnement identiques en matière de débits lors de différents essais.

Chaque section de la veine étant considérée comme isobare, la pression statique p_{inj} dans la section d'entrée des écoulements (à l'abscisse $x = 0$ correspondant au bord de fuite de l'injecteur) est évaluée par extrapolation à partir des mesures de pression pariétale effectuées le long de la veine. Un exemple d'extrapolation est présenté à la figure 4.

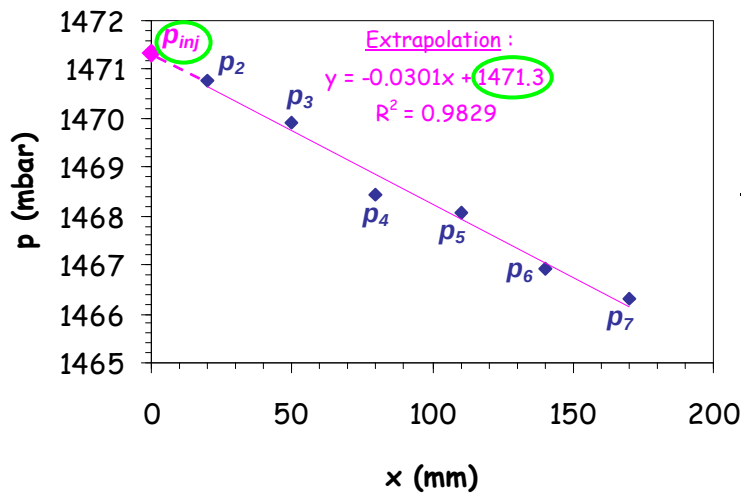


Figure 4 - Exemple d'extrapolation des mesures de pressions pariétales à la valeur p_{inj} dans la section d'entrée – Essai en conditions inertes (Théron [2005])

La température totale $T_{t_{inj}}$ au niveau de la section d'entrée du combustible est supposée égale à la température $T_{t_{comb}}$ dans le réservoir situé en amont (le combustible n'étant pas chauffé il est à la température ambiante, on peut donc considérer qu'il ne supporte pas de perte de chaleur). Connaissant le diamètre du col sonique Φ_{col} , ainsi que le coefficient de débit de ce col C_d , la sonicité au col se traduit par l'expression suivante du débit de combustible passant à travers le col sonique (une fois le col amorcé) :

$$\dot{m}_{comb} = C_d \sqrt{\frac{\gamma \mathcal{M}_{comb}}{R}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\right)^{\frac{-(\gamma + 1)}{2(\gamma - 1)}} \frac{\Pi \Phi_{col}^2 p_{tcol}}{4 \sqrt{T_{tcomb}}} \quad (\text{eq.13})$$

$\mathcal{M}_{comb}$ étant la masse molaire du combustible.

Enfin, la conservation du débit entre le réservoir et la section d'entrée de la veine d'essais, impose que : $\dot{m}_{comb} = \rho_{inj} S_{inj} V_{comb}$ (eq.14)

où ρ_{inj} , S_{inj} et V_{comb} sont la masse volumique, la section et la vitesse du combustible dans la section d'entrée. La masse volumique ρ_{inj} peut être calculée selon la loi d'état des gaz parfaits à partir de la pression p_{inj} et de la température T_{inj} (elle-même estimée à partir de la

valeur de la température totale T_{inj}). La section S_{inj} correspond à la section intérieure de l'injecteur, à savoir $2 \times 32 \text{ mm}^2$. La vitesse de l'écoulement de combustible dans la section d'entrée de la veine d'essais est donc donnée par l'expression:

$$V_{comb} = C_d \sqrt{\frac{\gamma R}{\mathcal{M}_{comb}}} \frac{\Pi \Phi_{col}^2 p_{tcol} T_{inj} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}\right)^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}}}{4 \sqrt{T_{tcomb} p_{inj} S_{inj}}} \quad (\text{eq.15})$$

3 - Calcul de la richesse globale

La richesse globale du mélange combustible/air dans la section d'entrée est donnée par la relation :

$$\text{richesse globale} = \frac{\frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{m}_{air}}}{\left(\frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{m}_{air}}\right)_{st}} \quad (\text{eq.16})$$

Différents combustibles ayant été utilisés lors des expériences, les données en termes de masse molaire et de rapport de masse de combustible et d'air à la stœchiométrie sont répertoriées dans le tableau 1.

	Hydrogène	Méthane/Hydrogène (5%-mol de CH ₄)	Méthane/Hydrogène (10%-mol de CH ₄)
Masse molaire	0,002	0,0027	0,0034
$\left(\frac{\dot{m}_{comb}}{\dot{m}_{air}}\right)_{st}$	0,0291	0,0342	0,0485

Tableau 1 - Masse molaire et rapport de masse de combustible et d'air à la stœchiométrie pour les différents combustibles utilisés

ANNEXE 3

Code de calcul monodimensionnel

1- Présentation du code monodimensionnel

Développé par Bellenoue [1997] pour le calcul des caractéristiques d'une chambre de combustion de statoréacteur à combustion supersonique (écoulements compressibles, stationnaires et visqueux), le code a été adapté au cas d'une combustion subsonique. Les calculs nous permettent d'accéder entre autres aux répartitions de températures, pressions, nombre de Mach, etc... le long de la chambre de combustion en fonction de divers paramètres entrés par l'utilisateur. Il est à noter que le code est adapté au calcul d'écoulements subsoniques ou supersoniques mais n'est pas capable de gérer la transition entre ces deux régimes d'écoulement. Il prend en compte les variations de section, les frottements pariétaux ainsi que les pertes de chaleur aux parois.

Les hypothèses émises pour simplifier l'écriture des équations représentatives de l'évolution des différentes variables du problème sont les suivantes :

- l'équilibre thermodynamique est supposé réalisé en tout point de la chambre ;
- les évolutions de l'enthalpie h et de la chaleur massique C_p en fonction de la température sont données par les polynômes de Gordon et Mac Bride [1971] qui s'écrivent de la manière suivante :

$$C_{pi} = R(a_{i1} + a_{i2}T + a_{i3}T^2 + a_{i4}T^3 + a_{i5}T^4)$$

$$h_i = RT(a_{i1} + a_{i2}T + a_{i3}T^2 + a_{i4}T^3 + a_{i5}T^4 + \frac{a_{i6}}{T})$$

- les pertes de charge dans la chambre de combustion sont prises en compte par un coefficient de frottement global f égal au coefficient de frottement aérodynamique ;
- la densité surfacique de flux de chaleur perdue à la paroi s'exprime comme suit (cf. Shapiro [1953]) :

$$\frac{w}{\pi D} \frac{dQ}{dx} = \frac{\rho V C_p f_{th} (T_w - T_t)}{2}$$

avec D le diamètre hydraulique de la veine, x l'abscisse le long de la veine, w le débit massique de l'écoulement dans la section d'abscisse x considérée, Q le flux de chaleur perdu par unité de masse, f_{th} le coefficient de frottement dit « thermique », le plus souvent pris égal au coefficient de frottement aérodynamique f par application de l'analogie de Reynolds entre frottement et transfert de chaleur, ρ la masse volumique, V la vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite, T_w la température de la paroi et T_t la température d'arrêt isentropique de l'écoulement ;

- on suppose que la quantité (molaire) d'hydrogène consommée par tranche de calcul est immédiatement proportionnelle à l'épaisseur, dx , de la tranche ;
- l'évolution des différentes caractéristiques de l'écoulement le long de la veine sont calculées suivant le modèle présenté par Shapiro, [1953], adapté à ce type de configuration, et dont la formulation est détaillée par la suite.

D'après les hypothèses et les conditions de calcul, la connaissance de la température d'arrêt isentropique et de la composition instantanée du mélange est nécessaire pour déterminer les caractéristiques de l'écoulement. La température d'arrêt isentropique est calculée à partir de la composition chimique du mélange gazeux, des pertes de chaleur et de l'enthalpie totale. C'est en recherchant les convergences simultanées de la température totale, de la composition, de la température statique et de la pression statique, que l'on détermine les caractéristiques de l'écoulement. On obtient ainsi, pas à pas, l'évolution des différentes grandeurs le long de l'axe des abscisses.

La modélisation de notre configuration bidimensionnelle à partir du code monodimensionnel est rendu possible en modélisant l'injection au sein du modèle de Shapiro [1953] par la somme d'une variation de débit et d'une variation de section de l'écoulement, pourvu que l'on ait évalué au préalable la composition (inerte) et la température totale du mélange après injection.

Les paramètres d'entrée du code sont :

- la longueur totale de la chambre L ;
- la longueur estimée de la longueur de combustion L_c ;

- la largeur l de la chambre ;
- l'abscisse x_{fin} à partir de laquelle la paroi de la chambre devient divergente ou convergente, et la pente α de cette divergence/convergence;
- les coefficients de frottement aérodynamique f et « thermique » f_{th} ;
- la température estimée ou imposée des parois de la chambre T_w ;
- le nombre total de pas de calcul N , et le nombre de pas de calcul dans la longueur de combustion N_c ;
- la richesse globale du mélange air/combustible ;
- la section d'entrée S_e , la pression totale p_{te} , la pression statique p_e , la température totale T_{te} de l'air immédiatement en amont de la section d'injection de combustible ;
- la section d'injection S_c et la température totale T_{tc} de combustible ;
- la pression statique p_{inj} immédiatement en aval de la section d'injection de combustible ;
- La proportion molaire de méthane dans le combustible méthane/hydrogène.

On notera qu'une version adaptée du code permet de réaliser des simulations d'écoulements inertes. Cette version prend en compte les modifications des caractéristiques de l'écoulement dues à l'injection de combustible dans l'écoulement d'air, mais le nombre de moles d'hydrogène consommées par réactions chimiques à chaque pas de calcul est pris égal à zéro.

2 - Calcul du taux de consommation en combustible et de la longueur de combustion à partir du code monodimensionnel

2.1 - Evaluation du coefficient de frottement

Comme nous l'avons présenté dans le paragraphe précédent la connaissance du coefficient de frottement aérodynamique au sein de la veine est nécessaire au calcul. La valeur du coefficient de frottement aérodynamique peut être estimée à partir des mesures de pressions pariétales réalisées dans des écoulements inertes et du code de calcul 1D. En

effet, dans le cas des écoulements inertes, tous les paramètres d'entrée nécessaires au calcul (pressions, températures dans la section d'entrée, données géométriques, ...) sont mesurables ou calculables à partir des grandeurs mesurées, sauf le coefficient de frottement. En réalisant une étude paramétrique sur la valeur du coefficient de frottement f , on détermine la valeur de f caractéristique de la veine d'essais ; cette valeur est obtenue lorsqu'il y a adéquation entre les évolutions des pressions pariétales obtenues expérimentalement et numériquement.

Un exemple d'évolution des pressions pariétales mesurées et calculées le long de la veine après la section d'entrée ($x = 0$) est présenté à la figure 5. On remarque une rupture de pente de la courbe de pression, qui coïncide avec le changement de tronçon de la veine d'essais (effectivement composée de deux portions différentes). On considèrera par la suite, étant donné le caractère linéaire par morceaux de cette évolution de pression, que chacune des deux portions de veine est caractérisée par un coefficient de frottement différent et constant au cours d'une même expérience. Une adaptation du code de calcul 1D permet de prendre en compte cette rupture en introduisant deux paramètres indépendants f_1 et f_2 au lieu du seul paramètre f .

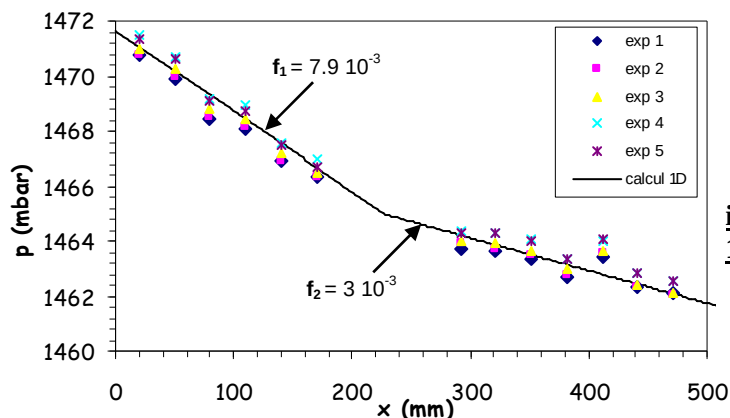


Figure 5 - Evolution des pressions pariétales – Ecoulement hydrogène/air inerte – Comparaison expérience/calcul 1D pour la détermination du coefficient de frottement aérodynamique (Théron [2005])

On considère que la courbe obtenue expérimentalement et la courbe obtenue numériquement sont en adéquation lorsque les valeurs obtenues numériquement, aux points de mesure expérimentaux, se situent dans une fourchette de plus ou moins 0.1% (au maximum) autour des valeurs mesurées (cinq valeurs successives, correspondant chacune à une moyenne sur 200ms, les moyennes étant calculées directement par le logiciel d'acquisition). Au cours de l'essai relatif à la courbe de pression présentée à la figure 5, la

valeur du coefficient de frottement aérodynamique f déterminée à partir du code de calcul 1D est de $7.9 \cdot 10^{-3}$ dans la première portion de veine et de $3.2 \cdot 10^{-3}$ dans la seconde portion.

Il est à noter que pour garantir la meilleure précision possible dans les calculs du taux de combustion (cf. paragraphe suivant), le coefficient de frottement aérodynamique est réévalué à chaque nouvel essai, de manière à prendre en compte les éventuelles variations dues aux conditions expérimentales. En particulier, des dépôts de particules ayant servi à l'ensemencement des écoulements en PIV peuvent conduire à une modification de l'état de surface moyen de la veine d'essais, modifiant ainsi la valeur du coefficient de frottement ; la rugosité pariétale peut également se trouver modifiée à la suite d'une combustion, de même que la planéité des surfaces latérales après montage et démontage des hublots.

2. 2 - Evaluation du taux de consommation en combustible dans les écoulements réactifs

Le calcul 1D des écoulements réactifs nécessite, comme pour les écoulements inertes, la connaissance du paramètre d'entrée « coefficient de frottement aérodynamique ». Ce dernier est évalué à partir des mesures de pressions pariétales réalisées au cours de la même expérience, dans la phase « inerte » précédant l'allumage, dès que le débit d'hydrogène injecté a atteint sa valeur nominale. Un second paramètre d'entrée, la « longueur de combustion » L_c , vient également s'ajouter dans le cas des écoulements réactifs.

L'avancement de la réaction le long de la veine est modélisée par un polynôme du second degré en x , de la forme : $\lambda(x) = ax^2 + bx + c$.

Sachant que l'avancement de la réaction est nul dans la section d'entrée, la connaissance de la longueur de combustion L_c implique la connaissance du taux d'avancement le long de la veine. La connaissance des conditions aux limites ($\lambda(x=0)=0$ et $\lambda(x=L_c)=1$) n'étant pas suffisante pour permettre la détermination des coefficients a , b et c ; un second paramètre noté rap , déterminant la forme du polynôme $\lambda(x)$ est introduit. L'évolution de la consommation en combustible le long de la veine est alors modélisée par l'expression:

$$\lambda(x) = \frac{x^2 + rapx}{L_c(L_c + rap)}$$

De même que pour la détermination du coefficient de frottement dans les écoulements inertes, on procède par itérations successives sur les deux paramètres L_c et rap jusqu'à obtenir adéquation entre les répartitions de pressions pariétales mesurées et calculées (avec une précision minimum de $\pm 0.2\%$) comme présentée sur la figure 6.

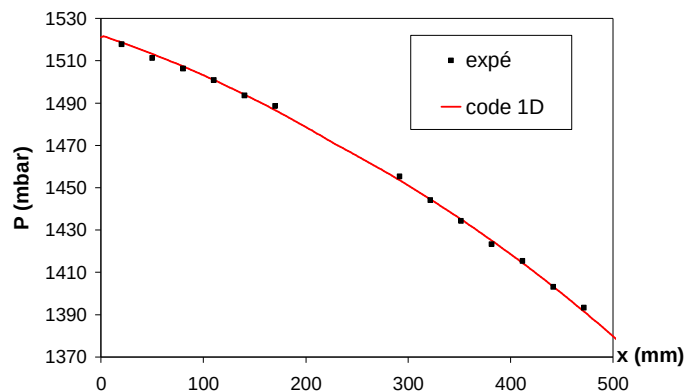


Figure 6 - Evolution des pressions pariétales – Ecoulement hydrogène/air réactif – Comparaison expérience/calcul 1D pour la détermination de l'évolution du taux de consommation en combustible

Connaissant les deux paramètres L_c et rap , il est alors possible de remonter à la valeur du taux de consommation en combustible au niveau des points de mesure de pression pariétale ; la figure 7 présente un exemple de répartition du taux de combustible brûlé le long de la veine, pour l'essai correspondant à la répartition de pression présentée à la figure 6.

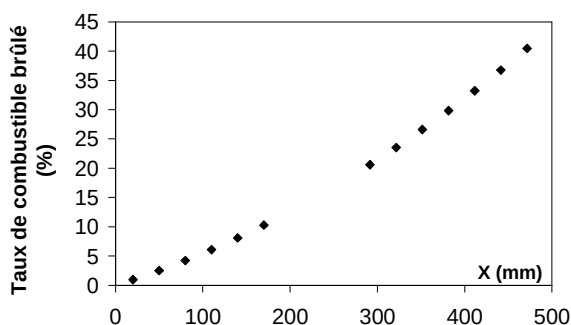


Figure 7 - Répartition du taux de combustible brûlé le long de la veine, estimé à l'aide du code de calcul 1D et des mesures de pressions pariétales

ANNEXE 4

Approximation des coefficients de diffusion moléculaire et de diffusion thermique

Les expressions ayant permis l'approximation des coefficients de diffusion moléculaire et thermique ont été tirées de « Molecular Theory of Gases and Liquid » de Hirschfelder & Curtis. Ces expressions ne tiennent pas compte de la différence de température existante entre l'air et le combustible, mais reste néanmoins valable étant donné le faible écart.

1- Coefficient de diffusion moléculaire

Dans le cas des mélanges binaire, le coefficient de diffusion moléculaire peut être estimé par l'expression :

$$[D_{12}] = 0,002628 \frac{\sqrt{T^3 (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2) / (2\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2)}}{p \sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{(1,1)*}(T_{12}^*)} \quad (1)$$

Avec D_{12} : coefficient de diffusion (cm²/s)

T_{12}^* : kT/ε_{12} (potentiel de Lennard-Jones)

p : pression atmosphérique

$\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2$ = masse molaire (kg/mol)

$\sigma_{12}, \varepsilon_{12}$ = paramètres caractéristiques de l'interaction entre 1 et 2 de l'énergie potentielle moléculaire

Tables de Lennard-Jones :

$$\begin{array}{ll} \sigma_{air} = 3,617 \text{ \AA} & \varepsilon / k_{air} = 97K \\ \sigma_{H_2} = 2,968 \text{ \AA} & \varepsilon / k_{H_2} = 33,3K \end{array}$$

Etant donné que H₂, O₂ et N₂ sont des molécules apolaires, on a :

$$\sigma_{H_2/air} = \frac{1}{2}(\sigma_{H_2} + \sigma_{air}) = 3,2925 \text{ \AA} \quad \text{et} \quad \varepsilon / k_{H_2/air} = \sqrt{\varepsilon / k_{H_2} \cdot \varepsilon / k_{air}} = 56,83 K$$

Coefficient de diffusion à T = 320K

$$T_{H_2/air}^* = T \cdot k / \varepsilon_{H_2/air} = 320 \cdot 0,0176 = 5,6$$

ce qui correspond d'après la table de Lennard-Jones à $\Omega_{H_2/air}^{(1,1)*} = 0,8243$

d'où :

$$\left[D_{H_2/air} \right]_1 = 0,002628 \frac{\sqrt{320^3 (2 + 29) / 2 \cdot 2 \cdot 29}}{1,5 \cdot 3,2925^2 \cdot 0,8243 \cdot 5,6} = 0,1036 \text{ cm}^2 / \text{s}$$

Coefficient de diffusion à T = 450K

$$T_{H_2/air}^* = T \cdot k / \varepsilon_{H_2/air} = 450 \cdot 0,0176 = 7,92$$

ce qui correspond d'après la table de Lennard-Jones à $\Omega_{H_2/air}^{(1,1)*} = 0,7726$

d'où :

$$\left[D_{H_2/air} \right]_1 = 0,002628 \frac{\sqrt{450^3 (2 + 29) / 2 \cdot 2 \cdot 29}}{1,5 \cdot 3,2925^2 \cdot 0,7726 \cdot 7,92} = 0,1303 \text{ cm}^2 / \text{s}$$

2 - Coefficient de thermo-diffusion

Dans le cas des mélanges binaires, le coefficient de diffusion thermique peut être estimé par l'expression :

$$k_T = \frac{x_1 x_2}{6[\lambda_{12}]_1} \frac{S^{(1)} x_1 - S^{(2)} x_2}{X_\lambda + Y_\lambda} (6C_{12}^* - 5)$$

$$S^{(1)} = \frac{M_1 + M_2}{2M_2} \frac{[\lambda_{12}]_1}{[\lambda_1]_1} - \frac{15}{4A_{12}^*} \left(\frac{M_2 - M_1}{2M_1} \right) - 1$$

$$S^{(2)} = \frac{M_2 + M_1}{2M_1} \frac{[\lambda_{12}]_1}{[\lambda_2]_1} - \frac{15}{4A_{12}^*} \left(\frac{M_1 - M_2}{2M_2} \right) - 1$$

Avec x_1, x_2 : fraction molaire

M_1, M_2 : masse molaire (kg/mol)

$[\lambda_1]_1, [\lambda_2]_1$: conductivité thermique

$[\lambda_{12}]_1, A_{12}^*, C_{12}^*, X_\lambda, Y_\lambda$: quantités définies par les expressions présenté ici.

Coefficient de thermo-diffusion à T = 320K

Expression de la conductivité thermique : $[\lambda]_1 = 10^{-7} \cdot 1989,1 \frac{\sqrt{T/M}}{\sigma^2 \Omega^{(2,2)*} T^*}$

- $T_{H_2}^* = 0,03 * 320 = 9,61 \Rightarrow \Omega_{H_2}^{(2,2)*} = 0,8265$ (Table de Lennard-Jones)

$$[\lambda_{H_2}]_1 = 10^{-7} \cdot 1989,1 \frac{\sqrt{320/0,002}}{2,968^2 * 0,8295 * 9,61} = 1,13 \cdot 10^{-3}$$

- $T_{air}^* = 3,3 \Rightarrow \Omega_{air}^{(2,2)*} = 1,014$ (Table de Lennard-Jones)

$$[\lambda_{air}]_1 = 10^{-7} \cdot 1989,1 \frac{\sqrt{320/0,029}}{3,617^2 * 1,014 * 3,3} = 4,77 \cdot 10^{-4}$$

- $T_{H_2/air}^* = 5,6 \Rightarrow \Omega_{H_2/air}^{(2,2)*} = 0,9085$ (Table de Lennard-Jones)

$$[\lambda_{H_2/air}]_1 = 10^{-7} \cdot 1989,1 \frac{\sqrt{320 * (0,002 + 0,029) / 2 * 0,002 * 0,029}}{3,2925^2 * 0,9085 * 5,6} = 1,05 \cdot 10^{-3}$$

$$\bullet \quad A_{12}^* = \frac{\Omega_{12}^{(2,2)*}}{\Omega_{12}^{(1,1)*}} \quad B_{12}^* = \frac{5\Omega_{12}^{(1,2)*} - 4\Omega_{12}^{(1,3)*}}{\Omega_{12}^{(1,1)*}} \quad C_{12}^* = \frac{\Omega_{12}^{(1,2)*}}{\Omega_{12}^{(1,1)*}}$$

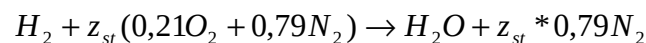
$$A_{H_2/air}^* = \frac{\Omega_{H_2/air}^{(2,2)*}}{\Omega_{H_2/air}^{(1,1)*}} = \frac{0,9085}{0,8243} = 1,1021$$

$$B_{H_2/air}^* = \frac{5\Omega_{H_2/air}^{(1,2)*} - 4\Omega_{H_2/air}^{(1,3)*}}{\Omega_{H_2/air}^{(1,1)*}} = \frac{5 * 0,7703 - 4 * 0,7381}{0,8243} = 0,8991$$

$$C_{H_2/air}^* = \frac{\Omega_{H_2/air}^{(1,2)*}}{\Omega_{H_2/air}^{(1,1)*}} = \frac{0,7703}{0,8243} = 0,9344$$

$$\bullet \quad X_\lambda = \frac{x_1^2}{[\lambda_1]_1} + \frac{2x_1x_2}{[\lambda_{12}]_1} + \frac{x_2^2}{[\lambda_2]_1}$$

On considère la réaction :



$$D'où \quad z_{st} = \frac{1/2}{0,21} = 2,38 \Rightarrow x_{H_2} = 0,295 \text{ et } x_{air} = 0,705$$

$$X_\lambda = \frac{0,295^2}{1,13 \cdot 10^{-3}} + \frac{2 * 0,295 * 0,705}{1,05 \cdot 10^{-3}} + \frac{0,705^2}{4,77 \cdot 10^{-4}} = 1515,14$$

- $$Y_\lambda = \frac{x_1^2}{[\lambda_1]_1} U^{(1)} + \frac{2x_1x_2}{[\lambda_{12}]_1} U^{(Y)} + \frac{x_2^2}{[\lambda_2]_1} U^{(2)}$$

$$U^{(1)} = \frac{4}{15} A_{12}^* - \frac{1}{12} \left(\frac{12}{5} B_{12}^* + 1 \right) \frac{M_1}{M_2} + \frac{1}{2} \frac{(M_1 - M_2)^2}{M_1 M_2}$$

$$U^{(2)} = \frac{4}{15} A_{12}^* - \frac{1}{12} \left(\frac{12}{5} B_{12}^* + 1 \right) \frac{M_2}{M_1} + \frac{1}{2} \frac{(M_2 - M_1)^2}{M_1 M_2}$$

$$U^{(Y)} = \frac{4}{15} A_{12}^* \frac{(M_1 + M_2)^2}{4 M_1 M_2} \frac{[\lambda_{12}]_1^2}{[\lambda_1]_1 [\lambda_2]_1} - \frac{1}{12} \left(\frac{12}{5} B_{12}^* + 1 \right) + \frac{5}{32 A_{12}^*} \left(\frac{12}{5} B_{12}^* - 5 \right) \frac{(M_1 - M_2)^2}{M_1 M_2}$$

$$U^{(H_2)} = \frac{4}{15} * 1,1021 - \frac{1}{12} \left(\frac{12}{5} * 0,8991 + 1 \right) \frac{0,002}{0,029} + \frac{1}{2} \frac{(0,002 - 0,029)^2}{0,002 * 0,029} = 6,5602$$

$$U^{(air)} = \frac{4}{15} * 1,1021 - \frac{1}{12} \left(\frac{12}{5} * 0,8991 + 1 \right) \frac{0,029}{0,002} + \frac{1}{2} \frac{(0,029 - 0,002)^2}{0,002 * 0,029} = 2,7626$$

$$U^{(Y)} = \frac{4}{15} * 1,1021 \frac{(0,002 + 0,029)^2}{4 * 0,002 * 0,029} \frac{(1,05 \cdot 10^{-3})^2}{1,13 \cdot 10^{-3} * 4,77 \cdot 10^{-4}} - \frac{1}{12} \left(\frac{12}{5} * 0,8991 + 1 \right) + \frac{5}{32 * 1,1021} \left(\frac{12}{5} * 0,8991 - 5 \right) \frac{(0,002 - 0,029)^2}{0,002 * 0,029} = 4,80172$$

D'où :

$$Y_\lambda = \frac{0,295^2}{1,13 \cdot 10^{-3}} 6,5602 + \frac{2 * 0,295 * 0,705}{1,105 \cdot 10^{-3}} 4,8017 + \frac{0,705^2}{4,77 \cdot 10^{-4}} 2,7626 = 5191,28$$

- Ce qui nous donne :

$$S^{(H_2)} = \frac{0,002 + 0,029}{2 * 0,029} \frac{1,05 \cdot 10^{-3}}{1,13 \cdot 10^{-3}} - \frac{15}{4 * 1,1021} \left(\frac{0,029 - 0,002}{2 * 0,002} \right) - 1 = -26,8735$$

$$S^{(air)} = \frac{0,002 + 0,029}{2 * 0,002} \frac{1,05 \cdot 10^{-3}}{4,77 \cdot 10^{-4}} - \frac{15}{4 * 1,1021} \left(\frac{0,002 - 0,029}{2 * 0,029} \right) - 1 = 14,2411$$

D'où le coefficient de thermo-diffusion de H₂ dans l'air à 320K :

$$k_T = \frac{x_{H_2} x_{air}}{6 [\lambda_{H_2/air}]_1} \frac{S^{(H_2)} x_{H_2} - S^{(air)} x_{air}}{X_\lambda + Y_\lambda} (6 C_{H_2/air}^* - 5)$$

$$k_T(320K) = \frac{0,295 * 0,705}{6 * 1,05 \cdot 10^{-3}} \frac{-26,8735 * 0,295 - 14,2411 * 0,705}{1515,14 + 0,48} (6 * 0,9344 - 5) = -0,0536$$

De la même façon on détermine un k_T à 450K de l'ordre de $k_T(450K) = -0,0681$

ANNEXE 5

Visualisations du champ instantanées de PLIF-OH

La figure 8 présente des visualisations du champ instantané de fluorescence du radical OH dans le plan longitudinal $z=17.5\text{mm}$ dans le cas d'une flamme hydrogène/air dans le cas nominal du chapitre III.

Sur les images la zone de fluorescence du radical OH est localisée sur une zone étroite située de part et d'autre du jet d'hydrogène. Elle apparaît sous la forme de filaments fins plus ou moins plissés par la turbulence, voire repliés. On remarque qu'elle est quasiment continue ou parfois séparée par des zones de forte concentration en radicaux OH et des zones d'extinction du signal. Ce phénomène pourrait est dû au caractère fortement 3D de l'écoulement.

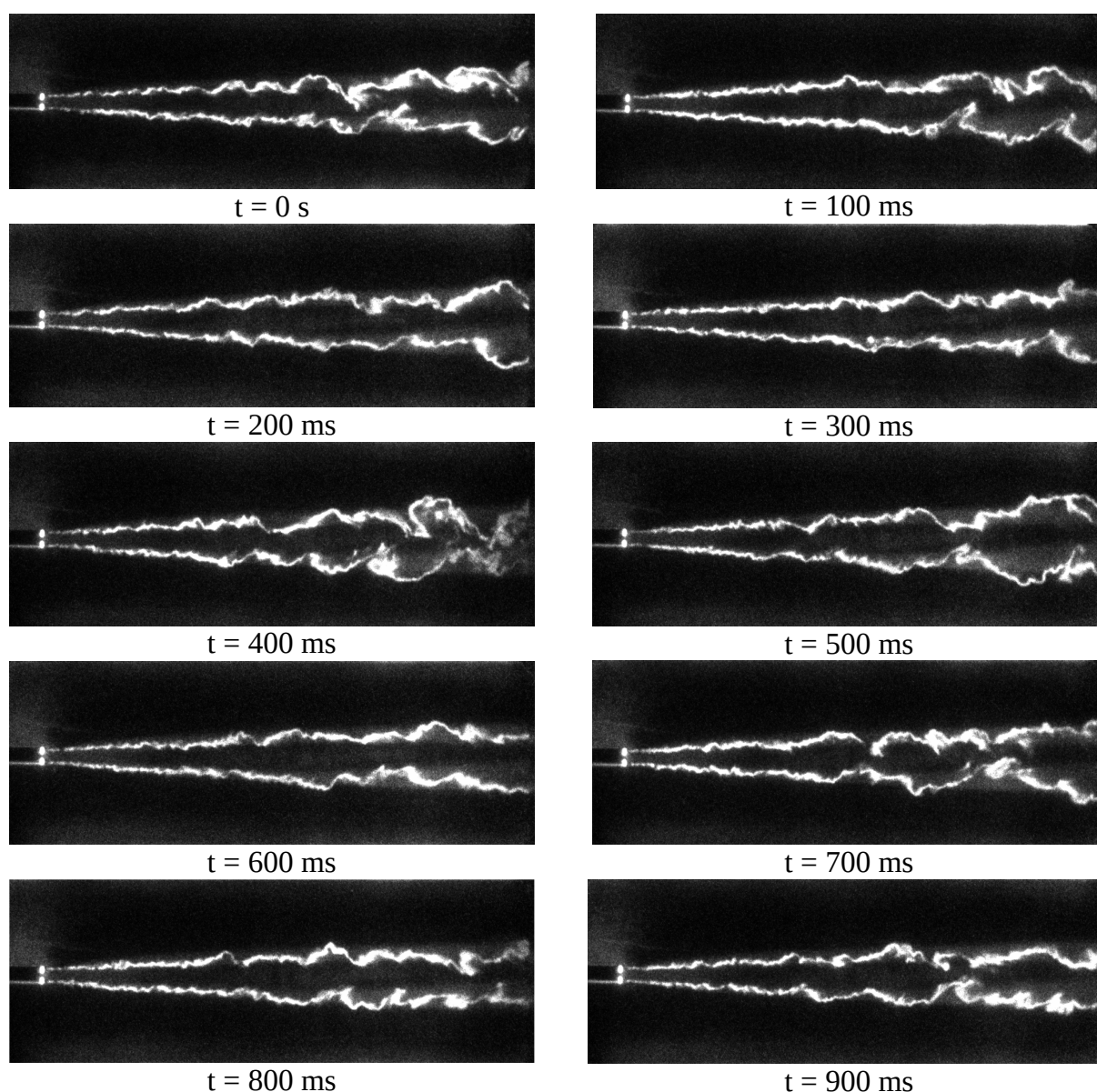


Figure 8 – Visualisations instantanées obtenues par PLIF-OH dans le plan longitudinal $z=17,5\text{mm}$ – cadence : 10Hz ; Durée d'intensification : 100ns (Caméra Princeton)

ANNEXE 6

Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements amont

Les tableaux 1 et 2 présentent les valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements amont durant les diagnostics de PLIF OH et de PIV dans les conditions réactives.

	Cas Théron		Cas nominal		Cas 1		Cas 2		Cas 3	
	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air
Pression statique	1,518 bar	1,518 bar	1,505 bar	1,503 bar	1,51 bar	1,508 bar	1,513 bar	1,512 bar	1,486 bar	1,485 bar
Température totale	294 K	321 K	297 K	453,71 K	294 K	448,9 K	297 K	452,76 K	295,6 K	449,25 K
Masse volumique	0,124 kg/m ³	1,654 kg/m ³	0,124 kg/m ³	1,183 kg/m ³	0,123 kg/m ³	1,2 kg/m ³	0,122 kg/m ³	1,197 kg/m ³	0,121 kg/m ³	1,182 kg/m ³
Débit	2,94 g/s	253,4 g/s	2,69 g/s	224 g/s	2,88 g/s	180 g/s	3,5 g/s	225 g/s	2,20 g/s	221,7 g/s
Vitesse	364 m/s	72,6 m/s	344,8 m/s	90,21 m/s	364 m/s	71,3 m/s	445,1 m/s	90 m/s	284,7 m/s	89,8 m/s
Mach	0,278	0,198	0,262	0,208	0,278	0,165	0,338	0,207	0,217	0,208
Pression totale	1,603 bar	1,563 bar	1,578 bar	1,549 bar	1,593 bar	1,537 bar	1,638 bar	1,558 bar	1,535 bar	1,53 bar
Viscosité cinématique	6,99 m ² /s	1,18 m ² /s	7,18 m ² /s	2,16 m ² /s	7,03 m ² /s	2,11 m ² /s	7,14 m ² /s	2,14 m ² /s	7,21 m ² /s	2,15 m ² /s
Nombre de Reynolds	10414	7777	9605	5279	10356	4271	12468	5316	7897	5279
Richesse globale	0,4		0,41		0,55		0,53		0,33	
Rapport des vitesses « r » air/H ₂	0,2		0,26		0,2		0,2		0,32	
Rapport des masses volumiques « s » air / H ₂	13,4		9,54		9,75		9,81		9,76	

Tableau 1 – Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements d'entrée en amont de la section d'entrée pendant le diagnostic de PLIF-OH en condition réactive

	Cas Théron		Cas nominal		Cas 1		Cas 2		Cas 3	
	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air	hydrogène	air
Pression statique	1,518 bar	1,518 bar	1,531 bar	1,534 bar	1,549 bar	1,549 bar	1,516 bar	1,516 bar	1,524 bar	1,526 bar
Température totale	294 K	321 K	287,1 K	448,6 K	287,13 K	443,9 K	286,81 K	448,6 K	289,4 K	448,3 K
Masse volumique	0,124 kg/m ³	1,654 kg/m ³	0,128 kg/m ³	1,219 kg/m ³	0,129 kg/m ³	1,235 kg/m ³	0,127 kg/m ³	1,208 kg/m ³	0,127 kg/m ³	1,215 kg/m ³
Débit	2,94 g/s	253,4 g/s	2,72 g/s	228,8 g/s	3,05 g/s	181,6 g/s	3,55 g/s	230,8 g/s	2,30 g/s	227,6 g/s
Vitesse	36,4 m/s	72,6 m/s	331,7 m/s	89,2 m/s	369,9 m/s	70,2 m/s	436,66 m/s	90,6 m/s	283,7 m/s	89,5 m/s
Mach	0,278	0,198	0,256	0,206	0,286	0,163	0,338	0,210	0,218	0,207
Pression totale	1,603 bar	1,563 bar	1,6 bar	1,58 bar	1,639 bar	1,578 bar	1,64 bar	1,563 bar	1,575 bar	1,572 bar
Viscosité cinématique	6,99 m ² /s	1,18 m ² /s	6,67 m ² /s	2,08 m ² /s	6,59 m ² /s	2,02 m ² /s	6,72 m ² /s	2,1 m ² /s	6,79 m ² /s	2,08 m ² /s
Nombre de Reynolds	10414	7777	9946	5421	11226	4393	12996	5453	8356	5439
Richesse globale	0,4		0,41		0,55		0,53		0,35	
Rapport des vitesses « r » air/H ₂	0,2		0,27		0,19		0,2		0,32	
Rapport des masses volumiques « s » air / H ₂	13,4		9,53		9,6		9,52		9,6	

Tableau 2 – Valeurs expérimentales des caractéristiques des écoulements d'entrée en amont de la section d'entrée pendant le diagnostic de PIV dans les conditions réactives

Nomenclature

A	Section, Surface
a, b, c	Coefficients, constantes
a ou c	Vitesse du son
C_d	Coefficient de débit du col sonique
C_p	Capacité calorifique massique à pression constante
D, D_H	Diamètre (hydraulique)
D_i	Coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce i
DSE_i	Densité spectrale d'énergie dans la direction x_i
D_t	Coefficient de diffusion moléculaire turbulente
dx	Epaisseur infinitésimale
e	Epaisseur
f	Fréquence ou Coefficient de frottement
f_c	Fréquence de coupure
f_{th}	Coefficient de frottement "thermique"
h	Hauteur de la fente d'injection
h_i	Enthalpie massique de l'espèce i
I	Intensité turbulente ou Intensité des fluctuations de vitesse
k	Energie cinétique turbulente
L	Longueur de la veine d'essais
l	Largeur de la veine d'essais
L_c	Longueur de combustion
L_f	Longueur de flamme
l_K	Echelle (turbulente) spatiale de Kolmogorov
l_b, l_l	Echelle (turbulente) intégrale spatiale
M	Nombre de Mach
m	Masse
M_c	Nombre de Mach convectif
M_i	Masse molaire de l'espèce i
$\dot{m}$ ou w	Débit massique
N	Nombre de pas de calcul ou Nombre d'échantillons
p	Pression statique
p_{atm}	Pression atmosphérique
$p_i (i=1 \text{ à } 14)$	Pressions pariétales
p_t	Pression totale
Q	Flux de chaleur perdu par unité de masse
r	ratio de vitesses
R	Constante universelle des gaz
rap	Coefficient constant
s	Ratio de masses volumiques (dans un jet ou une couche de mélange)
S	Section, surface
S_f	Signal de fluorescence
T	Température statique
t	Temps
T_0	Température initiale moyenne des réactifs
T_{ad}, T_f	Température adiabatique de flamme
$T_i (i=1 \text{ à } 6)$	Températures des parois de la veine d'essais
T_t	Température d'arrêt isentropique, Température totale
T_w	Température de paroi
u, U	Composante longitudinale de la vitesse dans le repère (x, y, z)
u', v', w'	Fluctuations de la vitesse dans le repère (x, y, z)
U_c	Vitesse de convection
V	Volume ou Vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche-limite (calcul $1D$)
v, V	Composante transversale de la vitesse dans le repère (x, y, z)
w, W	Composante azimutale de la vitesse dans le repère (x, y, z)
x, y, z	Coordonnées cartésiennes (abscisse, ordonnée, azimuth)

Nomenclature

x_{fin}	Fin du tronçon de veine d'essais à section constante
Y	Fraction massique
Y'	Fluctuation de la fraction massique
$y_{1/2}$	Epaisseur à mi-hauteur du jet
y_{ad}	Ordonnée (coordonnée transverse) adimensionnée
y_{OHmax}	Position transversale du maximum du signal de fluorescence OH
Z	Fraction de mélange

Lettres grecques

α	Angle d'inclinaison des parois divergentes/convergentes de la fin de la veine d'essais
α	Pente de l'évasement d'un jet
$\varnothing$	Diamètre
δ	Epaisseur de mélange
δ	Taux d'évasement
δ_{vis} ou δ_{viz}	Epaisseur de mélange visuelle
Δp	Pertes de pression totale
$\Delta t, \Delta T, \Delta \tau$	Intervalle de temps
$\Delta x, \Delta X$	Intervalle spatial
γ	Coefficient isentropique d'un gaz (ratio des chaleurs spécifiques)
λ	Longueur d'onde ou Degré d'avancement de la combustion
ν	Viscosité cinématique
ν_i	Coefficient stœchiométrique moléculaire de l'espèce i
ν_t	Viscosité turbulente
ρ	Masse volumique
τ, τ_p	Contrainte de cisaillement
τ_c	Temps caractéristique de la chimie
τ_K	Echelle (turbulente) temporelle de Kolmogorov
τ_t ou τ_i	Echelle (turbulente) intégrale temporelle
$\dot{\omega}_i$	Taux de production de l'espèce i

Indices

0	Relatif à la section d'entrée des écoulements
1	Relatif à l'écoulement d'air supérieur (jet) ou à l'écoulement le plus rapide
2	Relatif à l'écoulement d'air inférieur (jet) ou à l'écoulement le moins rapide
a	Relatif aux écoulements d'air amont, avant les nids d'abeilles
air	Relatif aux écoulements d'air amont ou aux écoulements d'air extérieurs (jet)
b	Relatif aux écoulements d'air amont, après les nids d'abeilles
c	Relatif à l'axe du jet
col	Relatif à l'amont du col sonique
$comb$	Relatif au combustible
ext	Relatif aux écoulements d'air extérieurs (jet)
H_2	Relatif à l'écoulement d'hydrogène
inj	Relatif à la section d'entrée ou à l'injection de combustible
max	Valeur maximale
min	Valeur minimale
moy	Valeur moyenne
O ou O_x	Relatif à l'oxydant
P	Relatif aux produits de combustion
st ou $stoecho$	Relatif à la stœchiométrie

Nombres sans dimension

Da	Nombre de Damkhöler
Da_q	Nombre de Damkhöler critique (limite d'extinction)
Ka	Nombre de Karlovitz
Ka_q	Nombre de Karlovitz critique (limite d'extinction locale)
Re	Nombre de Reynolds
Re_t	Nombre de Reynolds turbulent
Re_t^*	Nombre de Reynolds turbulent critique (fin du domaine de validité des flammelettes)
Ri	Nombre de Richardson
Sc_t	Nombre de Schmidt turbulent

Symboles divers

$\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}$	Gradient spatial d'une quantité dans la direction x ou y
$\bar{g}$ ou $\langle g \rangle$	Valeur moyenne de la quantité g
$\vec{V}$	Vecteur-vitesse

Abréviations et acronymes

P.I.V.	Vélocimétrie par Imagerie de Particules (Particle Image Velocimetry)
P.L.I.F.	Fluorescence induite par plan laser (Planar Laser Induced Fluorescence)
U.V.	Ultra-Violet

Les travaux de thèse présentés ici ont été motivés par les besoins de connaissances, sur le mélange et la combustion des flammes jets non prémélangées, rencontrées dans les propulseurs de type aérobies (statoréacteurs). En effet, il existe encore de nombreux problèmes inhérents à ce type de propulseurs, notamment en ce qui concerne le mélange et la combustion de fluide de densités très différentes, puis l'allumage et la stabilisation de flammes, caractérisées par une importante hétérogénéité des réactifs. Pour le faire, nous avons déterminé expérimentalement, l'influence sur le mélange et la combustion, d'une variation du rapport de vitesse r (entre l'écoulement de combustible et les écoulements d'airs amont), puis d'une variation de la masse volumique des écoulements d'air et enfin d'une modification de la nature du combustible (comparaison entre de l'hydrogène pur et des mélanges méthane/hydrogène).

Ces travaux expérimentaux sont menés au sein d'une soufflerie dédiée à l'étude des flammes jets non prémélangées, dans des écoulements subsonique à haute vitesse. Pour les besoins de l'étude, différents diagnostics, notamment optiques, ont été mis en place de manière permanente ou ponctuelle : mesure de pressions et de températures, chimiluminescence, vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) et fluorescence induite par plan laser sur radicaux OH (PLIF-OH).

La première partie de l'étude nous a permis de mettre en exergue l'influence d'une variation du rapport de densité s (initiée par la modification de la température des écoulements d'air amont) sur le mélange et la combustion. Il est ressorti de l'étude que le ratio de masse volumique n'avait que peu ou pas d'influence sur le mélange et la combustion des flammes jets non prémélangées d'hydrogène/air subsonique à haute vitesse.

Une deuxième partie de l'étude nous a permis d'observer l'influence d'une variation du rapport de vitesse r sur le mélange et la combustion. Pour le faire 3 flammes d'hydrogène/air avec des vitesses d'entrée de combustible différentes ont été mises en œuvre. Nous avons pu conclure que la diminution du rapport de vitesse (associée à l'augmentation de la vitesse d'entrée du combustible) conduisait à l'amélioration du mélange au sein des écoulements et une meilleure efficacité de la combustion (définie à partir du dégagement de chaleur). Nous avons également pu conclure que sous l'hypothèse d'une vitesse des écoulements d'air amont constante, l'augmentation de la vitesse du combustible était accompagnée d'une amélioration de l'entraînement (évasement du jet).

Une troisième partie de l'étude nous a permis de mettre en avant l'influence de la nature du combustible sur le mélange et la combustion. La modification de la nature du combustible entraîne à la fois une modification du rapport de densité s et de la composition du mélange. Ainsi le mélange et la combustion de 4 combustibles différents ont été comparés dans les mêmes conditions aérothermodynamiques: de l'hydrogène pur et 2 mélanges de méthane/hydrogène avec 5%-mol et 10%-mol de CH_4 . L'étude du mélange a révélé que le ratio de masse volumique s n'avait que peu ou pas d'influence, confirmant ainsi la première étude. L'étude de la combustion a permis de mettre en exergue plusieurs points. Notamment que la cinétique chimique plus lente du méthane par rapport à l'hydrogène entraîne une diminution de l'efficacité de la combustion (basée sur le taux de combustible brûlé). Néanmoins, le PCI_v du méthane ~ 3 fois plus élevé que celui de l'hydrogène conduit à un niveau de chaleur dégagé au sein de la veine du même ordre dans les mêmes conditions aérothermodynamique. Il est également ressorti de l'étude, que l'introduction croissante de méthane dans le mélange conduit à une structure de la zone de réaction de plus en plus marquée par des discontinuités (extinctions locales de la flamme).

L'accrochage et la stabilisation de la flamme ont également été abordés. Alors que la flamme d'hydrogène/air ne pose aucun problème, l'accrochage et la stabilisation de la flamme de méthane/hydrogène/air avec 34%-mol de CH_4 , n'a jamais pu être obtenue. Ainsi la proportion de méthane dans le mélange est apparue comme un facteur très limitant (méthane

caractérisée par une chimie plus lente que l'hydrogène). La vitesse des écoulements d'air amont est également apparue comme un facteur limitant, du fait du processus d'accrochage et de stabilisation de la flamme intrinsèque au dispositif expérimental. Ainsi l'accrochage et la stabilisation des flammes de méthane/hydrogène/air n'ont pu être obtenus qu'à des vitesses des écoulements d'air amont inférieures à 80 m/s, une fois la flamme stabilisée.

Un autre point important est ressorti de l'étude : nous avons pu mettre en évidence une longueur de combustion conditionnée par la présence du confinement. En effet, du fait du confinement, on observe une accélération des écoulements extérieurs au sein de la veine (encore plus importante en réactif du fait de la présence d'un gradient de pression favorable induit par la combustion). Le jet de combustible ayant été clairement identifié comme un type de jet « fortement advecté », l'accélération des écoulements extérieurs conduit à une convection globale des écoulements accrue.

Enfin, les perspectives de cette étude concernent essentiellement la comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats de simulations numériques réalisées au moyen d'un code CFD (CEDRE de l'ONERA).