

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE

Énergie, Matériaux, Sciences de la Terre et de l'Univers

Groupe de Recherches sur l'Energétique des Milieux Ionisés (GREMI)
UMR 7344 de l'université d'Orléans

THÈSE présentée par :

Fathia MANSEUR

Soutenue le : **09 décembre 2024**

Pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : **Énergétique**

**Étude de l'interaction de dispositifs multi jets plasma
à la pression atmosphérique avec des écoulements
non-réactifs et réactifs pour l'amélioration des
performances en combustion**

THÈSE dirigée par :

M. ROBERT Éric

Directeur de recherche, CNRS - GREMI

RAPPORTEURS :

Mme. CESSOU Armelle

M. GUILLOT Philippe

Directrice de recherche, Université de Rouen - CORIA

Professeur des universités, INU Champollion - DPHE

JURY :

M. ROUSSEAU Antoine

Mme. CESSOU Armelle

M. GUILLOT Philippe

Mme. LACOSTE Deanna

M. BOUSHAKI Toufik

M. ROBERT Éric

M. ESCOT BOCANEGRA Pablo

M. WARTEL Maxime

Directeur de recherche, CNRS – LPP (**Président du jury**)

Directrice de recherche, Université de Rouen - CORIA

Professeur des universités, INU Champollion - DPHE

Associate Professor, KAUST- CCRC, KSA

Maître de conférences HDR, Université d'Orléans - ICARE

Directeur de recherche, CNRS - GREMI

Maître de conférences, Université d'Orléans - GREMI (co-encadrant)

Maître de conférences, Université d'Orléans - GREMI (co-encadrant)

INVITÉ :

M. SANTOS SOUSSA João

Chargé de recherche, Université Paris-Saclay - LPGP

Je dédicace cette thèse à mon Papa défunt,

À Maman,

À mes frères et sœurs

Remerciement

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance envers Mme Anne-Lise Thomann et M. Stéphane Pellerin, respectivement ancienne et nouveau directeurs du GREMI, pour m'avoir accueillie au sein du laboratoire et pour la confiance qu'ils m'ont accordée tout au long de cette thèse.

Je remercie chaleureusement mes encadrants de thèse pour leur assistance, leur engagement et leur guidance précieuse. Un merci tout particulier à mon directeur de thèse, M. Robert Éric, pour son soutien indéfectible, notamment durant la rédaction et la préparation de ma soutenance. Son aide, a été d'une valeur inestimable. Son engagement, sa rigueur scientifique et ses conseils avisés ont joué un rôle essentiel dans l'aboutissement de ce travail. Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à M. Pablo Escot Bocanegra pour son accompagnement et son soutien indéfectible au fil des années. Je lui suis également reconnaissante de m'avoir offert l'opportunité d'enseigner à l'IUT, une expérience aussi enrichissante sur le plan humain que formatrice sur le plan professionnel. Un immense merci aussi à M. Wartel Maxime pour son aide précieuse lors des mesures de température par spectroscopie.

Je remercie avec respect et gratitude les membres du jury, en particulier M. Antoine Rousseau, président du jury, ainsi que Mme Armelle Cessou et M. Philippe Guillot, rapporteurs de cette thèse, pour le temps consacré à la lecture de mon manuscrit et pour leurs remarques précieuses et constructives. Je remercie également Mme Deanna Lacoste, M. Toufik Boushaki et M. João Santos Sousa pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour la richesse de nos échanges scientifiques.

Un grand merci à toutes les personnes ayant contribué à la mise en place du banc d'essais de combustion assistée par plasma. En particulier, je souhaite exprimer ma reconnaissance envers Nicolas Dumuis, Julien Lemaire et Sébastien Dozias pour leur expertise et leur aide précieuse.

Je tiens à remercier M. Jean-Michel Pouvesle pour son soutien sur la partie plasma, en particulier au début de ma thèse, ainsi que pour la formation qu'il m'a dispensée sur ce sujet. Merci également à M. Augusto Stancampiano pour son aide précieuse lors des manipulations, ainsi que pour son soutien et ses encouragements.

Ma gratitude s'étend aussi aux équipes de gestion administrative du laboratoire GREMI (Mme. Sylvie Jauffrion et Mme. Corinne Delhaye) et de l'université d'Orléans (Mme. Frédérique Landais), dont le soutien constant et l'efficacité ont été essentiels au bon déroulement de cette thèse. Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à M. Thierry Dudok de Wit, directeur de l'école doctorale, ainsi qu'à Messieurs Bourennane Hocine et Mazelier Nicolas pour leur disponibilité, leurs conseils et leur soutien précieux lors des entretiens CSI. Leur bienveillance et leur engagement ont été d'une grande aide tout au long de mon parcours doctoral.

J'exprime aussi mes plus vifs remerciements à toutes les personnes que j'ai croisées au sein des laboratoires ICARE. Un merci particulier à M. Fabien Halter pour ses conseils avisés et à M. Toufik Boushaki pour sa bienveillance et son soutien tout au long de mon travail.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers les ingénieurs de recherche, maîtres de conférences, chercheurs et professeurs du GREMI, notamment M. Nadjib Semmar, Mme Claire Douat, Mme Titaïna Gibert. Merci pour votre bienveillance et votre générosité. Un immense merci à mes collègues doctorants, et post-doctorants avec qui j'ai partagé ces années de travail, d'échanges

et de camaraderie. Un clin d'œil particulier à Someya "Sousou" pour les merveilleux moments passés ensemble. Je te souhaite tout le succès du monde !

Je remercie également mes étudiants à l'IUT et les stagiaires avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, qui ont contribué à rendre cette expérience encore plus enrichissante.

Un remerciement spécial à ma meilleure amie, Jihane "Jihanooo", pour son soutien inestimable depuis nos études aux Arts et Métiers jusqu'à la soutenance de ma thèse. Ton amitié indéfectible et ta présence constante ont été une source précieuse de motivation et d'inspiration.

Un immense merci à Lynda pour sa générosité et son soutien sans faille, notamment durant les moments de pression intense précédant la soutenance. Ta présence et tes encouragements ont été d'un grand réconfort. Merci pour les merveilleux moments passés ensemble.

Je veux aussi exprimer ma profonde reconnaissance envers mes amies Dolly, Wafae, Yassamina, Amina et Lydia, pour leur soutien inconditionnel et leur amitié sincère au fil des années. Vous avez été un véritable pilier pour moi.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude à mes anciens collègues de l'équipe Ingénierie Nucléaire d'EMERSON, qui ont contribué, à leur manière, à mon parcours et à mon évolution professionnelle. Je remercie tout particulièrement mes responsables, M. Didier Iltis et M. Antoine Lecoanet, pour leur encadrement bienveillant, leur confiance et les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués au fil du temps. Leur soutien a été d'une grande importance dans cette étape décisive de mon parcours, et je leur en suis infiniment reconnaissante. Je remercie également Mme Cathy Ziel, responsable des ressources humaines, pour son écoute, son accompagnement et son aide précieuse tout au long de mon passage au sein de l'entreprise.

Un immense merci également à mon équipe actuelle, l'équipe Nouvelles Technologies de GE Vernova pour son accueil chaleureux et son soutien sans faille, notamment dans la période précédant ma soutenance de thèse. Intégrer cette équipe a été une expérience des plus enrichissantes, tant sur le plan humain que professionnel. Je tiens à exprimer ma gratitude à mes responsables, M. John Tramel et M. Pierre Montagne, pour leur compréhension, leur encouragement et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Leur bienveillance et leur confiance m'ont permis d'évoluer dans un environnement motivant, où j'ai pu mener à bien cette dernière ligne droite avant la soutenance.

Enfin, mes plus sincères remerciements vont à ma famille.

Papa, qu'Allah t'accorde le plus haut degré du paradis. C'est à toi que je dois mon parcours. Ton rêve est aujourd'hui réalisé : « *Ta petite fille est devenue docteure* ». Je sais que si tu étais encore parmi nous, tu serais le plus heureux et le plus fier. Merci pour ton amour, ton soutien et ta confiance inébranlable.

Maman, sans toi, je n'en serais jamais arrivée là. Ton amour inconditionnel, tes sacrifices et ton soutien de chaque instant ont été ma plus grande force. Ce manuscrit vous est dédié, à toi et à papa.

Merci à mes chers frères « Farouk, Ismail, Djamel et Mohammed » et chères sœurs « Nassira, Farida et Nadia », pour leur soutien indéfectible et leur amour inconditionnel.

Cette thèse est le fruit d'un travail collectif et du soutien inestimable de toutes les personnes qui ont croisé ma route.

Merci à tous.

Table des matières

Table des matières	1
Liste des contributions scientifiques	3
Liste des figures	4
Liste des Tableaux	12
Nomenclatures et abréviations	13
Chapitre I : Introduction & état de l'art	16
1 <i>Introduction (contexte & objectifs)</i>	16
2 <i>État de l'art.....</i>	21
2.1. Généralités sur les plasmas.....	21
2.2. Les décharges électriques	23
2.3. Les décharges non thermiques à pression atmosphérique	26
2.4. Généralités sur la combustion.....	32
2.5. La combustion assistée par plasma.....	37
Chapitre II : Présentation du dispositif expérimental et des diagnostics de mesures.....	49
1 <i>Présentation du dispositif expérimental.....</i>	49
1.1. Configuration du plasma	49
1.2. Configuration du brûleur	53
1.3. Couplage Brûleur- Injecteur Plasma.....	55
2 <i>Présentation des diagnostics de mesures</i>	59
2.1. Mesures électriques (tension, fréquence).....	59
2.2. Analyses photo et vidéo.....	60
2.3. Spectroscopie d'émission optique	65
2.4. Imagerie ICCD	66
2.5. Méthode du Strioscopie (Schlieren) pour la visualisation de l'écoulement à la sortie du brûleur .	68
Chapitre III : Choix de la configuration d'étude et des conditions expérimentales	71
1 <i>Choix du type de flamme.....</i>	71
1.1. Flamme conique assistée par un monojet plasma	71
1.2. Flamme plate assistée par monojet plasma.....	72
2 <i>Choix du type de plasma</i>	74
2.1. Caractérisation d'un multijets plasma dans l'air à pression atmosphérique	74
2.2. Espèces caractéristiques du multijets plasma dans l'air à pression atmosphérique	74
3 <i>Intégration de l'injecteur multijets plasma dans le brûleur</i>	76
3.1. Effet de la cible métallique sur le multijets plasma	77
3.2. Effet de la distance de la cible métallique sur le multijets plasma.....	78
3.3. Effet de l'injection d'hélium sur la flamme.....	81
3.4. Effet du multijets plasma d'hélium sur la flamme.....	85
Chapitre IV : Étude de l'interaction des multijets plasma d'hélium avec un écoulement d'air ou d'air-méthane	91
1 <i>Caractérisation des multijets plasma.....</i>	91
1.1. Espèces produites par le multijets plasma	91
1.2. Distribution spatiotemporelle des espèces produites par le multijets plasma	93

2	<i>Impact des débits de mélange d'air et de méthane.....</i>	99
2.1.	Effet du débit d'air.....	99
2.2.	Effet de la richesse du mélange réactif méthane-air	101
Chapitre V : Amélioration des caractéristiques de la combustion assistée par multijets plasma.....		109
1	<i>Effet du rapport cyclique sur la localisation spatiale de la flamme.....</i>	109
1.1.	Effet de la variation du temps d'activation du plasma (t_{ON})	109
1.1.	Effet de la variation du temps d'extinction du plasma t_{OFF}	113
2	<i>Effet de la variation du débit.....</i>	118
3	<i>Effet de la variation de la richesse.....</i>	130
4	<i>Spectroscopie d'émission.....</i>	136
5	<i>Effet du plasma multijets à base d'hélium sur une flamme plate pré mélangée méthane-air</i>	139
5.1.	Caractérisation préliminaire « cas du mélange Hélium-Air ».....	139
5.2.	Étude paramétrique de la combustion assistée par plasma multijets à base d'hélium	144
6	<i>Étude de la modification d'écoulement par multijets plasma</i>	153
6.1.	En sortie d'un brûleur type bec bunsen	153
6.2.	En sortie d'un brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt	154
Conclusion & perspectives.....		157
Références.....		162
Annexe A		168

Liste des contributions scientifiques

- 1) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, T. Boushaki, J.M. Pouvesle, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Pulsed helium-based multijets as a new approach for flame control, 25th International Symposium on Plasma Chemistry (ISPC25), Miyako Messe, Kyoto, Japan, 21-26 May 2023. Abstract + oral presentation.
- 2) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, T. Boushaki, J.M. Pouvesle, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Helium atmospheric pressure plasma multijets for combustion reactivity enhancement. 39th International Symposium on combustion, 24-29 July 2022, Vancouver Canada. Abstract +Poster.
- 3) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, J.M. Pouvesle, T. Boushaki, F. Halter, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Helium plasma multijets: a new option for plasma-assisted combustion. International Workshop on plasma-assisted combustion, June 9th and 10th 2022, Centralesupélec, Université Paris-saclay. Abstract + oral presentation.
- 4) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, J.M. Pouvesle, T. Boushaki, F. Halter, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Helium plasma multijetss assisted combustion, Journées François Lacas – Journée des Doctorants en Combustion, 17-18 mars 2022, Nancy, France. Abstract + oral presentation.
- 5) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, T. Boushaki, J.M. Pouvesle, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Atmospheric pressure plasma multijets device in interaction with non/reactive flows for the improvement of combustion performance. 38th International Symposium on combustion, 24-29 January 2021, Adelaide Australia. Abstract +Poster.
- 6) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, T. Boushaki, F. Halter, J.M. Pouvesle, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Potentialities of the interaction of plasma multijets devices at atmospheric pressure with non-reactive flows for the performance improvement of combustion. The 30th annual meeting of MRS-J (Material Research Society of Japan), december 9- 11, 2020, Japan. Abstract + oral presentation.
- 7) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, J.M. Pouvesle, T. Boushaki, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Potentialities of plasma multijetss devices at atmospheric pressure for the performance improvement of combustion. Journées François Lacas – Journée des Doctorants en Combustion, 23 janvier 2020, Toulouse, France. Abstract + oral presentation.
- 8) **F. Manseur**, A. Stancampiano, S. Dozias, M. Wartel, T. Boushaki, F. Halter, J.M. Pouvesle, P. Escot Bocanegra, E. Robert, Potentialities of plasma multi jets devices at atmospheric pressure for the performance improvement of combustion. 15ème Journées du réseau Plasma froids, 28/09- 1/10, 2020, Saint-Diè-des Vosges, France. Abstract + poster. (Winner of the Best Plasma Photo Award).
- 9) T. Boushaki, **F. Manseur**, Y. Rahib, P. Escot Bocanegra, B. Sarh, 12th Conference on Mechanical Engineering CME'2020, 17-18 March, 2020, Algiers, Algeria. Article+Oral.
- 10) T. Boushaki, H. Zaidaoui, **F. Manseur**, Y. Rahib, B. Sarh, Characteristics of biogas and syngas combustion. IRSEC'19, Nov. 27-30, 2019, Agadir, Morocco. Article.
<https://ieeexplore.ieee.org/document/9078165>

Liste des figures

Figure 1 : Principe de l'avalanche électronique primaire (issue de [8]).

Figure 2 : Principe de l'avalanche électronique secondaire (issue de [8]).

Figure 3 : Courbes de Paschen pour différents gaz (issue de [9]).

Figure 4 : Développement d'un streamer positif vers la cathode et représentation des lignes de champs en tête de streamer (issue de [6]).

Figure 5 : Schéma d'une décharge de plasma de l'arc glissant traditionnel avec les nombres correspondant à la séquence dans le temps de l'évolution de l'arc lorsqu'il se déplace le long des électrodes (issue de [17]).

Figure 6 : Photographies des premiers jets de plasma à pression atmosphérique. (a) Koinuma et al. [18], (b) Stoffels et al. [19], (c1) Teschke et al. [20] , (c2) Laroussi et al. [21], (d) Robert et al. [1], (e) Darny et al. [22].

Figure 7 : photographies des plumes plasma en configuration cible 1,5 cm (temps de pose 0,25 s) et en jet libre (temps de pose 1 s) (14 kV, 1 kHz, polarité positive) (issue de [22] Figure V-7).

Figure 8 : Spectres d'émission dans la plume à 4 mm de la sortie du capillaire en configuration cible 1,5 cm et en jet libre (14 kV, 1 kHz, polarité positive) (issue de [22] Figure V-8).

Figure 9 : Vu en coupe de différentes configurations de jet plasma rencontrés dans la littérature, (issue de [28]).

Figure 10 : Structure d'une flamme laminaire de pré mélange (issue de [31]).

Figure 11 : Photographie d'une flamme conique provenant du brûleur du GREMI utilisé pour cette étude.

Figure 12 : Photographie d'une flamme plate provenant du brûleur du GREMI utilisé pour cette étude.

Figure 13 : Dispositifs de stabilisation de flammes plates de pré mélange, a) Brûleur type McKenna à flamme plate [40], b) brûleur à jet impactant [37].

Figure 14 : Schématisation des voies principales de l'amélioration de la combustion par plasma (issue de [42]).

Figure 15 : Influence de la puissance du plasma ($f=30$ kHz) sur la température du gaz et la densité maximale de $N_2(C)$ dans la zone inter électrode (issue de [70]).

Figure 16 : Cartographie de H atomique mesurés par TALIF ; a) dans une flamme méthane-air, b) dans la même flamme assistée par plasma (NRPD) (8,4 kV et 10 kHz, accumulation sur 150 images), la même échelle de couleurs est utilisée pour les images a) et b) (issue de [60]).

Figure 17 : Photographie d'une flamme plate assistée par plasma à 11 kV pour différentes fréquences (2, 4 et 6 kHz). (Issue de [75])

Figure 18 : Photographie comparative d'une flamme plate avec c) et sans plasma b) (à gauche), et représentation du champ de vitesse de la flamme avec b) et sans plasma a) à 9,5 kV et 3 kHz (à droite). (Issue de [57]).

Figure 19 : a) Diagramme de dispersion de la position instantanée de la base de la flamme), b) Diminution de la vitesse axiale conditionnée à la base de la flamme, c) Décalage de la fraction de mélange devant la base de la flamme, (sans et avec champ électrique), (issue de [49]).

Figure 20 : a) Schéma de la configuration expérimentale et de la disposition des électrodes, b) Décharge sans injection de carburant, c) interaction de décharge avec l'injection d'H₂, (issue de [77]).

Figure 21 : a) Schéma de la chambre de combustion, b) Photographie de la décharge, c) test de la limite d'extinction d'une flamme pauvre (issue de [68]).

Figure 22 : Photographie de la flamme sans décharge (à gauche) et avec décharge (à droite), pour une vitesse de sortie de 22,5 m.s⁻¹, (une graduation = 20mm), (issue de [79]).

Figure 23 : Contrôle d'une flamme propane-air par une décharge nanoseconde. a) Vitesse de la flamme avec différents paramètres de décharge et sans décharge. b) Spectre des espèces : (A : la décharge) ; (B : la flamme) et (C : la flamme assistée par la décharge). c) Émission de la molécule OH dans la flamme avec et sans plasma (issue de [80]).

Figure 24 : a) Schéma de la section d'essai avec DBD et torche à jet plasma, b) Photographies du plasma DBD en écoulement supersonique Ma = 2, (issue de [81]).

Figure 25 : a) Schéma de brûleur coaxial de D. Galley [66], avec les électrodes de décharge, b) Comparaison de l'émission de OH (A-X) de la flamme ($\Phi = 0.83$, $P_{\text{flamme}} = 12,5 \text{ kW}$, $P_{\text{plasma}} = 75 \text{ W}$), (issue de [66]).

Figure 26: a) Schéma de la configuration expérimentale et l'emplacement des électrodes, b) Photographie de la décharge (issue de [82]).

Figure 27 : a) domaine de stabilisation de la flamme, b) émission du CH* (Le filament brillant visible sur les photos c'est l'anode chauffée par la flamme), (issue de [82]).

Figure 28 : Représentation schématique de l'alimentation électrique (issue de [22]).

Figure 29 : a) Injecteur à trou borgne Bosch, b) Forme cylindrique avec dôme rond, c) Partie de l'injecteur utilisé pour notre étude. (Issue de la fiche technique des injecteurs Bosch).

Figure 30 : Banc expérimental pour la génération du plasma mono-jet, et multijets avec une photographie du mono jet & du multijets plasma d'hélium.

Figure 31 : Banc expérimental de la combustion où sont présents le brûleur ainsi que son cône convergeant, un mélangeur de gaz et l'ensemble des connectiques gaz.

Figure 32 : Profil de vitesse d'écoulement d'air à 3 mm au-dessus de la sortie du brûleur (débit d'écoulement d'air = 3.18 l.min⁻¹), issue de [36] brûleur à buse (bleu) brûleur droit (rouge), et le profil de vitesse théorique 1D (les lignes pointillées) sont ajoutés à des fins de comparaison.

Figure 33 : Banc expérimental de la combustion où sont présents le brûleur avec une plaque plate au-dessus.

Figure 34 : Profil de vitesse à froid à 1 mm au-dessus de la sortie du brûleur (à différents débits d'écoulement du N_2 , (Diamètre de la buse de sortie = 15mm), issue de [36].

Figure 35 : Banc expérimental de la combustion assistée par plasma où sont présents l'alimentation, un brûleur type bec bunsen, un panneau d'alimentation en gaz et l'ensemble des connectiques gaz, et électrique.

Figure 36 : Intégration de l'injecteur mono jet dans le brûleur.

Figure 37 : Intégration de l'injecteur mono jet dans le brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus.

Figure 38 : Intégration de l'injecteur multijets dans un brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus.

Figure 39 : Évolution temporelle de l'impulsion de tension délivrée par l'alimentation haute tension pulsée ($f = 20$ kHz, $U = -17$ kV).

Figure 40 : Contrôle de la délivrance d'une série d'impulsions de tension par un boîtier TTL.

Figure 41 : Montage expérimental utilisé pour capturer des images de la flamme, a) image d'une flamme avec mire (réglet) utilisé pour la calibration et, b) un appareil photo Canon EOS 6D Mark II.

Figure 42 : l'image originale de la flamme et son image binaire correspondante.

Figure 43: Image dilatée, érodée et filtrée

Figure 44 : Différentes étapes de détection de la position de la flamme à partir d'une image issue de la vidéo.

Figure 45: Synthèse et exploitation des résultats du traitement des images.

Figure 46 : Dispositif de spectroscopie d'émission optique.

Figure 47: Vue de profil du champ visuel de la fibre « Spectroscopie d'émission du plasma ».

Figure 48: Vue de profil du champ visuel de la fibre « Spectroscopie d'émission de la flamme sans plasma (à gauche) et avec plasma (à droite) ».

Figure 49 : Schéma du dispositif pour l'imagerie rapide du plasma par caméra ICCD.

Figure 50 : Multijets plasma d'hélium ($Q_{v,He} = 0,5$ L.min⁻¹, $f = 15$ kHz, $U = -14,8$ kV, polarité négative) a) Photographie CANON 6D, b) Image ICCD (temps d'intégration = 10 us)

Figure 51 : Schéma du montage optique de strioscopie en configuration Z.

Figure 52 : Image Schlieren de l'hélium à la sortie d'un brûleur type bec bunsen, à un débit d'hélium 1 L.min⁻¹, entouré d'un coflow d'azote laminaire de 0,5 L.min⁻¹, lorsque le plasma n'est pas allumé.

Figure 53 : Image Schlieren du mélange réactif à la sortie du brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt, à un débit d'hélium de 0,5 L.min⁻¹, lorsque le plasma n'est pas allumé.

Figure 54 : Photographie de la flamme ($\Phi = 0,942$) a) sans jet d'hélium, b) avec un jet d'hélium, et c) avec un jet plasma d'hélium (issue du rapport de stage de fin d'étude de Master 2 de Nolann Ravinet).

Figure 55 : Photographie de la flamme a) sans plasma avec un jet d'hélium, et b) avec un jet plasma d'hélium, temps d'exposition 30ms.

Figure 56 : Photographies vue du dessus de l'injecteur avec $1\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ d'hélium ; a) sans plasma b) avec plasma $f=16\text{kHz}$, $U=-10\text{kHz}$ (temps d'exposition 100ms) c) avec plasma $f=16\text{kHz}$, $U=10\text{kHz}$ (temps d'exposition 1s)

Figure 57 : Spectre d'émission du multijets plasma d'hélium à $1\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, à une fréquence de 10 kHz, et une tension de 16kV. La fibre est placée à 50 mm par rapport à l'injecteur.

Figure 58 : Spectre d'émission d'un jet de plasma d'hélium dans un capillaire diélectrique (Diamètre de sortie = 4mm) (issue de [86]).

Figure 59 : Photographie du multijets plasma d'hélium à $1\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ a) libre, b) avec cible métallique reliée à la masse (un anneau de 56mm de diamètre est positionné à 1 cm au-dessus de l'injecteur, $f=10\text{kHz}$, temps d'exposition = 100 ms).

Figure 60 : Photographie du multijets plasma d'hélium pour différents diamètres de l'anneau métallique relié à la masse (positionnés à 1 cm au-dessus de l'injecteur, $f=10\text{kHz}$, temps d'exposition = 100 ms).

Figure 61 : Évolution des spectres d'émission d'un multijets d'hélium à $1\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, pour différents diamètres de la cible métallique (10 kHz, et 16 kV).

Figure 62 : Photographies de la flamme a) sans d'hélium, b) avec hélium.

Figure 63: Évolution temporelle de la hauteur de la flamme, sans hélium (bleu) et avec hélium(rouge) pour un débit total constant de $3,7\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$.

Figure 64: Évolution temporelle de la hauteur de la flamme, sans hélium (bleu) et avec hélium (rouge) pour un débit total constant de $6,1\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$.

Figure 65 : Photographie de la flamme conique, a) sans plasma, (b, c, d et e) avec multijets plasma ($U=10\text{ kV}$, $f=6\text{kHz}$, $Q_{v,\text{He}} = 1\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$).

Figure 66 : Photographie de la flamme plate, a) sans plasma, (b, c, et d) avec multijets plasma ($U=11\text{ kV}$, $f=1\text{kHz}$).

Figure 67 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme sans plasma pour différents débits.

Figure 68 : Photographie de la flamme pour différents débits, A) sans plasma, B) avec plasma

Figure 69 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme avec plasma ($f=20\text{ kHz}$ et $U=-12\text{ kV}$) pour différents débits.

Figure 70: Influence de la combustion assistée par plasma sur les positions moyennes du front de flamme et leurs fluctuations pour trois débits totaux : $Q_{1\text{ tot}}=3,7\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, $Q_{2\text{ tot}}=5,3\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ et $Q_{3\text{ tot}}=6,9\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ avec $\Phi=0,815$, ainsi que la position minimum que la flamme peut atteindre relative aux cas considérés.

Figure 71 : Évolution du spectre d'émission d'un multijets d'hélium en interaction avec un écoulement d'air (bleu), en interaction avec un écoulement réactif de méthane-air (rouge)

Figure 72 : Photographie des multijets plasma d'hélium ($f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps de pose de $1/8$ s), a) en interaction avec un écoulement d'air ($Q_{v,Air} = 10,5$ L.min⁻¹), b) en interaction avec un écoulement d'air + méthane ($Q_{v,Air} = 10,5$ L.min⁻¹, $Q_{v,CH_4} = 0,9$ L.min⁻¹).

Figure 73 : Image ICCD des multijets plasma d'hélium ($Q_{v,Air} = 10,5$ L.min⁻¹, $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps de pose de 10 μ s) ; a) en interaction avec un écoulement d'air ($Q_{v,Air} = 10,5$ L.min⁻¹), b) en interaction avec un écoulement d'air + méthane ($Q_{v,Air} = 10,5$ L.min⁻¹, $Q_{v,CH_4} = 0,9$ L.min⁻¹).

Figure 74 : Imagerie ICCD (objectif UV), a) avec un écoulement d'air, b) avec un écoulement d'air + méthane, (Les longueurs d'onde correspondent à celles des filtres avec leur bande passante).

Figure 75 : Imagerie ICCD (objectif visible), a) avec un écoulement d'air, b) avec un écoulement d'air + méthane, (Les longueurs d'onde correspondent à celles des filtres avec leur bande passante).

Figure 76 : Évolution temporelle de l'impulsion de tension délivrée par l'alimentation haute tension pulsée ($t=0$ à 10 μ s).

Figure 77 : Dynamique de propagation des multijets ($t=858$ ns à $2,120$ μ s). Écoulement d'hélium $0,5$ L.min⁻¹. $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

Figure 78: Dynamique de propagation des multijets ($t=2,575$ μ s à $2,979$ μ s). Écoulement d'hélium $0,5$ L.min⁻¹. $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images

Figure 79 : Dynamique de propagation des multijets ($t=3,029$ μ s à $5,050$ μ s). Écoulement d'hélium $0,5$ L.min⁻¹. $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

Figure 80 : Évolution temporelle de l'impulsion de tension délivrée par l'alimentation haute tension pulsée ($t=900$ à 2500 ns)

Figure 81 : Dynamique de propagation des multijets ($t=900$ ns à $2,000$ μ s). Écoulement d'hélium $0,5$ L.min⁻¹. $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 100 ns, accumulation 100 images.

Figure 82 : Dynamique de propagation des multijets ($t=2,400$ μ s à $2,900$ μ s). Écoulement d'hélium $0,5$ L.min⁻¹. $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

Figure 83 : Dynamique de propagation des multijets ($t=3$ μ s à $5,700$ μ s). Écoulement d'hélium $0,5$ L.min⁻¹. $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

Figure 84 : Spectre d'émission des multijets plasma d'hélium à 0.5 L.min⁻¹, en fonction du différent débit d'air injecté dans le brûleur, à une fréquence de 20 kHz, et une tension de -12 kV.

Figure 85 : Photographie des multijets plasma d'hélium pour différents débits d'air dans le mélange réactif ($Q_{v,CH_4}=0,25$, temps d'exposition 1/30 s)

Figure 86 : Évolution du spectre d'émission des multijets plasma d'hélium à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, en présence d'un écoulement d'air (bleu), et en présence d'un écoulement réactif de pré mélange de méthane-air (rouge).

Figure 87 : Évolution des spectres d'émission normalisés selon la bande 337.1 nm de N_2 en fonction du débit d'air ($Q_{v,CH_4}=0,25$)

Figure 88 : Évolution du ratio des espèces normalisées selon la bande 337.1 nm de N_2 en fonction du débit d'air ($Q_{v,CH_4}=0,25$).

Figure 89 : Photographie des multijets plasma d'hélium pour différentes richesses à un débit total constant (temps d'exposition 1/30 s).

Figure 90 : Évolution du spectre d'émission d'un multijets d'hélium pour différentes richesses à un débit total constant.

Figure 91 : Évolution du ratio des espèces normalisées selon la bande à 337.1 nm de N_2 pour différentes richesses à un débit total constant.

Figure 92 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme ; a) sans plasma, et avec plasma mode pulsé continu, b, c, d) avec plasma mode pulsé discontinu (t_{ON}/t_{OFF} : 1s/ (4s, 1s, 500ms)), TTLD = 0, 100, 80 %, 50 % et 33,3% respectivement.

Figure 93 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme ; a) sans plasma, et avec plasma mode pulsé continu, b, c, d, e) avec plasma mode pulsé discontinu t_{ON}/t_{OFF} : 1s / (130 ms, 350 ms, 500ms, 1100ms), TTLD = 0%, 100%, 89 %, 74%, 67%, et 47 % respectivement.

Figure 94 : Évolution temporelle de la hauteur moyenne de la flamme (moyenne sur 3 périodes), a) sans plasma, et avec plasma mode pulsé continu, b, c, d, e) avec plasma mode pulsé discontinu t_{ON}/t_{OFF} : 1s / (130 ms, 350 ms, 500ms, 1100ms), TTLD = 0%, 100%, 89 %, 74%, 67%, et 47 % respectivement.

Figure 95 : Histogramme de la position moyenne minimale de la flamme sans plasma, avec plasma en mode continu et avec plasma pour différents rapports cycliques.

Figure 96: Évolution temporelle de la hauteur de la flamme, sans plasma (rouge) et avec plasma (bleu), pour différents débits.

Figure 97 : Évolutions temporelles de la hauteur moyenne de la flamme, sans plasma (rouge) et avec plasma (bleu), pour différents débits.

Figure 98 : Évolution de la position minimale de la flamme en fonction du débit, sans plasma (rouge) et avec plasma (bleu).

Figure 99 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme, temps de Relaxation de la flamme (rectangle gris), délai (flèche rouge), pente de descente (vert).

Figure 100 : Géométrie du cône convergent du brûleur (diamètres intérieurs exprimés en m).

Figure 101 : Comparaison des évolutions du temps de descente de la flamme et du temps de transport des espèces en fonction du débit.

Figure 102 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme, temps de Relaxation de la flamme (rectangle bleu).

Figure 103 : Comparaison des évolutions du temps de relaxation de la flamme et du temps de transport des espèces en fonction du débit.

Figure 104 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme pour différentes richesses, sans plasma et avec plasma pour différentes richesses.

Figure 105 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme pour différentes richesses, sans plasma et avec plasma, ainsi que les courbes de tendances de descente et de remontée de la flamme pour différentes richesses.

Figure 106 : Temps de descente et de remontée de la flamme ainsi que le temps de stabilisation de la flamme à une position basse pour différentes richesses.

Figure 107 : Vitesse de descente et de remontée de la flamme pour différentes richesses.

Figure 108 : Évolution du spectre d'émission de la flamme pour différentes richesses ; a) sans plasma et b) avec plasma

Figure 109 : Évolution du spectre d'émission normalisé de la flamme ($Q_{v,CH_4} = 0,25 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,Air} = 2,94 \text{ L.min}^{-1}$), Sans plasma (rouge), avec plasma mode pulsé discontinue TTLD=67% ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$, $f = 20 \text{ kHz}$, $U = -12 \text{ kV}$).

Figure 110 : Photographie de la flamme en présence d'un écoulement à base d'hélium : C1) 100% hélium (hélium pur), C2) 86% Hélium + 14% Air.

Figure 111 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme sans plasma, C₁ (bleu) et C₂ (rouge) pour un débit total constant de $3,7 \text{ L.min}^{-1}$.

Figure 112 : Photographie des multijets plasma d'hélium à la base d'hélium a) Cas 1 ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$), b) Cas 2 ($Q_{v,He} = 0,43 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,Air} = 0,07 \text{ L.min}^{-1}$), $f = 20 \text{ kHz}$, $U = -12 \text{ kV}$.

Figure 113 : Photographie de la flamme a) avec plasma He, et b) avec plasma mélange He-air.

Figure 114 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme avec plasma, cas 1 (bleu), cas 2 (rouge).

Figure 115 : Évolutions temporelles de la hauteur moyenne de la flamme avec et sans plasma, cas 1 (bleu), cas 2 (rouge).

Figure 116 : Évolution temporelle de la hauteur moyenne de la flamme avec plasma mode pulsé discontinu, pour un cycle ON/OFF d'une période $T = 3000 \text{ s}$, $t_{ON} = 1500 \text{ s}$, $t_{OFF} = 1500 \text{ s}$, TTLD = 50%.

Figure 117 : Évolution de la hauteur minimale pour différents rapport cyclique, ($T = 500 \text{ ms}$, 1000 ms , 1500 ms , 2000 ms , 2500 ms et 3000 ms).

Figure 118 : Évolution de la hauteur minimale en fonction de la composition des gaz (hélium + diazote)

Figure 119 : Évolution de la hauteur minimale en fonction de la composition des gaz (hélium + dioxygène)

Figure 120 : Évolution de la hauteur minimale en fonction de la composition des gaz (hélium + azote ou oxygène)

Figure 121 : Domaine de stabilisation de la flamme, sans plasma (bleu), avec plasma d'hélium pur ($f=20$ kHz et $U=-12$ kV) (rouge).

Figure 122 : Domaine de stabilisation de la flamme, sans plasma (bleu), avec plasma d'hélium + 0,5% d'Azote ($f=20$ kHz et $U=-12$ kV) (rouge).

Figure 123 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 1$ L.min⁻¹) en sortie du brûleur en fonction de la fréquence appliqué ($U=17$ kV).

Figure 124 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 1$ L.min⁻¹, $Q_{v,Air} = 6,5$ L.min⁻¹) en sortie du brûleur, a) Sans plasma, b) Avec plasma ($U=14$ kV, $f=5$ kHz).

Figure 125 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 0,5$ L.min⁻¹) en sortie du brûleur ; a) Sans plasma, b) Avec plasma ($U=-10$ kV, $f=10$ kHz), c) Avec plasma ($U=-12$ kV, $f=10$ kHz).

Figure 126 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 0,5$ L.min⁻¹) en présence d'un écoulement d'air ($Q_{v,Air} = 3,5$ L.min⁻¹) en sortie du brûleur ; a) Sans plasma, b) Avec plasma ($U=-12$ kV, $f=10$ kHz), c) Avec plasma ($U=-15$ kV, $f=10$ kHz).

Liste des Tableaux

Tableau 1 : Conditions expérimentales.

Tableau 2 : Conditions expérimentales utilisées.

Tableau 3 : Conditions du débit utilisées « variation du débit d'air dans le mélange réactif ».

Tableau 4 : Conditions du débit utilisées « variation de la richesse dans le mélange réactif ».

Tableau 5 : Conditions expérimentales de la variation du rapport cyclique TTLD, $t_{off}=1s$.

Tableau 6 : Conditions expérimentales de la variation du rapport cyclique TTLD, $t_{on}=1s$.

Tableau 7 : Exemple de calcul du temps de relaxation de la flamme, pour un débit de $Q_1 = 3,69 \text{ L.min}^{-1}$ et une hauteur moyenne de la flamme sans plasma de $H_{1\text{moy}} = 16 \text{ mm}$.

Tableau 8 : Récapitulatif du calcul temps de transport des espèces en fonction du débit.

Tableau 9 : Conditions expérimentales choisis pour l'étude de la variation de la richesse.

Tableau 10 : Conditions expérimentales de l'étude de l'effet du rapport cyclique.

Tableau 11 : Conditions expérimentales de l'étude de l'effet de la variation du pourcentage d'azote.

Tableau 12 : Récapitulatif des débits et de la richesse en fonction de la part de dioxygène dans le mélange

Tableau 13 : Conditions expérimentales

Nomenclatures et abréviations

Laboratoires, institutions, et autre

GREMI : Groupe de Recherches sur l'Énergétique des Milieux Ionisés
ICARE : Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement
CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique
APR : Appel à Projet de Recherche
CAPRI : Combustion Assistée par Plasma Recherche et Innovation
EMSTU : Énergie, Matériaux, Sciences de la Terre et de l'Univers
Mooc : Massive Open Online Courses

Plasmas et décharges électriques

DBD : Décharges à barrière diélectrique
NRP : Décharges nanosecondes répétitives pulsées
RF : Radiofréquence
GLIDARC : Arc glissant
MW : Micro-ondes
DC : Courant continu (Direct Current)
AC : Courant alternatif (Alternating Current)
TLEs : Transient Luminous Events (Événement atmosphérique)
LED : Light Emitting Diode (Diodes électroluminescentes)

Technologies et outils

OES : Spectrométrie d'émission optique
ICCD : Intensified Charge-Coupled Device
TALIF : Fluorescence induite par absorption de deux photons laser
CFD : Computational Fluid Dynamics (Dynamique des fluides numérique)
LES : Large Eddy Simulation (Simulation des Grandes Échelles)
PIV : vélocimétrie par image de particules
SRS : diffusion Raman Spontanée
Hg-Ar : Lampe spectrale de type Mercure-Argon
De-Ha : Lampe spectrale de type Deutérium Halogène
GS/s : Taux d'échantillonnage de l'oscilloscope (Gigasample par seconde)
AF : Auto-Focus
ALPHAGAZ : Gaz de haute pureté (Air Liquide)
B20 : Bouteille de gaz à 20 litres
N50 : Pureté de gaz (99.999% ou supérieur)

Grandeurs physiques et unités de mesure

T_e : Température électronique
T_i : Température ionique
T_{vib} : Température de vibration
T_{rot} : Température de rotation
P : Puissance
E : Énergie
U : Amplitude de tension
I : Intensité du courant
f : Fréquence
D : Distance entre les deux plaques / Diamètre intérieur du cône convergent
L : Distance entre deux surfaces consécutives du cône convergent

Q : Débit volumique
Q_{tot} : Débit volumique total
V : Vitesse du mélange réactif
S_l : Vitesse laminaire de combustion
L_i : Limite inférieure
L_f : Limite supérieure
Φ : Richesse
t_{ON} : Temps d'activation du plasma
t_{OFF} : Temps d'extinction du plasma
TTL D : Rapport cyclique (Duty cycle)
H : Hauteur de la flamme
S : Section
R² : Coefficient de détermination
N_e : Nombre moyen de paires électron-ion
n_e : Densité électronique
n_i : Densité ionique
n_n : Densité de particules neutres
α : Coefficient d'ionisation / premier coefficient de Townsend
γ : Second coefficient de Townsend
e⁻ : Électron
ṅ : Débit massique
m.s⁻¹ : Mètres par seconde
L.min⁻¹ : Litres par minute
kHz / MHz : Kilohertz / Mégahertz (unités de fréquence, (1 MHz= 10³ kHz =10⁶ Hz))
kV : Kilovolt (unité de mesure de tension électrique, 1 kV= 10³ V)
μm / nm : Micromètre / Nanomètre (unités de longueur, 1 nm= 10⁻³ μm =10⁻⁹ m)
s / μs / ns : Seconde / Microseconde (unités de temps, 1 ns = 10⁻³ μs =10⁻⁹ s)
MΩ : Mégaohm (unité résistance électrique, 1 Ω= 10⁶ Ω)
W : Watt (unité puissance)
u.a : Unité arbitraire
° : Degré

Espèces chimiques

He : Hélium
CH₄ : Méthane
RONs : Espèces réactives d'oxygène et d'azote
O : Oxygène atomique
O₂ : Dioxygène
O₃ : Ozone
N₂ : Diazote
NO : Monoxyde d'azote
NO_x : Oxydes d'azote
CO₂ : Dioxyde de carbone
OH : Radical Hydroxyle
CH : Radical Méthylidyne
CN : Radical Cyanure
NH : Mono hydruure d'azote
HNO : Radical Nitroxyle
H₂O : Eau
H₂O₂ : Peroxyde d'hydrogène

H₃O : Hydronium

CF₄ : Tétrafluorure de carbone

LGP : Gaz de pétrole liquéfié (Liquefied Petroleum Gas)

(*) : État excité de l'espèce chimique

Chapitre I : Introduction & état de l'art

1 Introduction (contexte & objectifs)

L'étude des plasmas et leurs applications connaissent un engouement international depuis de nombreuses années. Plus particulièrement, les développements associés aux jets plasma permettent d'envisager de nouvelles applications dans des domaines très variées comme en combustion. La thèse intitulée « Étude de l'interaction de dispositifs multi jets plasma à la pression atmosphérique avec des écoulements non-réactifs et réactifs pour l'amélioration des performances en combustion. », présentée dans ce manuscrit s'inscrit pleinement dans cette dynamique.

La majorité des systèmes de chauffage, de cuisson, de production d'électricité, ainsi que les différents moyens de transports et l'industrie utilisent du gaz comme principale source d'énergie. L'efficacité de ces systèmes réside principalement dans l'optimisation de la production de chaleur, tout en limitant les émissions polluantes impactant la qualité sanitaire de l'air ambiant. Pour ce faire, la dynamique de combustion est étudiée en fonction de plusieurs paramètres tels que la géométrie du système de combustion, le débit de gaz et sa nature.[1]

Face aux exigences croissantes en matière d'émissions de polluants et de gaz à effet de serre, les technologies de ces systèmes de combustion évoluent. La nécessité de réduire la formation des oxydes d'azotes (NOx), générés à haute température dans les flammes, ainsi que les particules de suie, issues d'une combustion incomplète, est devenue une priorité. Cette nécessité a justifié l'extension du domaine de richesse des systèmes de combustion et exige l'utilisation d'une combustion pré mélangée pauvre ou ultra-pauvre, dans laquelle une quantité réduite de carburant est mélangée à l'air avant l'allumage. Ce type de combustion présente l'avantage de réduire la température de la flamme et donc la formation de NOx, tout en limitant la production de suies mais présente l'inconvénient d'être une flamme moins puissante. Par ailleurs, l'utilisation de carburants issus de la biomasse ou à partir de déchets est une alternative aux combustibles fossiles utilisés aujourd'hui. Cependant, la variabilité des gaz utilisés et des conditions de fonctionnement peut entraîner la modification de l'accrochage de la flamme au brûleur pouvant mener à l'extinction (soufflage de la flamme), voire à la destruction du système (retour de la flamme). Ces instabilités provoquent une baisse de l'efficacité énergétique de la combustion. La mise en place d'un système mixte plasma-combustion permet de pallier les défaillances de stabilité. La littérature sur le domaine évoque l'utilisation de différents types de plasma, notamment les décharges à barrière diélectrique (DBD), les décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP), l'arc glissant et les plasmas micro-ondes.

Une collaboration entre le GREMI (Groupe de Recherches sur l'Énergétique des Milieux Ionisés) et ICARE (Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement) est fonctionnelle depuis 2020. Le GREMI, situé à Orléans sur le campus Universitaire, est spécialisé dans l'étude des plasmas, tant pour des applications énergétiques, environnementales que technologiques, tandis que ICARE, également basé à Orléans mais sur le campus CNRS, est reconnu entre autres pour son expertise dans les domaines de la combustion. Cette première collaboration visait au départ à démontrer l'effet bénéfique de l'utilisation d'un plasma de type GLIDARC pour la stabilisation des flammes turbulentes de biogaz [2]. Les effets de l'utilisation du plasma ont été démontrés et sont bénéfiques. Cependant, l'étude menée a mis en évidence certaines limites, notamment ce qui concerne l'intégration des électrodes et la production de polluants. En effet, les électrodes positionnées au niveau du brûleur permettant la formation de

ce type de plasma présentent une complexité d'intégration, car cela nécessite l'application de la haute tension très proche de la zone de la flamme et du corps du brûleur. De plus, les générateurs électriques utilisés pour générer ces plasmas consomment de fortes puissances et génèrent de forts courants. Cette caractéristique entraîne une augmentation des températures locales autour des électrodes, ce qui favorise la formation d'une quantité non négligeable de NOx.

Face à ces limitations, notamment la complexité d'intégration des électrodes et l'augmentation des émissions de NOx due aux fortes températures locales, il est apparu nécessaire de proposer une configuration expérimentale différente. Une alternative plus adaptée a donc été envisagée : l'utilisation de plasma froid, en l'occurrence les jets de plasma. Ce type de plasma, caractérisé par des températures proches de l'ambiante, présente l'avantage d'être plus facile à intégrer dans le système de combustion tout en répondant aux exigences environnementales.

Pour étudier efficacement les effets de ce nouveau dispositif plasma en combustion, il est essentiel de simplifier l'approche expérimentale. Plutôt que d'utiliser des flammes turbulentes, qui impliquent des dynamiques complexes et des comportements difficiles à interpréter, les flammes laminares offrent un cadre plus contrôlé, avec des conditions d'utilisation en combustion bien définies. Cela permet d'isoler et d'analyser les effets du plasma sur les processus de combustion, tout en constituant une base de données expérimentales utile pour de futures études en régimes turbulents.

L'étude des jets plasmas et leurs applications connaissent un engouement international au sein de la communauté plasma ces dernières années. En particulier, depuis 2009, l'équipe plasma médecine du laboratoire GREMI, a mis au point un jet de plasma froid d'hélium dédié aux applications biologiques et biomédicales [1]. Un jet de plasma froid à la pression atmosphérique se distingue par sa capacité à générer un plasma qui se propage à travers un capillaire, généralement en verre, en quartz ou dans des tuyaux souples en téflon, et débouche dans l'air ambiant à la température ambiante. Contrairement à d'autres types de décharges, ces jets ne sont pas confinés dans la zone des électrodes, ce qui leur permet de se propager sur des distances significatives sans nécessiter d'environnement sous vide ou de conditions particulières de confinement. Un des principaux atouts des jets de plasma froid réside dans leur faible consommation énergétique.

Les plasmas produits par ces jets génèrent une grande diversité d'espèces réactives d'oxygène et d'azote (RONS), parmi lesquelles figurent des espèces ioniques comme H_3O^+ , O^+ , O^- , OH^- , N_2^+ , des radicaux réactifs tels que OH , O , NO , ainsi que des molécules comme (O_3 et H_2O_2). Ces RONS sont connues pour leur haute réactivité, par exemple lors de leur interaction avec des cellules. Un autre aspect fondamental est la possibilité d'un contrôle fin des jets de plasma grâce à plusieurs paramètres ajustables, tels que le débit et la nature du gaz utilisé, la tension appliquée, la fréquence de décharge, ou encore la distance entre l'injecteur et la zone d'interaction. De plus, l'utilisation de sources « multijets plasma » permet de cibler des surfaces plus larges, élargissant les perspectives d'application de ces dispositifs.

De nombreuses techniques de mesure et de diagnostic ont été développées pour étudier la physique des jets de plasma et pour quantifier la production des espèces réactives. Les propriétés réactives des jets permettent d'envisager de nouvelles applications dans des domaines très variées, notamment en combustion.

En effet, ils peuvent être conçus comme des jets multiples de plasma avec une géométrie variable adaptée à une grande variété de brûleurs. De plus, contrairement au plasma de type

GLIDARC, la tension est appliquée en amont du brûleur. Un autre avantage clé des jets de plasma d'hélium réside dans leur caractère "froid". Les jets plasma n'entraînent pas d'augmentation significative de la température du mélange réactif en amont de la flamme. Cela permet d'éviter de chauffer le mélange avant son passage dans la flamme, ce qui réduit le risque de formation de NOx et permet une combustion plus propre.

À notre connaissance, aucune étude n'a jusqu'à présent exploré en détail la combustion assistée par jets plasma. Cette absence de travaux sur ce sujet souligne l'originalité de notre recherche. Seule une première mise en évidence de l'action d'un jet de plasma d'hélium sur une flamme laminaire de prémélange méthane-air de type conique a été réalisée par Nolann Ravinet dans le cadre de son stage de fin d'étude de Master 2, avant le démarrage de ma thèse (voir 1.1). Dans ce contexte, notre recherche représente le tout premier travail de thèse dédié à cette thématique, mené au GREMI et en collaboration avec ICARE. Ces travaux de recherche s'inscrivent dans le cadre du projet régional APR IR CAPRI (Combustion Assistée par Plasma Recherche et Innovation), un projet visant à étudier la combustion assistée par plasma pour stabiliser les flammes et contrôler les émissions polluantes. Un financement de thèse ministère accompagne ce projet région afin d'étudier plus particulièrement les jets plasma en interaction avec un écoulement réactif en amont d'une flamme.

Mon intérêt pour ce projet de thèse découle de l'opportunité unique qu'il offre : l'intégration des jets plasmas dans les systèmes de combustion est un domaine de recherche à fort potentiel, tant pour l'étude de l'interaction des jets plasma avec des écoulements non réactifs et réactifs, que pour l'amélioration de la combustion et la réduction des polluants.

Mon parcours académique antérieur, en tant qu'ingénieure en hydraulique, ainsi que mon master en Énergie et Environnement aux Arts et Métiers ParisTech, m'a permis de développer un fort intérêt pour la mécanique des fluides, notamment l'étude des écoulements. Ce domaine a toujours suscité mon intérêt, car il combine des concepts fondamentaux et des applications concrètes, essentielles dans de nombreux secteurs industriels. De plus, lors de mon stage de fin d'études de Master 2 à ICARE, j'ai travaillé sur la combustion de biogaz, un sujet qui a renforcé mon intérêt pour la combustion et m'a sensibilisée aux enjeux environnementaux actuels, notamment la réduction des émissions polluantes. Cette expérience a mis en lumière le rôle important de la recherche et le développement de systèmes énergétiques plus propres et plus efficaces. Enfin, réaliser une thèse pour devenir docteure en sciences a toujours été un objectif personnel et professionnel. Cette ambition reflète non seulement mon choix d'apprentissage continu, mais aussi mon désir de contribuer activement aux avancées scientifiques dans le domaine de l'énergie.

Au début de cette aventure, je n'avais aucune connaissance de la physique des plasmas. Cependant, mon engagement dans ce projet m'a poussé à compléter mes connaissances en plasma. En m'engageant pleinement dans cette recherche, j'ai pris l'initiative d'aborder les bases de la physique des plasmas et de développer mes connaissances en combustion. Grâce à un Moocs (Massive Open Online Courses) sur la spectroscopie : fondamentaux et applications, ainsi que des échanges enrichissants avec mes collègues du GREMI et d'ICARE. J'ai également participé à plusieurs journées thématiques, notamment la journée des doctorants en combustion ^{4),7)}, à un workshop international sur la combustion assistée par plasma ³⁾, ainsi qu'à des écoles de formation comme l'école technologique du réseau des plasmas froids ⁸⁾, et une école d'été sur la combustion. Ces expériences m'ont permis d'acquérir des compétences essentielles pour mener à bien ce projet de thèse. Face à l'importante quantité de données générées par mes expérimentations, j'ai également suivi une formation sur le traitement d'images, proposée par

l'école doctorale EMSTU (Energie, Matériaux, Sciences de la Terre et de l'Univers) de l'Université d'Orléans, ce qui m'a permis de développer un programme numérique qui permet d'exploiter plus rapidement et de façon reproductible les résultats de mes expériences.

La mise en place du dispositif expérimental, incluant un brûleur, des jets plasma et les diagnostics associés, a été un défi qui a été relevé grâce à l'aide du personnel technique du laboratoire et à ma détermination. Nous avons dû concevoir et monter intégralement le nouveau dispositif expérimental au GREMI, en développant à la fois des compétences dans la manipulation des plasmas et dans l'utilisation de diagnostics avancés tels que la spectroscopie et l'imagerie. Cette dernière, dont la mise en œuvre a débuté en janvier 2020, a été possible à partir de décembre 2020. Cependant, cette phase de mise en place du banc expérimental a également été marquée par la pandémie de COVID-19, les restrictions sanitaires ont impacté certaines de nos collaborations essentielles, notamment avec l'équipe du GREMI à Bourges.

La présente thèse s'articulera en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, intitulé « Introduction et état de l'art », nous commencerons par établir le contexte et les objectifs de notre étude en fournissant une introduction du sujet. Définir les différents paramètres et notions qui ont été utilisés au cours de ce travail de thèse est une base de départ primordiale. Un état de l'art sera ensuite présenté. Dans cette partie, nous aborderons les concepts de base liés aux plasmas, en décrivant les phénomènes généraux sous-jacents nécessaires à la compréhension de l'évolution des décharges, ainsi qu'en détaillant les diverses catégories de décharges non thermiques se produisant à pression atmosphérique. Ensuite, nous présenterons les généralités relatives à la combustion, en portant une attention particulière aux flammes pré-mélangées coniques et plates. Enfin, nous proposerons une sélection d'articles de la littérature sur la combustion assistée par plasma, en examinant les principales voies d'amélioration de la combustion par l'utilisation de plasma, les dispositifs de décharges variés et les résultats obtenus dans ce domaine. Cette revue non exhaustive permettra de situer notre étude dans le contexte des travaux précédents, et de souligner l'originalité et la pertinence de notre propre recherche.

Le chapitre 2, intitulé « Présentation du dispositif expérimental et les diagnostics de mesures » sera consacré à la description du dispositif expérimental et les diagnostics de mesures mis en œuvre au cours de la thèse. Nous commencerons par expliquer le fonctionnement de l'alimentation électrique, en précisant les paramètres clés tels que la fréquence, la tension appliquée et la polarité qui influencent directement la formation et la stabilité d'une décharge électrique dans de l'hélium ou un mélange de gaz à base d'hélium. L'injection de ce gaz à travers un injecteur métallique joue également un rôle central dans le dispositif. Nous décrirons avec précision la géométrie et le choix des injecteurs testés. Par la suite, nous présenterons la configuration du brûleur, élément essentiel du dispositif, en spécifiant les deux configurations utilisées pour la génération de différentes formes de flammes pré-mélangées, à savoir la flamme conique et la flamme plate. Une attention particulière sera portée sur le couplage entre le dispositif de plasma et le brûleur. Enfin, nous détaillerons les différents diagnostics de mesure utilisés pour la caractérisation du multijets de plasma et de la flamme, divisés en deux catégories principales : les diagnostics électriques et les diagnostics optiques.

Le chapitre 3, intitulé « Choix de la configuration d'étude et des conditions expérimentales », débutera par une caractérisation préliminaire de la combustion assistée par jet de plasma, visant à justifier le choix de la configuration expérimentale adoptée pour ce projet de recherche, à savoir la sélection d'un type de flamme et d'un type de jet plasma. Ce chapitre explorera ensuite

les caractéristiques du multijets plasma libre dans l'air ambiant, et en mettant l'accent sur son interaction avec une cible métallique pour préparer son intégration dans le système de combustion. Par ailleurs, le choix de la position de l'injecteur plasma dans le brûleur sera discuté. Une fois intégré dans le brûleur, l'effet de la présence de l'injecteur et de l'injection d'hélium sur la flamme seront analysés.

Le chapitre 4 intitulé « Étude de l'interaction du multijets plasma d'hélium avec un écoulement d'air ou d'un mélange air-méthane », présentera en détail l'influence d'un écoulement d'air ou d'un mélange air-méthane sur les propriétés du plasma. L'objectif est de caractériser les propriétés de la décharge dans un environnement représentatif d'une chambre de combustion réelle, c'est-à-dire dans un mélange composé d'air et de combustible (sans allumage de flamme). Cette caractérisation expérimentale servira à comprendre les interactions plasma-écoulement réactif et tirer des atouts pour une éventuelle application à la combustion. À cette fin, l'émission spontanée des espèces excitées sera analysée, suivie d'une évaluation de la distribution spatio-temporelle de ces espèces grâce à une technique d'imagerie rapide et filtrée. Un ajustement du débit du mélange réactif méthane-air sera ensuite effectué pour optimiser la production des espèces réactives caractéristiques de la combustion.

Le chapitre 5, intitulé « Amélioration des caractéristiques de la combustion assistée par multijets plasma » se concentre sur une étude paramétrique pour caractériser les conditions plasma permettant l'amélioration des caractéristiques de la combustion. Nous réaliserons donc une série d'expériences basées sur des hypothèses selon lesquelles le multijets plasma pourrait améliorer la combustion. Les expériences se concentrent sur l'étude des paramètres opérationnels, tels que le rapport cyclique de séquences d'impulsions de tension, le débit de gaz du mélange air-méthane, ainsi que la richesse. Nous utiliserons la spectroscopie d'émission optique pour étudier les variations des spectres d'émission en fonction des modifications de la richesse du mélange. Ces données spectroscopiques permettent de comprendre comment le plasma influence la production et la présence des espèces réactives dans la flamme, fournissant des indications sur la voie principale par laquelle la combustion assistée par plasma est améliorée. Parallèlement, nous évaluerons l'impact de la composition gazeuse du gaz porteur du plasma (en introduisant de l'air, de diazote, ou de l'oxygène, avec l'hélium), sur les propriétés du plasma lui-même et sur le comportement de la flamme qui en résulte. En complément de ces analyses, nous effectuerons une étude de la modification de l'écoulement à la sortie du brûleur.

Une conclusion générale résumera les résultats majeurs de nos travaux, en ouvrant sur leurs perspectives.

2 État de l'art

2.1. Généralités sur les plasmas

La physique des plasmas est une science relativement nouvelle, dont les travaux de recherches initiaux ont été réalisés entre la fin du 19^{ème} siècle et le début du 20^{ème} siècle. Le scientifique Irving Langmuir a utilisé pour la première fois le terme "plasma" en 1929, qui provient du grec, pour évoquer une substance gélatineuse, fluide ou malléable. Alors qu'il observait le comportement du gaz ionisé dans des tubes à décharge, I. Langmuir remarqua que le transport des particules ressemblait à celui des cellules sanguines dans le plasma sanguin, il le nomma ainsi sur la base d'une analogie avec le plasma sanguin [3]. En 1901 G. Marconi observe une réflexion d'onde (qui, d'après ses remarques sur l'atmosphère, était en réalité l'ionosphère, ce que nous apprendrons plus tard). En 1925 E. Appleton émet l'hypothèse que l'atmosphère terrestre devient ionisée au-dessus d'une certaine altitude. Ainsi, il ouvre la voie à l'étude des plasmas naturels (astrophysique) [4].

Les plasmas représentent une écrasante majorité de la matière connue dans l'univers. La plupart des corps célestes, tels que les étoiles, les nuages interstellaires et les comètes, sont composés de plasma. En revanche, à notre échelle, très peu de plasmas sont présents à l'état naturel sur terre. Les endroits où ils peuvent être vus sont les aurores boréales, les phénomènes lumineux transitoires (TLEs Transient Luminous Events [5]) plus en altitude, l'ionosphère et les éclairs. Bien que les plasmas existent naturellement sur terre, il est possible de les produire artificiellement dans les laboratoires et les industries afin de les explorer et d'utiliser leurs propriétés pour diverses applications technologiques.

Depuis les années 2000, la recherche en physique des plasmas connaît un essor remarquable et ne se limite plus uniquement à l'astrophysique ou à la fusion. Parmi les premières applications commerciales des plasmas, on trouve les tubes fluorescents et les écrans de télévision plasma. Ces technologies, bien que désormais remplacées par les LED (Light Emitting Diode), ont été des pionnières dans l'utilisation des plasmas pour l'éclairage et l'affichage.

Les plasmas sont notamment au cœur d'enjeux sociétaux majeurs, une grande variété d'applications existe actuellement et constituent désormais une branche active et innovante de la physique appliquée. Parmi ces applications on peut citer la dépollution d'effluent gazeux, l'informatique (dépôt ou gravure de très fines couches pouvant aller jusqu'à des épaisseurs à l'échelle micrométrique voire nanométrique), la médecine (notamment en odontologie, la chirurgie, la cancérologie, etc..). De nombreuses autres applications ont émergé, telles que la propulsion spatiale et la stérilisation, enfin la thématique sur laquelle portent ces travaux de thèse « la combustion ». Ces dernières années, l'intérêt pour ce domaine s'est considérablement accru.

La diversité des applications répertoriées ci-dessus reflète la variabilité des plasmas produits d'un dispositif à un autre. Les dispositifs utilisés pour générer des plasmas sont communément de nature électrique. Ils peuvent être créés dans différentes conditions de pressions, avec différents modes d'excitation (continu ; alternatif ; pulsé) et dans une très large gamme de fréquences allant du régime continu au domaine micro-onde.

Sur terre, la plupart des substances se trouvent à l'état neutre sous forme solide, liquide ou gazeuse. Un apport suffisant d'énergie, sous forme thermique ou électromagnétique, peut ioniser les atomes d'un gaz et fournir un milieu dans lequel les électrons, les ions et les neutres

interagissent entre eux. C'est le quatrième état de la matière, communément appelé « plasma physique ». Plus précisément, un gaz ionisé est nommé plasma s'il est électriquement conducteur et neutre, c'est-à-dire si son volume contient une quantité égale d'électrons (n_e) et d'ions positifs (n_i) en présence de particules neutres (n_n) et en nombre suffisant pour influencer ses propriétés électriques [6].

$$n_e = n_i \quad (1)$$

Cependant, le simple fait qu'un gaz ait des électrons libres ne suffit pas pour l'appeler un plasma. Il est nécessaire que la densité électronique soit suffisamment élevée par rapport à la densité totale des espèces présentes pour que le gaz présente un comportement collectif caractéristique des plasmas [3]. L'un des principaux paramètres permettant de classer les plasmas en différentes familles est le degré d'ionisation α , qui renseigne la densité électronique n_e par rapport à la densité totale d'électrons et d'espèces non ionisées n_n , et que l'on exprime par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_n} \quad (2)$$

En fonction de ce paramètre, on répartit les plasmas en deux catégories :

Les plasmas fortement ionisés

Les plasmas fortement ionisés se caractérisent par un coefficient d'ionisation « α » très proche voire égal à 1 ($\alpha \approx 1$), ce qui indique une densité significative d'espèces chargées. Dans ce cas, le plasma est dit chaud lorsqu'il est à l'équilibre thermodynamique complet. Les températures des différentes particules constituant le plasma atteignent souvent plusieurs millions de kelvins, on observe une égalité approximative entre la température électronique (T_e) et la température ionique (T_i) et on note ($T_e \approx T_i$). Des exemples de tels plasmas se trouvent dans le milieu spatial (étoiles, soleil) ou dans des conditions très particulières (tokamaks).

Les plasmas faiblement ionisés

Dans les plasmas faiblement ionisés, les ions et les électrons sont nettement minoritaires par rapport aux particules neutres, le coefficient d'ionisation est ainsi très faible ($\alpha \ll 1$). En raison de leur masse considérablement inférieure à celle des autres particules présentes dans un gaz, les électrons peuvent facilement interagir avec un champ électrique et transférer de l'énergie de manière très efficace. Par conséquent, la température électronique des électrons est bien supérieure à celle des ions et des neutres qui est de l'ordre de la température ambiante. Dans ce cas, on dit que le plasma est hors équilibre thermodynamique, et appartient à la famille des plasmas froids. Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons spécifiquement à cette catégorie de plasma.

Enfin, il faut faire la distinction entre les plasmas hors équilibre à basse pression et les plasmas hors équilibre à pression atmosphérique. La pression du gaz est un paramètre important qui affecte grandement le comportement et les propriétés du plasma. À basse pression, le libre parcours moyen des particules de plasma, c'est-à-dire la distance parcourue par une particule sans interagir avec une autre particule est grande, de sorte que le nombre de collisions entre les particules est relativement faible. Dans ce cas le transfert de quantité de mouvement entre électrons et particules neutres est très faible et le gaz est en fort déséquilibre thermodynamique. La température des électrons est considérablement plus élevée que celle des particules lourdes de plasma. En revanche, lorsque la pression augmente, le libre parcours moyen des particules diminue, entraînant une augmentation du nombre de collisions. De plus, la température des

particules lourdes tend à se rapprocher de la température électronique, ce qui conduit le plasma vers un état d'équilibre thermodynamique.

2.2. Les décharges électriques

Les décharges à pression atmosphérique utilisées dans les applications mentionnées ci-dessus conduisent le plus souvent à la génération de plasmas hors équilibre thermodynamique. En raison des phénomènes ou processus transitoires, ces plasmas sont fortement inhomogènes. Nous décrivons ici les phénomènes généraux sous-jacents nécessaires à la compréhension de l'évolution d'une décharge.

a) Claquage de type Townsend

L'air ambiant possède naturellement une faible quantité d'électrons germes, cela est communément attribuable aux rayons cosmiques et aux matières radioactives contenues dans le sol [7], avec un taux de pré-ionisation d'environ $10^4 \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$. Lorsque ces électrons sont accélérés entre deux plaques espacées d'une distance D , avec un champ uniforme E_0 et une certaine différence de potentiel, leur nombre augmente rapidement en raison des collisions ionisantes successives avec les autres particules du gaz. Ce phénomène est appelé une avalanche d'électrons. La réaction en cascade est schématisée dans la Figure 1 avec un électron germe initial.

Les électrons acquièrent de l'énergie cinétique sous l'influence d'un champ électrique et entrent en collision avec des atomes. Chaque collision d'un électron avec un atome est considérée comme ionisante et entraîne la formation d'un nouvel électron et d'un ion positif, on parle d'avalanche électronique primaire. Le premier coefficient de Townsend α décrit la formation de cette avalanche électronique, comme étant le nombre moyen de paires électron-ion (N_e) produites par unité de longueur [8].

$$N_e = e^{\alpha D} \quad (3)$$

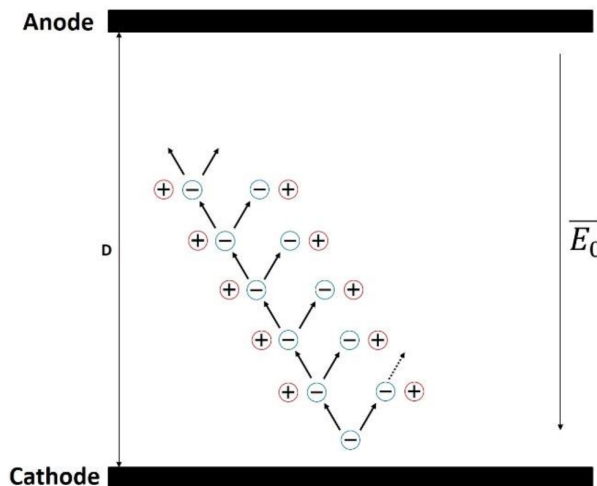


Figure 1 : Principe de l'avalanche électronique primaire (issue de [8]).

Les ions positifs produits par l'avalanche d'électrons sont par la suite attirés vers la cathode. Chaque impact sur la cathode génère γ électrons secondaires. Cette phase est appelée avalanche électronique secondaire, schématiquement illustrée dans la Figure 2. Où γ représente le deuxième coefficient de Townsend, valeur qui dépend du matériau constitutif de l'électrode et

du type de gaz [3]. Si la croissance du courant devient très importante, cette décharge peut être auto-entretenu, on parle de claquage.

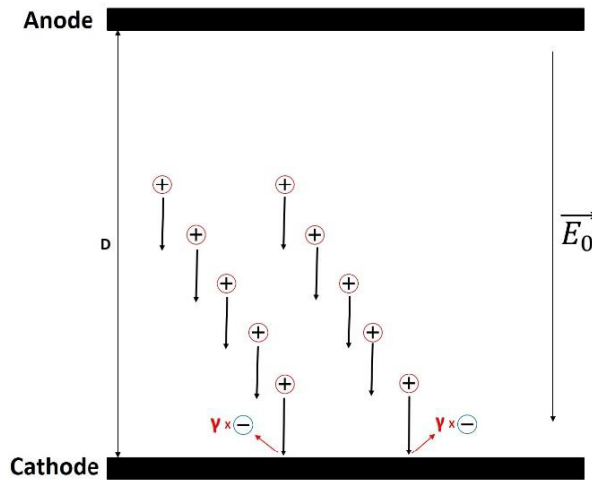


Figure 2 : Principe de l'avalanche électronique secondaire (issue de [8]).

Une décharge de Townsend peut se produire à faible pression, où le libre parcours moyen des électrons est suffisamment grand pour que les électrons acquièrent suffisamment d'énergie cinétique pour s'ioniser entre deux collisions. Cette théorie permet de décrire l'évolution de la tension de claquage dans le gaz en fonction du produit (pression $\times$ distance inter électrode), (courbe de Paschen). Les courbes de Paschen (Figure 3) présentent toutes une tension d'amorçage minimale pour un certain produit (pression $\times$ distance), qui est donc la condition optimale pour générer une décharge.

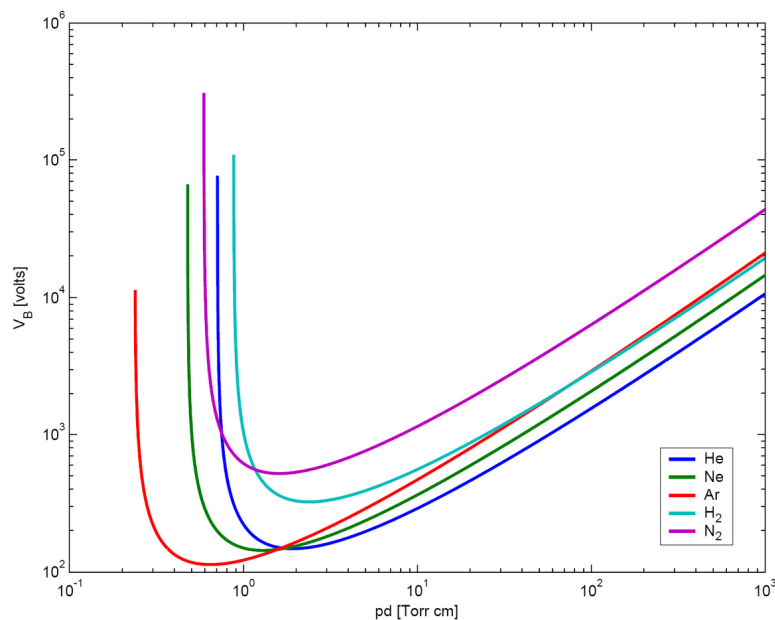


Figure 3 : Courbes de Paschen pour différents gaz (issue de [9]).

Au contraire, à haute pression, le libre parcours moyen des électrons du plasma est fortement réduit. Le nombre de collisions augmente, mais les électrons n'emmagasinent pas assez d'énergie pour ioniser les particules. Ce n'est qu'en augmentant le champ électrique, c'est-à-dire en augmentant la tension entre les électrodes, que les électrons peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour activer le mécanisme d'ionisation et initier la décharge. Dans ce cas, il est difficile

de générer un plasma froid sans passer vers un régime d'arc, entraînant la génération d'un plasma thermique. Les mécanismes de création de ces derniers ne peuvent être expliqués par les théories développées pour les plasmas stables et entretenus habituellement créés dans des milieux à plus basses pressions. En général la théorie de Townsend qui est basée sur la multiplication des avalanches due aux phénomènes d'émission secondaire à la cathode, s'applique très bien jusqu'à des valeurs du couple (pression x distance) $pd \leq 200 \text{ Torr.cm}$, l'évolution de l'avalanche électronique n'est plus simplement contrôlée par le champ extérieur.

b) Streamers

Étant donné que nous nous intéressons à des environnements où les pressions sont relativement élevées, et dans ces conditions, le modèle de Townsend ne peut pas être appliqué de manière adéquate. En effet, lorsque la décharge est initiée à de telles pressions, les densités d'ions et d'électrons augmentent considérablement, créant ainsi un champ de charge d'espace d'une amplitude similaire à celle du champ externe. Cette évolution modifie considérablement le mode de propagation de l'avalanche par rapport à celui observé dans une décharge de type Townsend. Il a donc fallu trouver d'autre processus expliquant le type de décharge se produisant à cette pression. Dans les années 40, Loeb [10], Raether [11] et Meek [12] ont ainsi abouti à la théorie des streamers.

Considérons deux électrodes portées à une différence de potentiel suffisamment élevée pour entraîner le claquage d'un gaz comme présenté dans la Figure 4. A la pression atmosphérique, l'avalanche électronique se produit en un temps très court de l'ordre de la nanoseconde. Cependant, la mobilité des ions et des électrons diffère en raison de leur différence de masse sous l'effet d'un champ électrique extérieur. Pendant l'avalanche électronique d'une décharge de type streamer, les ions restent quasiment statiques tandis que les électrons se déplacent à grande vitesse à travers le champ électrique. Lorsque le nombre d'électrons en tête de l'avalanche dépasse un seuil critique de $N_{cr} = 10^8 \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$, un champ électrique de charge d'espace peut être généré. Si le champ de charge d'espace est de même amplitude que celui du champ électrique appliqué entre les électrodes, le champ appliqué au niveau de la tête de l'avalanche est déformé et le claquage de type streamer s'amorce [13]. Le processus d'avalanche électronique dépend du champ électrique total représentant la somme du champ électrique appliqué et du champ électrique de charge d'espace. Ce claquage est beaucoup plus rapide que celui de Townsend car il n'est pas nécessaire d'attendre que les ions migrent vers la cathode.

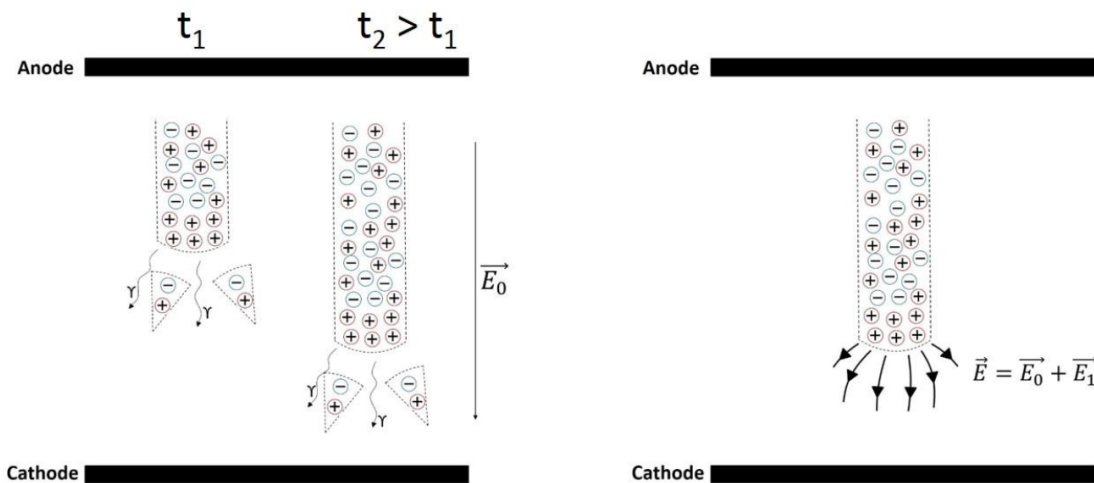


Figure 4 : Développement d'un streamer positif vers la cathode et représentation des lignes de champs en tête de streamer (issue de [6]).

2.3. Les décharges non thermiques à pression atmosphérique

Diverses sources de plasmas combinant une basse température, un fonctionnement à la pression atmosphérique ont été développées.

a) Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)

La Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) repose sur un principe de limitation d'intensité pour maintenir le plasma à basse température. Cette limitation est assurée par un isolant, généralement un matériau diélectrique, interposé entre les deux électrodes. Le diélectrique bloque tout passage important de courant, évitant ainsi tout échauffement significatif ou équilibre thermique, seules les avalanches électroniques et les streamers ont la possibilité de s'établir. Dans la pratique, une des deux électrodes est par exemple recouverte de céramique pour générer la DBD. Ce type de décharge est communément utilisé pour la production d'ozone O_3 .

b) Décharge nano-impulsionnelle

La décharge nano-impulsionnelle utilise la capacité du gaz à supporter une surtension, supérieure au seuil de claquage habituel, lorsque le champ électrique est appliqué très rapidement de l'ordre de quelques nanosecondes [14]. En effet, en appliquant une montée en tension extrêmement rapide (plusieurs $kV.ns^{-1}$, les électrons sont fortement accélérés, et le milieu s'ionise sans passage à l'arc. Dans ce scénario, l'équilibre thermique n'a aucune chance d'être atteint dans le plasma, car le champ électrique est interrompu après seulement quelques nanosecondes. Cette approche permet d'explorer des conditions de plasma uniques, en évitant les régimes d'arc et en ouvrant la voie à de nouvelles investigations dans le domaine de la physique des plasmas.

c) Arc glissant

L'arc glissant constitue une avancée majeure dans le domaine des décharges hors équilibre, introduite par Lesueur et al. [15] en 1988. Bien qu'il s'agisse d'un arc et donc d'un plasma thermique, cet arc est transitoire tant dans le temps que dans l'espace. Cela signifie qu'il ne conduit pas à des températures extrêmes comme celles des arcs conventionnels. En effet, alors que les arcs conventionnels peuvent atteindre des milliers voire des dizaines de milliers de degrés, l'arc glissant se stabilise à des températures moyennes du gaz de quelques centaines de degrés. Cette caractéristique unique permet l'utilisation de l'arc glissant dans des applications où l'élévation de la température doit être contrôlée. Cette technique novatrice repose sur la disposition de deux électrodes divergentes autour de l'axe de l'écoulement d'air. L'arc est initié par l'ionisation de l'air entre ces électrodes, à l'endroit où la distance entre elles est la plus faible. Le champ électrique nécessaire à sa création est appelé tension de claquage, pour l'air à la pression atmosphérique il est de l'ordre $30 kV.cm^{-1}$. Une fois formé, l'arc suit le chemin le moins résistif même si celui-ci se déforme, il est ensuite soufflé par l'écoulement de gaz, ce qui lui permet de glisser et de s'allonger jusqu'aux extrémités des électrodes (Figure 5). Une fois que l'arc est coupé, il se rétablira automatiquement en suivant le processus précédent [16], [17]. Ces arcs glissants ouvrent la voie à de nouvelles applications dans des domaines variés.

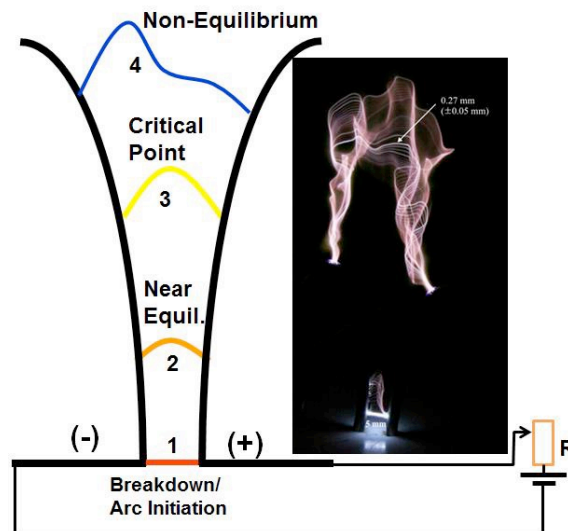


Figure 5 : Schéma d'une décharge de plasma de l'arc glissant traditionnel avec les nombres correspondant à la séquence dans le temps de l'évolution de l'arc lorsqu'il se déplace le long des électrodes (issue de [17]).

d) Jets de plasma à pression atmosphérique

Les jets de plasma à pression atmosphérique sont apparus plus récemment notamment en lien avec le développement d'applications biomédicales. Le principal avantage de ce type de sources réside dans leur conception et utilisation plus simples. En effet, ils se composent essentiellement d'un tube diélectrique, d'électrodes et d'un écoulement de gaz rare, généralement de l'hélium ou de l'argon. De plus, l'utilisation de générateurs électriques variés est possible, certains nécessitant même très peu d'énergie pour générer un plasma.

Le plasma créé dans cette configuration possède l'avantage d'être à la température ambiante, ce qui permet de l'utiliser dans des environnements où la chaleur est indésirable. En outre, ce type de plasma est capable de créer de nombreuses espèces réactives. Cette réactivité est souvent liée au fait que le plasma est initialement généré dans un gaz rare, puis transféré dans l'air ambiant et éventuellement mis en contact avec un liquide. Ce processus conduit à de nombreux transferts réactionnels et à la génération d'espèces réactives de l'oxygène et de l'azote, essentielles pour diverses applications biomédicales. De plus, étant un jet libre, il n'est pas confiné dans la zone entre les électrodes et s'étend sur quelques centimètres dans l'air ambiant, offrant ainsi une flexibilité d'utilisation. Grâce à ces avantages, les jets de plasma sont devenus des sources de plasma largement répandues qui ont été étudiées dans de nombreux laboratoires. Leur capacité à fonctionner à basse température et à générer des espèces réactives dans des environnements variés les rend particulièrement utiles pour des recherches et des applications innovantes notamment dans le domaine biomédical.

Les premiers travaux publiés sur les jets de plasma froids à pression atmosphériques peuvent être rapportés par Koinuma et al. [18] en 1992 (Figure 6 (a)). Le système utilisé était un réacteur capacitif, amorcé par une excitation radiofréquence (RF). Ce jet de plasma utilise un écoulement continu d'hélium, comme un grand nombre de jets de plasma actuellement. L'ajout d'une petite quantité de gaz tel que le tétrafluorure de carbone (CF_4) avait pour but de graver des composés en silicium. Malgré cette découverte, ce n'est qu'à partir des années 2000 que l'utilisation des jets de plasma froid à pression atmosphérique s'est considérablement développée.

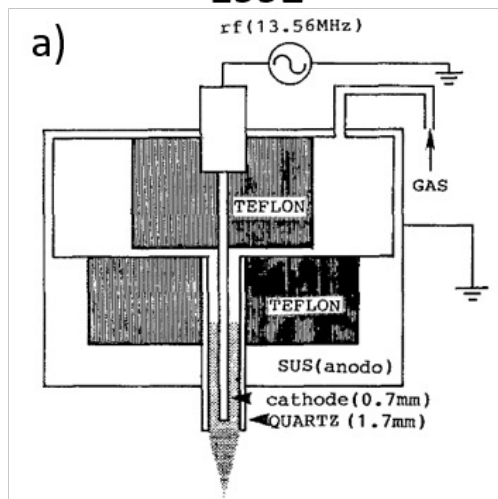
En 2002, Stoffels et al. [19] ont dévoilé un système novateur alimenté en radiofréquence (RF), offrant la capacité de produire un jet de plasma non thermique à la pression atmosphérique. Ce plasma, dont la longueur avoisine quelques millimètres, se trouve englobé par l'électrode centrale, dont la configuration est illustrée dans la Figure 6 (b). Une des caractéristiques remarquables de ce plasma est sa nature non agressive : il peut être appliqué sur des matériaux organiques, y compris dans des environnements aqueux, sans causer de dommages thermiques ou électriques à la surface traitée. Cette propriété rend le plasma particulièrement adapté pour des applications biomédicales. Cette découverte a véritablement révolutionné les applications biomédicales, ouvrant de nouvelles perspectives pour l'innovation et l'amélioration des technologies plasma dans divers secteurs. Les recherches ont conduit par la suite à l'optimisation des configurations des électrodes et des paramètres de fonctionnement pour augmenter la longueur et la stabilité du jet de plasma.

En 2005 Teschke et al. [20] étudièrent la propagation par imagerie rapide ICCD d'un jet de plasma à la pression atmosphérique, alimenté en RF. Le réacteur est basé sur une décharge à barrière diélectrique, dans lequel les deux électrodes sont des anneaux entourant un tube en diélectrique, où l'électrode de masse est proche de la sortie du tube. Lorsqu'il est alimenté en hélium, et en tension, un jet de plasma est initié à la sortie du tube diélectrique, et se propage dans l'air ambiant. Cette étude a révélé des détails fascinants sur la nature du jet de plasma. Lors de l'observation directe, le jet de plasma apparaît comme une structure continue, mais l'imagerie rapide ICCD a montré qu'il est en réalité constitué d'une succession de petits volumes de plasma sphériques, se propageant à grande vitesse, de l'ordre de 10^6 cm/s. Ces volumes sphériques, sans ramifications, se déplacent rapidement, donnant l'illusion d'un jet continu lorsqu'ils sont visualisés directement (Figure 6 (c1)).

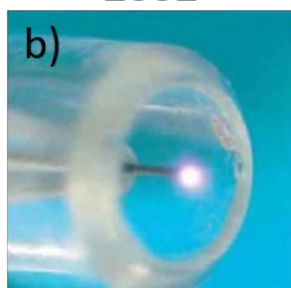
La même année, une étude est menée par Laroussi et al. [21] sur un jet de plasma froid nommé « plasma pencil » pour des applications biomédicales. Le plasma pencil illustré en Figure 6 (c2), créé à partir de l'hélium et d'une décharge électrique issue d'un générateur haute tension impulsionnelle de fréquence de répétition de 1 à 25 kHz. Les électrodes sont insérées à l'intérieur d'un tube en diélectrique parcouru par le gaz, espacées de quelques millimètres et placées à proximité de la sortie. Cette configuration engendre un jet de plasma s'étendant sur plusieurs centimètres de longueur. Par une gestion adéquate de la position de ces électrodes et des caractéristiques électrique des pulses, il est possible de moduler la longueur du jet de plasma généré. Cette innovation a suscité un grand intérêt, non seulement pour ses applications biomédicales, mais également pour son potentiel d'application dans une diversité de domaines exigeant des sources de plasma à longue portée et à faible température.

En 2009 l'équipe plasma médecine du GREMI innove avec un nouveau système permettant de générer un jet de plasma non thermique à pression atmosphérique [1]. Ce dispositif nommé « Plasma Gun » peut générer du plasma se propageant dans de longs capillaires atteignant des dimensions allant jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres. Ces capillaires peuvent être de natures variées, tels que des capillaires droits en verre ou en quartz, ainsi que des tuyaux souples en téflon (Figure 6 (c & d)). Le Plasma Gun développé par Robert et al. [1], a l'avantage de ne consommer que quelques watts et sa température est proche de la température ambiante.

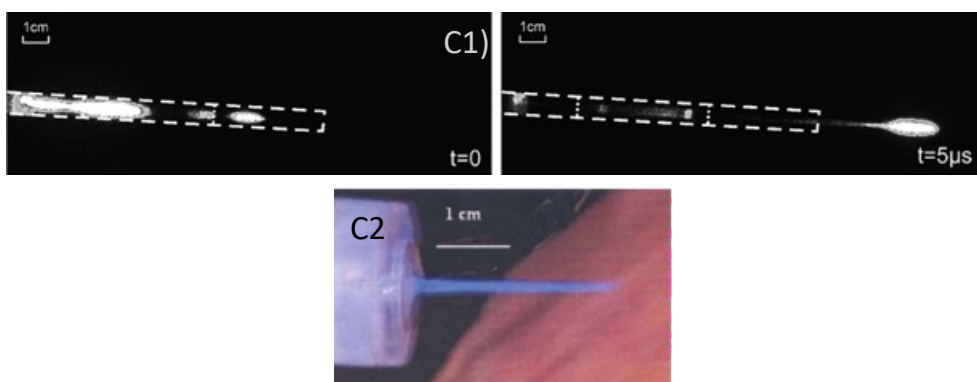
1992



2002



2005



2009

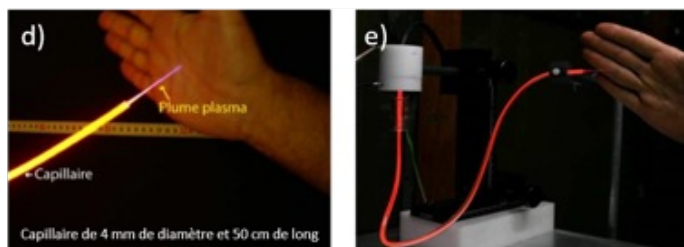


Figure 6 : Photographies des premiers jets de plasma à pression atmosphérique. (a) Koinuma et al. [18], (b) Stoffels et al. [19], (c1) Teschke et al. [20], (c2) Laroussi et al. [21], (d) Robert et al. [1], (e) Darny et al. [22].

Pour les jets de plasma, de nombreuses études traitant de la mesure de la production d'espèces réactives, notamment l'oxygène atomique [22], le radical hydroxyle OH [23], [24], le monoxyde d'azote NO [25] ou l'ozone O₃ [26], [27]. Darny et al. [22] ont étudié l'interaction d'un jet d'hélium avec une cible métallique reliée à la masse. Le Plasma Gun utilisé a été conçu à partir d'une décharge à barrière diélectrique coaxiale alimentée par une tension pulsée de polarité positive à une fréquence de répétition de 1 kHz. La largeur de l'impulsion à mi-hauteur a été fixée à 2,4 ms, avec un délai de 1 ms entre deux polarités positives. Une amplitude maximale de tension de 14 kV a été utilisée pour cette configuration. Une électrode creuse en laiton est insérée dans un capillaire en quartz et l'électrode de masse est glissée autour du capillaire. Le capillaire utilisé pour le Plasma Gun est en quartz de 4 mm de diamètre interne (1 mm d'épaisseur de paroi), et de 8,5 cm de longueur. Avec un débit d'hélium de 1 L.min⁻¹, le jet plasma d'hélium généré s'étend sur une longueur de 4 mm de la sortie du capillaire. La cible était une plaque métallique reliée à la masse, distante de 1.5 cm de l'extrémité du capillaire. Ils ont notamment mis en évidence que la plume plasma en contact avec la cible métallique émet une lumière rose (Figure 7).

Configuration cible 1,5 cm

Configuration jet libre

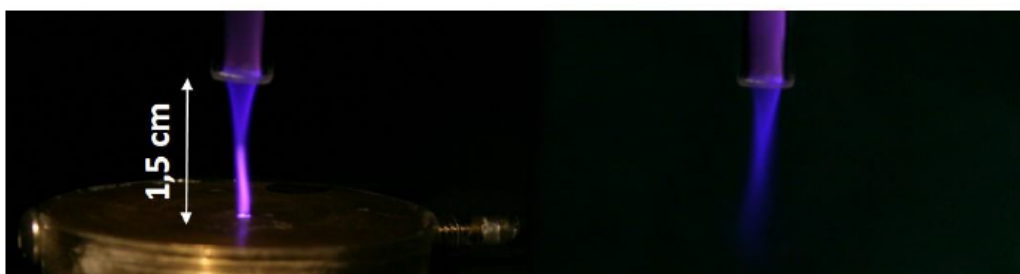


Figure 7 : photographies des plumes plasma en configuration cible 1,5 cm (temps de pose 0,25 s) et en jet libre (temps de pose 1 s) (14 kV, 1 kHz, polarité positive) (issue de [22] Figure V-7).

La spectroscopie d'émission de la plume plasma à 4 mm de l'extrémité du capillaire Figure 8 révèle une production plus importante en espèces réactives. Pour l'étude des propriétés du plasma, les espèces métastables de l'hélium ont également été mesurées. Il a été montré que la concentration des métastables de l'hélium dans le capillaire et dans la plume est très sensible à la présence de la cible et à sa distance par rapport à l'extrémité du capillaire.

Configuration cible 1,5 cm

(proche sortie capillaire)

Configuration jet libre

(proche sortie capillaire)

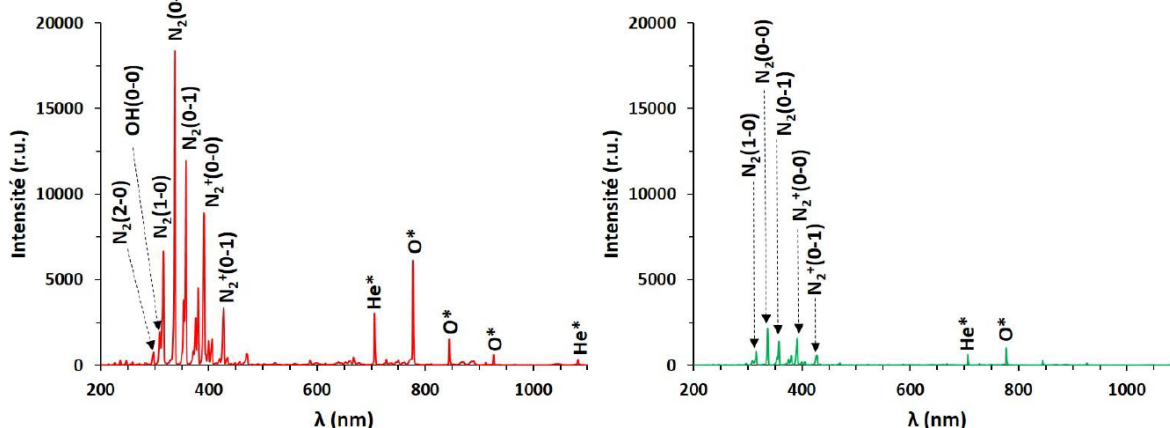


Figure 8 : Spectres d'émission dans la plume à 4 mm de la sortie du capillaire en configuration cible 1,5 cm et en jet libre (14 kV, 1 kHz, polarité positive) (issue de [22] Figure V-8).

À la suite des travaux cités auparavant, diverses équipes de recherche ont alors étudié ces jets de plasma possédant chacun leur propre géométrie dont Winter et al. [28] ont fait une revue. Les différentes configurations sont illustrées dans la Figure 9. Ces configurations peuvent avoir plusieurs électrodes et peuvent être de forme annulaire autour du tube diélectrique ou sous la forme d'une pointe à l'intérieur du tube. La géométrie 7, où l'électrode haute tension est en contact direct avec le plasma, présente des similitudes avec celle employée dans la présente thèse.

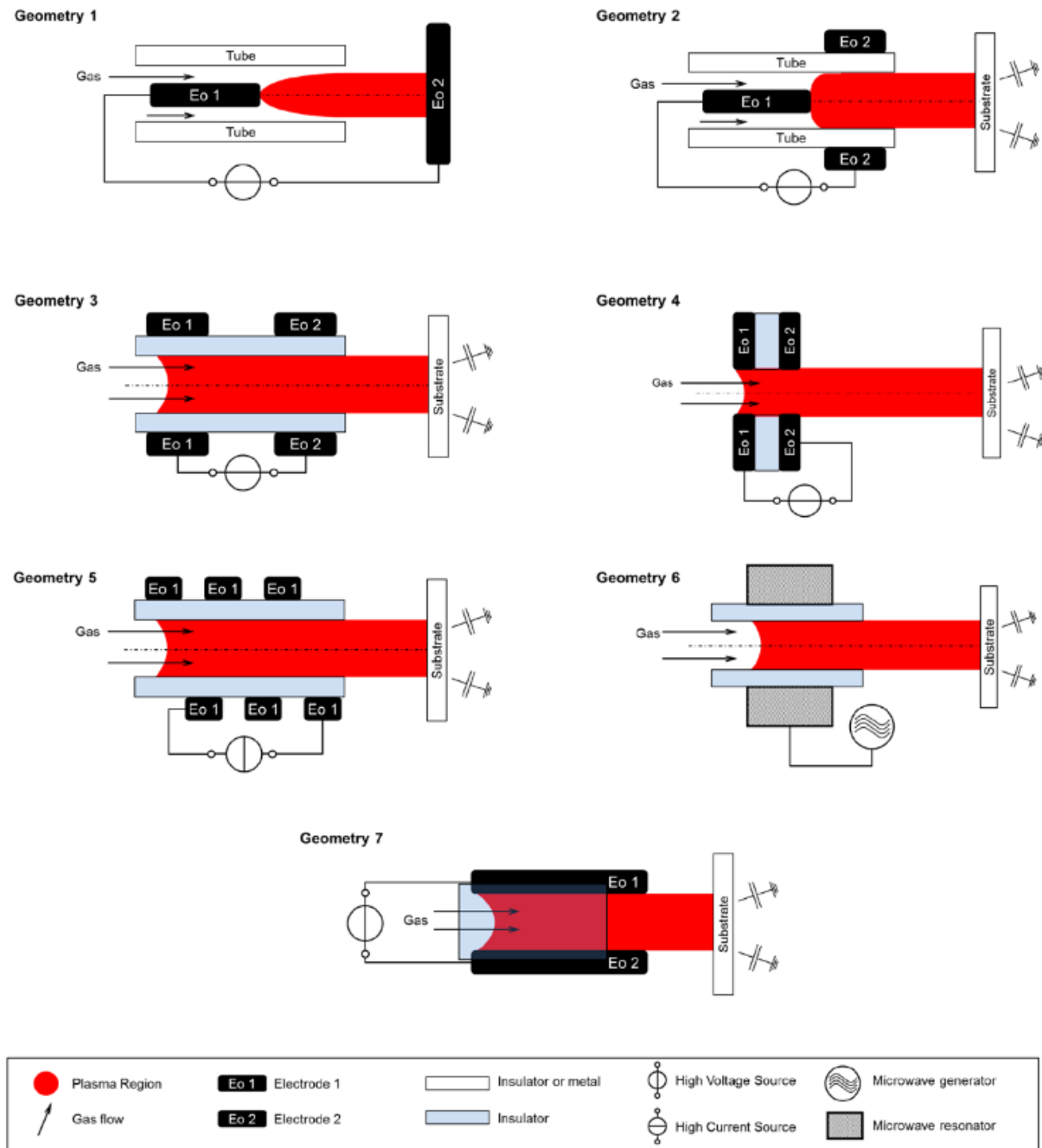


Figure 9 : Vu en coupe de différentes configurations de jet plasma rencontrés dans la littérature, (issue de [28]).

Ces dernières années, d'importants progrès ont été accomplis très rapidement sur les applications des jets de plasma froid dans différents domaines, concernant aussi bien la médecine, l'odontologie, le biomédical, les biomatériaux, la stérilisation, l'agriculture,

l'ingénierie de surface, et l'ingénierie des tissus. Le lecteur intéressé pourra notamment se reporter à la revue de Winter et al. [28], présentant les développements et les récentes applications abordées.

Les plasmas froids contiennent des électrons hautement énergétiques capables de générer une grande variété d'espèces chargées, excitées et réactives, ainsi que des émissions dans les domaines UV et visible. Ces caractéristiques rendent les jets de plasma froid particulièrement efficaces pour interagir avec un écoulement réactif et initier des réactions chimiques sans nécessiter de températures élevées. Dans le cadre d'une application de combustion, un accroissement de la température pourrait engendrer une augmentation indésirable de la production d'oxydes d'azote (NOx), composés nocifs pour l'environnement. Dans cette optique, il devient nécessaire de maintenir la température du plasma à proximité de la température ambiante, ce qui souligne l'intérêt des jets de plasma froid. La préservation de ces conditions permet d'atteindre un équilibre entre l'amélioration des performances de combustion et la limitation des émissions polluantes. Cette propriété a permis, pour la première fois, d'exploiter pleinement le potentiel des jets de plasma froid à pression atmosphérique et à température ambiante pour des applications en combustion.

À partir de 2019, le GREMI (Groupe de Recherche sur l'Énergétique des Milieux Ionisés) s'intéresse à la combustion assistée par plasma multijets, notamment dans le cadre du projet CAPRI (Combustion Assistée par Plasma Recherche et Innovation). Une partie de ce projet se focalisait sur la compréhension, caractérisation et optimisation de l'effet d'un multijets plasma d'hélium à la pression atmosphérique et à la température ambiante sur des flammes de pré mélange, thématique à l'origine du sujet de ce projet de thèse.

2.4. Généralités sur la combustion

La combustion est une réaction chimique exothermique qui consiste à brûler un combustible tel que le charbon, le gaz ou l'essence, en présence d'un comburant (généralement de l'oxygène). Elle se distingue par la libération d'énergie sous forme de chaleur et de lumière. Cette énergie joue un rôle fondamental dans de nombreuses applications, telles que la production d'énergie, la cuisson des aliments et la propulsion des moteurs à combustion.

Pour qu'une réaction de combustion se produise, trois éléments essentiels doivent être présents : un combustible, un comburant et une source d'énergie pour amorcer la réaction.

Le combustible est une substance qui peut réagir chimiquement avec le comburant pour produire de l'énergie. Généralement constitué de composés organiques contenant une quantité significative de carbone et d'hydrogène. Il existe sous différentes formes ; solide (comme le bois et le charbon) ; liquide (comme l'essence et le diesel) ; ou gazeux (comme le méthane et l'hydrogène).

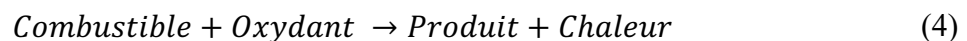
Le comburant (oxydant) est la substance qui fournit de l'oxygène nécessaire à la réaction de combustion. Dans la plupart des cas, l'oxygène de l'air est utilisé comme comburant, car il constitue environ 21 % de l'air atmosphérique. Cependant, d'autres comburants peuvent être utilisés dans des situations spécifiques, comme l'oxygène pur.

La présence en un même endroit du combustible et du carburant n'est pas une condition suffisante pour la formation d'une flamme. Par ailleurs, une proportion de combustible borné entre deux grandeurs limites L_i et L_f est nécessaire (L_i limite inférieure au-dessous de laquelle le

mélange est trop pauvre pour s'enflammer et L_f limite supérieure au-dessus de laquelle le mélange est trop riche) [29]. Ces valeurs dépendent du mélange réactif considéré et de la pression. Lorsque l'énergie d'amorçage est apportée par chauffage du mélange réactif ou par une étincelle et dépasse la température d'inflammabilité, une réaction exothermique se crée. Les liaisons chimiques dans le combustible sont rompues, libérant des atomes et des molécules réactives. Ces espèces réactives réagissent avec l'oxygène, formant de nouvelles liaisons chimiques et générant des produits de combustion, tels que le dioxyde de carbone (CO_2), l'eau (H_2O), des oxydes d'azote (NO_x) et d'autres produits spécifiques au combustible utilisé.

Une flamme peut être définie comme étant un milieu réactionnel gazeux, où des réactions de combustion exothermiques se produisent, accompagnées de processus de transfert de chaleur et de diffusion d'espèces radicalaires. Il est possible d'injecter le combustible et le carburant séparément, on parle d'une flamme non-prémélangée. Cette définition s'oppose à la notion de flamme prémélangée pour laquelle les réactifs sont préalablement mélangés au comburant avant que la réaction n'ait lieu. Le choix des flammes prémélangées dans les milieux industriels est principalement motivé par des considérations environnementales. En effet, les flammes prémélangées présentent, par rapport aux flammes de diffusion (non prémélangées), une réduction des émissions polluantes. En favorisant une combustion plus efficace et mieux maîtrisée, elles permettent une meilleure utilisation du combustible et maximisent la libération d'énergie contenue dans le combustible. Ceci permet de réduire les pertes d'énergie inutiles et les rejets de substances polluantes, telles que les gaz d'échappement nocifs et les particules fines. Dans cette section, nous présenterons succinctement les aspects théoriques liés à la combustion prémélangée. Nous aborderons notamment les notions de flamme conique et de flamme plate, qui sont des représentations fondamentales pour comprendre cette thématique dans le cadre de ce projet de thèse.

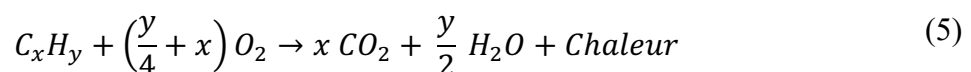
Le processus de combustion correspond à des réactions chimiques élémentaires. En pratique, pour décrire la combustion d'un combustible spécifique de manière concise, le schéma réactionnel complexe est réduit à une réaction globale de la forme :



Cette réaction globale de combustion ne fournit en fait qu'un bilan de matière et ne reflète pas le mécanisme de la combustion proprement dit. Elle décrit la transformation d'un combustible en présence d'un oxydant pour former des produits de combustion, toute l'énergie stockée est libérée dans l'environnement sous forme de chaleur.

Il existe deux types de combustion, complète et incomplète :

La combustion complète a lieu lorsque le combustible brûle en présence d'une quantité suffisante d'oxygène et produit du dioxyde de carbone et de l'eau. Elle libère plus d'énergie que la combustion incomplète. L'équation de la combustion complète d'un hydrocarbure est donnée ci-dessous :

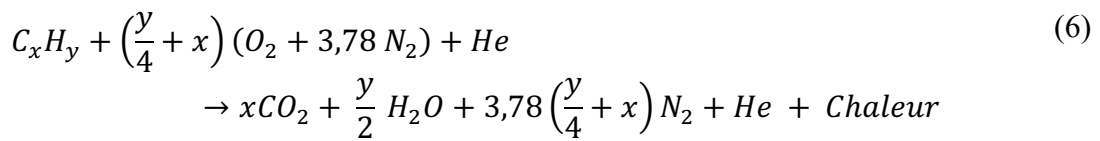


Dans cette équation, en conditions stœchiométriques, le combustible (C_xH_y) réagit avec la quantité précise d'oxygène nécessaire pour que la réaction soit complète, soit que la totalité du combustible soit consommé pour former du dioxyde de carbone (CO_2) et de l'eau (H_2O) en tant

que produits de combustion. La réaction dégage également de la chaleur. Il est à noter que les coefficients stœchiométriques (x et y) dans cette équation dépendent de l'hydrocarbure spécifique impliqué dans la réaction de combustion. Ces coefficients doivent être déterminés en fonction de la formule moléculaire de l'hydrocarbure en question.

La combustion Partielle se déroule dans un environnement où l'oxygène est en faible quantité, cela peut être le cas lorsque l'oxygène de l'air est utilisé comme comburant. Ce processus engendre toujours la formation du dioxyde de carbone, de l'azote et de l'eau mais aussi des molécules intermédiaires de la réaction de combustion (NO_x , CO , goudrons, suies, ...). La quantité d'énergie libérée lors de cette combustion est moindre par rapport à celle de la combustion complète.

Pour le cas d'un hydrocarbure réagissant avec de l'air ambiant et de l'hélium, la réaction globale à la stœchiométrie peut être exprimée de la manière suivante :



La présence de l'azote (N_2) dans l'équation reflète la composition de l'air ambiant, où l'azote est le principal constituant inerte (78%). $\left(\frac{y}{4} + x\right)$, est le coefficient stœchiométrique du dioxygène (O_2), nécessaire pour la réaction. $3,78 \left(\frac{y}{4} + x\right)$, est le coefficient stœchiométrique de l'azote (N_2) impliqué, basé sur le fait que l'air est composé d'environ 78% d'azote. Dans le cas de cette étude de combustion assistée par plasma, l'hélium est utilisé pour allumer les jets plasma. L'hélium peut donc être ajouté à la réaction globale sous la forme d'un terme supplémentaire en tant que diluant inerte.

Une variable adimensionnelle importante qui impacte la combustion est la richesse : c'est la quantité de carburant par rapport à la quantité de comburant présente dans le mélange sur ce même rapport à la stœchiométrie. Dans le cas du mélange méthane-air, l'expression de la richesse globale ϕ est définie de la façon suivante :

$$\Phi = \frac{\left(\frac{\dot{n}_{CH_4}}{\dot{n}_{Air}}\right)_{mélange}}{\left(\frac{\dot{n}_{CH_4}}{\dot{n}_{Air}}\right)_{st}} \quad (7)$$

$\dot{n}_{CH_4}$ et $\dot{n}_{Air}$ représentent respectivement le débit massique du méthane et de l'air. Ils sont mesurés en kg/s, indiquant la quantité de méthane et de l'air qui est consommée ou introduite dans le système de combustion par unité de temps. Le rapport entre ces débits massiques, ainsi que leur rapport aux quantités stœchiométriques nécessaires, déterminent la richesse du mélange air-combustible.

La richesse a un impact significatif sur l'efficacité de la combustion, les émissions produites, et les performances globales du système de combustion. Lorsque la richesse ϕ est égale à 1, le carburant (CH_4) et le comburant (Air) sont dans des proportions stœchiométriques. Si ϕ est supérieur à 1, le mélange carburant-comburant est riche (carburant en excès et comburant limitant) et si ϕ est inférieur à 1, le mélange est pauvre (carburant limitant et comburant en excès).

Le front de flamme est l'interface qui sépare les gaz frais des gaz brûlés. D'après la théorie de Mallard et Le Châtelier [30], cette mince zone, de l'ordre de quelques dixièmes de mm, peut être séparée en deux zones : la zone de préchauffage et la zone de réaction. L'augmentation de la température et la présence de radicaux provoquent l'inflammation de cette zone. Ainsi en amenant progressivement les gaz frais adjacents dans les conditions d'inflammation, le front de flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais à une vitesse laminaire notée S_L . Le schéma typique de la structure d'une flamme de pré mélangé est présenté sur la Figure 10.

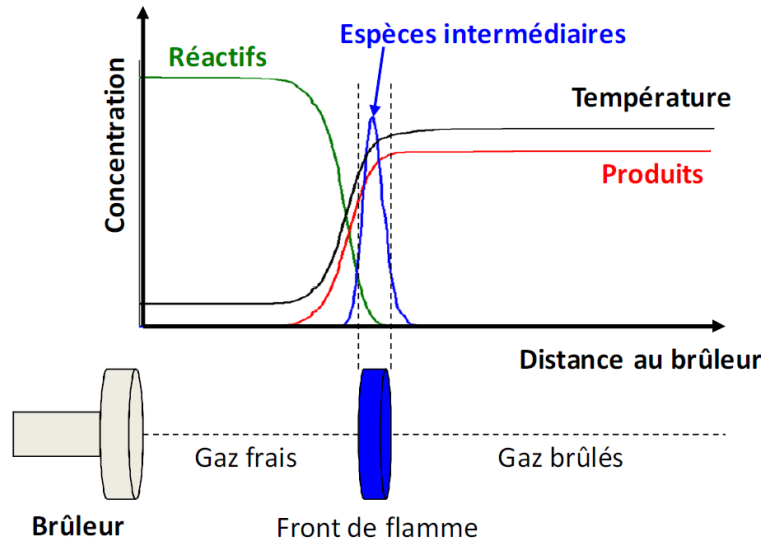


Figure 10 : Structure d'une flamme laminaire de pré mélange (issue de [31]).

De nombreux travaux permettent d'étudier les flammes laminaires dans des conditions simplifiées et d'en déterminer leurs propriétés géométriques et physique. Pour ce faire, diverses configurations expérimentales ont été mises en œuvre. Ces dernières impliquent par exemple les flammes coniques, les flammes plates et les flammes sphériques. Les caractéristiques d'une flamme conique et d'une flamme plate qui font l'objet d'étude de cette thèse sont brièvement décrites ci-dessous.

a) Flamme conique

Dans cette configuration, un écoulement de prémélange réactif s'écoule à travers la sortie du brûleur. En raison du gradient de vitesse du gaz frais entre le centre et le bord de la buse de sortie, une flamme de forme conique (Figure 11) se stabilise lorsque la vitesse de sortie des gaz frais est supérieure à la vitesse laminaire de combustion. En réalité, Il ne s'agit pas d'un cône parfait, mais faisons cette hypothèse simplificatrice. En effet, sa base est soumise à l'action des courbures dû à la perte de chaleur du brûleur, et une courbure significative à son sommet.

Il convient d'indiquer que la référence pour l'étude d'une flamme est sa surface. Dans le cas d'un brûleur type bec bunsen, une flamme idéale est caractérisée par une forme conique de sa structure. En supposant que la vitesse de combustion est la même sur toute la surface de la flamme, la vitesse de la flamme peut être calculée en appliquant la loi de conservation de la masse, celle-ci se définit ainsi d'après [32]:

$$\rho_l S_l A_{flamme} = \rho_l Q_{entrée} \rightarrow S_l = \frac{Q_{entrée}}{A_{flamme}} \quad (8)$$

Où S_l est la vitesse laminaire de la flamme, et où $Q_{\text{entrée}}$ le débit volumique du mélange réactif d'entrée doit rester fixe et A_{flamme} surface de la flamme. Cette méthode nécessite la connaissance de la surface totale de la flamme. Une faible surface de flamme indique une forte vitesse de combustion, donc une forte puissance thermique dégagée.



Figure 11 : Photographie d'une flamme conique provenant du brûleur du GREMI utilisé pour cette étude.

b) Flamme plate

Les brûleurs à flamme plate sont souvent utilisés pour étudier la structure des flammes laminaires pré mélangées. Ces brûleurs sont conçus de manière à ce que l'écoulement réactif en sortie de brûleur soit uniformément réparti sur toute la surface et que l'écoulement soit laminaire, stable, unidimensionnel et donc facile à expérimenter et à modéliser. Leur structure est présentée sur la Figure 12. Les brûleurs de type « McKenna », et « brûleur à jet impactant » figurent parmi les brûleurs les plus utilisés en laboratoire.

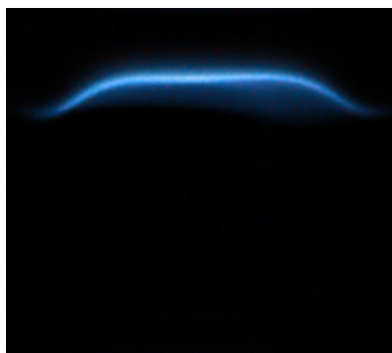


Figure 12 : Photographie d'une flamme plate provenant du brûleur du GREMI utilisé pour cette étude.

Flamme plate adiabatique :

La méthode dite « heat flux method » permet de générer une flamme plate adiabatique et d'obtenir ainsi une flamme stabilisée (Figure 13 (a)). Proposé à l'origine par van Maaren [33], le brûleur est surmonté d'une plaque perforée portée à une température typiquement constante de 85°C qui préchauffe légèrement les gaz frais. De cette façon, la flamme perd de la chaleur à la surface du brûleur et en gagne par transfert de chaleur au niveau des gaz frais. En modifiant la vitesse de sortie du gaz frais, il est possible d'atteindre un état adiabatique, lorsque les pertes de chaleur compensent exactement le gain de chaleur. Ce brûleur est conçu de manière à ce que le mélange au niveau de la sortie du brûleur soit uniformément réparti sur toute la surface et que l'écoulement soit laminaire, stable et unidimensionnel [31]. Cette configuration particulière fait référence au sein de la communauté scientifique en combustion [34], [35] où la vitesse de combustion est globalement identique le long du front de flamme.

Brûleur à jet impactant :

Les caractéristiques de la flamme de prémélange laminaire peuvent également être déterminées expérimentalement à l'aide d'une flamme plate dans un brûleur à jet impactant, qui intègre une plaque positionnée au-dessus du brûleur. Ce brûleur a été précédemment utilisé par N. Bouvet [36] et C. Bariki [37] durant leurs thèses de doctorat au laboratoire ICARE. La Figure 13 (b) présente une représentation schématique du brûleur. Il est alimenté par un pré mélange, le mélange réactif est ensuite accéléré dans une section convergente caractérisée par un diamètre de sortie de 15 mm (D) avec une plaque d'inox fixé à 25 mm (L) ce qui donne lieu à une flamme plate entre la sortie du brûleur et la plaque de stagnation. Selon les recommandations de Vagelopoulos et al. [38], Egolfopoulos et al. [39] un rapport L/D supérieur à l'unité est recommandé pour stabiliser des flammes suffisamment loin de la plaque. De plus un écoulement laminaire coaxial d'azote peut être utilisé pour éviter les perturbations externes et améliorer la stabilité de la flamme.

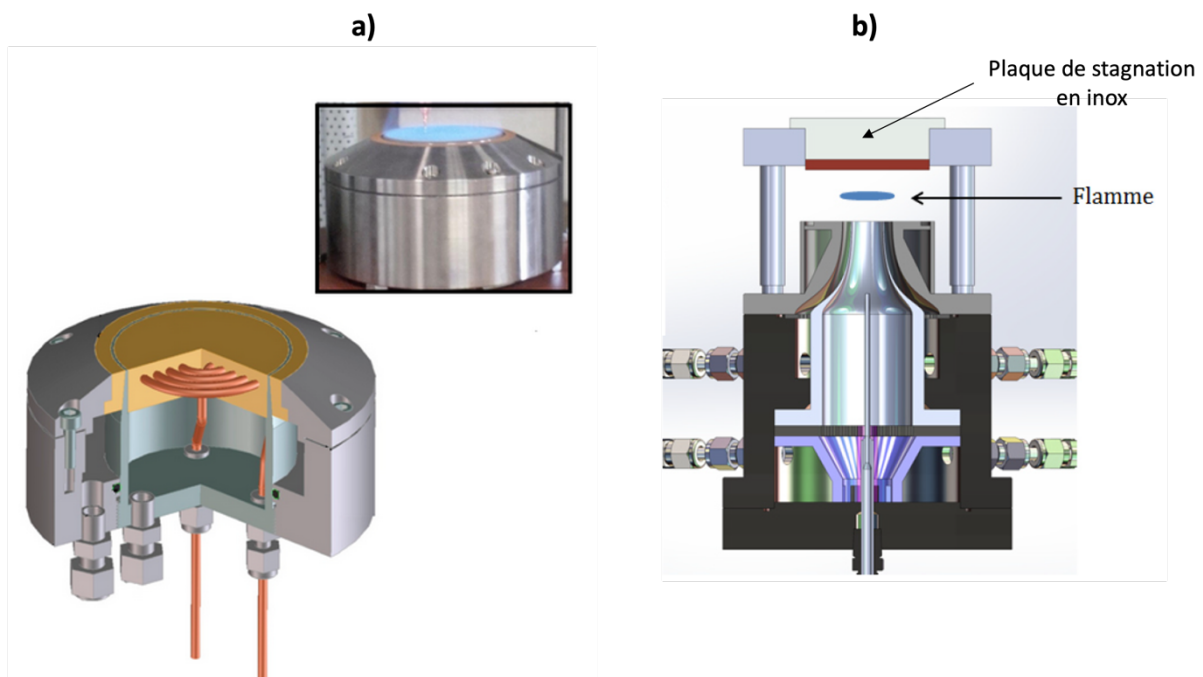


Figure 13 : Dispositifs de stabilisation de flammes plates de pré mélange, a) Brûleur type McKenna à flamme plate [40], b) brûleur à jet impactant [37].

2.5. La combustion assistée par plasma

En raison des progrès continus dans la compréhension, l'efficacité et le meilleur contrôle du plasma, il n'est pas surprenant que de plus en plus d'idées d'application voient le jour, tirant parti de la formidable réactivité des plasmas. L'une des plus prometteuses aujourd'hui concerne la combustion. Nous abordons dans cette section les aspects pratiques de l'utilisation du plasma en combustion puis les spécificités liées à la combustion assistée par plasma.

Quel est l'intérêt de la combustion assistée par plasma ?

La combustion d'un hydrocarbure consiste à l'oxyder, traditionnellement, c'est la bougie qui crée la flamme et maintient la combustion du carburant. Dans certaines conditions cette flamme ne se maintient pas ou mal. Les plasmas sont envisagés pour élargir les domaines d'utilisation

de certaines combustions. Les premiers travaux publiés sur la combustion assistée par plasma peuvent être rapportés par Gorchakov et al. [41]. L'auteur avait observé une extension des limites d'allumage du mélange H_2-O_2 par une décharge pulsée à courant élevé. Depuis les années 2000, l'étude de ce sujet connaît un intérêt croissant dans un large éventail de projets de recherche expérimentale et numérique. Plusieurs revues de la littérature ont été publiées [42], [43], [44], [45] confirmant l'intérêt de la communauté scientifique pour les aspects fondamentaux de la combustion assistée par plasma. Les objectifs de ces études peuvent être regroupés selon Ju et al. [42], en 4 domaines :

- Extension des limites d'inflammabilité [46], [47], [48].
- Stabilisation de la combustion [49], [50], [51], [48].
- Amélioration des propriétés de la combustion (vitesse de combustion) [52], [55].
- Réduction des émissions polluantes [54], [55].

Les systèmes industriels qui pourraient bénéficier de cette technologie sont principalement les turbines à gaz, les moteurs d'avions, et les brûleurs. En intégrant le plasma, ces systèmes de combustion pourraient réduire leurs émissions globales de dioxyde de carbone, de polluants gazeux (NO_x , CO) et de suies. En parallèle, cette approche pourrait améliorer leur efficacité énergétique et réduire la consommation de carburant. Ce potentiel devient d'autant plus crucial dans un contexte où l'industrie mondiale adopte des méthodes de production de plus en plus sophistiquées pour répondre aux défis environnementaux.

Les nombreuses possibilités de génération des plasmas, contrôlables dans une large gamme de conditions opératoires : sources électriques (DC, AC, RF, MW, Pulsé, NRP), pression (basse pression, pression atmosphérique, haute pression), température (plasma froids $T_{gaz} = 100k-1000k$, plasma chaud $T_{gaz} = 10^4$ à 10^5K), type de décharge (torche, décharge à barrière Diélectrique (DBD), arc, arc glissant) permettent d'étudier leur couplage avec des dispositifs de combustion dans de nombreuses configurations : directement en contact avec la flamme, sur le gaz frais, en amont de la flamme,...etc.

Afin de mieux comprendre les interactions complexes entre plasma et combustion, de nombreuses techniques de diagnostic avancées ont été développées et mises en œuvre. Parmi celles-ci, la vélocimétrie par image de particules (PIV) permet de cartographier avec précision les vitesses d'écoulement au sein de la flamme et du plasma [49], [56], [57]. La fluorescence induite par laser à deux photons (TALIF) quant à elle, est utilisée pour détecter et quantifier les espèces atomiques et moléculaires, telles que les radicaux, en particulier ceux à faible concentration, dans le plasma et la flamme [58], [59], [60], ou encore la technique de chimiluminescence, permet d'observer les émissions lumineuses caractéristiques des espèces excitées dans les réactions de combustion [2]. Des équipes de recherche spécialisées en modélisation ont ainsi développé et intégré des modèles de combustion assistée par plasma dans divers codes de calcul numérique, tels que la dynamique des fluides numérique (CFD) et la simulation des grandes échelles (LES) [46], [61], [62], [63].

Les plasmas interagissent avec le processus de combustion de différentes manières. Les plasmas peuvent fournir des électrons très énergétiques, des ions, des molécules excitées, des radicaux, des espèces intermédiaires ayant une longue durée de vie, générer des vents ioniques, des forces électromagnétiques et de la chaleur. Ils affectent la combustion via trois voies principales : thermique, chimique et dynamique. Dans leur revue [42], Ju et al. ont résumé les différents effets du plasma sur la flamme, ces voies principales sont schématisées dans la Figure 14.

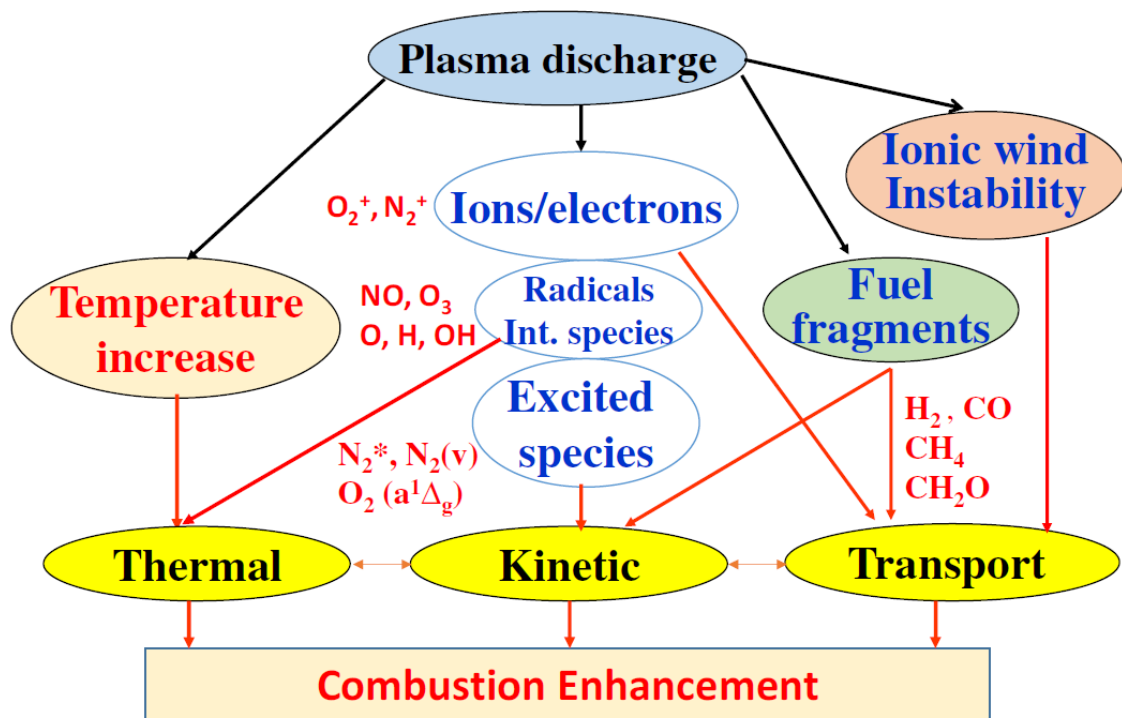


Figure 14 : Schématisation des voies principales de l'amélioration de la combustion par plasma (issue de [42]).

D'un point de vue thermique, le plasma augmente la température, améliore la réactivité chimique et accélère l'oxydation du carburant, selon la loi d'Arrhenius [64] [65]. La manière la plus courante d'obtenir un effet thermique sur les processus de combustion consiste à utiliser des plasmas d'arc. De ce fait, ces derniers présentent des inconvénients pour favoriser l'effet thermique des plasmas sur la combustion car ils ne sont pas économes en énergie, et dans des mélanges contenant de l'air, ils produisent une quantité importante de monoxyde d'azote NO thermique [54] qui est un polluant réglementé. Pour pallier ces problèmes, le courant doit être contrôlé avant que celui-ci ne devienne trop important. Deux méthodes classiques consistent à soit utiliser des impulsions de tension suffisamment courtes (nanoseconde, microseconde), soit à adapter la géométrie de la décharge (notamment les dispositifs de décharges à barrière diélectrique ou les arcs « transitoires »). Plusieurs types de décharge hors équilibre ont été étudiées, mais les décharges nanoseconde [66], [67], [48], et les arcs glissants sont particulièrement populaires [68], [16], [69]. Dans [70], Lacoste et al., étudièrent la stabilisation d'une flamme faiblement turbulente pré mélangée propane-air (2 kW) à l'aide d'une décharge nanoseconde répétitive pulsée (NRPD) dans des conditions optimisées (10 kV, 10 ns, 80 kHz, 20 W). En procédant à la mesure de la température du gaz dans la zone de recirculation en amont de la flamme par Spectrométrie d'Émission Optique (OES) lorsque le plasma était allumé, les auteurs indiquent que la température du gaz dans cette zone augmente avec l'énergie déposée (Figure 15). Dans une étude effectuée par la suite [71] portant sur la même configuration, l'auteur a souligné qu'à de telles températures, la production de monoxyde d'azote (NO) d'origine thermique n'était pas significative. Bardos et al. [72] mentionnent le rôle d'un système où deux sources de plasma ont été combinées (lateral fused hollow cathode & microwave surface wave plasma jet) pour améliorer l'efficacité de la stabilité, et pour modifier la forme de la flamme pour la combustion du gaz de pétrole liquéfié (LGP). En utilisant un thermocouple pour mesurer la température de la flamme, les auteurs indiquent également une augmentation de la température de la flamme lorsque le plasma est allumé.

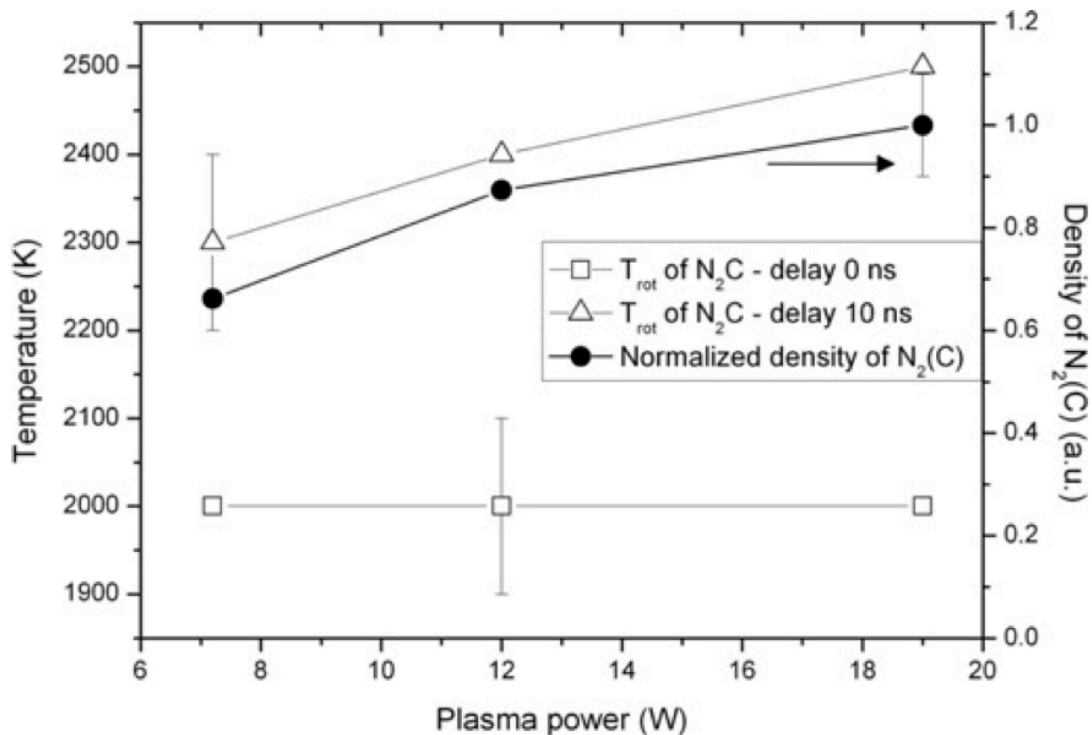


Figure 15 : Influence de la puissance du plasma ($f=30$ kHz) sur la température du gaz et la densité maximale de $\text{N}_2(\text{C})$ dans la zone inter électrode (issue de [70]).

Dans la voie d'amélioration chimique, le plasma joue un rôle essentiel grâce à la production d'électrons, d'ions, de radicaux, d'espèces excitées et intermédiaires produits par ionisation, dissociation et excitation par impact électronique. Ces éléments qu'ils soient en contact avec l'écoulement réactif en amont de la flamme ou en contact direct avec la flamme, produisent davantage d'atomes et de radicaux actifs (O [73], H [60], OH [59], et CH [74]), des espèces réactives de longue durée de vie comme l'ozone [62] et des espèces intermédiaires. Ces espèces chimiques très réactives ont un fort impact sur l'amélioration des performances en combustion, ils favorisent des voies plus rapides d'oxydation à faible température du carburant en contournant d'autres réactions chimiques plus lentes [52][58]. Cet aspect est souligné par Count-Bernard et al. [60]. Leurs expériences font appel à l'étude de la fluorescence induite par absorption de deux photons laser (TALIF) pour quantifier et cartographier la concentration d'hydrogène atomique (H) dans une flamme méthane-air (Figure 16 (a)), et dans la même flamme assistée par une décharge nanoseconde répétitive pulsée (NRP) à 8,4 kV et 10 kHz (Figure 16 (d)). Pour les deux figures, la même échelle de couleurs est utilisée. Leurs travaux montrent que l'allumage du plasma entraîne une modification de la forme de la flamme, et une augmentation significative de la densité de H à la pointe de la flamme. Les auteurs indiquent que l'intensité du signal de fluorescence a été augmentée de 40 %.

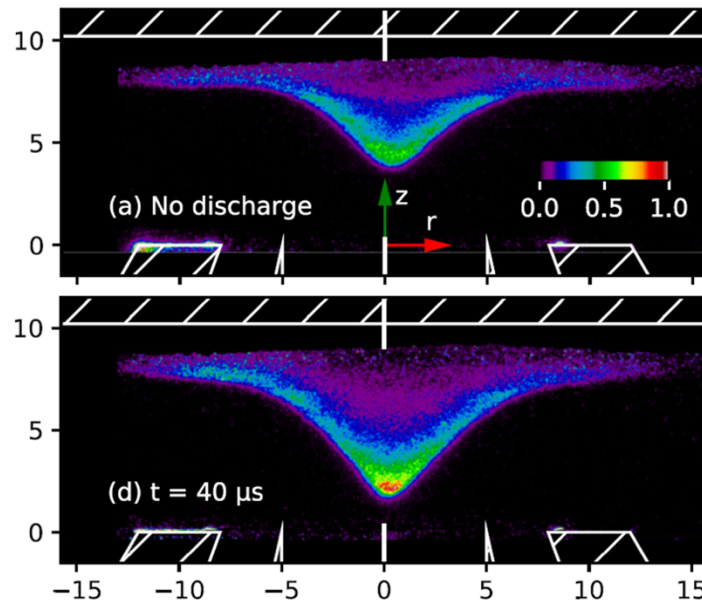


Figure 16 : Cartographie de H atomique mesurés par TALIF ; a) dans une flamme méthane-air, b) dans la même flamme assistée par plasma (NRPD) (8,4 kV et 10 kHz, accumulation sur 150 images), la même échelle de couleurs est utilisée pour les images a) et b) (issue de [60]).

Dans les travaux de Evans et al. [75], les auteurs utilisent un dispositif comportant une décharge nanoseconde répétitive pulsée NRP positionnée à 15 mm au-dessus du brûleur, en amont d'une flamme plate. Un mélange méthane-air à une richesse de 0,65 et une vitesse de $0,65 \text{ m.s}^{-1}$ s'écoule à travers un cône divergeant de 20 mm de diamètre interne. Les chercheurs ont constaté un déplacement de la flamme vers le brûleur lorsque le plasma était allumé, comme illustré dans la Figure 17. Dans leurs conditions expérimentales, reprenant l'hypothèse de l'amélioration par voie chimique, ils expliquaient que l'effet observé était essentiellement dû à des espèces réactives qui se déplaçaient vers le front de flamme et l'amenaient à se déplacer en amont et à se stabiliser dans une région où la vitesse d'écoulement est plus élevée. La revue de Popov [76] met l'accent sur l'effet cinétique et sur la métrologie moderne pour l'étude de la combustion assistée par plasma. Bien que de nombreux chercheurs aient investi des efforts significatifs pour étudier la combustion assistée par plasma, les processus chimiques détaillés qui se produisent sont encore en phase exploratoire. Les modèles actuels et les données disponibles ne permettent pas encore de décrire avec précision tous les aspects de la cinétique chimique impliquée.

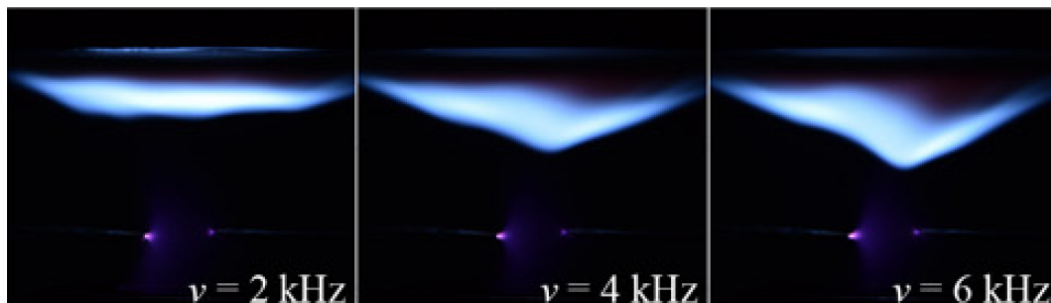


Figure 17 : Photographie d'une flamme plate assistée par plasma à 11 kV pour différentes fréquences (2, 4 et 6 kHz). (Issue de [75])

Pour la dynamique, les instabilités aérodynamiques et de Rayleigh ainsi que le vent ionique modifient le champ de vitesse local de l'écoulement réactif, ce qui augmente la turbulence de l'écoulement et améliore le mélange [42].

Dans la suite des travaux de Evans et al. [75], et afin d'investiguer l'effet aérodynamique, des études antérieures présentées par Lambert et al. [57] ont mis en évidence qu'une décharge nanoseconde répétitive pulsée créée en amont de la flamme plate laminaire prémélangée était capable de provoquer un déplacement de la flamme vers le brûleur (Figure 18 (à gauche)). En étudiant l'écoulement réactif par vélocimétrie par image de particules (PIV), les résultats ont révélé que le plasma crée une zone d'écoulement à faible vitesse en amont de la flamme, ce qui provoque son déplacement (Figure 18 (à droite)). Par conséquent, d'un point de vue dynamique, le plasma accroît considérablement la stabilité des flammes.

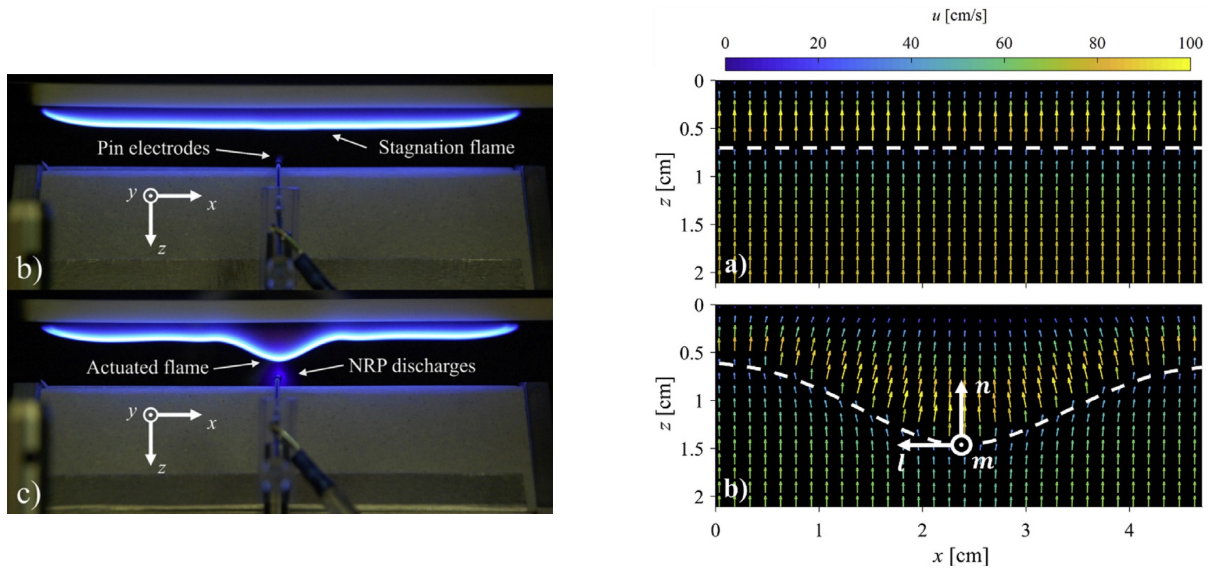


Figure 18 : Photographie comparative d'une flamme plate avec c) et sans plasma b) (à gauche), et représentation du champ de vitesse de la flamme avec b) et sans plasma a) à 9,5 kV et 3 kHz (à droite). (Issue de [57]).

Dans une étude effectuée par Cessou et al. [49] portant sur la stabilité d'une flamme liftée turbulente assistée par un champ électrique (DC). Les résultats de cette recherche ont mis en lumière une stabilisation significative de la flamme liftée, avec notamment une réduction de la hauteur du lift en présence d'un champ électrique DC (Figure 19 (a)). Des mesures couplées PIV et LIF (OH et acétone) ont montré que sous la flamme, les champs de vitesse et de fraction de mélange sont modifiés en présence du champ électrique, la vitesse moyenne de l'écoulement diminue de 1,4 à 0,6 m.s^{-1} , en outre, la flamme arrive à supporter des gradients de fraction de mélange plus élevés (Figure 19 (b & c)). Les auteurs ont attribué l'effet de la décharge sur la flamme au vent ionique et donc à une amélioration par voie dynamique de cette combustion assistée par plasma.

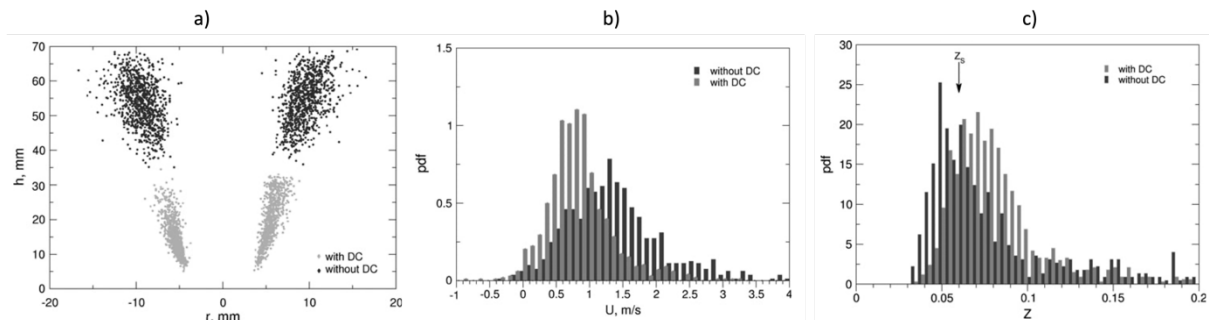


Figure 19 : a) Diagramme de dispersion de la position instantanée de la base de la flamme, b) Diminution de la vitesse axiale conditionnée à la base de la flamme, c) Décalage de la fraction de mélange devant la base de la flamme, (sans et avec champ électrique), (issue de [49]).

Étant donné que ces trois voies d'amélioration sont intrinsèquement liées, des expériences bien contrôlées sont nécessaires pour isoler et comprendre clairement les mécanismes physiques et chimiques de base associés. Une classification en ordre d'importance dépend du type de plasma, par exemple, l'amélioration par voie thermique est importante dans les plasmas thermiques (plasma d'arc), où l'apport d'enthalpie fait augmenter la température du mélange au-dessus de 6 000 K dans certaines conditions.

a) Focus sur trois dispositifs de décharges non thermiques pour le contrôle de la combustion

La combustion assistée par plasma est un domaine très étudié encore aujourd'hui et constitue un enjeu industriel majeur. Grâce à ces avantages, différents types de plasma non thermique à l'exception des jets de plasma, ont été appliqués dans de multiples études pour contrôler diverses flammes. Au-delà des principales voies d'action résumées ci-dessus, nous proposons ici de mettre en lumière les principales conclusions issues de quelques-unes de ces études par l'emploi de trois dispositifs de décharges

Arc glissant

Récemment, les études de l'allumage et de la combustion assistée par plasmas pour assurer le fonctionnement des futurs moteurs dans l'aviation supersonique connaissent un essor important. Il s'agit d'optimiser l'allumage, en assurant la stabilité de la flamme ainsi que le contrôle de sa température au sein de ces plages de fonctionnement extrêmes (des nombres de Mach très élevés). Dans cette optique, Leonov et al. [77] ont développé un dispositif expérimental de combustion supersonique assistée par plasma en intégrant des électrodes pour générer des décharges en courant continu DC, similaires à l'arc glissant derrière une cavité en marche arrière dans des mélanges H_2 -air et C_2H_4 -air (Figure 20). La dynamique de la décharge dans cet écoulement a été explorée pour analyser le contrôle de la combustion à grande vitesse. Il a été observé qu'avec l'injection d' H_2 , la combustion a lieu dans la cavité ainsi que dans la couche de cisaillement. Pour C_2H_4 , la combustion n'a été détectée que dans la cavité. Les auteurs ont en outre mené des expériences avec une modification de la position des électrodes dans la configuration expérimentale [78]. Il a été constaté que la flamme ne pouvait exister qu'en présence du plasma.

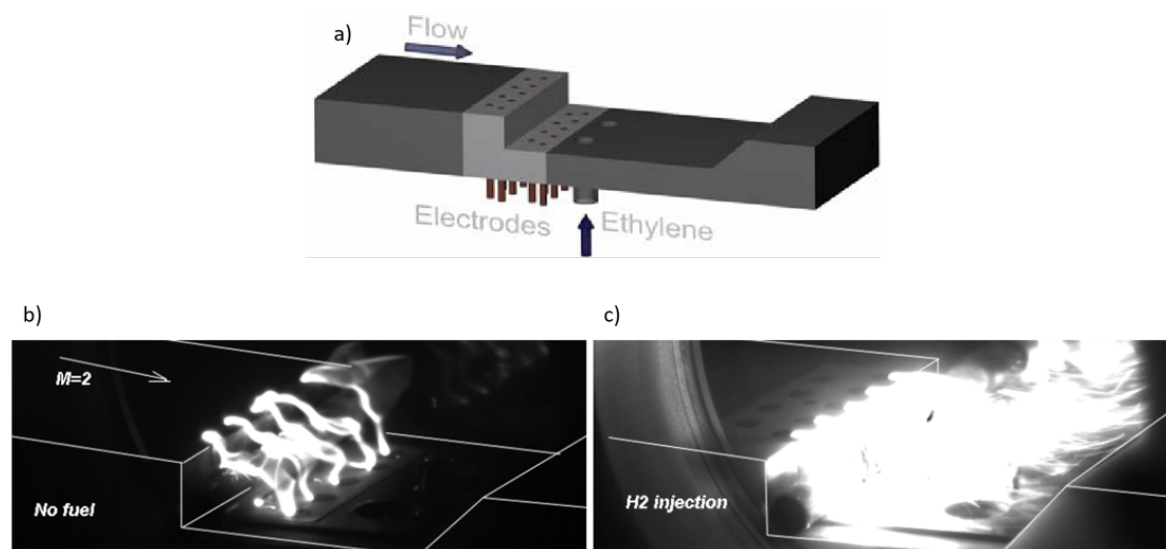


Figure 20 : a) Schéma de la configuration expérimentale et de la disposition des électrodes, b) Décharge sans injection de carburant, c) interaction de décharge avec l'injection d' H_2 , (issue du de [77]).

Récemment, des expériences ont été menées par He et al. [68] (Figure 21), pour étudier l'effet d'un arc glissant sur les performances d'extinction d'une flamme pauvre dans une chambre de combustion aéronautique à différentes vitesses d'écoulement d'air. Les expériences montrent qu'en présence d'arc glissant, la propagation de la flamme est accélérée dans la zone de combustion, ce qui favorise le maintien de la flamme avec une extension de la limite d'inflammabilité de 8,3%, 12,4%, 12,8% et 25%, respectivement, lorsque la vitesse d'air d'admission varie de 60 m.s⁻¹ à 120 m.s⁻¹.

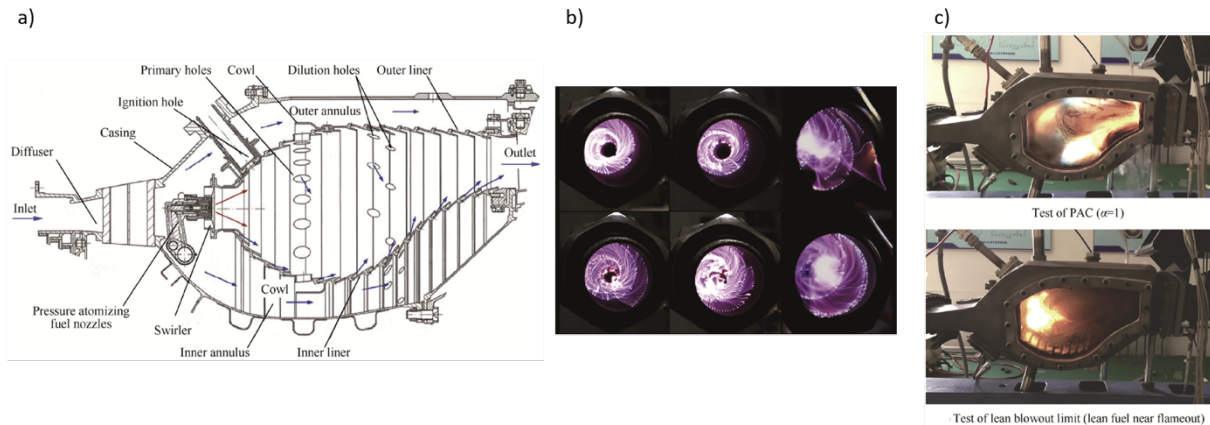


Figure 21 : a) Schéma de la chambre de combustion, b) Photographie de la décharge, c) test de la limite d'extinction d'une flamme pauvre (issue de [68]).

La Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)

Criner et al. [79] ont mené une étude sur la stabilité d'une flamme liftée turbulente assistée par une décharge à barrière diélectrique (DBD). Ils ont utilisé une configuration d'électrode dite « fil-fil », placée au-dessus du brûleur, pour générer la décharge. Le combustible utilisé dans leur expérience est le propane, injecté à une vitesse de 22,5 m/s. L'objectif principal de l'étude était de visualiser et analyser le comportement de la flamme en l'absence et en présence de la décharge électrique, opérant à une fréquence de 200 Hz et une tension de 20 kV. Les observations ont révélé une stabilisation notable de la flamme liftée, en particulier une réduction de la hauteur du lift en présence de la décharge (illustrée à la Figure 22). L'effet de la DBD sur la stabilité de la flamme n'était pas limité à une simple réduction de la hauteur du lift. En étudiant le comportement de la flamme sous différentes conditions de mélange (propane pur et mélanges propane-air), ainsi que sous différentes vitesses d'injection, Criner et al. ont observé une extension significative des limites d'inflammabilité.

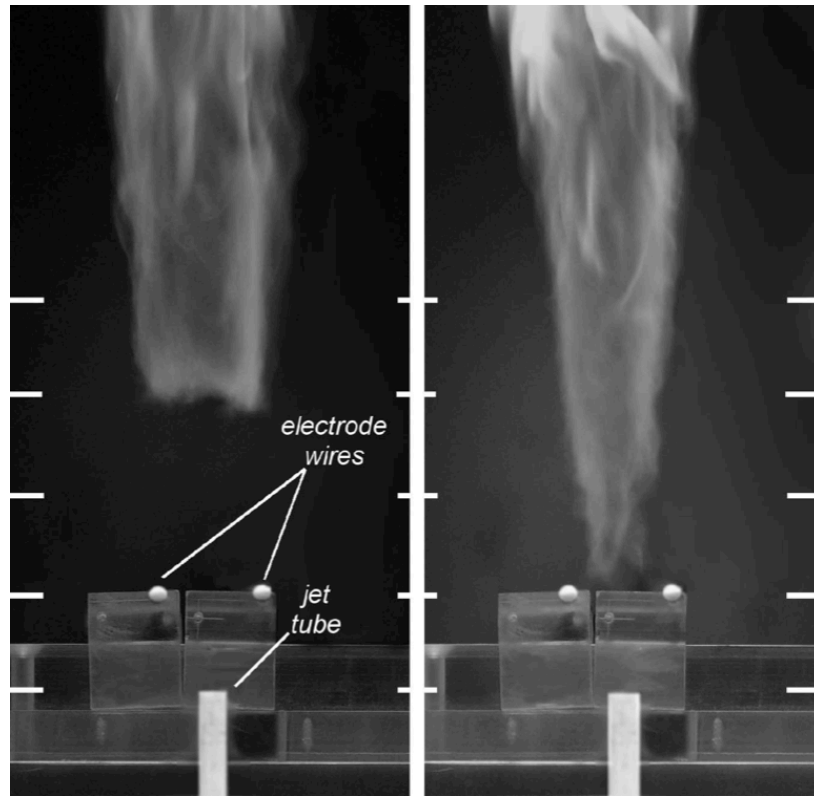


Figure 22 : Photographie de la flamme sans décharge (à gauche) et avec décharge (à droite), pour une vitesse de sortie de $22,5 \text{ m.s}^{-1}$, (une graduation = 20mm), (issue de [79]).

Mintoussov et al. [80] utilisent une DBD nanoseconde pulsée (77ns, 1200 Hz, 25 kV, 9W) pour étudier les caractéristiques d'une flamme pré mélangée propane-air. Les auteurs démontrent expérimentalement qu'avec un plasma, la vitesse de la flamme est augmentée par un facteur 2, tout en étendant également la limite de soufflage (Figure 23 (a)). En procédant par des mesures de spectroscopie d'émission optique de la flamme, de la décharge et de la flamme assistée par la décharge, une production efficace d'espèces excitées due au plasma a été observée (Figure 23 (b)). Les auteurs affirment par mesure d'émission de la molécule OH dans la flamme avec et sans plasma, que l'oxygène atomique apportée par le plasma semble être le principal responsable de cette accélération de vitesse (Figure 23 (c)).

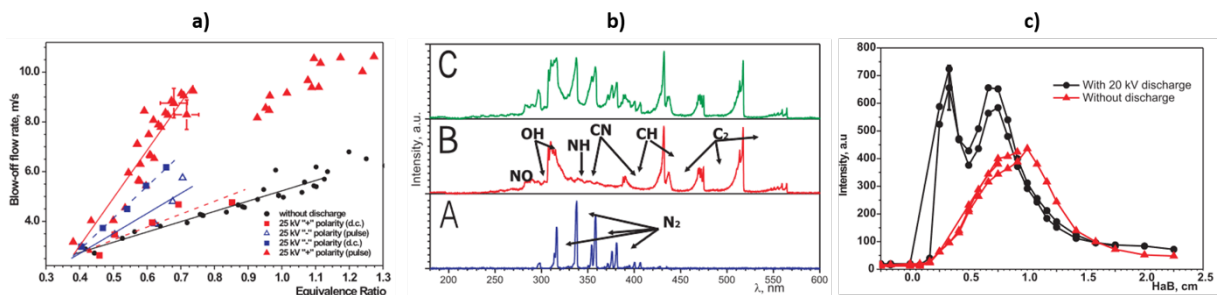


Figure 23 : Contrôle d'une flamme propane-air par une décharge nanoseconde. a) Vitesse de la flamme avec différents paramètres de décharge et sans décharge. b) Spectre des espèces : (A : la décharge) ; (B : la flamme) et (C : la flamme assistée par la décharge). c) Émission de la molécule OH dans la flamme avec et sans plasma (issue de [80]).

D'autres comme Matsubara et al. [81] ont évalué un nouveau système d'allumage du carburant hydrogène en combinant un dispositif de décharge DBD à une torche à jet de plasma dans un écoulement supersonique. Le dispositif DBD, qui génère un plasma hors d'équilibre (10 W) et

la torche plasma, qui injecte un jet de plasma à l'équilibre (puissance considérablement supérieure à celle de la torche de plasma), ont été installés sur la paroi inférieure de la chambre de combustion (Figure 24). Le test d'allumage de l'hydrogène injecté perpendiculairement dans un écoulement d'air supersonique (Nombre de mach $Ma = 2$) a été réalisé sous le fonctionnement simultané du dispositif DBD et d'une torche plasma. Cette expérience suggère que les délais d'auto-inflammation de l'hydrogène sont réduites par l'utilisation de décharges DBD seul. Les auteurs ont expliqué cette observation par l'effet de l'ozone (O_3) généré par la décharge DBD. L'ozone qui a une durée de vie beaucoup plus longue que les autres espèces, accélère la réaction d'allumage d'un mélange H_2 -air. Cependant, la vérification de l'existence de l'ozone n'a pas été effectuée.

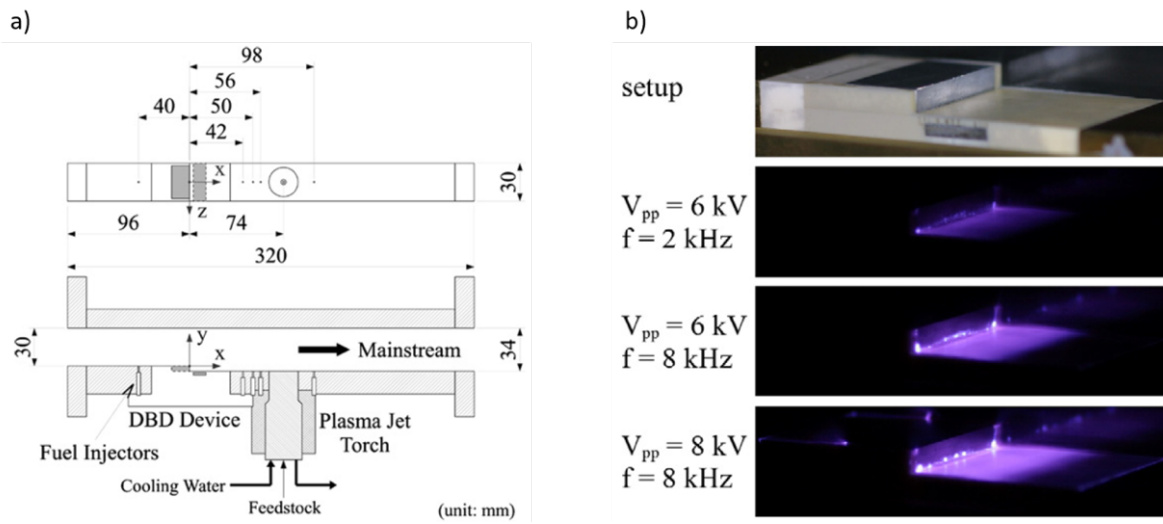


Figure 24 : a) Schéma de la section d'essai avec DBD et torche à jet plasma, b) Photographies du plasma DBD en écoulement supersonique $Ma = 2$, (issue de[81]).

Décharge nano-impulsionnelle

Galley et al. [66] applique ce concept sur un brûleur coaxial pour contrôler la combustion d'un pré mélange propane-air. L'anode de la décharge nano-impulsionnelle utilisée est placée au milieu du conduit, en vis-à-vis de l'accroche flamme qui devient la masse (Figure 25 (a)). La décharge agit sur les gaz en recirculation derrière l'accroche flamme, et parvient à abaisser les seuils des différents régimes de flammes. Sans plasma, et pour une richesse inférieure à 0,8 où la vitesse des gaz est importante, le front de flamme est instable et peut éventuellement s'éteindre. Avec plasma, l'oxygène atomique créé dans la zone de recirculation, conduit à une réaction qui abaisse les seuils de transition vers les domaines d'extinction. Avec l'augmentation de la fréquence de répétition, en rapport avec le temps de séjour derrière l'accroche flamme, le plasma possède des régimes qui parviennent à dissocier les molécules de carburant. En effet, en présence du plasma, une grande quantité de OH^* a été détectée et les résultats sont présentés dans la Figure 25 (b).

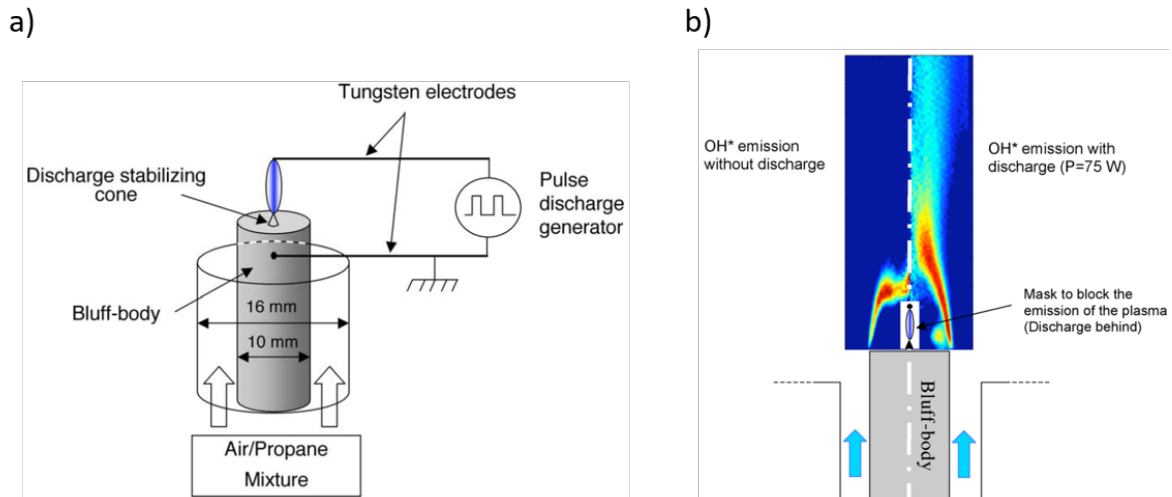


Figure 25 : a) Schéma de brûleur coaxial de D. Galley [66], avec les électrodes de décharge, b) Comparaison de l'émission de OH (A-X) de la flamme ($\Phi = 0.83$, $P_{\text{flamme}} = 12,5 \text{ kW}$, $P_{\text{plasma}} = 75 \text{ W}$), (issue de [66]).

La combustion assistée par plasma hors-équilibre tire également son origine de perspectives pour l'aéronautique. L'idée de base est de maintenir une flamme stable dans des conditions pauvre en carburant. Dans cette optique, Barbosa et al. [82] étudièrent le domaine de stabilisation d'une flamme pré mélangée swirlée propane-air dans un brûleur à deux étages (40 m.s^{-1} , 52 kW) (Figure 26 (a)), par des décharges nanoseconde pulsées (30 kV, 30 kHz, 350 W) (Figure 26 (b)). Au travers de la Figure 27, l'auteur explique parvenir à stabiliser la flamme en consommant moins du carburant. En effet, l'apparition d'extinctions de la flamme est observée lorsque la richesse est de 0,41, alors qu'avec plasma les limites de stabilisation de la flamme sont réduites à une richesse de 0,13. Ainsi, la décharge de plasma a considérablement étendu la limite d'inflammabilité de la flamme à de faibles richesses, en utilisant une faible quantité d'énergie (d'environ 1% de la puissance de la flamme). Il en résulte un élargissement conséquent de la zone où la combustion est possible.

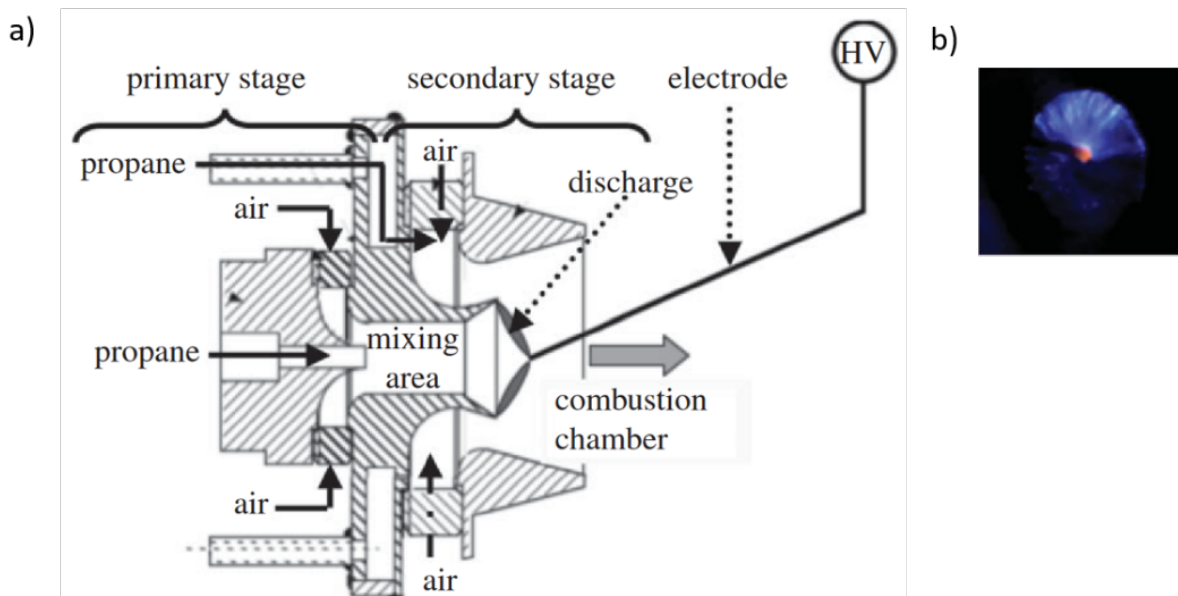


Figure 26: a) Schéma de la configuration expérimentale et l'emplacement des électrodes, b) Photographie de la décharge (issue de [82]).

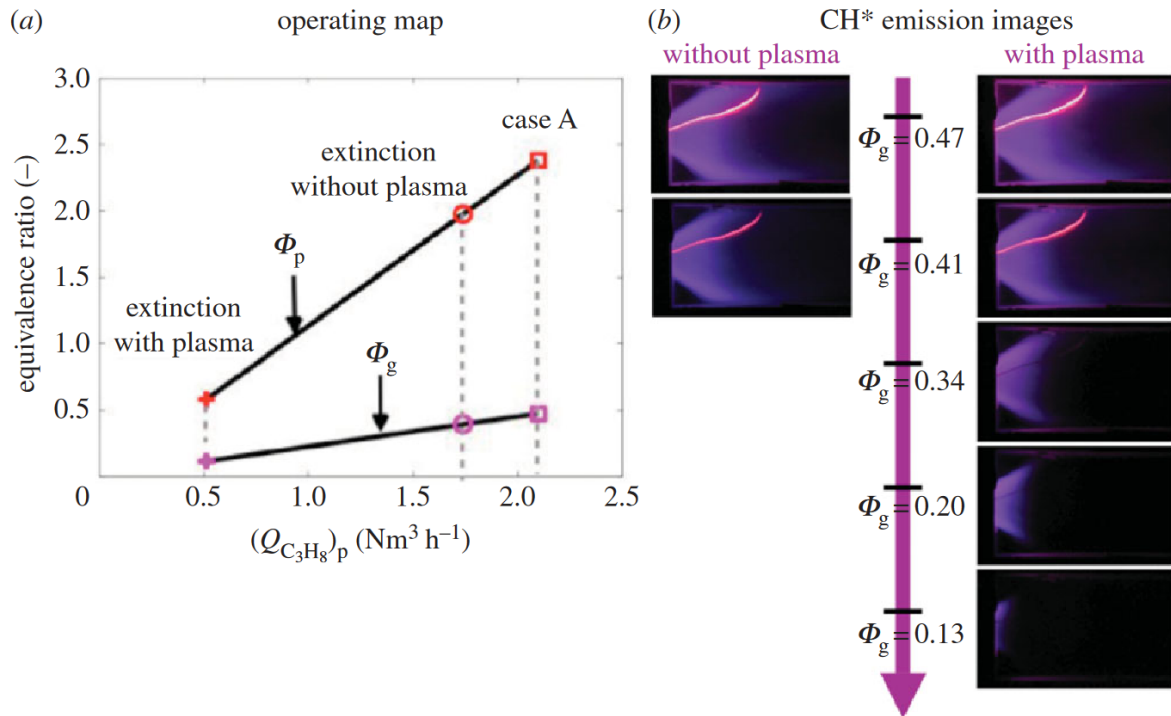


Figure 27 : a) domaine de stabilisation de la flamme, b) émission du CH^* (Le filament brillant visible sur les photos c'est l'anode chauffée par la flamme), (issue de [82]).

Une large variété de combustibles a été étudiée à la fois dans le cas des flammes prémélangées ou non prémélangées en fonction de la richesse, du taux de répétition des impulsions et de la puissance déposée dans la décharge plasma. Ces publications suggèrent que le plasma est prometteur pour les systèmes de combustion, affecte la géométrie de la flamme, améliore la stabilisation des flammes pauvres, réduit le délai d'allumage [64], étend les limites d'inflammabilité [42] et augmente la vitesse de combustion [83]. Pour une description exhaustive des études concernant la combustion assistée par plasma, le lecteur pourra consulter les articles de revue de Ju et al.[42] ; Starikovskaia et al. [43]; Starikovskiy et al. [44].

En résumé, les études expérimentales réalisées se sont focalisées sur la réponse de la flamme à différents types de plasma et ont été limitées à l'analyse des aspects géométriques de la flamme. Cependant, à notre connaissance, aucune étude n'a encore exploré la structure et le comportement du front de flamme en présence d'un jet de plasma froids. Cette absence d'analyse représente une opportunité unique d'approfondir notre compréhension des interactions entre les jets de plasma et la combustion. L'objectif global de cette thèse est donc d'intégrer un multijets de plasma froid d'hélium dans un brûleur et de traiter les gaz frais en amont de la flamme. En procédant à cette intégration, nous visons à étudier dans un premier temps l'interaction entre un multijets de plasma à base d'hélium et un écoulement non réactif puis dans un second temps l'interaction d'un multijets de plasma à base d'hélium avec un écoulement réactif en amont de la flamme. Ce travail permettra d'explorer, pour la première fois, les possibilités offertes par ce nouveau type de plasma pour améliorer la stabilité des flammes. En mettant l'accent sur l'effet des jets de plasma sur des flammes, cette recherche pourrait ouvrir la voie à une application innovante des jets de plasma dans le domaine de la combustion.

Chapitre II : Présentation du dispositif expérimental et des diagnostics de mesures

Ce chapitre est dédié à la description du dispositif expérimental et des diagnostics de mesures utilisés pendant cette thèse. Dans un premier temps, la génération des jets de plasma et le brûleur sont présentés. Dans un second temps, nous détaillons les différentes techniques de mesures utilisées pour la caractérisation du multijets et de la flamme. Les outils de diagnostic sont répartis en deux catégories :

- Électrique :
Cette section couvre la mesure des paramètres électriques tels que la tension, le courant et la fréquence des impulsions appliquées.
- Optique :
Il sera présenté la visualisation de la flamme pour évaluer la localisation spatiale du front de flamme. À ce propos un script a été développé. La méthodologie de post-traitement et analyse de diverses images de flamme en utilisant le logiciel MATLAB est décrit en détail. Ensuite la spectroscopie d'émission intégrée en temps de la flamme et du multijets plasma a été menée. Pour cela, l'émission lumineuse a été collectée par une fibre optique à différentes positions pour couvrir une zone de visée d'intérêt. L'accent a été également mis sur une étude pour caractériser la dynamique de propagation du plasma par l'émission lumineuse avec imagerie ICCD. Enfin, la visualisation de l'écoulement à la sortie du brûleur par Schlieren est présentée.

1 Présentation du dispositif expérimental

1.1. Configuration du plasma

Dans ce travail de recherche, nous avons utilisé un jet ou des multijets de plasma à base d'hélium à la pression atmosphérique et à la température ambiante. Ce dispositif a été développé en prenant comme base les systèmes produisant des jets déjà utilisés par l'équipe plasma médecine du GREMI pour des applications biomédicales telles que le traitement des tumeurs et la cicatrisation des plaies.

a) Alimentation électrique

La génération du jet de plasma froid à la pression atmosphérique et à la température ambiante repose sur la création d'une décharge électrique dans de l'hélium ou un mélange de gaz à base d'hélium. La haute tension nécessaire pour la génération de la décharge électrique est issue d'une alimentation électrique impulsionnelle. Le schéma de l'alimentation électrique est illustré dans la Figure 28, elle se constitue d'un convertisseur de tension alternative en tension continue, d'un condensateur de décharge (470 nF), d'un interrupteur (transistor IGBT) et d'un transformateur haute tension. C'est une alimentation électrique compacte et aisément transportable, permettant de générer des impulsions de tension positives ou négatives, d'amplitude crête ajustable jusqu'à ± 25 kV, délivrées du régime monocoup jusqu'à 30 kHz. Le choix de la polarité positive ou négative peut être effectué via un sélecteur, l'amplitude maximale et la fréquence de répétition sont aussi contrôlables en façade du générateur.

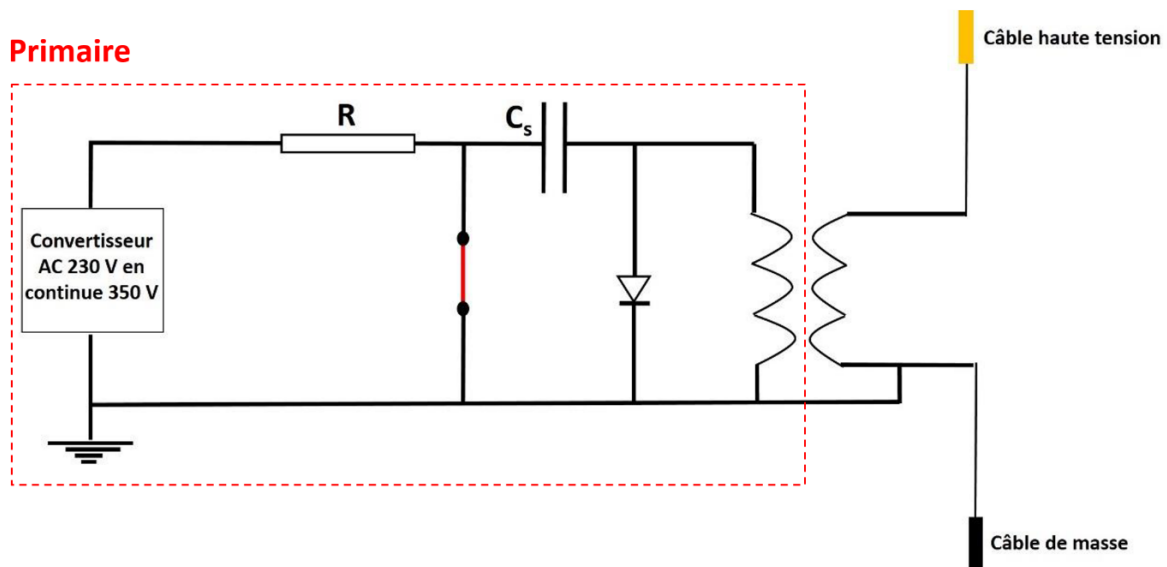


Figure 28 : Représentation schématique de l'alimentation électrique (issue de [22]).

Au cours de la thèse, l'alimentation électrique a été une première fois modifiée pour permettre un pilotage à partir d'un générateur de signaux (signal TTL), puis une deuxième fois, en fin de thèse, pour permettre un pilotage numérique. Elle fournit également un signal de sortie TTL de 5 V qui permet le déclenchement et la synchronisation de la caméra ICCD.

b) Configuration de l'injecteur plasma

La génération du plasma repose sur un système composé d'une alimentation électrique pulsée haute tension, permettant d'initier la décharge électrique dans un injecteur métallique mono-jet, ou multijets. Contrairement aux jets de plasma traditionnels, qui utilisent des tubes en verre (diamètre de 4 mm, débit du gaz entre 1 et 4 L.min⁻¹), ce nouveau dispositif se distingue par l'intégration d'un injecteur métallique.

Intégration d'un injecteur plasma multijets dans un brûleur

Les injecteurs métalliques testés dans cette étude ont été choisis de manière à pouvoir être insérés directement dans le brûleur existant, sans nécessiter de modifications majeures du système de combustion. Différents injecteurs, chacun avec une configuration géométrique distincte, ont été évalués pour leurs performances en termes de génération de plasma et leur impact sur l'amélioration des performances de combustion. Les injecteurs testés sont les suivants :

- Injecteur tube en acier inoxydable monojet à un trou de 2 mm de diamètre.
- Injecteur multijets à 6 trous de 200 µm de diamètre.
- Injecteur multijets à 8 trous de 300 µm de diamètre.

Les injecteurs multijets utilisés dans cette étude sont des dispositifs commerciaux fabriqués par Bosch, généralement conçus pour les moteurs à injection directe. Leurs caractéristiques techniques sont illustrées à la Figure 29 (a & b)), et décrites en détail dans Annexe A. Ces injecteurs, initialement destinés à la pulvérisation fine de carburant, disposent de plusieurs orifices de sortie (voir Figure 29 (b)), inclinés par rapport à l'horizontal. Ces orifices sont percés soit par méthode mécanique, soit par électroérosion (abrasion électrique de particules).

Dans le cadre de cette étude, qui s'éloigne de l'usage traditionnel de ces injecteurs pour la pulvérisation de carburant, des modifications spécifiques ont été apportées pour adapter ces injecteurs à la génération de jets de plasma. En effet, au lieu de concevoir un nouvel injecteur spécialement dédié à cette application, il a été décidé de conserver la structure existante de l'injecteur Bosch et de l'adapter pour répondre à nos exigences expérimentales. Cette approche présente plusieurs avantages, notamment en termes de coût et de temps, nous avons pu bénéficier de la technologie avancée qu'il offre, en particulier pour le perçage de trous à l'échelle micrométrique.

Ainsi, seules les parties essentielles à l'injection d'hélium, telles que le corps principal, et les orifices de sortie sur le dôme rond (voir repères 6 et 7 respectivement sur la Figure 29 (a)), ont été préservées. Par ailleurs, les parties non essentielles, liées à l'injection de carburant, ont été éliminées. Cette simplification facilite les opérations de soudure permettant de le relier à un raccord de type Swagelok, garantissant une connexion étanche au système d'alimentation et de régulation du gaz plasmagène. Grâce à ce système de raccordement, l'injecteur peut être facilement remplacé ou ajusté en fonction des besoins de l'expérience.

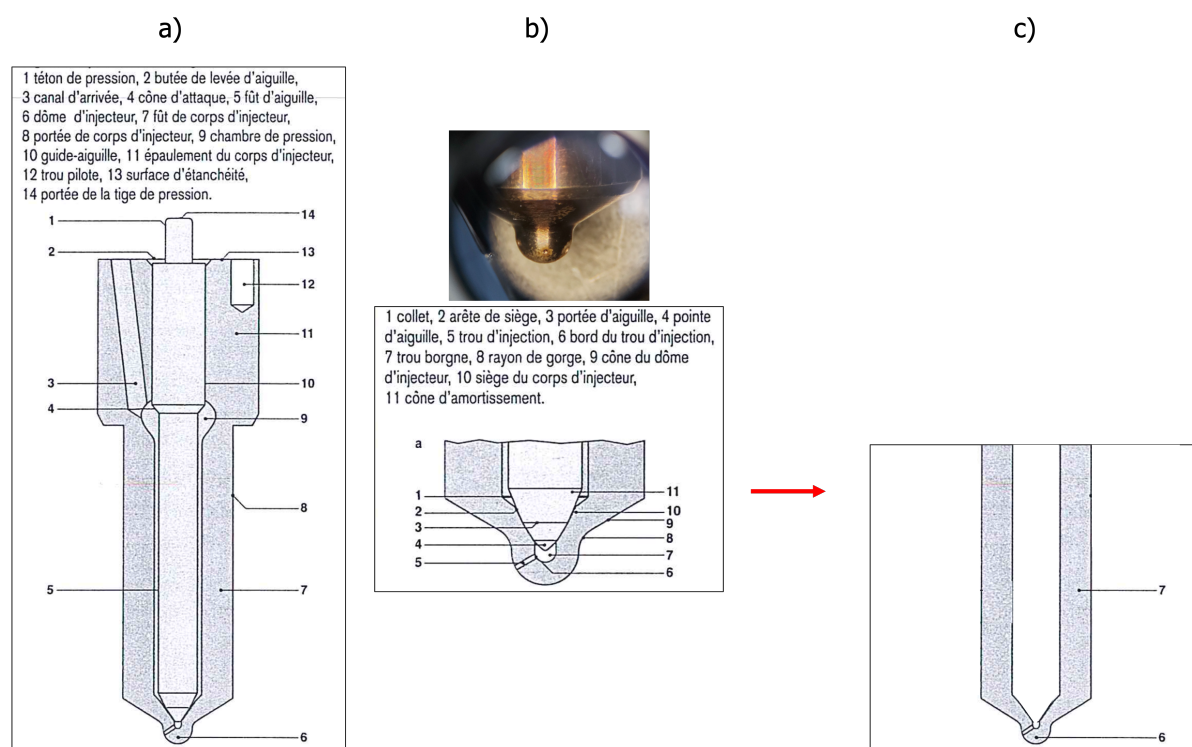


Figure 29 : a) Injecteur à trou borgne Bosch, b) Forme cylindrique avec dôme rond, c) Partie de l'injecteur utilisé pour notre étude. (Issue de la fiche technique des injecteurs Bosch).

La génération de plasma à travers les orifices de l'injecteur nécessite l'application d'une haute tension sur le corps de ceux-ci. Pour éviter toute interférence électrique qui pourrait compromettre le fonctionnement du système, il est important d'isoler électriquement l'injecteur du système d'alimentation et de régulation du gaz plasmagène. À cette fin, un tuyau en téflon établi la connexion entre les débitmètres et l'injecteur. Ce tuyau agit comme un isolant et permet de protéger non seulement les débitmètres contre d'éventuelles décharges électriques, mais aussi l'expérimentateur. Un schéma du dispositif, illustré sur la Figure 30 permet de visualiser l'agencement des composants, y compris l'injecteur, le tuyau souple en téflon, et les connexions au système de régulation.

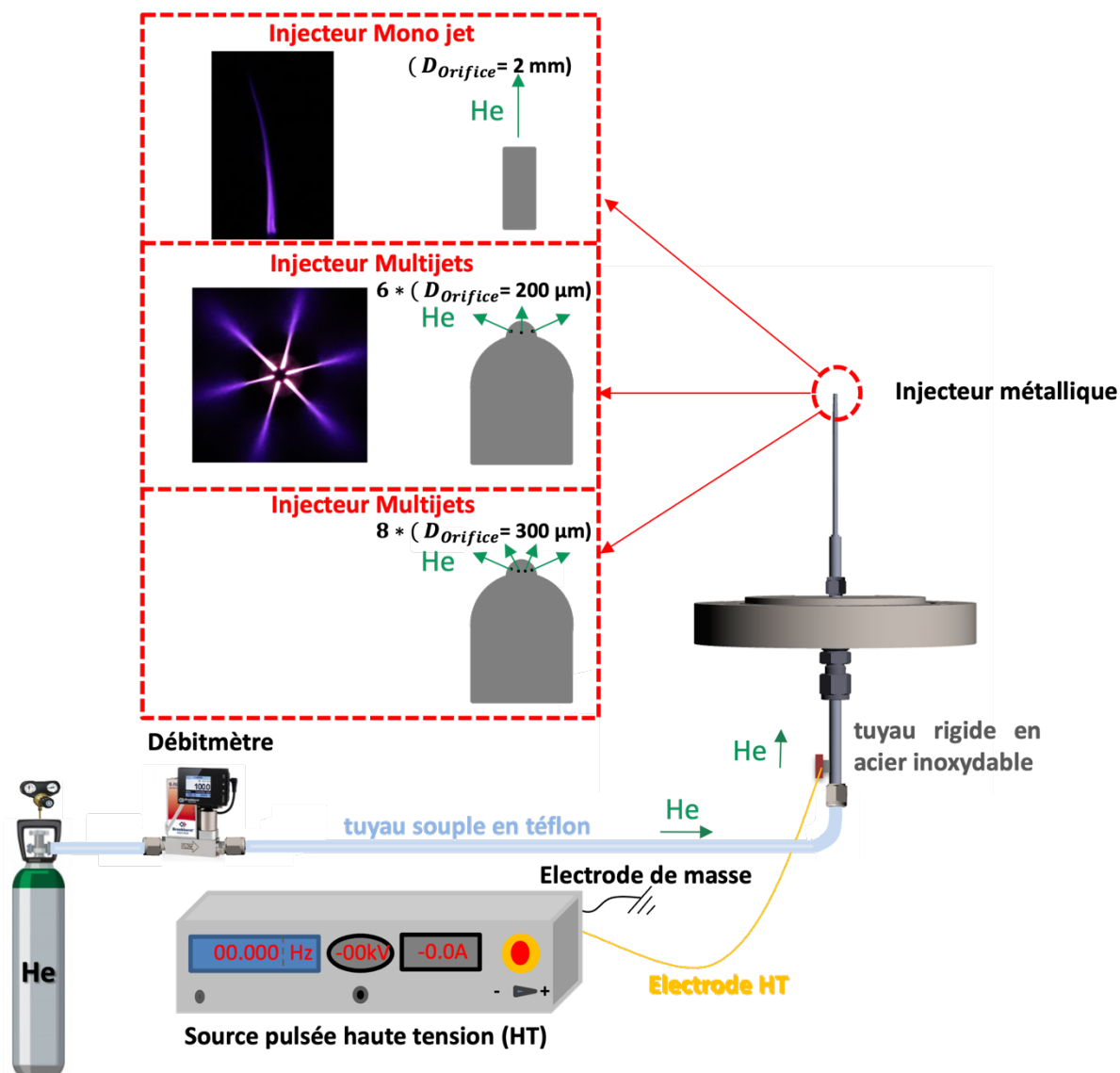


Figure 30 : Banc expérimental pour la génération du plasma mono-jet, et multijets avec une photographie du mono jet & du multijets plasma d'hélium.

L'hélium Alphagaz 1 est le gaz principal utilisé au cours de cette thèse, il provient du circuit de gaz du laboratoire. Des expériences ont également été réalisées en utilisant des mélanges de gaz à base d'hélium (hélium-air, hélium-diazote ou d'hélium-dioxygène). La préparation des mélanges hélium-air, hélium-diazote ou hélium-dioxygène se fait en amont de la décharge, en sortie des deux débitmètres, via une panoplie gaz. Les débitmètres utilisés sont des débitmètres massiques Bronkhorst M20207825 C. Le gaz est acheminé dans l'injecteur, et l'application de la haute tension permet la génération d'un jet, de 6 ou 8 micro-jets de plasmas et de les propager dans l'air ambiant, ou dans un écoulement réactif méthane-air dans le cadre de cette application de combustion assistée par plasma.

Les jets de plasma sont générés en sortie des orifices et se propagent dans l'écoulement d'hélium qui se détend dans l'air ambiant ou dans le mélange air-méthane quand les jets sont intégrés dans le brûleur. Cependant, une remontée du plasma à contre-courant de l'écoulement d'hélium à l'intérieur du tuyau en téflon a été observée, comme cela est déjà connu pour les jets générés dans des capillaires diélectriques, où la propagation du plasma a été mesurée dans le

sens de l'écoulement de gaz plasmagène, mais également à contre-courant. La longueur du tuyau en téflon entre la connexion au débitmètre et l'électrode haute tension est d'environ une cinquantaine de centimètres. Cette longueur a été choisie de manière à ce que le plasma ne puisse pas atteindre le débitmètre pendant sa remontée dans le tuyau [22].

La majorité des travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés en utilisant un injecteur multijets à 6 trous. Il a été choisi pour son aptitude à générer des plasmas qui modifiaient de façon importante la combustion (les détails de ces résultats sont exposés dans les chapitres suivants). Cependant, bien que ces injecteurs soient initialement conçus avec six orifices, il est fréquent que le système ne génère pas toujours six jets de plasma actifs. Cette variabilité s'explique par plusieurs facteurs. Tout d'abord, le plasma a tendance à se former plus facilement dans des conditions favorables. Cela signifie que les variations microscopiques issues du processus de fabrication peuvent entraîner une répartition inégale des jets de plasma. Par exemple, si un orifice est légèrement plus large ou mieux orienté vers la masse que les autres, il favorisera naturellement la formation d'un jet de plasma, tandis que d'autres orifices, moins favorables, pourraient rester inactifs. De plus, les conditions opérationnelles peuvent exacerber ces variations. Bien que la qualité des trous dans un dispositif commercial soit généralement excellente, le positionnement précis des orifices sur l'axe du brûleur peut poser un problème. Une combustion mal stabilisée peut engendrer une remontée de flamme dans le brûleur, ce qui affecte le fonctionnement des jets de plasma. De plus, des résidus ou dépôts peuvent s'accumuler au niveau de certains orifices au fil du temps, réduisant leur efficacité et empêchant la formation d'un jet de plasma actif.

1.2. Configuration du brûleur

Nous avons utilisé deux configurations du brûleur :

- Un brûleur de type bec bunsen.
- Un brûleur de type bec bunsen avec une plaque d'arrêt.

a) Brûleur type bec bunsen

Les expériences ont été réalisées avec un brûleur type bec bunsen. Ce brûleur précédemment utilisé par Bouvet. N [36] et Bariki. C [37] durant leurs thèses de doctorat, est représenté schématiquement dans la Figure 31. Pour réaliser des expériences de combustion, le mélange réactif utilisé pour générer la flamme est issu d'un mélange de gaz. Celui-ci est la combinaison, via un mélangeur de gaz, de l'air en provenance du circuit d'air comprimé du laboratoire et du méthane qualité ALPHAGAZ 1 (Air Liquide), provenant d'une bouteille de 20 litres à haute pression (B20, 175 bars à 15°C) située dans la salle d'expérience. Le mélange réactif est introduit dans le brûleur par l'entrée « écoulement réactif », et accéléré dans une section convergente caractérisée par un diamètre de sortie de 15 mm (D). À la sortie du brûleur, l'écoulement a un profil de vitesse relativement uniforme au centre du jet et chute brusquement aux bords. Ce type de profil est communément appelé profil "top-hat" en raison de sa forme caractéristique qui rappelle un chapeau haut de forme (Figure 32) [36]. La flamme résultante est une flamme conique.

Pour éviter les perturbations externes et améliorer la stabilité de la flamme lorsque celle-ci est particulièrement sensible, un coflow coaxial laminaire d'azote peut être employé via l'entrée « coflow ». Cependant, dans le cadre de cette étude, cette option n'était pas nécessaire et n'a donc pas été utilisée.

Pour satisfaire la sécurité de l'expérimentateur, assurer un fonctionnement pratique et flexible de l'installation, une centrale autonome de détection de gaz avec alarmes intégrées est installée dans la cellule d'essai (cage de faraday) des expériences pour la surveillance en continu du taux d'oxygène, et du méthane dans l'air.

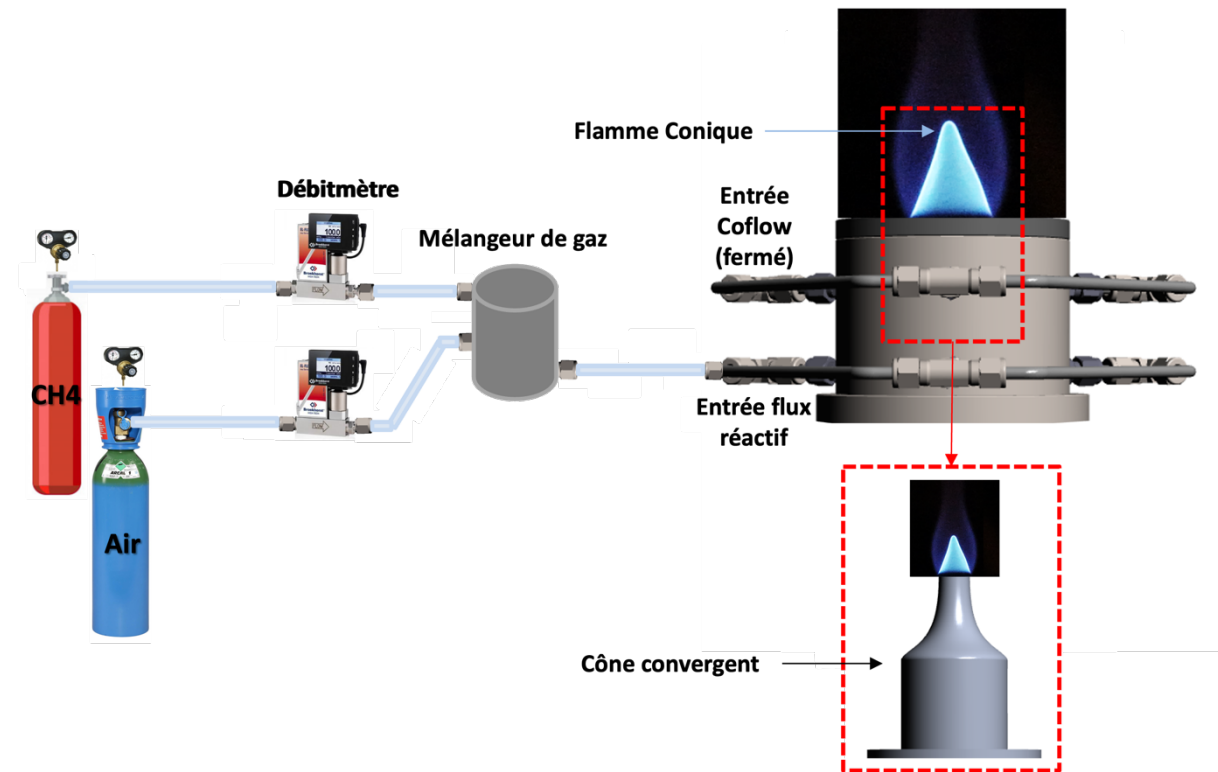


Figure 31 : Banc expérimental de la combustion où sont présents le brûleur ainsi que son cône convergent, un mélangeur de gaz et l'ensemble des connectiques gaz.

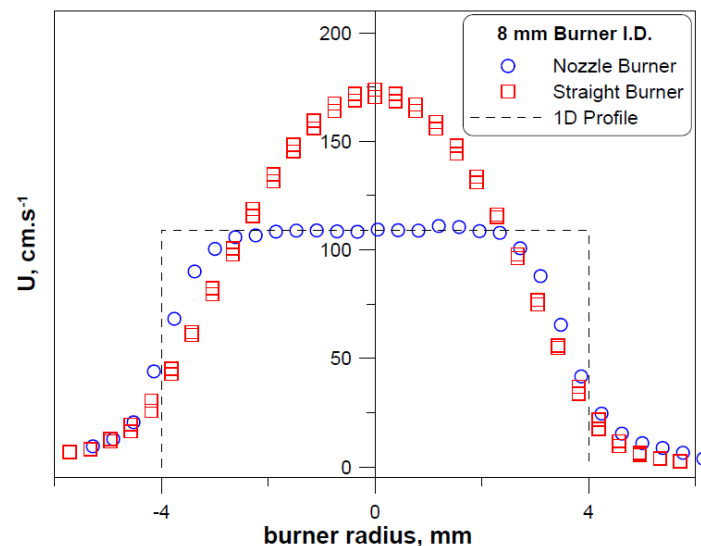


Figure 32 : Profil de vitesse d'écoulement d'air à 3 mm au-dessus de la sortie du brûleur (débit d'écoulement d'air = 3.18 l.min^{-1}), issue de [36] brûleur à buse (bleu) brûleur droit (rouge), et le profil de vitesse théorique 1D (les lignes pointillées) sont ajoutés à des fins de comparaison.

b) Brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus (brûleur à jet impactant).

Dans la configuration du brûleur décrit dans la section précédente, une plaque plane a été placée au-dessus afin de créer une flamme plate. La Figure 33 présente un schéma de cette configuration. Le mélange réactif est accéléré dans la section convergente caractérisée par un diamètre de sortie de 15 mm (D), et impacte ensuite une plaque d'arrêt en acier inoxydable ayant une épaisseur de 10 mm, est fixée sur 3 piliers en acier inoxydable. La distance entre le brûleur et la plaque a été fixée à 25 mm (L), étant donné qu'un rapport L/D supérieur à l'unité est recommandé pour stabiliser des flammes suffisamment loin de la plaque [37], [36]. À la sortie du brûleur, le mélange réactif présente un profil de vitesse de type plateau (Figure 34) [36]. La flamme résultante est une flamme plate.

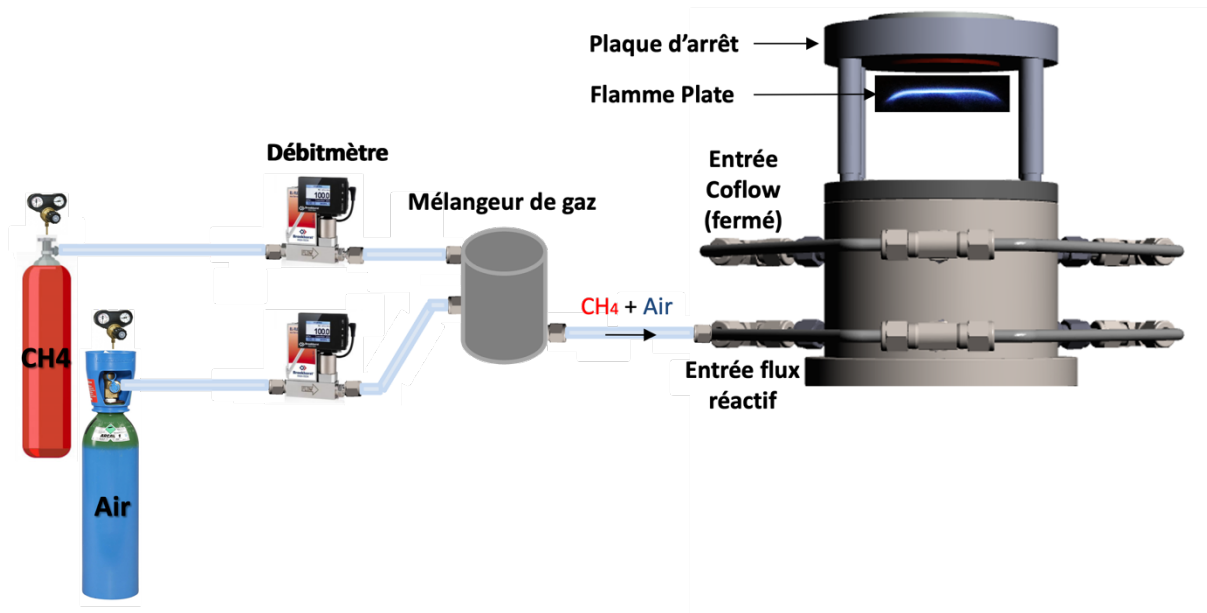


Figure 33 : Banc expérimental de la combustion où sont présents le brûleur avec une plaque plate au-dessus.

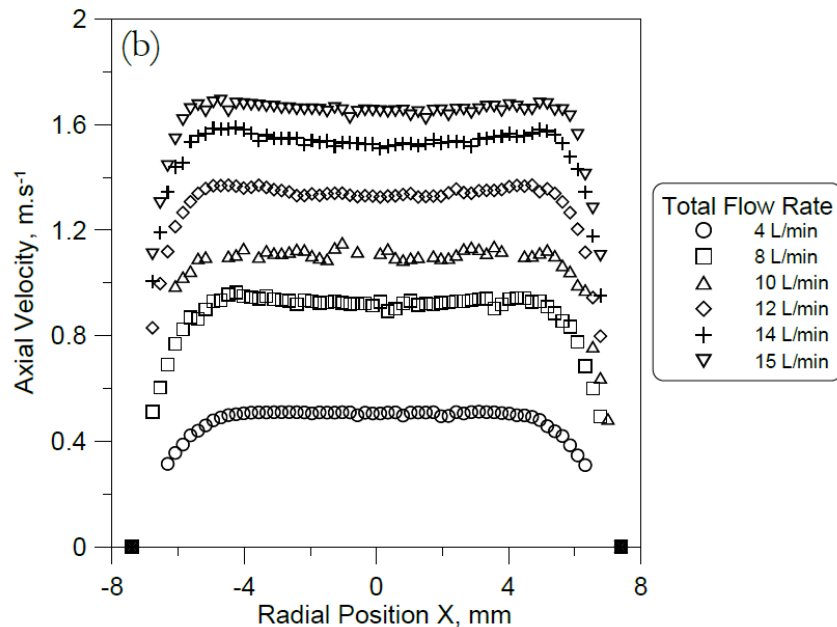


Figure 34 : Profil de vitesse à froid à 1 mm au-dessus de la sortie du brûleur (à différents débits d'écoulement du N_2 , (Diamètre de la buse de sortie = 15mm), issue de [36].

1.3. Couplage Brûleur- Injecteur Plasma

Deux configurations du dispositif d'étude ont été utilisées :

- Dispositif du brûleur type bec bunsen couplé à un injecteur Mono-jet.
- Dispositif du brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus couplé à un injecteur Mono / Multijets.

a) Dispositif du brûleur type bec bunsen + Injecteur Mono-jet.

La Figure 35 représente le couplage d'un brûleur de type bec Bunsen avec un injecteur monojet. Cette configuration vise à étudier l'effet d'un jet de plasma sur une flamme conique. L'installation sans les diagnostics, comprend principalement un brûleur type bec bunsen, un injecteur monojet, une panoplie d'alimentation en gaz et l'ensemble des connectiques gaz, et électrique.

Les expériences de la combustion assistée par plasma ont été réalisées avec un brûleur type bec bunsen, à l'intérieur duquel une tige métallique servant d'injecteur plasma est reliée à un tube par lequel le gaz servant à allumer un jet de plasma est acheminé. L'injecteur est relié à la haute tension et le corps du brûleur est relié à la masse, le tout est raccordé à une alimentation électrique délivrant des pulses de tension positives ou négatives de l'ordre de $3\ \mu\text{s}$ de durée. Les paramètres électriques contrôlables ici sont l'amplitude de la tension de l'impulsion (allant jusqu'à 20 kV) et sa fréquence (allant jusqu'à 30 kHz).

L'injecteur monojet coaxial a un trou de 2 mm de diamètre est positionné à 18 mm au-dessous de la buse de sortie du brûleur (Figure 36). La décharge développe un jet plasma de 2 mm de diamètre, verticalement dans le même sens d'écoulement que le mélange réactif, en interaction avec un écoulement réactif du pré mélange méthane-air.

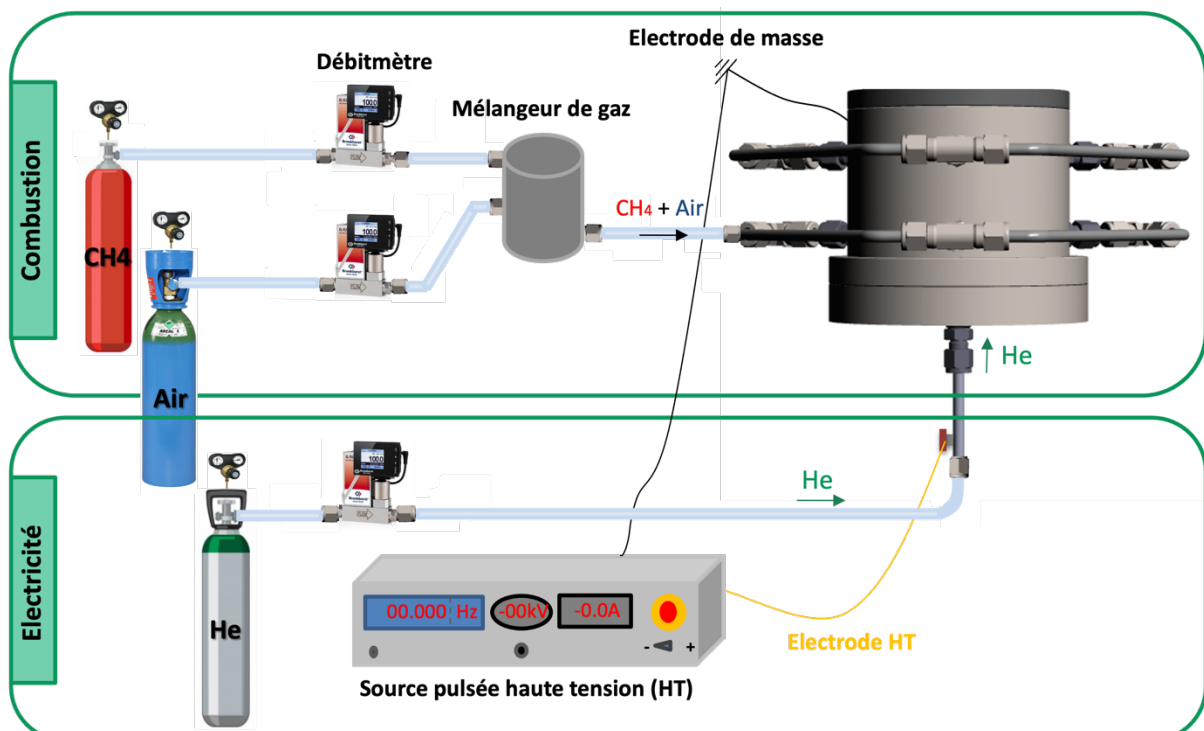


Figure 35 : Banc expérimental de la combustion assistée par plasma où sont présents l'alimentation, un brûleur type bec bunsen, un panneau d'alimentation en gaz et l'ensemble des connectiques gaz, et électrique.

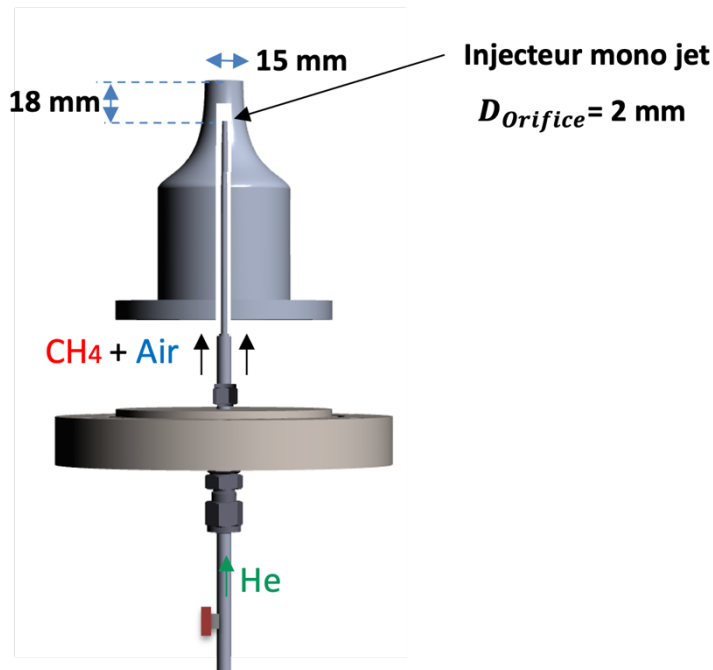


Figure 36 : Intégration de l'injecteur mono jet dans le brûleur.

b) Dispositif du brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus + Injecteur Mono /Multijets.

Le brûleur de type Bunsen, surmonté d'une plaque et couplé à un injecteur, est utilisé pour étudier l'influence du plasma sur une flamme à profil plat. Cette configuration est spécialement conçue pour permettre une analyse détaillée des interactions entre le plasma et la flamme.

Deux types d'injecteurs présentant des différences géométriques ont été testés :

- **Injecteur monojet** : L'injecteur mono-jet à un trou de 2 mm de diamètre est positionné à 18 mm au-dessous de la buse de sortie du brûleur (Figure 37). La décharge développe un jet de 2 mm de diamètre, en interaction avec un écoulement réactif du pré mélange méthane-air.
- **Injecteur multijets** : L'injecteur multijets, comprenant soit 6 trous de 200 µm de diamètre soit 8 trous de 300 µm de diamètre, est positionné à 45 mm au-dessous de la buse de sortie du brûleur (Figure 38). Le choix de cette position est détaillé dans la section 3.2 du chapitre 3. La décharge développe des jets avec un angle de 30° vers le haut par rapport à l'horizontale, en interaction avec un écoulement réactif du pré mélange méthane-air. Cette configuration permet une interaction optimale entre les jets de plasma et l'écoulement réactif du prémélange méthane-air.

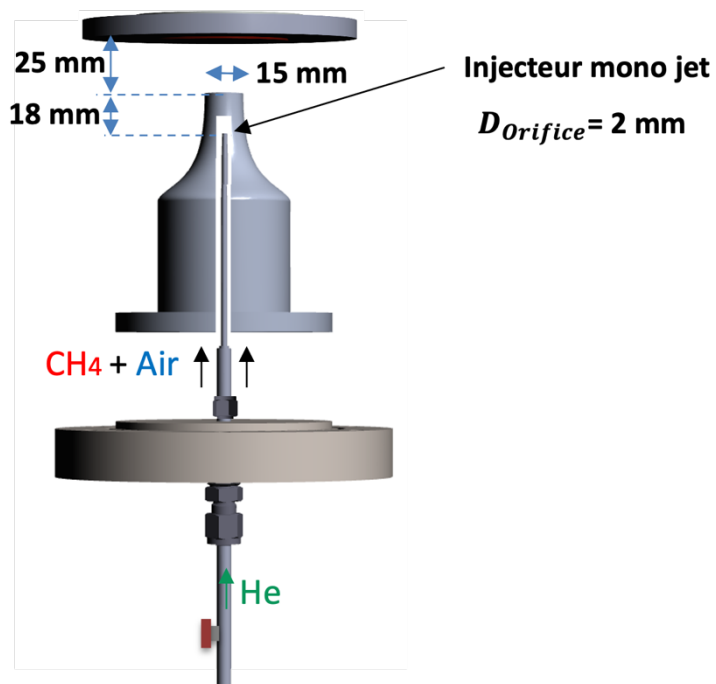


Figure 37 : Intégration de l'injecteur mono jet dans le brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus.

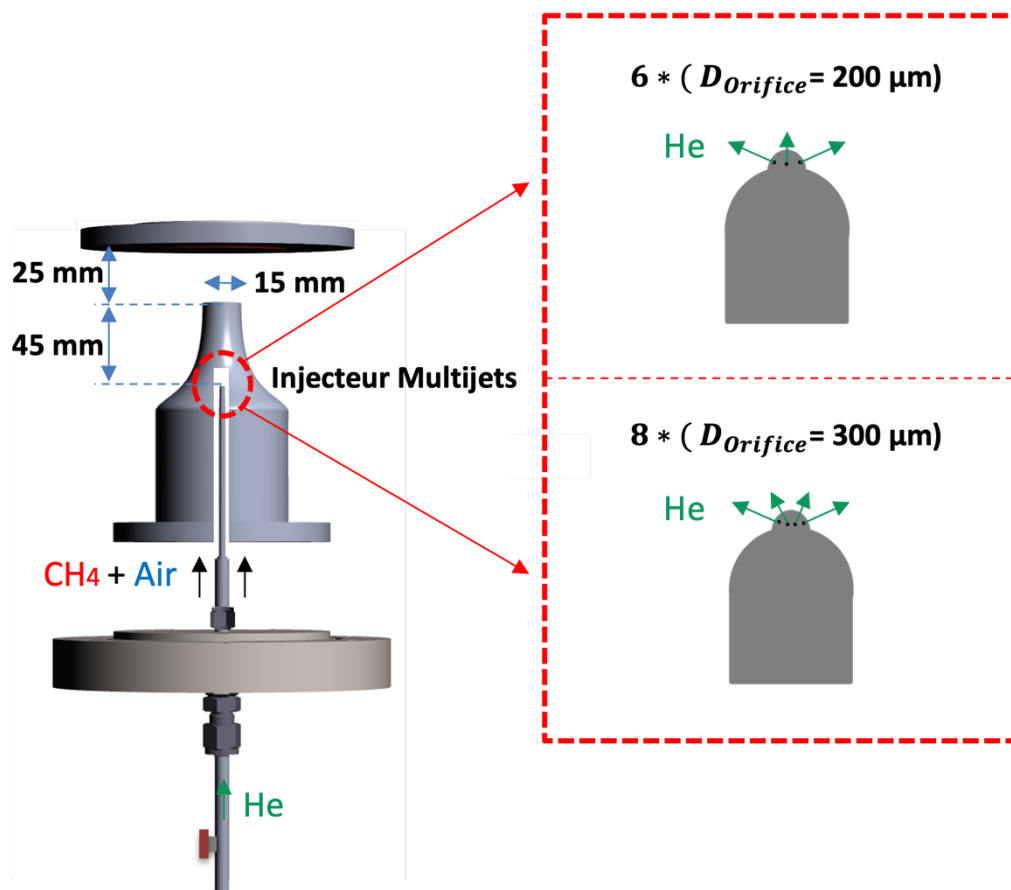


Figure 38 : Intégration de l'injecteur multijets dans un brûleur type bec bunsen avec une plaque au-dessus.

2 Présentation des diagnostics de mesures

La visualisation et le suivi temporel du front de flamme et les caractéristiques du plasma lors de la combustion assistée par plasma ont été réalisés en utilisant différents diagnostics. Cette section va décrire le principe de chaque technique employée.

2.1. Mesures électriques (tension, fréquence)

La tension délivrée par le générateur est mesurée à l'aide d'une sonde haute tension Tektronix P6015A (P6015A 75MHz), connectée à un oscilloscope (Tektronix TDS 3054, 500MHz, 5GS/s). Cette sonde a une impédance de 100 M Ω en parallèle avec une capacité de 3,0 pF. La mesure de tension est effectuée entre l'électrode haute tension (le tube acheminant l'hélium) et la masse. Le signal de tension est ensuite affiché sur l'oscilloscope.

Le profil d'une impulsion de tension négative générée par l'alimentation est représenté dans la Figure 39 caractérisé par une largeur à mi-hauteur de 1,7 μ s. Et un léger rebond positif. Cette forme d'impulsion est restée identique pour tous les résultats présentés dans cette thèse. Elle est propre au générateur électrique utilisé. Elle reste similaire quelle que soit sa fréquence de répétition.

Cette impulsion comprend un front de descente d'environ 1,5 μ s et un temps de retour à une amplitude de tension nulle d'environ 3 μ s. Par la suite, l'impulsion de tension présente une oscillation de polarité positive jusqu'aux environs 20 μ s. Il est à noter que l'impulsion de tension générée présente une amplitude maximale de -25 kV. L'ordre de grandeur de la puissance maximale calculée à une fréquence de 20 kHz, avec une tension de -17 kV est de 2,5 W.

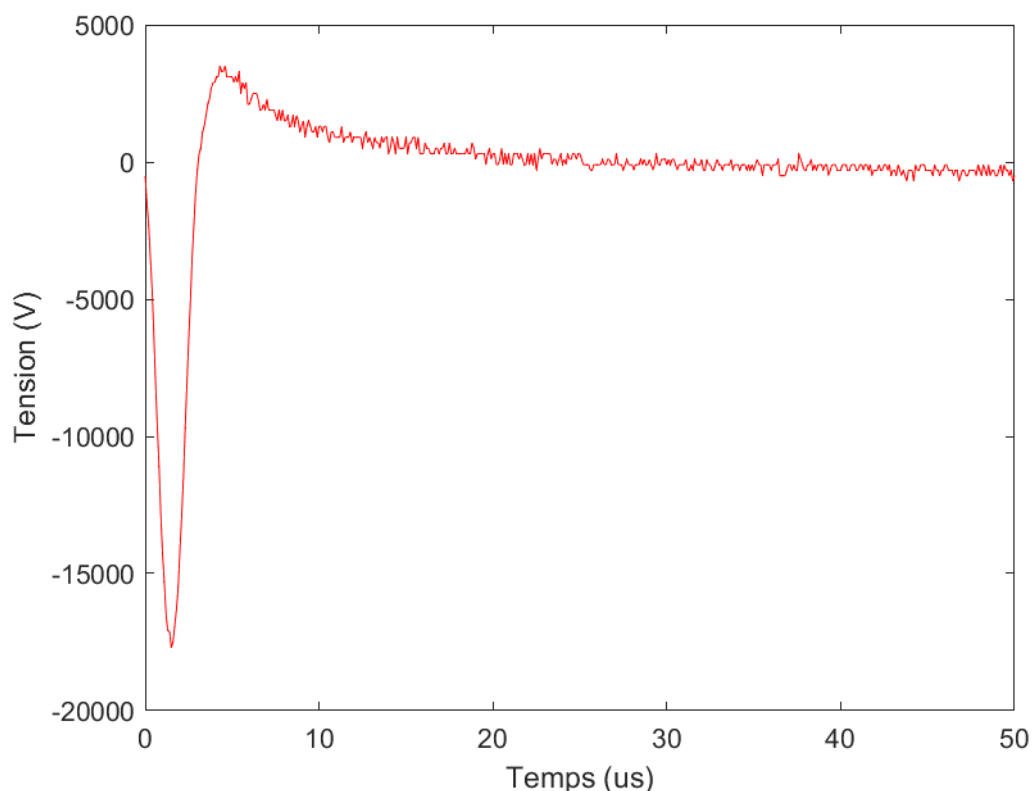


Figure 39 : Évolution temporelle de l'impulsion de tension délivrée par l'alimentation haute tension pulsée ($f = 20$ kHz, $U = -17$ kV).

Un générateur d'impulsion TTL (TGP110 10MHz Pulse Generator, AimTTi) permet le pilotage du générateur haute tension et donc la délivrance d'une série d'impulsions haute tension (Figure 40). Cette capacité de contrôle est importante pour l'étude, car elle permet d'ajuster les conditions expérimentales de manière fine et reproductible. En particulier, le générateur d'impulsions TTL permet de régler le rapport cyclique (TTL Duty Cycle, TTLD). On définit le rapport cyclique (TTL Duty Cycle, TTLD) par la fraction entre le temps d'activation du plasma (t_{ON}) et la période (T), exprimée en pourcentage :

$$TTLD (\%) = \frac{t_{ON}}{T} * 100 \quad (9)$$

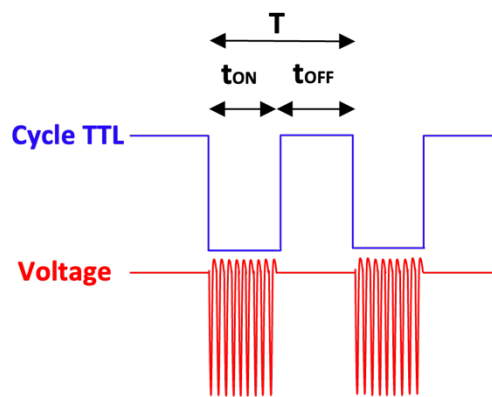


Figure 40 : Contrôle de la délivrance d'une série d'impulsions de tension par un boîtier TTL.

En manipulant le rapport cyclique, on peut ajuster la durée de l'application de la décharge de manière à ce qu'elle corresponde aux besoins spécifiques de l'expérience. Un rapport cyclique (TTLD) de 0% correspond au plasma éteint. Un rapport cyclique (TTLD) de 100% correspond à une utilisation du plasma en mode pulsé « continu ». Entre ces deux extrêmes, le rapport cyclique peut être modulé, et on parle de l'utilisation du plasma en mode pulsé « discontinu ». Une augmentation du rapport cyclique prolongera la durée d'activation du plasma, tandis qu'une diminution du rapport cyclique réduira cette durée. Cette flexibilité est essentielle pour obtenir des résultats plus fiables et reproductibles, car elle permet de tester différentes configurations et de trouver les conditions idéales pour cette application de combustion assistée par plasma.

2.2. Analyses photo et vidéo

Cette section se consacre à la méthodologie adoptée pour la visualisation, le traitement, et l'analyse de la position de la flamme. Nous examinerons de près les étapes et les outils employés dans cette démarche pour étudier la localisation de la flamme.

Nous cherchons à caractériser la forme et la dynamique de la flamme, notamment via la détermination de l'évolution de sa position dans l'espace. Pour repérer ces positions du front de flamme, la technique choisie repose sur l'observation de flamme par un appareil photo CANON EOS 6D (Figure 41) équipé d'un objectif Canon 16-35 mm IMAGE STABILIZER ULTRASONIC. L'acquisition d'une vidéo est effectuée sur 10 à 30s, pour permettre, lors du traitement et analyse des images, le calcul de grandeurs statistiques (hauteur, hauteur moyenne et écart type).

Afin d'accéder à des grandeurs géométriques représentant la flamme, il s'est avéré qu'il est indispensable de développer un script de post-traitement et d'analyse en utilisant le logiciel MATLAB. Ce besoin est d'autant plus évident lorsqu'on considère que les informations sont extraites d'un grand nombre de vidéos. En effet, la collecte de ces données génère un volume de flux d'informations considérable qui nécessite un traitement rigoureux. La complexité réside dans le fait que chaque vidéo doit être analysée en détail pour extraire des paramètres géométriques spécifiques. Un script MATLAB est particulièrement adapté pour cette tâche en raison de sa capacité à automatiser l'analyse et à gérer des ensembles de données volumineux. MATLAB offre des outils pour le traitement d'image et l'analyse de données, permettant de développer des algorithmes capables de traiter chaque image des vidéos de manière reproductible. Cela inclut des opérations telles que la segmentation d'un objet, la détection des contours ... etc.

La mise en place d'un tel script permet non seulement de garantir une précision élevée dans la mesure des grandeurs géométriques de la flamme, mais aussi d'optimiser le processus d'analyse. En automatisant les étapes répétitives et en réduisant le besoin d'intervention manuelle, le script contribue à une gestion plus efficace du temps et à la répétition du processus d'analyse.

Avant de commencer l'acquisition des données expérimentales, il convient de photographier une mire centrée sur le brûleur. Cette mire servira de plan de référence pour établir les relations entre les points du plan de l'objet et du plan de l'image. Elle est composée d'une règle (Figure 41) pour convertir la taille des pixels en unité de mesure réelle (millimètre). Dans ce cas, la résolution spatiale obtenue est de 27 pixel/mm. Cela signifie que chaque millimètre sur l'image correspond à 27 pixels, fournissant une échelle de mesure précise pour analyser les détails de la flamme.



Figure 41 : Montage expérimental utilisé pour capturer des images de la flamme, a) image d'une flamme avec mire (règle) utilisée pour la calibration et, b) un appareil photo Canon EOS 6D Mark II.

Le programme de traitement des images est développé sur MATLAB. Il s'agit de faire de l'analyse et de concevoir un algorithme pour traiter numériquement les données. La première étape de ce processus consiste à convertir une vidéo d'une condition expérimentale donnée en séquence d'images avec un intervalle de temps entre deux images fixées. Cette séquence d'images peut ensuite être traitée et analysée de manière indépendante. Ce qui peut être utile dans ce contexte d'application visant à la détermination de l'évolution temporelle de la position de la flamme, nécessitant ainsi une analyse image par image dans ce programme.

Pour chaque image, un traitement numérique est appliqué. La position de la flamme est obtenue à partir d'une détection de contour. La détection de la position du front de flamme constitue la deuxième étape de ce processus, comprenant trois sous étapes principales.

Binarisation : Consiste à binariser l'image pour segmenter l'objet d'intérêt (dans ce cas, la flamme), c'est-à-dire à la transformer en une image en noir et blanc où les pixels appartenant à la flamme sont en blanc, tandis que le reste de l'image est en noir (Figure 42). La binarisation est réalisée en appliquant un seuil à l'image originale. Ce seuil est établi automatiquement avec la méthode Otsu [84], basée sur un principe mathématique visant à minimiser la variance entre deux groupes de pixels dans l'image. En d'autres termes, elle cherche le seuil qui sépare au mieux les pixels de la flamme des autres pixels de l'image. Le résultat de la binarisation est illustré dans la Figure 42.

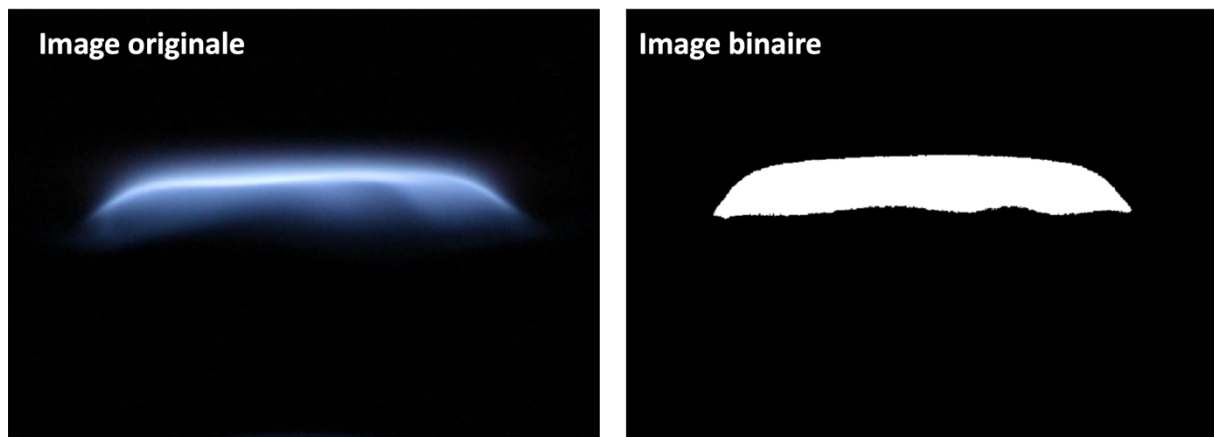


Figure 42 : l'image originale de la flamme et son image binaire correspondante.

Élimination du bruit : Cependant, même après la binarisation, l'image obtenue peut encore contenir du bruit, c'est-à-dire des pixels indésirables qui n'appartiennent pas à la flamme, mais qui apparaissent en blanc, ainsi que des pixels de la flamme qui apparaissent en noir, en raison de la qualité de l'image ou d'autres facteurs. Ce bruit rend le contour de la flamme difficile à distinguer à partir de l'image binarisée. Pour faire face à ce problème, nous avons recouru, dans une seconde phase, à trois fonctions de la bibliothèque de traitement d'images intégrée dans MATLAB Image Processing Toolbox.

La première fonction « *bwmorph* ('dilate') », elle consiste à agrandir ou élargir les régions blanches (représentant notre objet) dans l'image, tout en réduisant les régions noires (représentant l'espace vide à l'intérieur de notre objet d'intérêt). Cette opération peut être particulièrement utile pour réduire le bruit indésirable à l'intérieur de notre objet d'intérêt. Pour réaliser cette opération, un noyau circulaire composé de 8 pixels est utilisé. Le noyau est essentiellement un motif qui est appliqué à chaque pixel de l'image pour déterminer comment il sera modifié lors de la dilatation. Dans ce cas, chaque pixel est influencé par les 8 pixels voisins dans un motif circulaire. Le bruit qui se manifeste sous forme de petits points noir ou de régions non désirées dans l'image qui ne font pas partie de notre objet d'intérêt. En effectuant une dilatation avec un noyau circulaire de 8 pixels, ces petites irrégularités sont souvent combinées avec les objets voisins, les rendant ainsi moins visibles ou les éliminant complètement. La seconde fonction « *bwmorph* ('erode') » est l'érosion par un élément structural de même taille. L'érosion est utile pour éliminer les bruits indésirables dans une image, car elle supprime les pixels blancs isolés qui sont souvent associés à ces éléments indésirables. L'image résultante après ces opérations de dilatation et d'érosion est soumise à un

filtrage gaussien. Ce filtrage gaussien est appliqué pour améliorer la qualité de l'image et réduire les effets de bruit. La Figure 43 illustre le résultat de l'application de ces trois fonctions. Le contour devient aisément identifiable sur cette image après l'élimination du bruit.

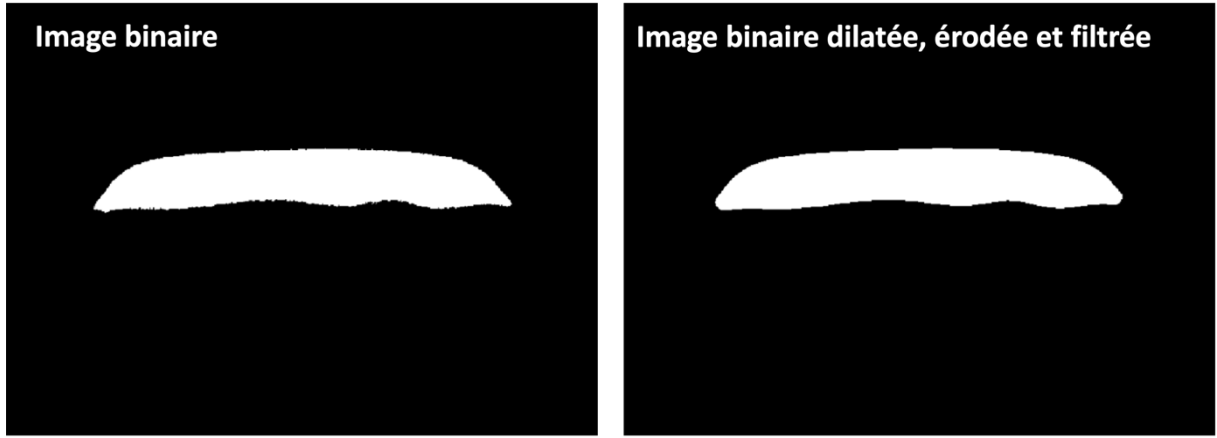


Figure 43: Image dilatée, érodée et filtrée

Détection du contour : En dernière analyse, le contour peut être tracé, et les grandeurs caractéristiques peuvent être extraites (Figure 44).

Les pixels correspondant à la flamme sont 'blanc' dans l'image binaire. Pour déterminer la hauteur, on identifie les indices de ligne minimale (L_{max}) et maximale (L_{min}) des pixels qui représentent la flamme. La fonction « find » est utilisée pour localiser les indices des éléments non nul (les pixels appartenant à la flamme 'en blanc'). Cependant, le bruit peut fausser ce calcul. En effet, si des pixels de bruit sont identifiés comme faisant partie de la flamme, la fonction « find » peut donner des indices incorrects et fausser ainsi le calcul de la hauteur. C'est pourquoi les étapes d'élimination du bruit et de filtrage sont cruciales pour obtenir des résultats précis et fiables.

L'épaisseur de la flamme est alors la différence entre ces deux indices. Cela donne la distance verticale entre la partie la plus basse et la partie la plus haute de la flamme.

$$E_{flamme} = L_{max} - L_{min} \quad (10)$$

Pour obtenir la hauteur de la flamme, on prend la position moyenne de l'épaisseur de la flamme par rapport à la ligne de référence (sortie du brûleur) (L_{ref}) :

$$H_{flamme} = L_{ref} - (L_{min} + \frac{E_{flamme}}{2}) \quad (11)$$

En itérant ce processus le long d'un profil horizontal de la flamme, on peut obtenir un profil complet de la hauteur de la flamme. La moyenne des hauteurs mesurées le long du profil donne la hauteur moyenne de la flamme.

La superposition du contour détecté sur l'image originale constitue un dernier contrôle pour vérifier la qualité du traitement et de l'analyse. Cela agit comme une vérification pour s'assurer que le contour correspond correctement à la structure réelle de la flamme. Ce contrôle automatique peut également servir à identifier d'éventuelles erreurs ou imprécisions dans le processus de détection et d'analyse.

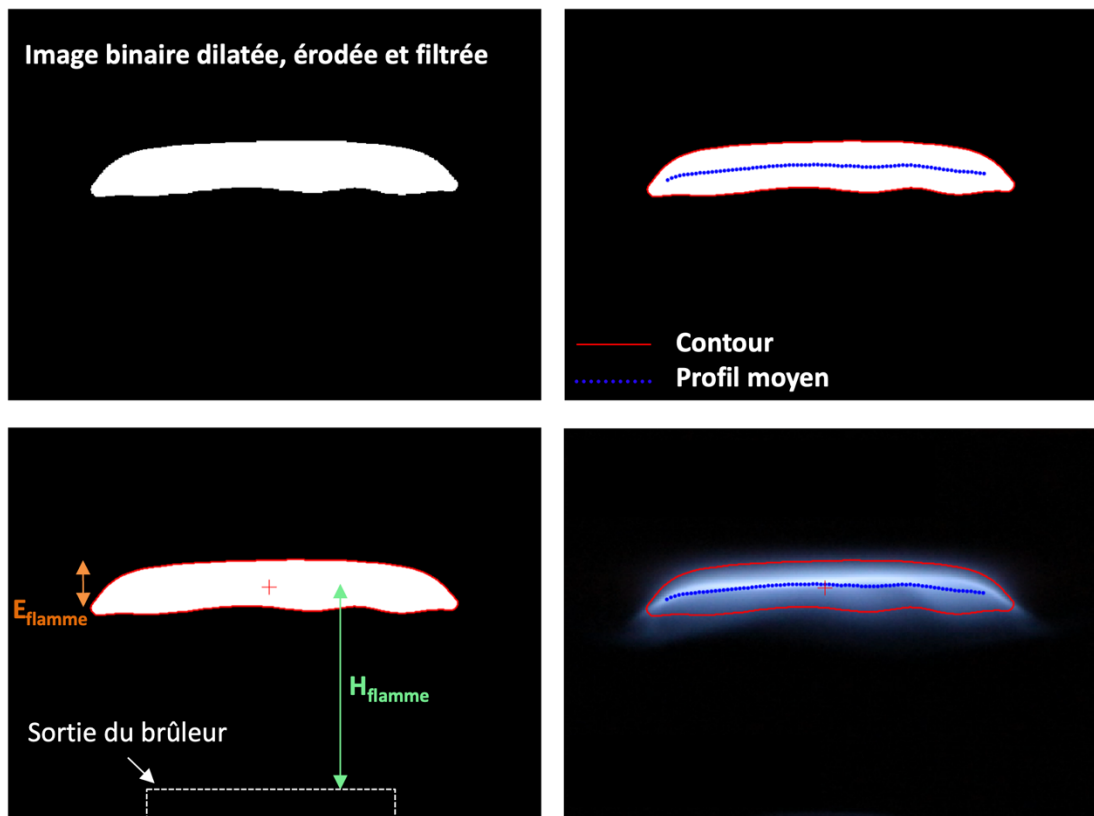


Figure 44 : Différentes étapes de détection de la position de la flamme à partir d'une image issue de la vidéo.

Une fois le processus itératif terminé, les résultats de la quantification des hauteurs instantanées de la flamme sont par la suite stockés pour pouvoir les exploiter. Ainsi, le long de l'axe du temps, on peut suivre la position de la flamme. La Figure 45 illustre un exemple de l'évolution temporelle de la position moyenne d'une flamme sans plasma.

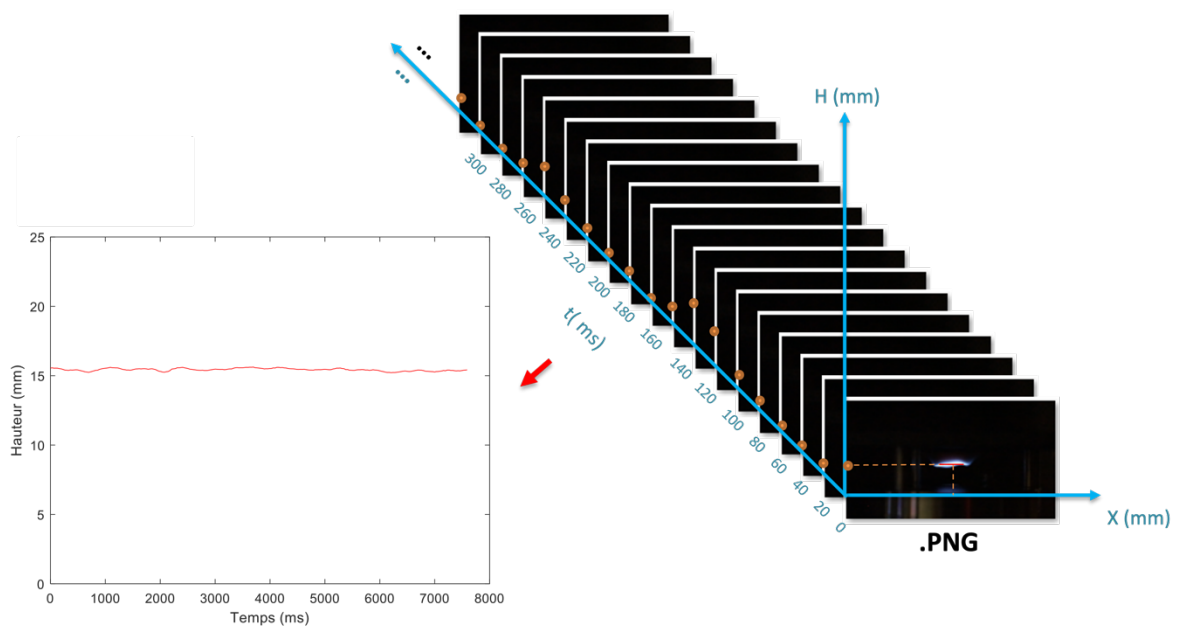


Figure 45: Synthèse et exploitation des résultats du traitement des images.

2.3. Spectroscopie d'émission optique

Afin d'étudier l'émission des espèces excitées générées dans le multijets de plasma et dans la flamme, un spectromètre compact Maya 2000 Pro (Ocean Optics) est utilisé (Figure 46). Le spectromètre couvre un domaine spectral allant de 200 nm jusqu'à 1100 nm. Sur le spectre enregistré, deux longueurs d'ondes successives sont espacées de 0,47 nm. L'acquisition du spectre est assurée par un logiciel (SpectraSuite). En particulier, nous pouvons définir le temps d'intégration et le moyennage pour chaque spectre acquis. Il est important de noter que, dans toutes les acquisitions expérimentales, un temps d'intégration de 1s, moyenné sur 10 acquisitions, est assez court pour ne pas saturer les émissions les plus intenses et suffisamment long pour obtenir un signal suffisant pour les espèces les moins intenses dans le même spectre.

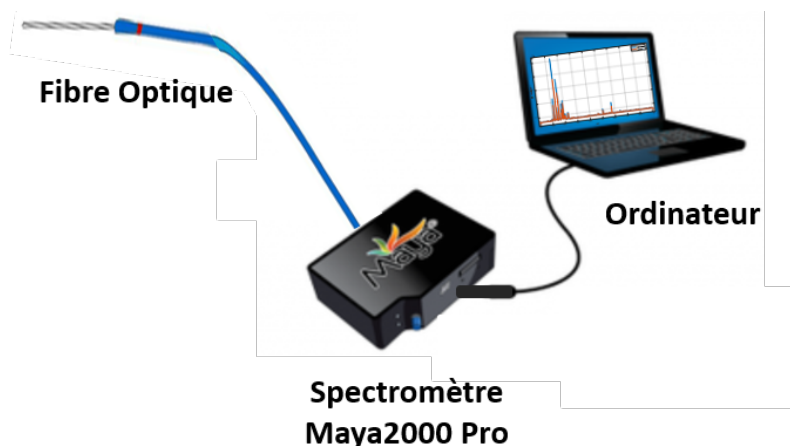


Figure 46 : Dispositif de spectroscopie d'émission optique.

Le spectromètre est couplé à une fibre optique capable de recueillir le signal lumineux avec un angle d'ouverture de 28° . Cette fibre optique est montée sur un système de déplacement qui permet de la positionner à différents endroits, en ajustant sa position, on peut enregistrer le spectre de la flamme avec et sans plasma. Ce dispositif offre ainsi la possibilité d'explorer diverses positions spatiales pour étudier la spectroscopie d'émission de la flamme et du plasma dans des scénarios variés.

Pour l'enregistrement de spectre du multijets plasma à l'intérieur du brûleur, on n'a pas d'accès optique, on a donc positionné la fibre verticalement au-dessus du brûleur. Compte tenu de l'angle d'ouverture de la fibre, une distance de 20 mm par rapport à l'injecteur multijets pour couvrir efficacement une zone de visée du plasma de 10 mm de diamètre (Figure 47). De plus, comme illustré dans la Figure 48, il est également possible de recueillir le rayonnement émis par la flamme, que ce soit en l'absence de plasma (à gauche) ou en présence de celui-ci (à droite). En complément un spectromètre de haute résolution, le AvaSpec-ULS2048CL-EVO, a été utilisé.

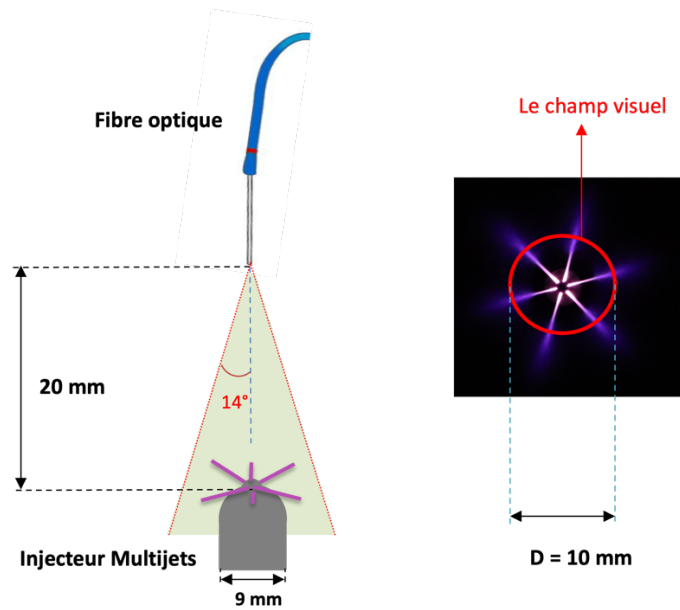


Figure 47: Vue de profil du champ visuel de la fibre « Spectroscopie d'émission du plasma ».

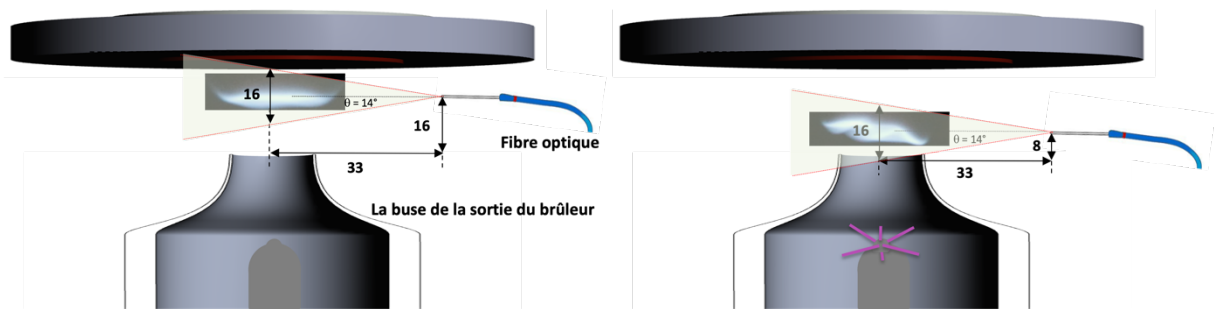


Figure 48: Vue de profil du champ visuel de la fibre « Spectroscopie d'émission de la flamme sans plasma (à gauche) et avec plasma (à droite) ».

2.4. Imagerie ICCD

Une caméra intensifiée ICCD est utilisée pour effectuer l'imagerie du multijets plasma filtrée et résolue en temps : La caméra ICCD (Intensified Coupled Charge Device) est un outil de diagnostic permettant l'observation de phénomènes rapides et peu lumineux par l'acquisition d'images avec une résolution spatio-temporelle fine. La caméra utilisée dans cette thèse est une PI-MAX 3 de chez Princeton Instruments. Elle est composée principalement d'un dispositif de contrôle de refroidissement de la caméra et d'un capteur ICCD 16 bits, ayant une résolution de 1024×1024 pixels avec un temps d'exposition aussi court de 0,3 ns. Grâce à ses performances qui combine une cadence d'acquisition rapide et une grande sensibilité, il devient possible d'observer le déplacement d'un front lumineux du plasma et obtenir ainsi des informations sur la répartition spatio-temporelle des espèces excitées dans le multijets de plasma.

Le déclenchement de la caméra est synchronisé avec l'impulsion de tension. L'acquisition des images est assurée par le logiciel (Lightfield). Suivant les différents cas expérimentaux, il est possible d'ajuster le gain, de contrôler le temps d'intégration de la lumière à chaque acquisition, le délai, ainsi que l'ouverture de l'objectif. Ces réglages permettent d'assurer une exposition optimale de l'image et d'éviter la saturation de la caméra.

Le délai représente la période d'attente entre le signal de déclenchement et le début effectif de l'acquisition d'image. Un accroissement progressif du délai pour des temps d'intégration suffisamment courts, de l'ordre de 50 ns, permet de suivre en détail la dynamique temporelle de l'émission lumineuse. Cette méthode est connue sous le nom de mode séquentiel. Elle permet de suivre l'évolution des caractéristiques lumineuses du plasma multijets avec une résolution temporelle élevée, offrant ainsi des informations spatiotemporelles détaillées sur le phénomène observé. Néanmoins, le mode répétitif de la caméra permet d'accumuler des émissions sur une même fenêtre temporelle. Un temps d'intégration typique de 10 μ s permet de capturer l'intégralité de la lumière émise par les jets plasma au cours d'une impulsion. Le temps $t=0$ ns correspond au début du front de descente de l'impulsion de tension négative.

Certaines espèces réactives excitées présentes dans les multijets de plasma ont été suivies en combinant des filtres optiques au système d'imagerie. Les filtres interférentiels Semrock sont tous centrés sur une longueur d'onde spécifique et ont des courbes de transmission approximativement gaussiennes. La caméra a été équipée des deux objectifs différents UV ou Visible selon le filtre utilisé :

- Un objectif Visible : AF micro Nikkor
- Un objectif UV (Ultra-Violet) : CERCO UV Lens

Le dispositif expérimental employé pour les diagnostics d'imagerie rapide filtrée réalisés sur les multijets plasma en interaction avec un écoulement réactif méthane-air est illustré dans la Figure 49. Notons par ailleurs que le signal collecté est intégré sur la ligne de visée. Les résultats issus de cette technique, illustrés sur la Figure 50 ne sont pas quantitatifs ce qui signifie que nous ne pouvons pas déterminer la concentration des espèces réactives dans les multijets de plasma. Les fausses couleurs représentent une gradation d'intensité lumineuse, avec le rouge symbolisant une intensité élevée et le bleu une intensité faible.

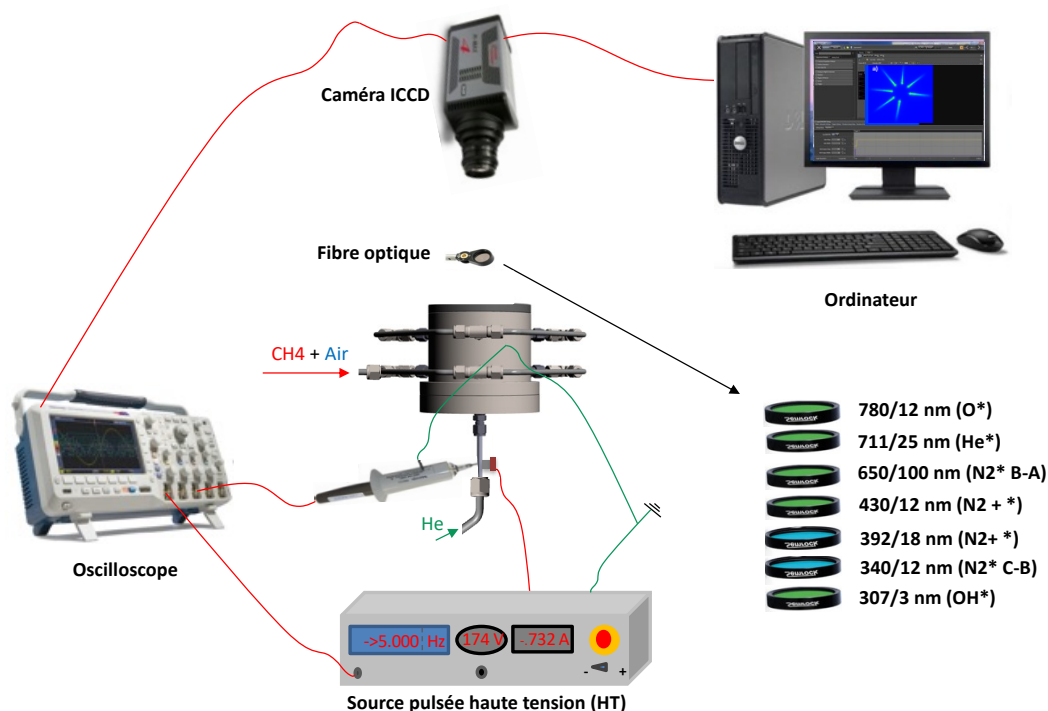


Figure 49 : Schéma du dispositif pour l'imagerie rapide du plasma par caméra ICCD.

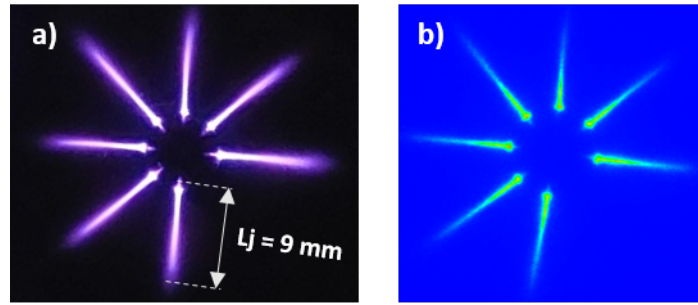


Figure 50 : Multijets plasma d'hélium ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$, $f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14,8 \text{ kV}$, polarité négative) a) Photographie CANON 6D, b) Image ICCD (temps d'intégration = 10 μs)

2.5. Méthode du Strioscopie (Schlieren) pour la visualisation de l'écoulement à la sortie du brûleur

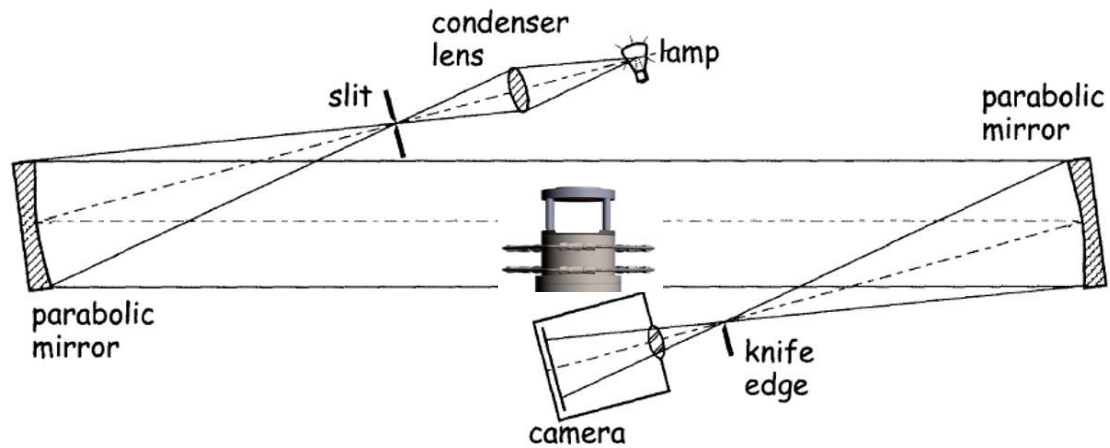
Pour la caractérisation d'écoulement en sortie du brûleur. On a utilisé un banc schlieren classique en configuration Z, disponible au GREMI. La strioscopie, également connue sous le nom de Schlieren en allemand, constitue une technique optique non intrusive utilisée pour visualiser qualitativement les mouvements d'un fluide présentant des variations d'indices de densités. Elle offre un moyen efficace de rendre visible les caractéristiques d'un fluide en mouvement qui seraient autrement invisibles à l'œil nu, en fournissant des images contrastées des gradients d'indices de densités dans un écoulement.

Lorsque la lumière traverse un milieu inhomogène, les variations d'indice de réfraction conduisent à des déviations dans la direction du faisceau lumineux (loi de la réfraction de Snell-Descarte). Ces variations de direction peuvent être observées expérimentalement, et c'est précisément ce que la technique de Schlieren cherche à exploiter pour visualiser les gradients d'indices de densité dans un fluide.

Il existe diverses configurations envisageables pour le dispositif optique, et dans notre cas, nous avons opté pour la configuration en "Z", comme illustré dans la Figure 51.

Pour mettre en œuvre cette technique, une source lumineuse est utilisée pour éclairer la zone où l'écoulement doit être visualisé. La lumière passe ensuite à travers un système optique composé principalement d'une lentille, d'un collimateur, de deux miroirs paraboliques, d'un couteau optique et d'une caméra.

Le couteau optique est une lame fine qui filtre la lumière ne subissant pas de déviation. Cette lame est positionnée au point focal de l'image de la source lumineuse, bloquant ainsi partiellement ou totalement les rayons lumineux déviés. Cela crée des contrastes qui mettent en évidence les variations de densité dans l'objet étudié, agissant ainsi comme un filtre passe-haut. Le brûleur est placé dans la zone de test, entre deux miroirs paraboliques. Son image est formée dans le plan focal du second miroir. L'image filtrée est ensuite recueillie par une caméra rapide CCD. Le brûleur est installé dans le faisceau collimaté ; deux configurations de brûleur : un brûleur type bec bunsen, et un brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt.



Schardin, H. Das Toeplersche Schlierenverfahren: Grundlagen für seine Anwendung und quantitative Auswertung. *VDI-Forschungsheft No. 367*, 5(4):1-32, 1934.

Figure 51 : Schéma du montage optique de strioscopie en configuration Z.

La Figure 52 présente une image obtenue par visualisation Schlieren, issu d'une vidéo rapide de la visualisation de l'écoulement de 1 L.min^{-1} d'hélium. Le brûleur type bec bunsen ainsi que le couteau optique sont visibles en noir sur l'image. L'hélium, qui s'échappe par la buse centrale, est entouré d'un coflow d'azote laminaire de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ injecté à travers une buse coaxiale. Ce coflow est utilisé pour stabiliser l'écoulement en sortie du brûleur et pour éviter les effets des perturbations externe. Les zones sombres sont associées au passage d'une densité forte en mélange réactif vers une densité plus faible, et les zones plus claires au passage d'une densité forte en mélange réactif vers une densité plus faible.

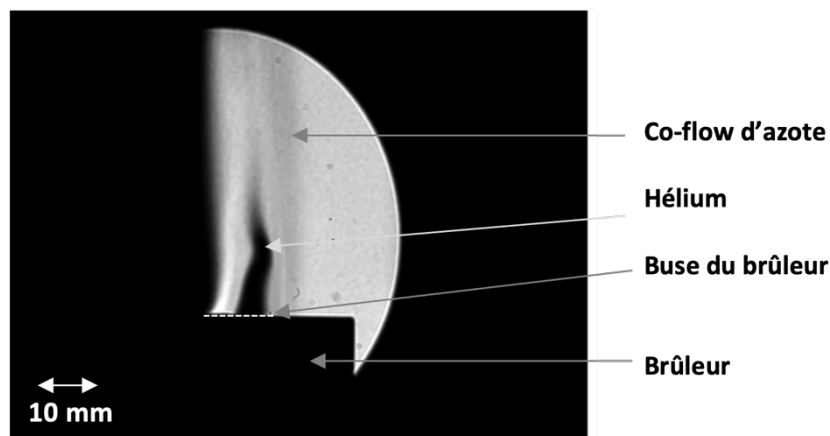


Figure 52 : Image Schlieren de l'hélium à la sortie d'un brûleur type bec bunsen, à un débit d'hélium 1 L.min^{-1} , entouré d'un coflow d'azote laminaire de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, lorsque le plasma n'est pas allumé.

En revanche, la Figure 53 présente un scénario différent, en sortie d'un brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt, où le débit d'hélium est réduit à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ et où le coflow d'air est supprimé. Cette configuration est choisie en prévision des futures expériences où aucun coflow d'air ne sera introduit. Ici l'écoulement est impacté par une plaque d'arrêt.

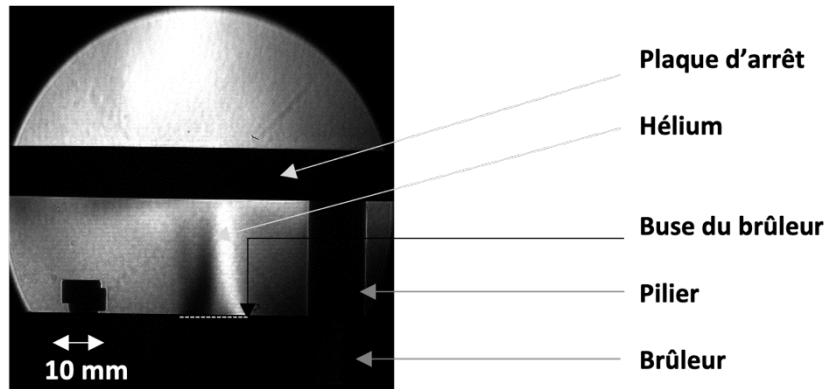


Figure 53 : Image Schlieren du mélange réactif à la sortie du brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt, à un débit d'hélium de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, lorsque le plasma n'est pas allumé.

Chapitre III : Choix de la configuration d'étude et des conditions expérimentales

La configuration expérimentale choisie pour étudier la combustion assistée par jet plasma repose sur des considérations pratiques visant à rendre l'interaction plasma-flamme plus efficace. Diverses configurations et combinaisons de flammes et de plasmas ont été testées avant de trouver la configuration d'étude.

Dans un premier temps, une configuration classique a été adoptée, consistant en une flamme conique de prémélange méthane-air générée par un brûleur de type Bec Bunsen, assistée par un monojet de plasma d'hélium. L'objectif initial était d'observer l'effet direct du jet de plasma sur la flamme. Cependant, les observations ont montré que cette configuration présentait plusieurs inconvénients qui compliquaient l'analyse. Une modification de la configuration expérimentale initiale a donc été envisagée.

1 Choix du type de flamme

1.1. Flamme conique assistée par un monojet plasma

La Figure 54 montre l'effet d'un jet de plasma d'hélium (12 kHz, 9 kV, $Q_{v,He} = 1 \text{ L.min}^{-1}$) sur le comportement d'une flamme de prémélange méthane-air, où le mélange gazeux est constitué de 10 L.min^{-1} d'air et de 1 L.min^{-1} de méthane, soit une richesse de 0,942. Le dispositif expérimental utilisé est celui décrit dans la section 1.1.a) du chapitre 2. Il s'agit d'un brûleur type bec bunsen avec un injecteur monojet positionné à 18 mm au-dessous du centre de la buse de sortie du brûleur.

Lorsqu'on l'on observe la flamme résultante en présence de l'injecteur (tube) en l'absence d'injection d'hélium (Figure 54 (a)), on constate une structure bien définie, caractérisée par une forme conique stable. Cette configuration est typique des flammes laminaires de prémélange avec l'utilisation de ce type de brûleur, où la combustion se produit de manière homogène tout au long de la surface de la flamme. Il est intéressant de noter que la présence de l'injecteur à l'intérieur du brûleur, ne modifie pas la morphologie de la flamme, ce qui témoigne de la stabilité de l'écoulement dans cette configuration.

Cependant, l'ajout d'hélium dans le mélange réactif, modifie significativement la géométrie de la flamme (Figure 54 (b)). Contrairement à la structure conique observée sans ajout d'hélium, la flamme se déforme et s'étire. Cette déformation peut être attribuée à plusieurs facteurs. L'hélium, avec une masse molaire beaucoup plus faible que celle du mélange méthane-air, agit comme un agent perturbateur. De plus la vitesse d'injection de l'hélium de $5,3 \text{ m.s}^{-1}$ est différente de celle de l'écoulement 1 m.s^{-1} ce qui influence la dynamique de la flamme, provoquant un déplacement des gaz dans la zone de combustion. Cette courbure résulte donc non seulement de la différence de masse molaire, mais aussi de la direction et de la vitesse de l'injection d'hélium. Étant donné que l'hélium est injecté verticalement au centre du brûleur, il perturbe directement le régime d'écoulement du mélange réactif au centre de celui-ci.

Ensuite, lorsque le plasma est allumé, l'effet du plasma sur la flamme est encore plus marqué. Lors de l'activation du plasma, on observe une réduction significative de la hauteur de la flamme (Figure 54 (c)), ce qui indique une influence directe sur sa dynamique. Cependant, bien que cette configuration ait permis d'observer un effet intéressant, elle a également révélé certaines

limitations. En effet, l'action du plasma ne se limite pas à réduire la hauteur de la flamme, mais modifie également sa géométrie, la rendant moins régulière et plus complexe. Cette déformation a des implications importantes pour l'analyse expérimentale. En effet, la variation de la morphologie de la flamme, qui plus est non symétrique, complique considérablement le calcul de sa surface, rendant ainsi les images difficilement interprétables. Par conséquent, il devient difficile de caractériser la vitesse de la flamme, comme l'illustre l'équation (8).

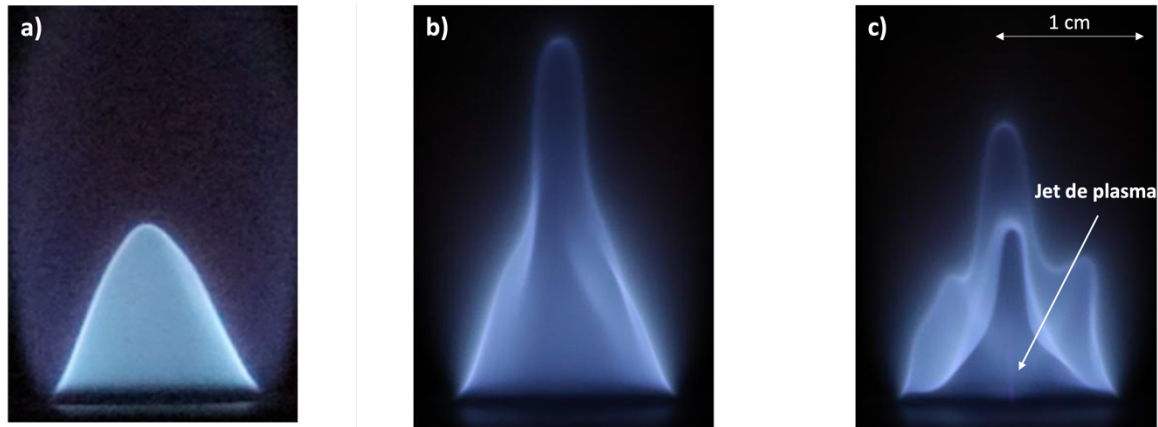


Figure 54 : Photographie de la flamme ($\Phi = 0,942$) a) sans jet d'hélium, b) avec un jet d'hélium, et c) avec un jet plasma d'hélium (issue du rapport de stage de fin d'étude de Master 2 de Nolann Ravinet).

Une modification de la configuration du brûleur permettant d'obtenir une flamme plate pourrait simplifier l'analyse qualitative et quantitative de la flamme lorsque le plasma est activé. La configuration de flamme plate nous permet de relier la hauteur de flamme à la vitesse de flamme et par conséquent à l'efficacité de la combustion. Plus la vitesse de flamme est élevée, plus la hauteur de la flamme est basse et donc, meilleure est la combustion.

1.2. Flamme plate assistée par monojet plasma

Le passage à une flamme plate a été motivé par la nécessité d'obtenir une flamme plus régulière et facilement analysable. La configuration expérimentale utilisée est décrite dans la section a) du chapitre 2. Le dispositif comporte un brûleur de type Bunsen avec une plaque au-dessus, couplé à un injecteur monojet, positionné à 18 mm en dessous du centre de la buse de sortie du brûleur. À cette distance, le jet est suffisamment proche de la flamme pour interagir directement avec celle-ci. Cette configuration a permis de réaliser des tests préliminaires.

Les conditions de débit utilisées précédemment pour la flamme conique, à savoir 10 L.min^{-1} d'air et 1 L.min^{-1} de méthane, ne permettent pas d'obtenir une flamme plate. Il a donc été nécessaire d'ajuster ces paramètres pour établir une flamme plate en ajustant le mélange gazeux à $0,6 \text{ L.min}^{-1}$ de méthane et $6,5 \text{ L.min}^{-1}$ d'air, soit une richesse $\Phi = 0,88$ et une vitesse moyenne en sortie de brûleur de $0,7 \text{ m.s}^{-1}$. L'introduction d'hélium, utilisé comme gaz porteur pour le plasma, provoque un effet perturbateur. En effet, avec un débit initial de 1 L.min^{-1} soit une vitesse d'éjection de 1 m.s^{-1} , l'hélium rend la flamme instable, entraînant son soufflage. Pour pallier cette instabilité, le débit d'hélium a été réduit à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ soit une vitesse d'éjection de $2,6 \text{ m.s}^{-1}$. Cette réduction a permis de rétablir une certaine stabilité, aboutissant à la formation d'une flamme stable, bien que de forme particulière, comme illustré dans la (Figure 55 (a)). Une

fréquence de 15 kHz et une tension de 6,2 kV permettaient un allumage du plasma tout en gardant la flamme stabilisée.

La Figure 55 montre une photographie de la flamme. On y observe des différences visuelles entre la flamme en présence d'hélium sans plasma et celle où le plasma d'hélium est activé. Lorsque nous observons la flamme sans plasma (Figure 55 (a)), il apparaît que sa structure n'est pas plate, présentant une déformation au centre dû au jet d'hélium, tout en étant partiellement accrochée au brûleur. Cette configuration, qui présente une flamme déformée, met en évidence, comme dans la configuration mentionnée dans la section précédente, l'effet du jet d'hélium injecté au centre du brûleur. En effet, du fait de sa vitesse d'injection et sa masse molaire inférieure à celle du mélange réactif, l'hélium a un impact significatif sur la dynamique de l'écoulement. Il modifie les écoulements, créant une perturbation qui se traduit par une déformation visible au centre de la flamme. Cet effet est lié à la présence de l'hélium dans l'écoulement, perturbant ainsi l'uniformité de la distribution du mélange réactif dans cette zone. L'accrochage de la flamme au brûleur peut également être directement attribué à cette influence.

Lorsque le jet de plasma d'hélium est activé (Figure 55 (b)), des modifications plus marquées sont observées. La hauteur maximale de la flamme diminue, passant de $H_1 = 14$ mm dans le cas sans plasma, à $H_2 = 12$ mm avec plasma. La déformation convexe de la flamme dû au jet de l'hélium, qui mesurait $h_1 = 5$ mm sans plasma, est également réduite à $h_2 = 3$ mm avec plasma. L'activation du plasma a un effet bénéfique, en réduisant la hauteur globale de la flamme et en atténuant les perturbations causées par le jet d'hélium seul.

Cependant, la forme non conventionnelle de la flamme, qu'elle soit influencée par le jet l'hélium ou par le plasma d'hélium, complique considérablement l'analyse. La mesure de la surface de la flamme n'est pas évidente. Cette difficulté limite la quantification des résultats obtenus et soulève des questions quant à l'optimisation de la configuration du plasma pour obtenir une flamme plus homogène et analysable.

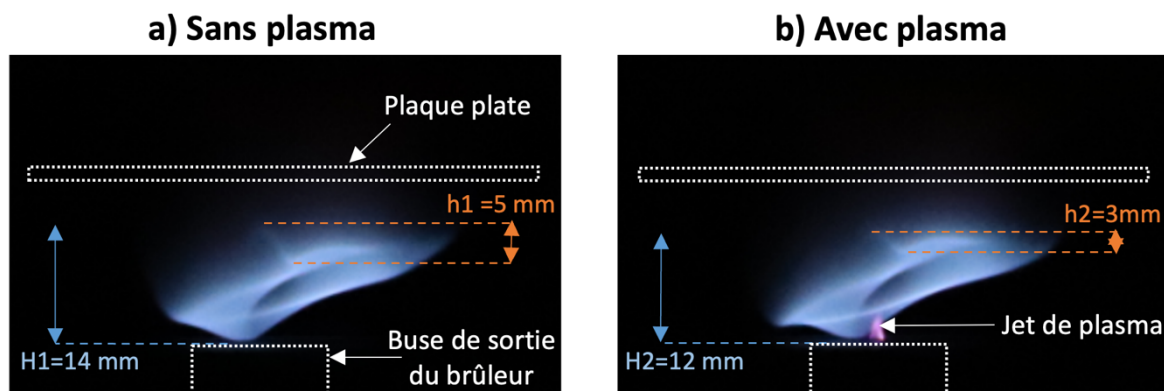


Figure 55 : Photographie de la flamme a) sans plasma avec un jet d'hélium, et b) avec un jet plasma d'hélium, temps d'exposition 30ms.

Afin de résoudre les problèmes liés à la modification de l'écoulement à la sortie du brûleur, l'intégration d'un système de plasma multijets à l'intérieur du brûleur a été envisagée. En modifiant la direction d'injection de l'hélium en amont de la sortie du brûleur et en ajustant la position de l'injecteur à l'intérieur du brûleur, on pourrait optimiser l'interaction entre le jet d'hélium et le mélange réactif, en réduisant les zones de déformation de l'écoulement au niveau de la flamme, cela permettrait d'homogénéiser le mélange à la sortie du brûleur. L'objectif était de générer une flamme plate de prémélange stable avec l'ajout d'hélium, avec ou sans plasma

et donc de faire des expériences de combustion assistée par plasma analysables d'un point de vue qualitatif et quantitatif.

2 Choix du type de plasma

2.1. Caractérisation d'un multijets plasma dans l'air à pression atmosphérique

Le nouveau dispositif consiste en un multijets de plasma avec l'utilisation d'un injecteur métallique doté de six orifices de 200 μm chacun. Dans l'air ambiant on a réussi à générer pour la première fois un multijets plasma dans un injecteur métallique, avec des orifices micrométriques. L'agencement des orifices favorise une distribution uniforme et simultanée des différents jets de plasma. Avec une zone intense en sortie des orifices et une zone diffuse loin des orifices, comme illustré dans la Figure 56. Dans cette expérience, trois paramètres principaux ont été contrôlés : un débit d'hélium constant de 1 $\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$, une fréquence de 10 kHz, et l'application d'une tension de 16 kV, ont conduit à initier et à maintenir un allumage stable du multijets plasma d'hélium.

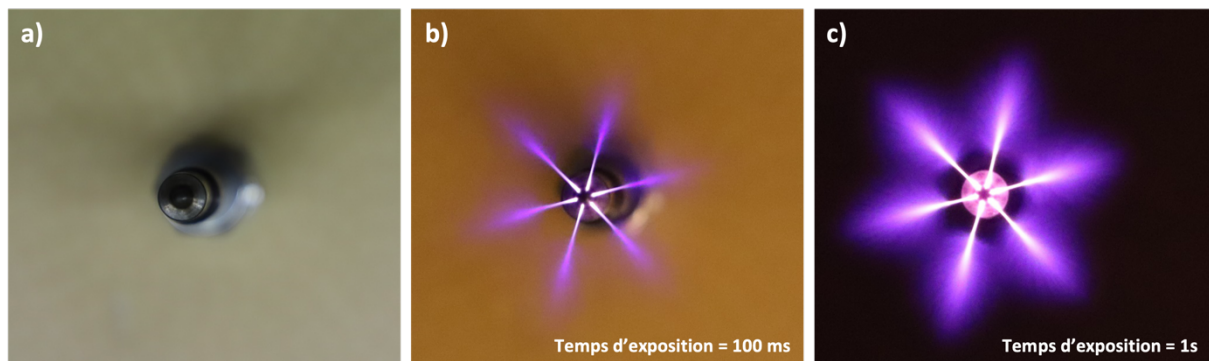


Figure 56 : Photographies vue du dessus de l'injecteur avec 1 $\text{L}\cdot\text{min}^{-1}$ d'hélium ; a) sans plasma b) avec plasma $f=16\text{kV}$, $U=-10\text{kHz}$ (temps d'exposition 100ms) c) avec plasma $f=16\text{kV}$, $U=10\text{kHz}$ (temps d'exposition 1s)

Comparativement au monojet plasma de 2 mm de diamètre utilisé précédemment, un multijets plasma offre plusieurs avantages significatifs. Tout d'abord, la disposition de l'injecteur et de ses six orifices permet de remédier aux problèmes potentiels de modification de l'écoulement à la sortie du brûleur. En éloignant l'injecteur de la buse de sortie du brûleur, et en répartissant la sortie d'hélium sur une surface latérale, les perturbations du mélange réactif sont potentiellement réduites. Cette configuration contribue en présence de l'hélium à l'obtention d'une flamme plate plus régulière, comme illustré ultérieurement dans Figure 67. Un autre avantage majeur de ce dispositif est l'augmentation significative du volume du contact du mélange réactif (CH_4+Air) avec le plasma. Avec six jets de plasma disposés latéralement plutôt qu'un seul jet radial, la zone d'interaction entre le mélange réactif et le plasma est considérablement augmentée. Cela peut améliorer l'efficacité des réactions chimiques impliquant le plasma, car une plus grande partie du mélange réactif est exposée au plasma.

2.2. Espèces caractéristiques du multijets plasma dans l'air à pression atmosphérique

L'utilisation d'un spectromètre MAYA (Ocean Optics) a permis d'identifier les principales espèces générées par le multijets plasma d'hélium dans l'air ambiant dans la configuration expérimentale représentée dans la Figure 56. Le spectre d'émission

correspondant est présenté dans la Figure 57, illustrant l'intensité des raies atomiques et bandes moléculaires des différentes espèces réactives observées lors des conditions opératoires définies : un débit d'hélium de 1 L.min⁻¹, une fréquence de 10 kHz et une tension de 16 kV. La fibre optique est placée à 50 mm par rapport à l'injecteur.

On peut ainsi apercevoir que le multijets plasma d'hélium excite surtout le second système positif de la molécule d'azote (N₂^{*}), soit les bandes (C-B) avec une bande la plus intense à 337,1 nm, mais aussi le premier système positif (N₂^{*}) (B-A) à 871,8 nm et 891,4 nm. Des bandes du premier système négatif de la molécule ionisée (N₂⁺) (B-X) sont également présentes à 391,4 nm et à 427,8 nm. La présence de l'émission du premier système négatif de N₂⁺ est due aux mécanismes d'ionisation Penning par les métastables d'hélium qui ont lieu dans l'onde d'ionisation comme Xiong et al [85] l'a montré. Nous pouvons distinguer l'oxygène atomique (O^{*}) à 777,3 nm, la bande moléculaire du radical hydroxyle (OH^{*}) à 307 nm (des espèces réactives qui favorisent la combustion) et comme attendu les raies hélium (He^{*}) à 587,8 nm, 667,8 nm et 706,6 nm.[22]

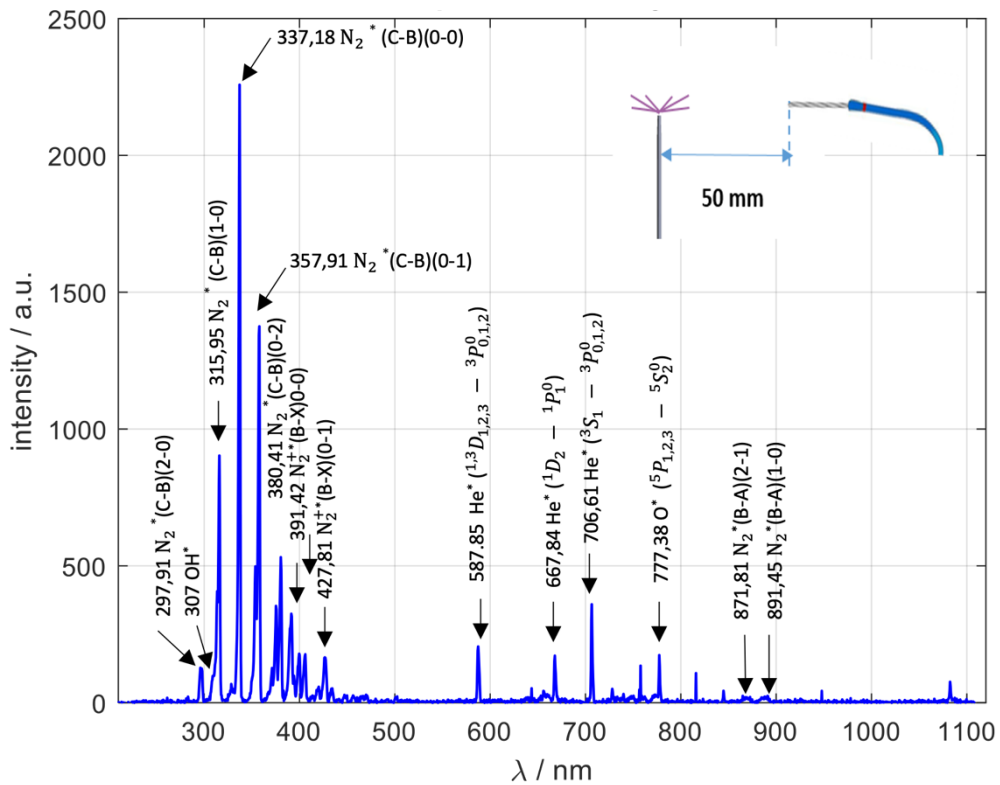


Figure 57 : Spectre d'émission du multijets plasma d'hélium à 1 L.min⁻¹, à une fréquence de 10 kHz, et une tension de 16kV. La fibre est placée à 50 mm par rapport à l'injecteur.

Malgré la configuration de l'injecteur métallique, avec des orifices micrométriques, on trouve les mêmes espèces produites que celle dans un capillaire diélectrique de plusieurs millimètres de diamètres (Figure 58). Il est donc également très probable que la température des multijets plasma soit également proche de la température ambiante comme pour le cas des jets jusqu'alors étudiés au GREMI. Nous reviendrons sur cette similitude aux vues des analyses par imagerie ICCD résolue en temps dans la section 1.2 du chapitre 4).

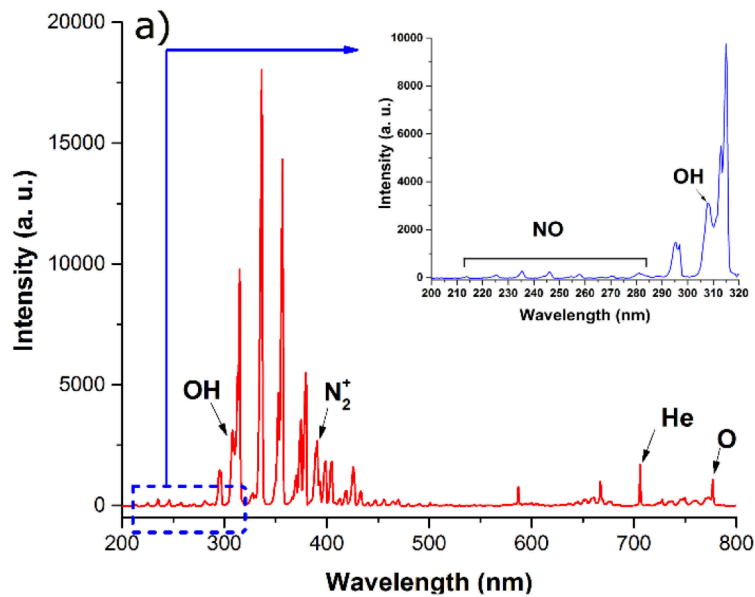


Figure 58 : Spectre d'émission d'un jet de plasma d'hélium dans un capillaire diélectrique (Diamètre de sortie = 4mm) (issue de [86]).

3 Intégration de l'injecteur multijets plasma dans le brûleur

L'intégration de l'injecteur plasma dans le brûleur, constitue une configuration unique dans le cadre de cette application de combustion assistée par plasma, tant pour l'étude des jets de plasma que pour celle des flammes. D'une part, la disposition des jets de plasma dans cette application ne correspond pas à une configuration standard pour les études des jets de plasma. Les jets de plasma sont générés à proximité de la paroi du cône convergent du brûleur qui est constitué de métal et présente une surface non plane (géométrie de cône convergent, qui agit comme une cible conductrice). Les multijets doivent par ailleurs être générés en présence d'un coflow et non dans l'air ambiant statique, le coflow étant de plus constitué d'un mélange d'air et de carburant. Ces conditions particulières introduisent des interactions supplémentaires entre le plasma, la cible conductrice, et le coflow du mélange réactif, modifiant ainsi les caractéristiques du plasma par rapport à des multijets plasma libre dans l'air.

D'autre part, l'ajout de l'injecteur plasma dans le brûleur n'est pas une configuration standard pour les études de flamme. L'injecteur, par sa présence physique en amont de la flamme, pourrait perturber l'écoulement des gaz dans le brûleur, ce qui pourrait affecter la stabilité de la flamme.

Cette configuration soulève plusieurs questions quant aux effets potentiels de l'interaction plasma-cible sur la stabilité du multijets de plasma et sur le comportement de la flamme :

- La présence, et la proximité d'une surface métallique affecte-t-elle la stabilité du multijets ?
- Comment un coflow méthane-air modifie la propagation du plasma et sa réactivité ?
- La présence de l'injecteur impacte-t-elle l'écoulement du mélange réactif, et donc la flamme ?
- L'injection des jets d'hélium modifie-t-elle la flamme ?
- Le multijets plasma d'hélium stabilise-il la flamme ?

Ces questions seront abordées à travers les études suivantes :

- ⇒ Effet de la cible métallique sur le multijets plasma
- ⇒ Effet de la distance de la cible métallique sur le multijets plasma
- ⇒ Effet du coflow méthane-air sur les caractéristiques du multijets plasma. (Cette étude sera détaillée ultérieurement dans le Chapitre IV : Étude de l'interaction des multijets plasma d'hélium avec un écoulement d'air ou d'air-méthane. Elle analysera comment le coflow méthane-air impacte la stabilité et les propriétés des jets de plasma, notamment en termes d'espèces réactives générées, et leurs distribution spatio-temporelle.)
- ⇒ Effet de la présence de l'injecteur et de l'injection multijets d'hélium sur la flamme
- ⇒ Effet du multijets plasma d'hélium sur la flamme

3.1. Effet de la cible métallique sur le multijets plasma

En l'absence d'accès optique direct, nous avons utilisé des anneaux métalliques disposés en cohérence avec la géométrie du brûleur. Ces anneaux ont été légèrement décalés et positionnés à 10 mm au-dessus de l'injecteur afin de permettre la visualisation du comportement des jets de plasma.

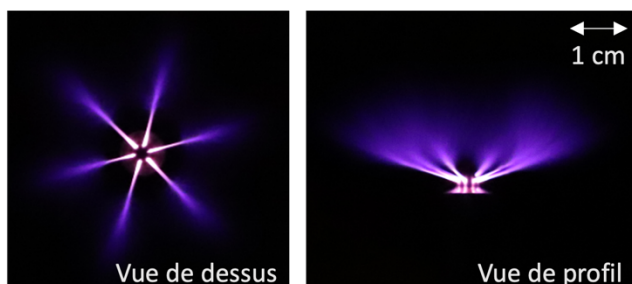
Notre étude porte en particulier sur l'interaction du multijets d'hélium avec une cible conductrice reliée à la masse, telle que le sera le corps du brûleur lors des expériences de combustion assistée par plasma. La cible choisie, de 56 mm de diamètre, est un choix arbitraire mais correspond à une distance proche de l'ouverture maximale du cône convergeant du brûleur. Cette configuration a néanmoins permis une première évaluation comparative entre deux situations distinctes : le multijets plasma en condition libre (sans cible métallique) et le multijets plasma en présence d'une cible conductrice métallique reliée à la masse. Une simple observation visuelle révèle des différences marquées dans le comportement des jets. La Figure 59 met en évidence ces différences. En effet, bien que les deux configurations partagent les mêmes conditions de génération du plasma, elles présentent des différences notables :

Le multijets d'hélium libre s'étend naturellement jusqu'à 17 mm de la sortie de l'injecteur à un débit de 1 L.min⁻¹, pour une tension appliquée de 16 kV et une fréquence de 10 kHz. Dans cette configuration, les jets émettent une lumière rose typique de l'excitation de l'hélium près de la sortie des trous de l'injecteur puis une lumière violette sur la partie supérieure dû au mélange entre l'hélium et l'air ambiant provoquant l'excitation des bandes moléculaires de l'azote. Cependant, l'introduction de la cible métallique de 56mm de diamètre, situé à 1 cm au-dessus de l'injecteur modifie de façon significative l'aspect et la structure des jets de plasma. Le multijets plasma présente une lumière rose intense, ce qui indique une modification des mécanismes d'excitation des espèces au sein de la décharge. De plus, les jets de plasma occupent un volume plus large que dans le cas du multijets libre. Cette expansion volumétrique des jets pourrait offrir un avantage considérable pour les applications de combustion, en augmentant les zones de contact entre les jets et l'écoulement réactif, favorisant ainsi une meilleure interaction et, potentiellement, une amélioration des performances de combustion. De manière intéressante, la présence d'une cible métallique dans cette configuration entraîne une baisse notable de la tension nécessaire pour initier la décharge plasma. En présence d'une cible métallique, la décharge s'amorce à seulement 10 kV, contre 16 kV dans la configuration en multijets libre.

a) Configuration multi-jet libre

Pas de plasma pour $U < 16$ kV

Pour $U = 16$ kV:



b) Configuration multi-jet avec anneau métallique relié à la masse

Pas de plasma pour $U < 10$ kV

Pour $U = 10$ kV:

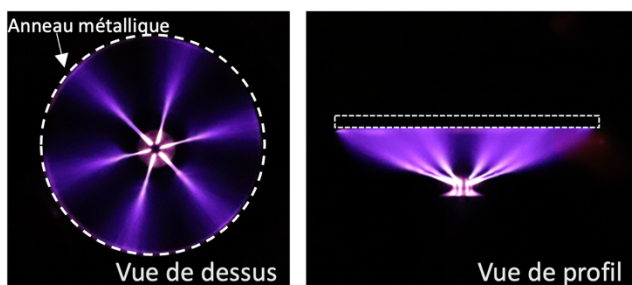


Figure 59 : Photographie du multijets plasma d'hélium à $1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ a) libre, b) avec cible métallique reliée à la masse (un anneau de 56 mm de diamètre est positionné à 1 cm au-dessus de l'injecteur, $f = 10 \text{ kHz}$, temps d'exposition = 100 ms).

Les résultats de cette étude comparative ont soulevé une question importante concernant la géométrie du brûleur. En effet, la cible métallique de 56 mm de diamètre influence de manière significative le comportement des jets de plasma. Par conséquent, la configuration initiale du brûleur qui présente un cône convergent avec des diamètres internes inférieurs à 56 mm soit un diamètre d'entrée de 43 mm et un diamètre de sortie de 15 mm (Figure 31), pourrait ne pas être optimale pour tirer pleinement parti des interactions du multijets plasma et de l'écoulement réactif. Nous avons donc ensuite fait varier le diamètre de l'anneau pour étudier la génération et les caractéristiques des multijets dans des géométries proches de celles du brûleur sélectionné au départ de la thèse mais également pour des diamètres plus grands pour évaluer l'intérêt éventuel d'une modification du brûleur.

3.2. Effet de la distance de la cible métallique sur le multijets plasma

Il est pertinent d'envisager deux axes d'amélioration : Le premier consiste à se demander si un changement du brûleur pourrait améliorer davantage l'efficacité du multijets plasma lors de son interaction avec la paroi du cône convergent. Une étude expérimentale a été engagée pour tester différentes géométries de la cible métallique. Chaque géométrie a été évaluée en fonction de son impact sur la performance des jets, afin d'identifier la distance optimale entre le multijets plasma et la paroi du cône convergent du brûleur. Une fois cette distance identifiée, le second axe d'optimisation réside dans l'ajustement de la position de l'injecteur multijets au sein du brûleur choisi.

Notre étude se concentre sur l'interaction du multijets d'hélium avec des cibles métalliques conductrices de diamètres de 36 mm, 56 mm et 71 mm.

La Figure 60 présente des photographies du multijets plasma d'hélium pour différents diamètres de l'anneau métallique spécifiés comme suit : $D_{c1}=71$ mm, $D_{c2}=56$ mm et $D_{c3}=36$ mm. Les paramètres opératoires du plasma, constants pour chaque configuration, sont identiques à ceux utilisés dans l'expérience précédente : un débit de 1 L.min^{-1} , une tension appliquée de 16 kV, et une fréquence de 10 kHz. Ces images révèlent que le diamètre de l'anneau métallique joue un rôle clé dans la distribution spatiale des jets de plasma. Lorsque ce diamètre est réduit, les jets de plasma s'étendent davantage et occupent un volume plus important dans l'espace environnant.

Il convient de noter qu'une limitation importante surgit pour des anneaux métalliques dont le diamètre est inférieur à 36 mm. En effet, avec des diamètres plus petits, la proximité du métal par rapport à la décharge plasma devient problématique, ce contact conduit à de forts courants et instabilités.

Pour un diamètre de 36 mm, les jets sont homogènes atteignent plus facilement la cible conductrice, ce qui élargit considérablement leur diffusion. Ce phénomène est particulièrement visible au niveau de la couleur et de la forme des jets, qui apparaissent homogènes, de couleur rose intense près de la sortie des trous de l'injecteur et dans la partie supérieure, à proximité de la cible. En comparaison, pour un anneau de plus grand diamètre de 71 mm, les jets de plasma sont moins dispersés. L'impact de la cible métallique sur les caractéristiques visuelles et dynamiques des jets est donc manifeste. Ces variations observées selon le diamètre de l'anneau mettent en évidence l'importance de la géométrie du brûleur dans l'optimisation des performances du multijets plasma, tant en termes d'homogénéité que d'étendue du volume occupé par le plasma.

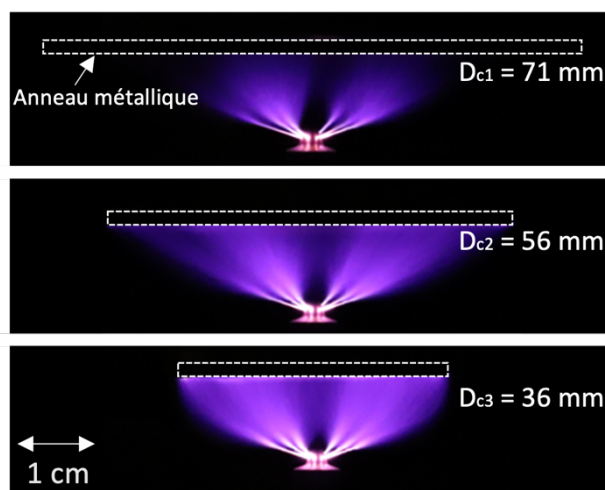


Figure 60 : Photographie du multijets plasma d'hélium pour différents diamètres de l'anneau métallique relié à la masse (positionnés à 1 cm au-dessus de l'injecteur, $f=10$ kHz, temps d'exposition = 100 ms).

Il apparaît donc primordial de mesurer la production d'espèces réactives pour différentes positions de l'injecteur à l'intérieur du brûleur. Ainsi, la Figure 61 présente les spectres d'émission du multijets plasma d'hélium pour les mêmes configurations expérimentales. En positionnant la fibre optique à une distance de 50 mm par rapport à l'injecteur, fibre installée dans la même configuration que dans la Figure 47, nous sommes en mesure de capturer la

totalité de l'émission lumineuse du multijets. La lumière émise est intégrée sur 100 ms pour chaque configuration, permettant ainsi une comparaison entre les différents diamètres de la cible métallique.

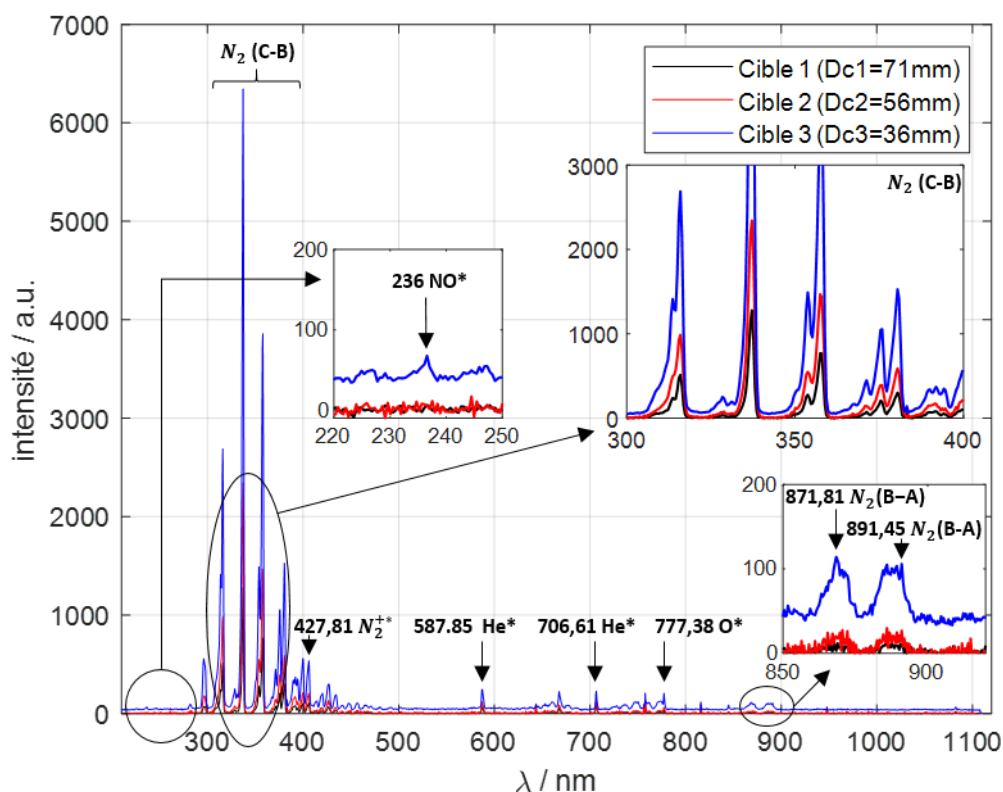


Figure 61 : Évolution des spectres d'émission d'un multijets d'hélium à 1 L.min⁻¹, pour différents diamètres de la cible métallique (10 kHz, et 16 kV).

La partie spectroscopie nous confirme l'imagerie, la proximité de la cible métallique va influencer l'intensité lumineuse du plasma et cela sur la globalité du spectre, cette dernière va augmenter à mesure que le diamètre de la cible métallique diminue. Il est donc possible d'augmenter la production des espèces réactifs sans modifier les paramètres électriques du générateur, simplement en exposant le multijets à une cible métallique de 36 mm de diamètre. L'étude de l'émission du plasma lors de son interaction avec une cible métallique a révélé qu'une augmentation significative de l'intensité lumineuse se produit lorsque le diamètre de la cible est égal à 36 mm. L'anneau avec un diamètre de 36 mm, favorisant le plus les jets plasmas. Les expériences d'imagerie et de spectroscopie nous ont donc conduit à positionner l'injecteur à 45 mm au-dessous de la sortie du brûleur, ce qui correspond à un diamètre de 36mm

Avec une cible de 36 mm de diamètre, le plasma généré présente une homogénéité accrue qui permet une interaction efficace avec l'ensemble de l'écoulement réactif. En revanche, lorsque des cibles de diamètres plus larges sont utilisées, des zones dans l'écoulement risquent de ne pas être couvertes par le plasma. Ainsi, le diamètre de 36 mm représente une distance optimale, permettant de maximiser l'efficacité du plasma multijets dans son interaction avec le mélange réactif.

Compte tenu de ces considérations, il apparaît pertinent de continuer à utiliser le brûleur initial, car sa conception semble offrir des avantages significatifs dans l'intégration du plasma multijets. La géométrie du brûleur, associée à la distance optimale entre l'injecteur et la paroi

du cône convergeant permet de positionner l'injecteur à 36 mm par rapport à la paroi du cône convergeant. Grâce à cette distance optimale, les multijets plasma peuvent être répartis de manière plus uniforme au sein de l'écoulement réactif, assurant une interaction optimisée entre les espèces réactives du plasma et le mélange réactif. Cela peut conduire à une combustion assistée par multijets plasma potentiellement plus efficace. Il est également a priori judicieux de positionner l'injecteur au plus près de la zone de réaction de la flamme, car cela permet non seulement de favoriser une interaction directe entre les espèces réactives générées par le plasma et celles du mélange réactif, mais également de diminuer le temps de transport de ces espèces réactives créées au niveau de l'injecteur vers la flamme. Toutefois, il est essentiel de prendre en compte la forme et la géométrie du cône convergeant du brûleur.

Il a donc été déterminé qu'il convient de le placer l'injecteur de manière à ce que le diamètre du cône convergeant à la hauteur des orifices de l'injecteur soit d'environ 36 mm, ce qui correspond à une distance de 45 mm en dessous de la tête du brûleur. Cette configuration représente un compromis optimal entre la proximité nécessaire pour garantir une interaction plasma-flamme efficace, et la distance requise pour éviter les perturbations de l'écoulement du mélange réactif ou les risques d'arcs électriques. En choisissant cette localisation, on parvient à assurer une distribution homogène du plasma, ce qui permet une combustion assistée par plasma plus efficace.

3.3. Effet de l'injection d'hélium sur la flamme

Cette section vise à examiner l'effet de la présence de l'injecteur multijets placé à 45 mm en dessous de la sortie du brûleur. En comparant la hauteur la flamme avec et sans l'injecteur placé en amont, nous pouvons quantifier l'impact de ce dernier sur le comportement de la flamme. De plus, nous analyserons l'effet de la présence de l'hélium dans une flamme plate laminaire prémélangée méthane-air à travers l'observation directe de la flamme et la détermination des hauteurs de flamme à partir de la visualisation instantanée par caméra.

L'objectif principal est d'étudier comment la présence de l'injecteur, couplée à l'injection des jets d'hélium dans le mélange réactif, affecte la hauteur et la stabilité de cette dernière. Pour ce faire, une compensation est effectuée en réduisant le débit d'air dans le mélange réactif d'une quantité équivalente au débit d'hélium injecté. Il est important de noter que, bien que cette approche permette de maintenir un équilibre en termes de débit volumique total, la masse totale de gaz en circulation est modifiée, ce qui signifie que le débit massique total n'est pas conservé. Cette méthode constitue donc une première approche expérimentale. Les conditions opératoires utilisées, comme indiqué dans le Tableau 1 permettront de définir les paramètres expérimentaux nécessaires pour obtenir une flamme plate stable. Deux débits de gaz ont été choisis dans cette étude, en vue de répondre aux exigences des expériences futures.

Tableau 1 : Conditions expérimentales.

		Q_{v,CH_4} (L.min ⁻¹)	$Q_{v,Air}$ (L.min ⁻¹)	$Q_{v,He}$ (L.min ⁻¹)	Richesse (Φ)
Cas 1 : $Q_{1\ tot} = 3.7\ L.min^{-1}$	Sans hélium	0,25	3,44	0	0,707
	Avec hélium	0,25	2,94	0,5	0,815
Cas 2 : $Q_{2\ tot} = 6,1\ L.min^{-1}$	Sans hélium	0,437	5,577	0	0,745
	Avec hélium	0,437	5,14	0,5	0,815

Nous présentons via l'ensemble des images de la Figure 62, l'aspect des flammes en fonction du débit volumique total ($Q_{1\text{ tot}}=3,7\text{ L.min}^{-1}$ et $Q_{2\text{ tot}}=6,1\text{ L.min}^{-1}$ respectivement), avec et sans l'addition d'hélium, pour une richesse globale à l'injection de 0,815. Ces deux cas représentent des conditions opératoires représentatives des cas traités dans cette thèse, comme rappelé dans la section 1 du chapitre 5.

Chacune des images (a1 & a2) correspond à une flamme prémélangée méthane-air. Dans le premier cas, un mélange réactif méthane-air à une richesse de 0.815 avec un débit de $Q_{1\text{ tot}}=3,7\text{ L.min}^{-1}$ s'écoule à travers la buse de la sortie du brûleur, produisant une flamme plate prémélangée méthane-air entre la plaque de stagnation et la buse de sortie du brûleur, présentant une structure relativement symétrique comme illustré dans la Figure 62 (a1). La forme de la flamme observée ressemble à celle étudiée par C. Bariki [37]. Notons que la configuration du brûleur étudiée favorise la stabilisation de flamme dans une position où la vitesse de la flamme laminaire est égale à celle du mélange méthane-air non brûlé sortant du brûleur. Comparativement à ce dernier, le cas $Q_{2\text{ tot}}=6,1\text{ L.min}^{-1}$ Figure 62 (a2), présente une flamme plate stable plus intense.

Les images de la Figure 62 (b1 & b2) correspondent à une flamme prémélangée méthane-air diluée avec de l'hélium. Lorsqu'un débit d'air de $0,5\text{ L.min}^{-1}$ est remplacé par de l'hélium, la flamme reste plate mais son épaisseur augmente. Une diminution de la position du front de flamme est visible pour le cas 1 ($Q_{1\text{ tot}}=3,7\text{ L.min}^{-1}$) sur la Figure 62 (b1).

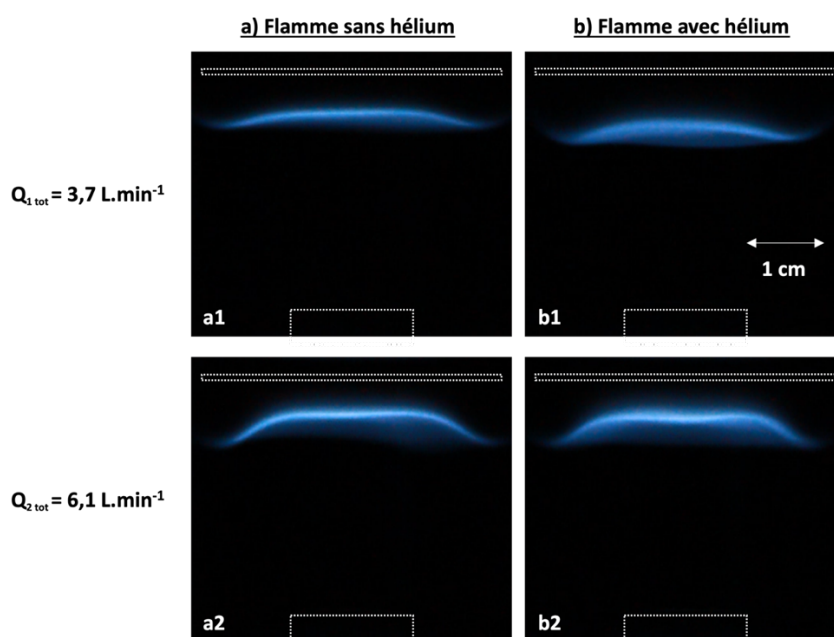


Figure 62 : Photographies de la flamme a) sans d'hélium, b) avec hélium.

À partir des images instantanées de la flamme, nous pouvons obtenir une quantification des hauteurs instantanées de la flamme. Ces points particuliers sont déterminés à partir d'une détection des pixels les plus intenses, ce qui permet de définir un contour de la flamme dans le champ d'acquisition comme décrit dans la section 2.2 du chapitre 2. Nous obtenons alors l'ensemble des hauteurs instantanées de la flamme (H). La Figure 63 présente l'évolution temporelle de la position du front de flamme avec et sans hélium pour un débit total constant de $3,7\text{ L.min}^{-1}$. Nous pouvons voir que la position de la flamme reste stable à $16,5\text{ mm}$. Lorsqu'un débit d'air de $0,5\text{ L.min}^{-1}$ est remplacé avec $0,5\text{ L.min}^{-1}$ d'hélium, les différentes valeurs de hauteurs sont globalement proches de $15,5\text{ mm}$, la flamme reste plate et stable dans

le temps. Le débit d'hélium ajouté influe sur la richesse et ainsi sur la position du front de flamme, une diminution de 1 mm de sa hauteur est observée.

De façon similaire à ce qui a été présenté en Figure 63, la Figure 64 présente l'évolution de la position du front de flamme en fonction du temps, pour un débit total constant de $6,1 \text{ L.min}^{-1}$ avec et sans hélium. Nous pouvons voir que les différentes valeurs de hauteurs de la flamme avec et sans hélium sont globalement proches à 18 mm. Le débit d'hélium ajouté n'influe pas sur la position du front de flamme, la flamme reste plate et stable à 18 mm. En injecte l'hélium, la flamme est légèrement plus basse sans affecter sa stabilité globale. Ainsi, la présence de l'injecteur et l'injection d'hélium ne modifient pas la stabilité de la flamme, la flamme est plate et stable au cours du temps.

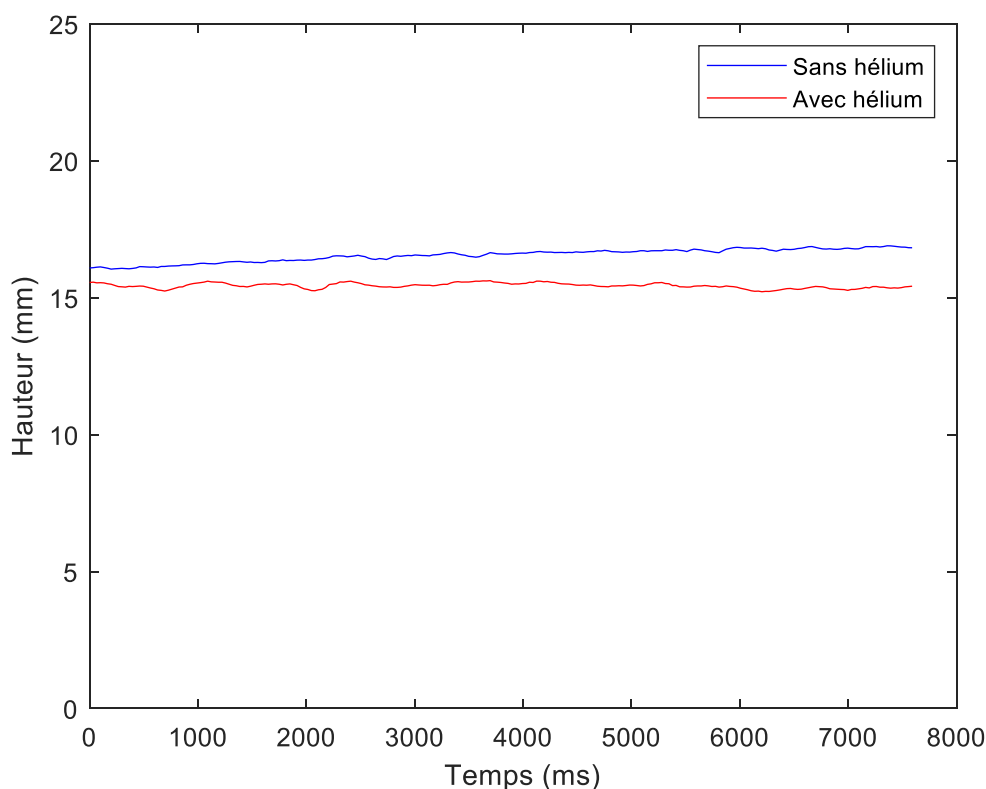


Figure 63: Évolution temporelle de la hauteur de la flamme, sans hélium (bleu) et avec hélium (rouge) pour un débit total constant de $3,7 \text{ L.min}^{-1}$.

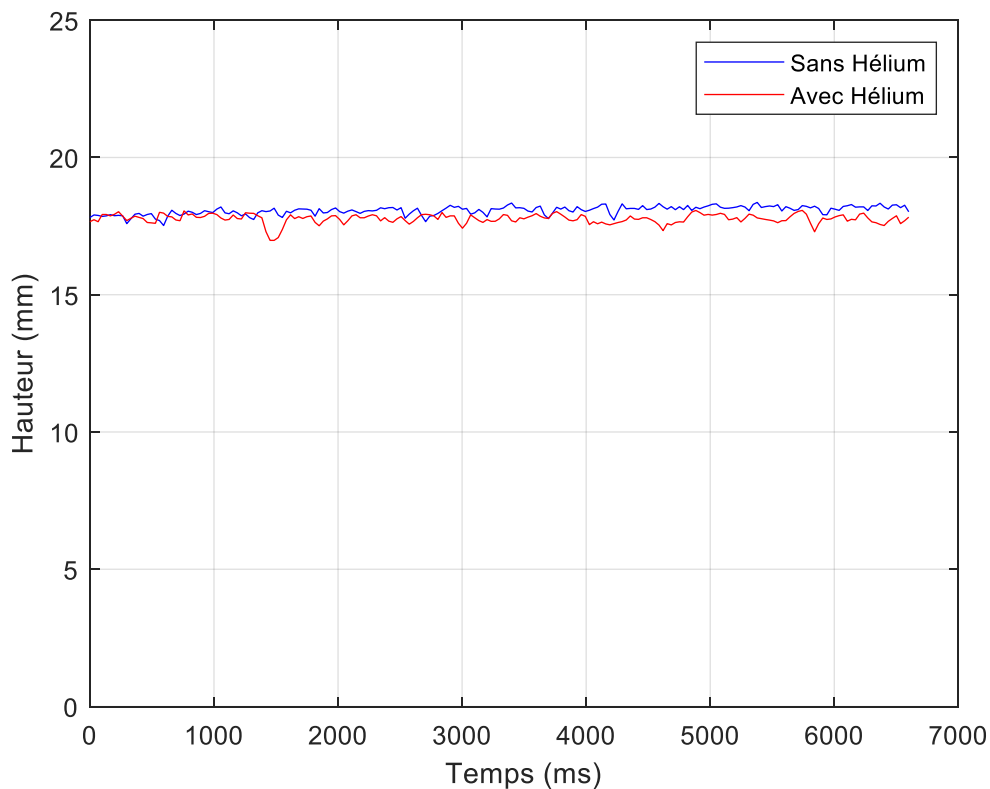


Figure 64: Évolution temporelle de la hauteur de la flamme, sans hélium (bleu) et avec hélium (rouge) pour un débit total constant de $6,1 \text{ L.min}^{-1}$.

Pour chaque débit, les valeurs des hauteurs moyennes de la flamme avec hélium sont en comparaison moins élevées que sans hélium. Une différence de 1 mm est observée pour le faible débit, alors qu'elle n'excède pas 0,3 mm pour le grand débit. L'effet de l'hélium sur la dynamique de combustion peut être lié à ses propriétés chimiques et à la dilution. En substituant un débit d'air de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ par de l'hélium, on dilue le mélange de combustion, ce qui peut entraîner une réduction de la température de la flamme et une modification de sa stabilité. Ces changements dans la température et la stabilité peuvent à leur tour influencer la position du front de flamme et son comportement global.

Il aurait sans doute été plus pertinent, d'un point de vue méthodologique, de comparer des flammes air-méthane-hélium avec des flammes air-méthane en ajustant la dilution induite par l'ajout d'hélium à des débits variés, et non uniquement à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. Toutefois, dans le cadre de cette thèse, la condition avec un débit d'hélium de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ a été retenue pour les expériences de combustion assistée par plasma. Cette décision a été prise pour assurer la cohérence des conditions expérimentales et pour observer les effets spécifiques du multijets plasma d'hélium dans un contexte contrôlé, sans introduire de variables supplémentaires qui auraient complexifié l'analyse et l'interprétation des résultats.

3.4. Effet du multijets plasma d'hélium sur la flamme

a) Polarité positive

Une fois l'injecteur inséré dans le brûleur, des essais ultérieurs ont mis en évidence certaines limitations majeures de cette configuration. En effet, lors des tentatives d'allumage du plasma avec une polarité positive et en présence d'un écoulement réactif de méthane et d'air entourant l'injecteur, une instabilité notable de la décharge a été observée. Cette instabilité, qui se manifeste après quelques minutes d'allumage de la décharge, perturbe le comportement normal du multijets plasma, mais également le bon déroulement des expériences. Une observation significative a été faite lors d'un essai d'allumage de la flamme, où il a été constaté que la flamme assistée par plasma était maintenue pendant une période d'environ 20 secondes. Cependant, cette stabilité a été brusquement interrompue par une déflagration imprévue, qui a entraîné un retour de la flamme vers le brûleur, suivi d'une extinction de la flamme. Cela s'est produit dans les deux configurations de flamme conique et plate, comme illustré dans la Figure 65 et la Figure 66 respectivement. L'interaction jets plasma avec le brûleur, déstructure la flamme et entraîne systématiquement son extinction après quelques secondes d'allumage du plasma.

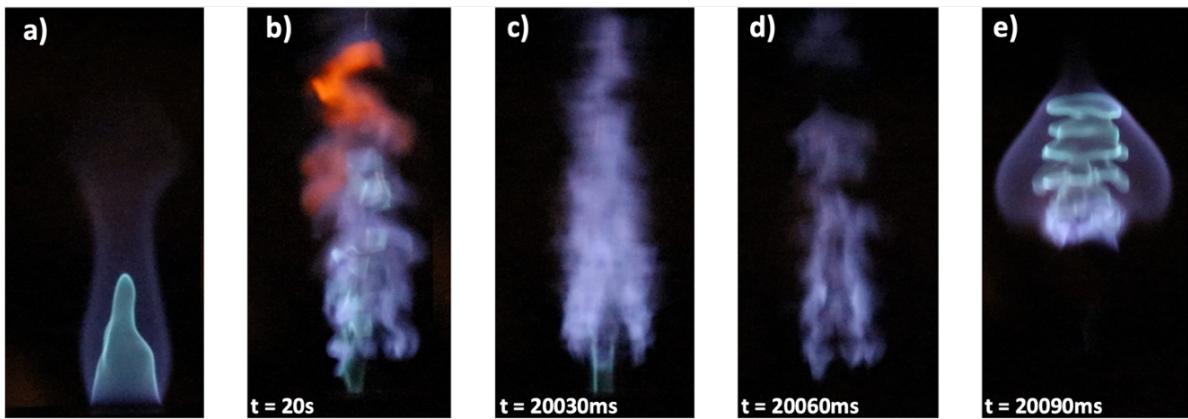


Figure 65 : Photographie de la flamme conique, a) sans plasma, (b, c, d et e) avec multijets plasma ($U=10\text{ kV}$, $f=6\text{ kHz}$, $Q_{v,He} = 1\text{ L.min}^{-1}$).

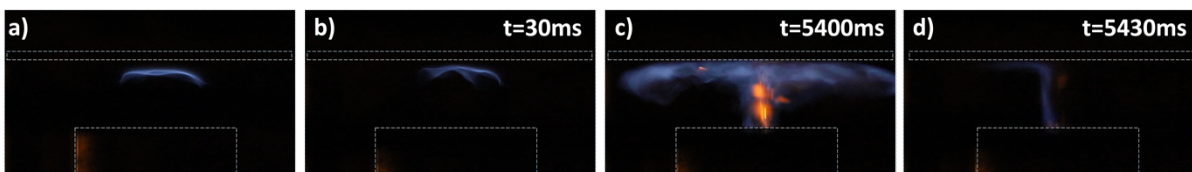


Figure 66 : Photographie de la flamme plate, a) sans plasma, (b, c, et d) avec multijets plasma ($U=11\text{ kV}$, $f=1\text{ kHz}$).

L'instabilité de la décharge, ainsi que le retour de la flamme, indiquent des limitations inhérentes à la configuration expérimentale employée. Ces anomalies soulignent l'importance de réévaluer certains paramètres opératoires, notamment la polarité de la décharge, afin d'éliminer les risques d'instabilité de la décharge et de retour de flamme. En conséquence, l'option de la polarité positive a été écartée.

b) Polarité négative

Dans cette section, nous illustrons l'effet des multijets plasma d'hélium avec une polarité négative sur une flamme plate laminaire prémélangée méthane-air. Ensuite, nous analyserons de manière quantitative l'évolution des hauteurs du front de flamme, afin de caractériser la localisation et la stabilité de la flamme en fonction des paramètres de l'étude.

Les conditions opératoires présentées sont celles indiquées dans le Tableau 2. Elles ont été rigoureusement sélectionnées dans le but d'obtenir une flamme plate stable, et de prévenir tout risque de soufflage et de transition vers une flamme conique, que ce soit en présence ou en absence de plasma. L'étude se fait à débit d'hélium constant de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, et, par conséquent, ce sont les débits de méthane et d'air qui augmentent lorsque le débit total est modifié à richesse constante. Nous avons défini trois cas expérimentaux : un cas minimal, un cas intermédiaire et un cas maximal $Q_{1 \text{ tot}}=3,7 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{2 \text{ tot}}=5,3 \text{ L.min}^{-1}$ et $Q_{3 \text{ tot}}=6,9 \text{ L.min}^{-1}$, tous avec une richesse $\Phi=0,815$. En définissant ces conditions opératoires, nous assurons une base solide pour mener à bien nos expériences.

Tableau 2 : Conditions expérimentales utilisées.

$\Phi = 0,815$	Q_{v,CH_4} (L.min^{-1})	$Q_{v,Air}$ (L.min^{-1})	$Q_{v,He}$ (L.min^{-1})	f (kHz)	U (kV)
$Q_{1 \text{ tot}} = 3,7 \text{ L.min}^{-1}$	0,25	2,94	0,5	20	-12
$Q_{2 \text{ tot}} = 5,3 \text{ L.min}^{-1}$	0,375	4,41			
$Q_{3 \text{ tot}} = 6,1 \text{ L.min}^{-1}$	0,5	5,88			

Nous présentons via la Figure 67, l'évolution temporelle de la hauteur de la flamme sans plasma pour trois débits totaux différents : $Q_{1 \text{ tot}}=3,7 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{2 \text{ tot}}=5,3 \text{ L.min}^{-1}$ et $Q_{3 \text{ tot}}=6,9 \text{ L.min}^{-1}$. Il est intéressant de noter que la position de la flamme reste inchangée au cours du temps, avec des hauteurs respectives de $H_1= 14.2 \text{ mm}$, $H_2=17.1 \text{ mm}$ et $H_3=18,6 \text{ mm}$. Les images instantanées associées sont présentées au bas de la Figure 67.

Une analyse visuelle de ces images révèle que la flamme plate tend à s'éloigner progressivement du brûleur à mesure que le débit total augmente, ce qui est attendu. Malgré cette évolution, la structure de la flamme reste relativement symétrique dans les trois cas étudiés. De plus, la flamme présente une homogénéité remarquable en termes d'intensité lumineuse intégrée, indiquant une combustion stable et régulière. Il convient de noter une particularité dans l'image de la flamme correspondante au deuxième cas avec un débit total de $Q_{2 \text{ tot}}=5,3 \text{ L.min}^{-1}$, où une émission de lumière bleutée plus intense est observée. Cette variation est attribuée aux caractéristiques de la prise de vue, qui diffèrent avec les deux autres cas.

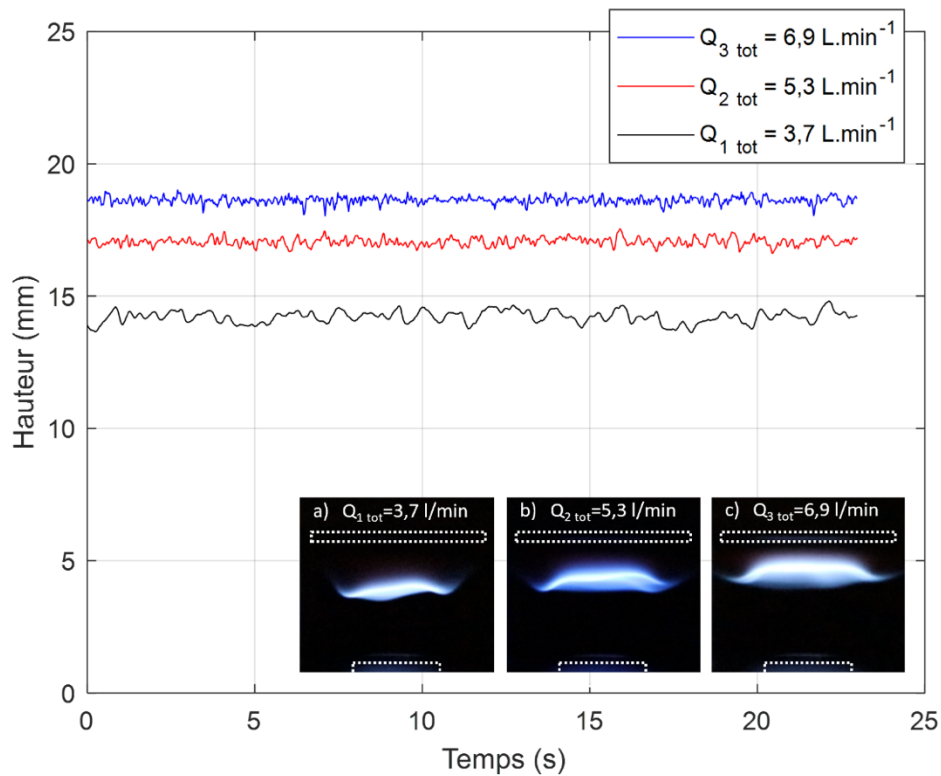


Figure 67 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme sans plasma pour différents débits.

Lorsque le plasma est allumé, à une fréquence de 20 kHz et une tension de -12 kV, un changement notable se produit dans les caractéristiques de la flamme. Cette activation provoque des modifications notables sur la flamme qui sont clairement mises en évidence par une comparaison des images instantanées montrant la position minimale atteinte par la flamme, tant en présence qu'en absence de plasma. Ces observations sont présentées dans la Figure 68, où l'on peut constater que l'ajout du plasma modifie non seulement la position de la flamme, mais influence également son épaisseur. En effet, la flamme se déplace vers les gaz frais, en direction du brûleur, et une épaisseur qui augmente avec l'activation du plasma. En outre, nous observons que la flamme se déplace davantage vers les gaz frais lorsque la décharge est activée, en particulier dans le cas de faible débit ($Q_{1\text{ tot}}=3,7 \text{ L.min}^{-1}$) qui visuellement est presque accrochée à la buse de la sortie du brûleur (Figure 68. (B, a)).

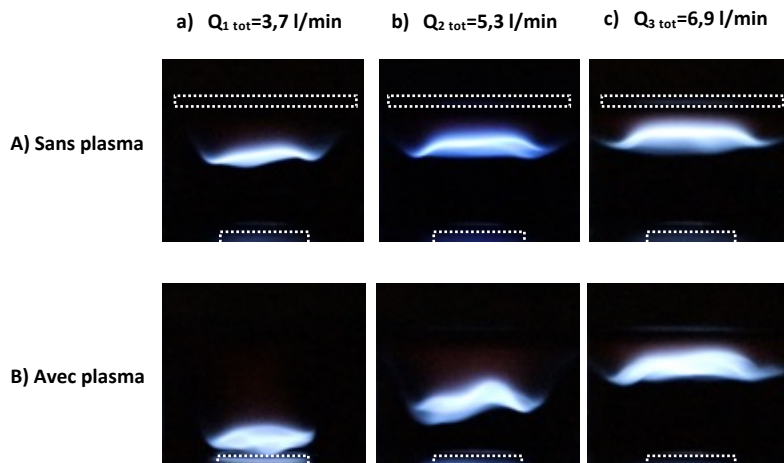


Figure 68 : Photographie de la flamme pour différents débits, A) sans plasma, B) avec plasma

Nous présentons via la Figure 69, l'évolution temporelle de la hauteur de la flamme avec plasma pour trois débits totaux différents : $Q_{1\text{ tot}}=3,7\text{ L.min}^{-1}$, $Q_{2\text{ tot}}=5,3\text{ L.min}^{-1}$ et $Q_{3\text{ tot}}=6,9\text{ L.min}^{-1}$. L'introduction du plasma induit une modification notable de la hauteur de la flamme, dont l'ampleur varie en fonction du débit total. Pour le débit le plus élevé, la hauteur de la flamme diminue légèrement, avec des fluctuations modérées tout au long de l'évolution. Pour un débit intermédiaire, la réduction de hauteur est plus significative, accompagnée de fluctuations plus marquées. Enfin, à débit plus faible, l'effet du plasma devient encore plus prononcé : la flamme subit un abaissement important, avec une phase transitoire notable durant les premières secondes, jusqu'à atteindre une hauteur stabilisée autour de 5 mm.

Pour le débit le plus faible ($Q_{1\text{ tot}} = 3,7\text{ L.min}^{-1}$), l'application du plasma entraîne une hauteur minimale de la flamme très basse, qui persiste pendant 1s, suivie d'une remontée significative. Ce phénomène suggère que la génération du plasma en mode pulsé continu pourrait ne pas être la configuration la plus appropriée pour optimiser la stabilité de la flamme. Cette observation soulève des questions quant à la durée d'allumage du plasma, et nous prévoyons d'explorer ce sujet en détail dans la section 1) du chapitre 5, où nous aborderons les différentes modalités de fonctionnement du plasma et leur impact sur la flamme.

Nous remarquons également pour ce débit que lorsque la flamme atteint une position haute (à l'instant 4s), elle redescend à une hauteur beaucoup plus basse peu après. De plus, pour le débit de $5,3\text{ L.min}^{-1}$, des sauts similaires dans la hauteur de la flamme sont également observés, ce qui indique que les variations de débit influencent directement la réponse dynamique de la flamme sous l'effet du plasma.

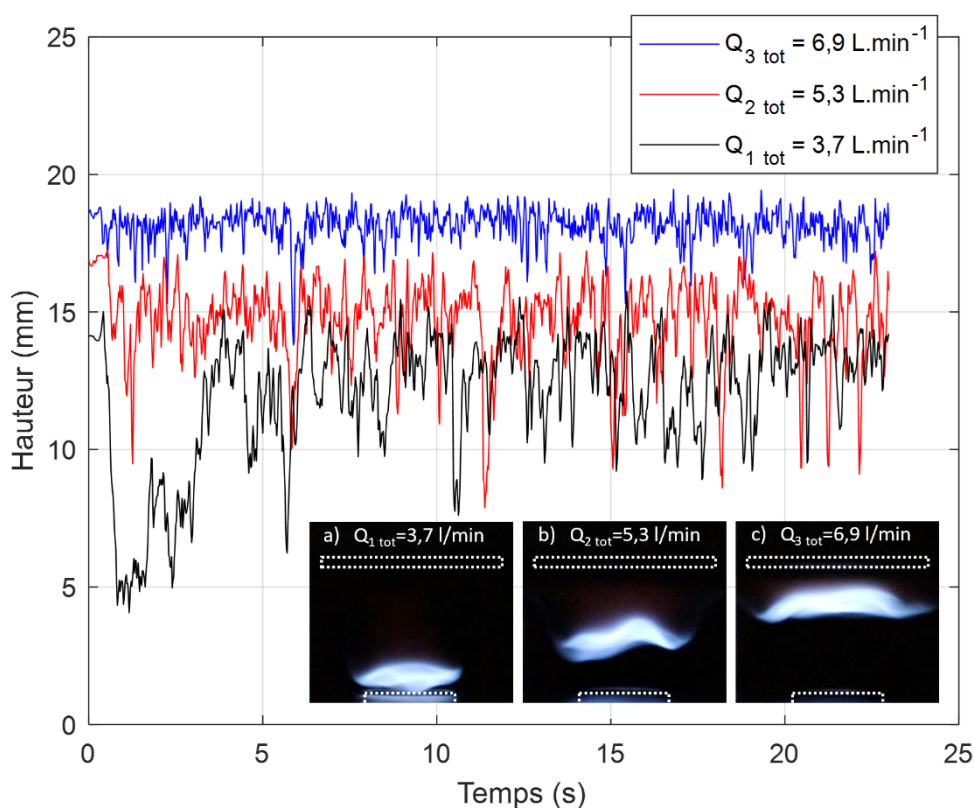


Figure 69 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme avec plasma ($f=20\text{ kHz}$ et $U=-12\text{ kV}$) pour différents débits.

Nous pouvons définir la hauteur moyenne (H_{moyenne}) de la flamme comme la moyenne des positions instantanées du front de flamme pour chaque cas, à la fois sans plasma (représenté en bleu) et avec plasma (représenté en rouge), comme illustré dans la Figure 70. De plus, nous avons associé des fluctuations à ces points spécifiques, reflétant l'écart-type des positions atteintes par le front de flamme. En outre, la hauteur minimale de la flamme (H_{minimum}) a été identifiée comme le point le plus bas que la flamme peut atteindre en présence de plasma. Nous avons également comparé ces hauteurs dans la Figure 70.

Les résultats révèlent clairement que la combustion assistée par plasma entraîne une modification de la position de la flamme, la flamme se déplace vers l'amont. Lorsque le débit total diminue, la flamme se déplace davantage, avec une augmentation de l'amplitude de sa fluctuation.

Les expériences avec une polarité négative appliquée au plasma ont engendré des résultats intéressants. La flamme assistée par plasma se rapproche systématiquement du brûleur sans extinction. La polarité négative permet donc d'utiliser les multijets plasma pour assister la combustion au cours de cette étude.

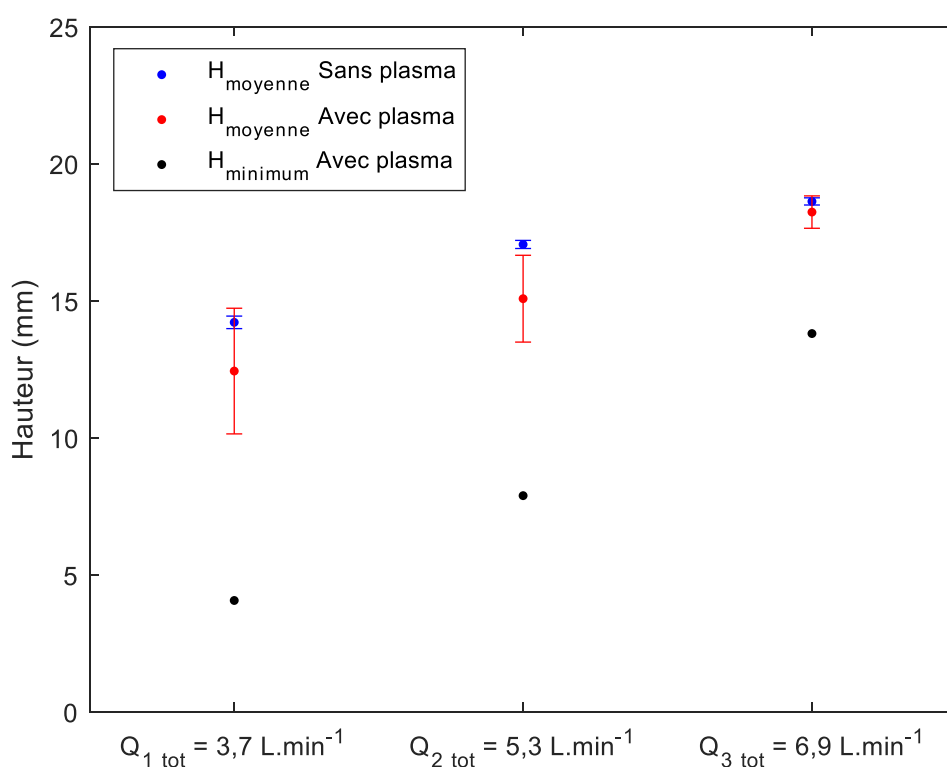


Figure 70: Influence de la combustion assistée par plasma sur les positions moyennes du front de flamme et leurs fluctuations pour trois débits totaux : $Q_{1 \text{ tot}}=3,7 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{2 \text{ tot}}=5,3 \text{ L.min}^{-1}$ et $Q_{3 \text{ tot}}=6,9 \text{ L.min}^{-1}$ avec $\Phi=0,815$, ainsi que la position minimum que la flamme peut atteindre relative aux cas considérés.

Une expérience avec une polarité négative appliquée au plasma a engendré des résultats intéressants. En effet, cette adaptation de la polarité a démontré une meilleure stabilité de la flamme assistée par des multijets plasma d'hélium.

Conclusion :

Le passage à une **flamme plate** et l'intégration d'un **plasma multijets** sont deux décisions clés qui ont été prises à la suite d'une première caractérisation de la combustion d'une flamme conique et d'une flamme plate assistée par un monojet plasma d'hélium. Cette première phase d'expérimentation a mis en évidence plusieurs limitations qui ont motivé le choix de ces nouvelles configurations, leurs géométries, ainsi que les conditions opératoires choisies. Cela permettra d'assurer, pour les expériences futures, des conditions opératoires de base plus sûres et des données exploitables, offrant ainsi des résultats comportant des éléments de comparaison essentiels à l'analyse de cet effet et à l'avancement de la thèse.

Les futurs travaux devront donc se consacrer sur l'étude d'un système multijets plasma sur une flamme plate prémélangée méthane-air. Afin d'améliorer notre compréhension de cette combustion assistée par multijets de plasma.

Chapitre IV : Étude de l'interaction des multijets plasma d'hélium avec un écoulement d'air ou d'air-méthane

Cette configuration représente un environnement complexe, où les phénomènes physiques et chimiques liés au plasma sont influencés par l'écoulement du mélange combustible. En tant que mélange réactif, le méthane-air réagit avec les espèces excitées présentes dans le plasma, ce qui pourrait changer les caractéristiques des jets de plasma en termes de réactivité et de propagation. Il est donc essentiel de mesurer ces changements dans les caractéristiques des jets de plasma en présence de l'écoulement de l'air ou d'air méthane, notamment les espèces émises, et la répartition spatiale des espèces actives du plasma.

Il est important de noter que les études réalisées dans ce chapitre se concentrent uniquement sur le comportement des multijets de plasma en présence d'un écoulement d'air ou du mélange réactif méthane-air en l'absence d'une flamme.

1 Caractérisation des multijets plasma

Nous avons étudié le multijets plasma avec les paramètres d'utilisation suivants : une amplitude de -14,5 kV, une fréquence de 15 kHz et un débit d'hélium de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. Un injecteur à 8 trous a été choisi, chaque orifice ayant un diamètre de $300 \mu\text{m}$. Il convient de noter que, dans nos conditions expérimentales, seuls 7 jets ont été allumés. Les expériences ont été menées en présence d'un écoulement non réactif d'air ainsi qu'en présence d'un écoulement réactif de méthane-air, avec des débits de ($Q_{v,\text{Air}} = 10,5 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,\text{CH}_4} = 0,9 \text{ L.min}^{-1}$). Ces conditions expérimentales sont représentatives de débits plus importants, proches de ceux utilisés dans la flamme conique que nous avons initialement étudiée dans la section 1 du chapitre 3.

1.1. Espèces produites par le multijets plasma

L'étude du spectre d'émission du multijets plasma constitue une étape importante dans la compréhension des processus physiques et chimiques en jeu lors de son interaction avec un écoulement méthane-air. Le spectre d'émission du multijets plasma a été collecté pour identifier les espèces excitées générées, puis nous avons étudié la localisation spatiale de certaines espèces excitées par imagerie rapide filtrée en utilisant des filtres interférentiels, ainsi que la distribution spatio-temporelle de la décharge par imagerie résolue en temps non filtrée.

Dans notre expérience, la fibre optique est positionnée à une distance de 20 mm au-dessus de l'injecteur, permettant ainsi la collecte de l'intensité lumineuse émise par le plasma sur un cône dont le diamètre est de 10 mm au niveau de l'injecteur. Cette configuration expérimentale illustrée sur Figure 47 garantit une couverture maximale du spectre d'émission, compte tenu des contraintes géométriques du brûleur, offrant ainsi des informations sur les caractéristiques spectrales du multijets plasma. Nous avons réalisé des enregistrements de l'émission spectrale généré par le multijets dans deux conditions distinctes. En maintenant les paramètres d'enregistrement des spectres d'émission constants, nous avons pu créer un cadre de comparaison des résultats obtenus dans les deux conditions (Voir Figure 71).

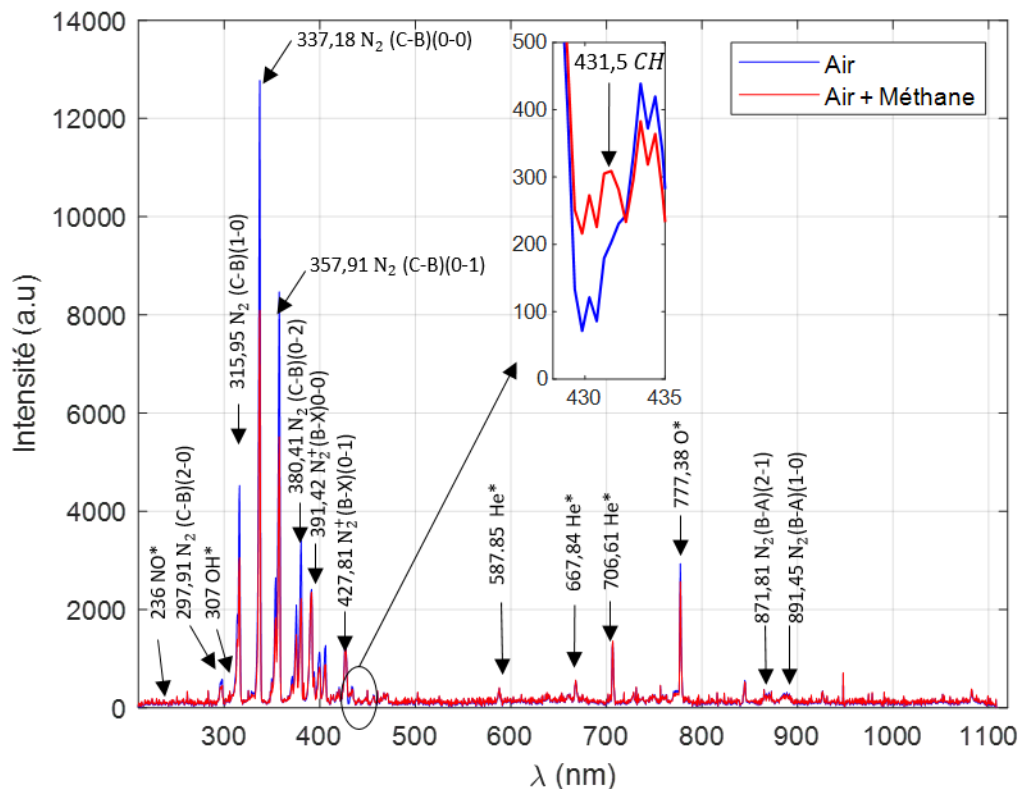


Figure 71 : Évolution du spectre d'émission d'un multijets d'hélium en interaction avec un écoulement d'air (bleu), en interaction avec un écoulement réactif de méthane-air (rouge)

L'analyse des spectres d'émission des multijets plasma d'hélium révèle des résultats intéressants. En présence d'un écoulement d'air, nous observons un spectre d'émission qui est comparable à celui d'un jet de plasma libre dans l'air (Figure 57). Ceci traduit la stabilité du plasma sous ces conditions de fort débit d'écoulement d'air autour du plasma tout en gardant les mêmes espèces réactives générées. Cependant, la situation évolue significativement en présence d'un mélange réactif de méthane-air. Dans ce cas, l'intensité globale du spectre diminue, particulièrement les bandes d'azote, et l'émission de CH^* se manifeste clairement à 431,5 nm, une observation qui souligne l'importance de l'écoulement réactif sur le spectre d'émission du plasma. Cela met en lumière des réactions spécifiques telles que la formation de radicaux comme le CH^* , qui joue un rôle clé dans la chimie de la combustion.

L'analyse détaillée des spectres montre également que le peuplement du radical CH^* s'accompagne d'une diminution simultanée de l'intensité des bandes de l'azote N_2^* (C-B) et des raies d'oxygène atomique O^* . La détection de CH^* souligne la possible dégradation du CH_4 avec un jet plasma d'He ce qui permet d'envisager des modifications de la dynamique de la flamme.

1.2. Distribution spatiotemporelle des espèces produites par le multijets plasma

Lorsque nous examinons les spectres d'émission, nous obtenons une vue globale des différentes espèces présentes dans le multijets plasma. Cependant, ces spectres, bien qu'informatifs, ne permettent pas de rendre compte de la localisation spatiale de l'émission lumineuse ni de sa dynamique temporelle. Pour combler cette lacune et obtenir une compréhension plus approfondie de la dynamique du multijets plasma, nous devons recourir à des techniques d'imagerie filtrée ou résolue en temps.

Dans cette section, nous nous concentrons sur l'étude de la dynamique de l'émission lumineuse observée précédemment par spectroscopie d'émission Figure 71, mais cette fois-ci à l'aide d'un dispositif détaillé dans la section 2.4 du chapitre 2. Ce dispositif, basé sur l'imagerie ICCD (Intensified Charge-Coupled Device), permet d'acquérir des images à haute résolution temporelle de l'émission lumineuse émise par le plasma. En capturant des images à des temps de pose extrêmement courts, parfois de l'ordre de la nanoseconde, cette technique nous permet de visualiser en temps réel l'évolution spatio-temporelle de l'émission lumineuse. De plus, l'utilisation de filtres appropriés nous permettra de sélectionner et d'analyser des longueurs d'onde spécifiques correspondant à des espèces excités.

La Figure 72 (a) montre une photographie des multijets. Il convient de noter que seuls 7 jets ont été allumés. L'analyse de cette photographie révèle une distribution homogène du plasma. Une lumière intense apparaît à la sortie des orifices de l'injecteur, une lumière rose est également visible entourée d'une couleur violette jusqu'à son extrémité, les jets se propagent depuis la sortie de l'orifice sur environ 9 mm. Lorsque le méthane est introduit dans l'écoulement d'air, comme le montre la Figure 72 (b), aucune modification de la géométrie des jets plasma n'apparaît, les jets sont cependant moins intenses à leurs extrémités qu'en présence uniquement d'un écoulement d'air et leur couleur diffère, ces modifications révèlent des différences dans les espèces réactives produites au contact des jets plasma.

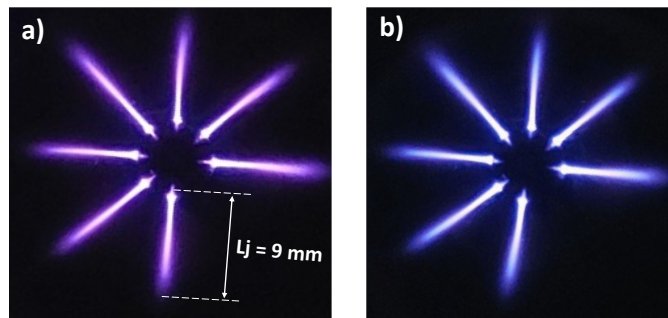


Figure 72 : Photographie des multijets plasma d'hélium ($f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14.8 \text{ kV}$, temps de pose de $1/8 \text{ s}$), a) en interaction avec un écoulement d'air ($Q_{v,Air} = 10,5 \text{ L.min}^{-1}$), b) en interaction avec un écoulement d'air + méthane ($Q_{v,Air} = 10,5 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,CH_4} = 0,9 \text{ L.min}^{-1}$).

L'imagerie ICCD Figure 73 (a, b) intégrée sur un délai long de $10 \mu\text{s}$ montre une répartition de la lumière proche de ce qui peut être observé sur la photographie Figure 72 (a, b). Une émission lumineuse se produit dans les jets plasma sur une longueur de 9 mm. L'émission lumineuse la plus intense se trouve à la sortie des orifices de l'injecteur et diminue avec la distance.

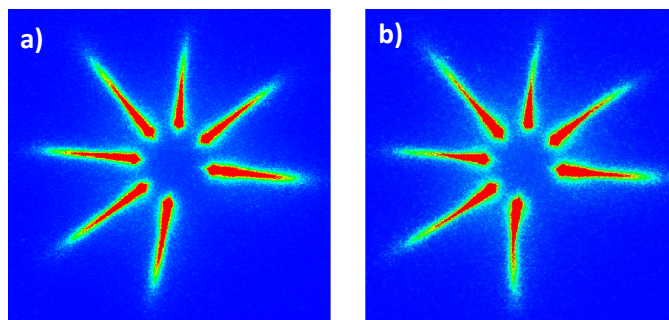


Figure 73 : Image ICCD des multijets plasma d'hélium ($Q_{v,Air} = 10,5 \text{ L.min}^{-1}$, $f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14.8 \text{ kV}$, temps de pose de $10 \mu\text{s}$) ; a) en interaction avec un écoulement d'air ($Q_{v,Air} = 10,5 \text{ L.min}^{-1}$), b) en interaction avec un écoulement d'air + méthane ($Q_{v,Air} = 10,5 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,CH_4} = 0,9 \text{ L.min}^{-1}$).

En complément des mesures d'imagerie et de spectroscopie et afin d'obtenir la distribution spatiotemporelle des espèces excitées, nous avons réalisé des mesures d'imageries en combinant la caméra rapide ICCD avec des filtres interférentiels passe-bandes. Nous avons équipé la caméra rapide intensifiée de deux objectifs ; un objectif UV pour voir la distribution spatiotemporelle des espèces excitées de NO^* , OH^* , et N_2^* (C-B), un objectif visible pour voir N_2^{+*} , He^* et O^* . Les caractéristiques des objectifs et des filtres optiques utilisés sont détaillées et se trouvent dans la section 2.4 du chapitre 2.

Les Figure 74 et Figure 75 montrent les images ICCD filtrées illustrant la répartition des espèces excitées dans le multijets plasma en présence d'un écoulement important méthane air, avec un temps d'intégration de $10 \mu\text{s}$. Les espèces identifiées, notamment le radical hydroxyle (OH^*), le monoxyde d'azote NO^* , et l'azote N_2^* (C-B) montrent une répartition qui s'étend au-delà de la zone proche des orifices de l'injecteur, sur toute la longueur des jets plasma. Une observation minutieuse révèle que l'hélium He^* , l'oxygène O^* et l'azote ionisé N_2^{+*} sont présent à proximité de l'injecteur, mais également l'azote ionisé N_2^{+*} à des distances plus importantes le long du jet plasma. L'oxyde d'azote, l'hydroxyle et l'azote, qui sont des espèces importantes pour la combustion, sont produits sur un volume assez important, et peuvent interagir avec l'écoulement réactif méthane-air qui est environnant.

Une première hypothèse serait le peuplement de l'azote ionisé par les métastables d'hélium qui sont transportés par l'écoulement d'hélium. Dans le cadre des études liées au peuplement des métastables par spectroscopie d'absorption laser [87], il a été déterminé que la durée de vie de ces états est de quelques microsecondes dans les zones où l'hélium est majoritaire et non mélangé avec l'air ambiant. Ainsi dans des capillaires sous écoulement d'hélium le temps de vie a été mesuré autour de $4 \mu\text{s}$. En considérant le diamètre de $300 \mu\text{m}$ des orifices et le débit d'hélium de 0.5 L.min^{-1} , en supposant une zone d'écoulement laminaire en sortie des orifices, la distance parcourue par les métastables pendant $4 \mu\text{s}$ est d'environ $400 \mu\text{m}$. Le peuplement par les métastables d'hélium des molécules d'azote ionisées n'est donc a priori pas la bonne hypothèse. Il est donc plus probable que ces états ioniques soient peuplés par collision électronique directe avec les molécules d'azote. Ceci traduirait donc soit la présence d'impuretés dans l'écoulement d'hélium soit un apport d'air ambiant dès les premiers millimètres en sortie des orifices. L'épaisseur des canaux des orifices est extrêmement petite (de l'ordre du mm) ce qui conduit sans doute à une longueur d'écoulement laminaire très réduite et à un mélange avec l'air ambiant très proche de la sortie des orifices. Ceci est en accord avec la longueur très faible de mesure du peuplement des états excités de l'hélium.

L'observation de l'émission de l'oxygène atomique à proximité de l'injecteur soulève une question concernant les mécanismes sous-jacents responsables de sa présence dans le plasma.

Une hypothèse possible est que l'essentiel du transfert vers l'oxygène ne se fait pas là où l'hélium rencontre l'air, mais plutôt à la sortie de l'injecteur et que l'oxygène est donc présent en impuretés dans l'écoulement d'hélium.

L'identification précise de la localisation du radical CH^* dans le multijets plasma est entravée par certaines limitations techniques. En effet, le filtre utilisé pour détecter le radical CH^* possède une bande passante de 12 nm centrée autour de 430 nm. Il est donc impossible de discriminer le peuplement de CH^* de ceux de l'azote et notamment du peuplement de la molécule ionisée d'azote N_2^{+*} . Les images recueillies avec des filtres sélectifs sur les transitions à 392 et 521 nm sont effectivement identiques à celles obtenues sur le filtre centré sur 430 nm.

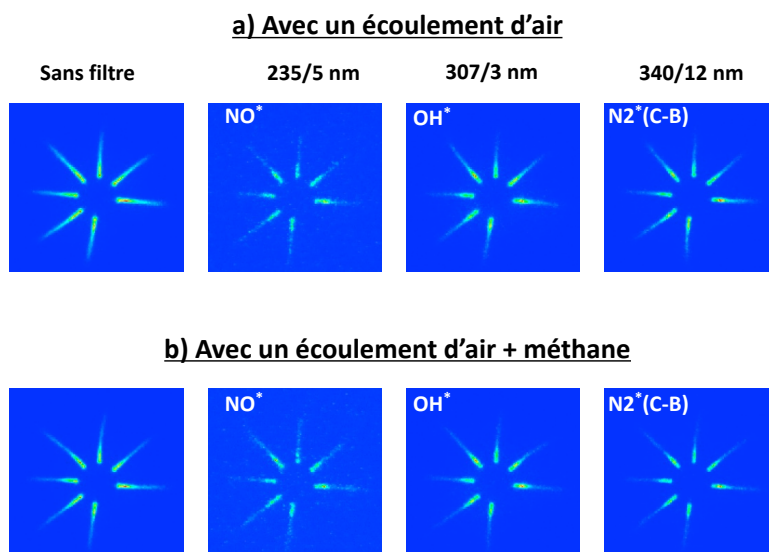


Figure 74 : Imagerie ICCD (objectif UV), a) avec un écoulement d'air, b) avec un écoulement d'air + méthane, (Les longueurs d'onde correspondent à celles des filtres avec leur bande passante).

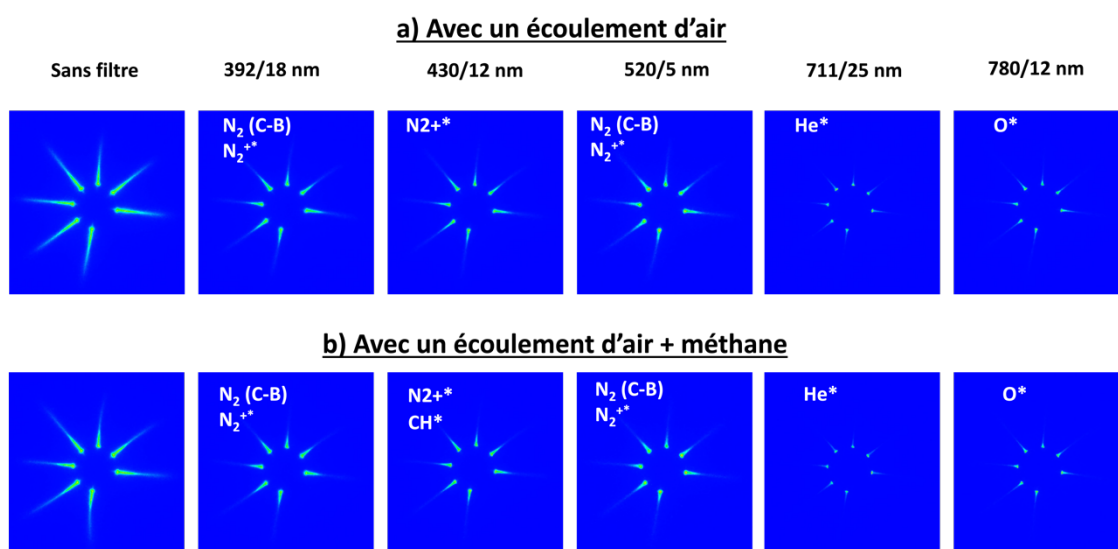


Figure 75 : Imagerie ICCD (objectif visible), a) avec un écoulement d'air, b) avec un écoulement d'air + méthane, (Les longueurs d'onde correspondent à celles des filtres avec leur bande passante).

Les images présentées ci-avant sont intégrées sur 10 μs , une durée relativement longue permet de capturer l'émission globale des espèces excitées, mais elle ne permet pas de suivre les

variations rapides de l'émission lumineuse qui surviennent au cours de l'impulsion. Afin de mieux comprendre la dynamique de propagation des multijets, il est nécessaire de capturer des images à des échelles de temps beaucoup plus courtes. C'est ce que montrent les Figure 77, Figure 79 et Figure 79, qui illustrent cette dynamique grâce à une imagerie ICCD résolue en temps. Ces images ont été prises sans filtre, et accumulées sur 100 images avec 50 ns d'intégration.

A chaque impulsion de tension (Figure 76), une onde d'ionisation est générée pendant le front de descente de l'impulsion et se propage dans la direction de l'écoulement. Une fois établi le plasma reste allumé sur toute la durée de l'impulsion mais pas toujours visible sur les images du fait de la faible intensité lumineuse sur certaines phases de l'impulsion. L'analyse temporelle des images révèle des détails intéressants de l'évolution des fronts d'ionisation de chaque jet au fil du temps. En effet, en fonction du moment où les images sont capturées, trois phases ont été identifiées liées à la forme de l'impulsion de tension, elles sont indiquées sur la Figure 76. Pendant la phase descendante ($t = 858 \mu s$ à $2,120 \mu s$) les jets ne s'allument pas de manière simultanée. Ils se propagent jusqu'à $2 \mu s$, ensuite il y a une extinction. Un rallumage des jets a lieu pendant la phase de décroissance ($t = 2,575 \mu s$ à $2,979 \mu s$), et un troisième rallumage des jets pendant le faible rebond ($t = 3,029 \mu s$ à $5,050 \mu s$).

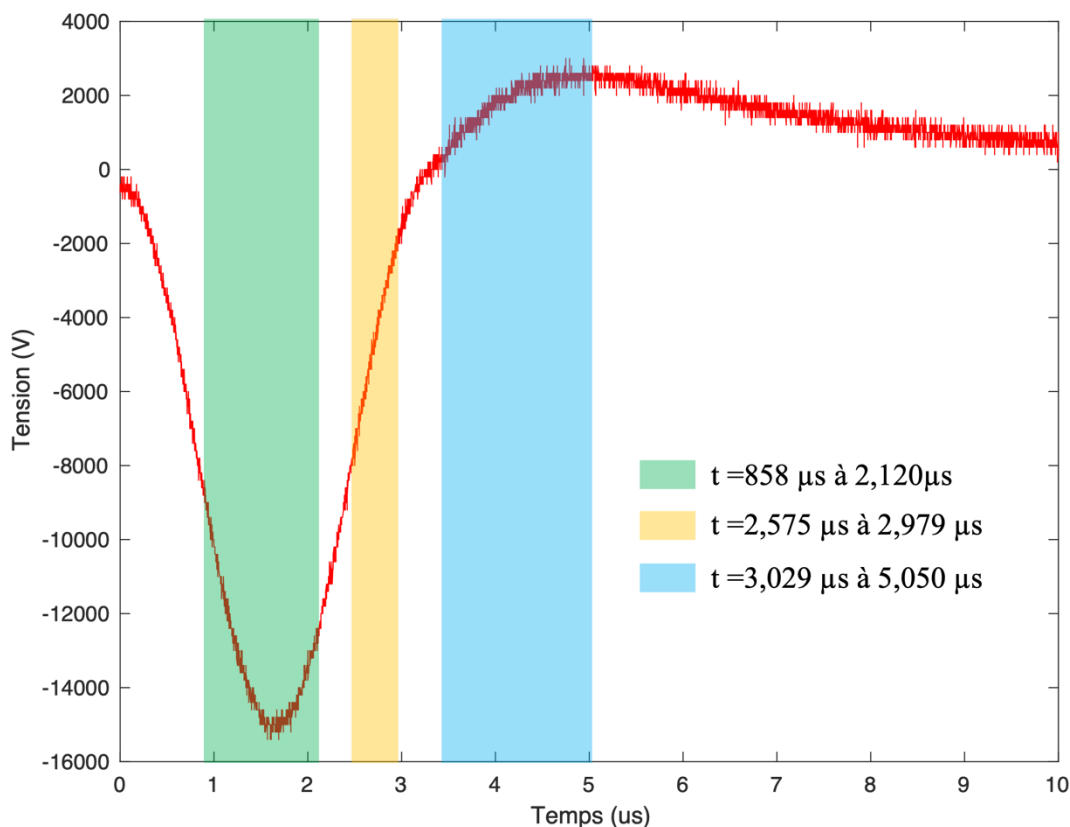


Figure 76 : Évolution temporelle de l'impulsion de tension délivrée par l'alimentation haute tension pulsée ($t=0$ à $10 \mu s$).

À 908 ns après le début de l'impulsion haute tension ($U = -9 \text{ kV}$), l'excitation du plasma est visible à la sortie d'un des orifices de l'injecteur (Figure 77). À 959 ns, soit 50 ns plus tard, nous pouvons remarquer une augmentation de son intensité lumineuse et une nouvelle génération d'un jet plasma à la sortie d'un autre orifice. À $t = 1,009 \mu s$, sept jets sont allumés. Ce décalage

temporel dans l'allumage des jets traduit soit des légères différences dans les diamètres ou des éventuelles aspérités (propices à des effets de pointe et d'augmentation du champ électrique local) des orifices soit une distance différente de ces orifices par rapport à la surface du brûleur (distances de l'orifice à la surface du cône convergeant différentes). Entre les instants 1,060 μs et jusqu'à 1,716 μs , on visualise un éloignement progressif depuis la sortie des orifices vers la paroi du brûleur de la zone d'émission du plasma. Ceci ressemble au comportement d'un jet d'hélium produit dans un capillaire diélectrique. Dans ces conditions, il a été mesuré la propagation de l'onde d'ionisation à des vitesses très élevées, dépendant notamment de l'amplitude la tension appliquée, typiquement de quelques 10^4 à quelques 10^6 m.s^{-1} [1]. D'environ 3,5 mm en 600 ns, soit une vitesse estimée à 6×10^3 cm.s^{-1} donc beaucoup plus faible que dans le cas d'une propagation dans un capillaire diélectrique. Une autre différence notable entre les deux dispositifs (diélectrique/injecteur) réside dans le fait que pour l'injecteur métallique le plasma reste allumé à la sortie des orifices tandis que dans le cas des tubes diélectriques le front d'ionisation (zone la plus intense) était suivi d'une colonne de plasma de très faible luminosité. Cela peut s'expliquer par le fait que dans le cas de l'injecteur métallique la haute tension reste constante sans charger le métal alors que dans le cas d'un diélectrique celui-ci se charge et empêche donc de garder le plasma très lumineux à son contact.

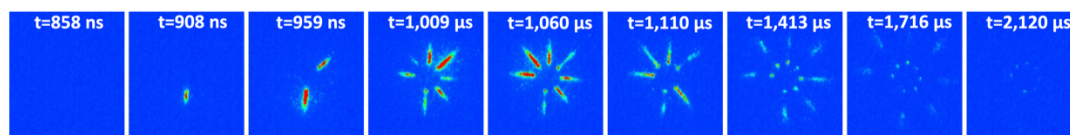


Figure 77 : Dynamique de propagation des multijets ($t=858$ ns à 2,120 μs). Écoulement d'hélium 0,5 L.min^{-1} . $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

Ensuite pour les délais supérieurs, à partir de 2,575 μs ($U = -7,2$ kV), les jets plasma se rallument de manière plus synchrone et la propagation du front d'ionisation est de nouveau enregistrée jusqu'à 2,827 μs avant une nouvelle baisse de la luminosité des plasmas quand l'impulsion de tension est d'amplitude très faible autour de 3 μs . L'instant 3 μs correspond au passage à zéro de l'impulsion de tension, délai pour lequel les plasmas sont pratiquement éteints. Cependant, malgré cette faible tension, une intensité de lumière très faible reste allumée à la sortie de l'injecteur, ce qui peut paraître normal du fait que l'excitation de l'hélium pur ne nécessite que très peu d'énergie sachant qu'une densité électronique suffisante reste présente assez longtemps après la première décharge ayant généré le plasma.

Le moment d'initiation de la décharge pour la première fois sur le front descendant, ainsi que son rallumage sur le front montant lors d'une impulsion, correspondent tous deux à une tension d'environ -8kV.

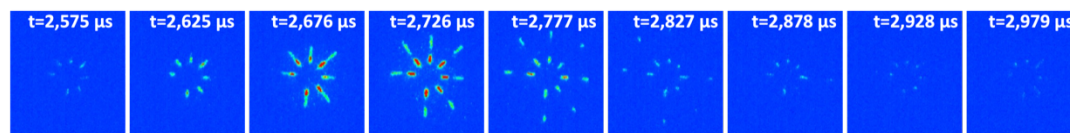


Figure 78: Dynamique de propagation des multijets ($t=2,575$ μs à 2,979 μs). Écoulement d'hélium 0,5 L.min^{-1} . $f = 15$ kHz, $U = -14.8$ kV, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images

Après l'inversion de polarité, on observe que la tension appliquée, bien que relativement faible (comprise entre 300 V et 3 kV pour les temps de 3,029 à 5,050 μs), favorise une initiation plus facile et homogène de la décharge pour l'ensemble des jets (Figure 79).

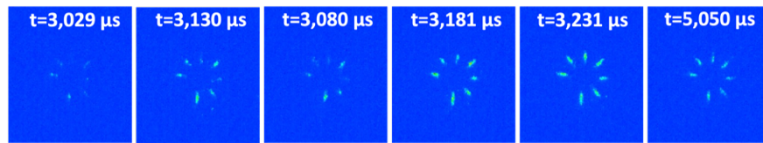


Figure 79 : Dynamique de propagation des multijets ($t=3,029 \mu s$ à $5,050 \mu s$). Écoulement d'hélium $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. $f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14.8 \text{ kV}$, temps d'exposition 50 ns , accumulation 100 images.

Une étude complémentaire utilisant un injecteur à six orifices de $200 \mu m$ de diamètre, avec un temps d'intégration des images porté à 100 ns (Figure 81), a montré des résultats reproductibles et similaires à ceux obtenus lors des expérimentations précédentes, comme illustré par les Figure 81, Figure 82, et Figure 83.

La Figure 80 illustre deux courbes distinctes : la courbe en rouge représente l'évolution de la tension, identique à celle montrée précédemment, mais avec un zoom sur la partie de tension la plus élevée, quant à la courbe bleue représente la porte d'ouverture de la caméra ICCD lors de l'acquisition, bien qu'elle ne soit pas exprimée en kilovolts, elle représente une grandeur en unité arbitraire. Ce zoom permet de mettre en évidence la période précise d'acquisition de 100 ns des images par la caméra. En effet dans cette figure, le temps d'acquisition correspond à une image capturée à un moment particulier de l'impulsion de tension où tous les jets de l'injecteur sont allumés, offrant ainsi une image d'une intensité maximale.

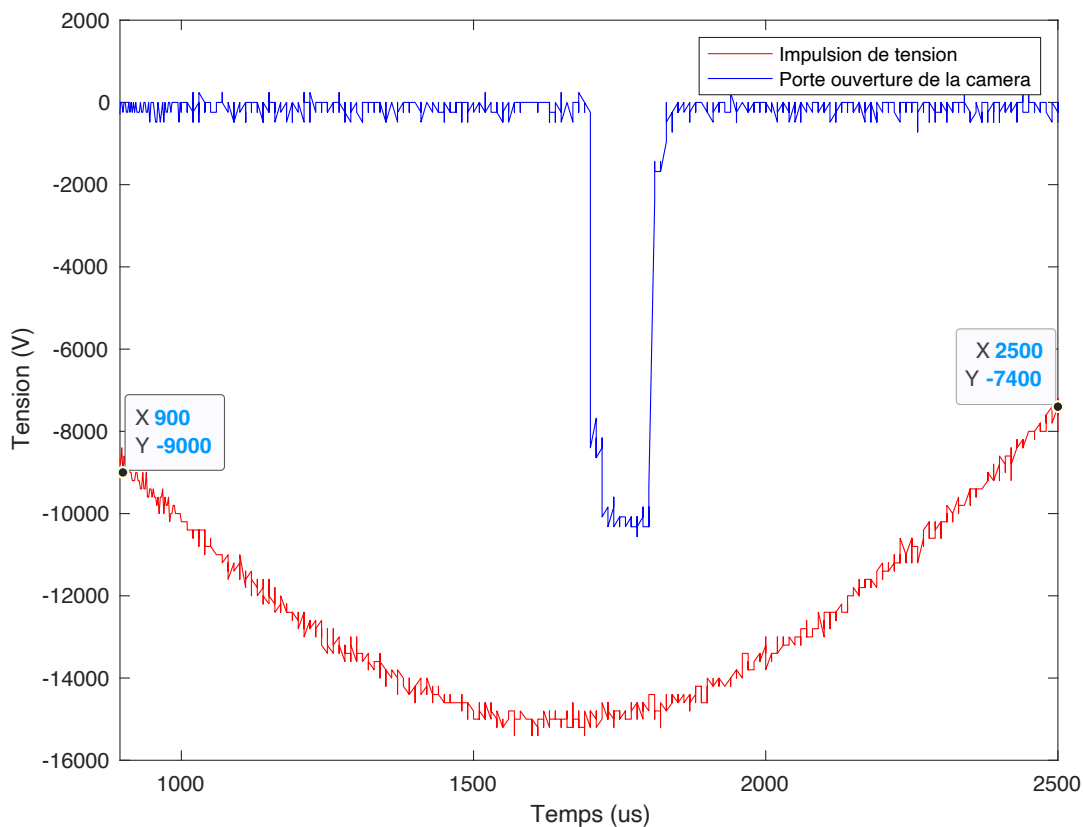


Figure 80 : Évolution temporelle de l'impulsion de tension délivrée par l'alimentation haute tension pulsée ($t=900$ à 2500 ns)

Ces images renforcent la validité des phénomènes précédemment identifiés. Un point particulièrement intéressant à souligner concerne deux moments clés : d'une part, l'initiation de la décharge lors de la phase descendante du front d'impulsion à 900 ns , et d'autre part, la création

d'une nouvelle vague d'ionisation pendant la phase montante à 2,500 μs . Ces valeurs sont associées à une tension d'environ -8 kV tout comme identifié auparavant.

Cette étude a mis en évidence des processus de propagation de l'onde d'ionisation similaires, malgré les différences entre les deux injecteurs, confirmant la robustesse des observations initiales et la validité des phénomènes observés dans différents injecteurs. Ces comportements sont différents des analyses menées sur des jets produit dans des capillaires diélectriques qui s'allument en une seul fois, il ne se rallume jamais.

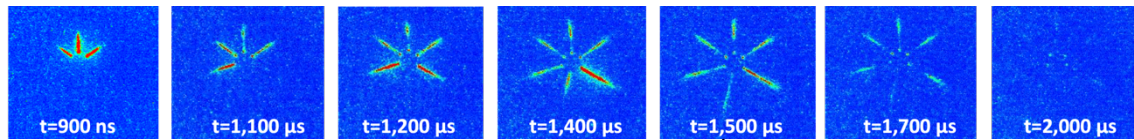


Figure 81 : Dynamique de propagation des multijets ($t=900 \text{ ns}$ à $2,000 \mu\text{s}$). Écoulement d'hélium $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. $f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14.8 \text{ kV}$, temps d'exposition 100 ns, accumulation 100 images.

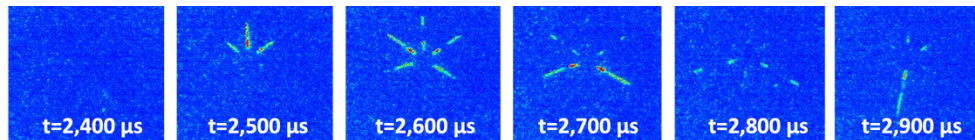


Figure 82 : Dynamique de propagation des multijets ($t=2,400 \mu\text{s}$ à $2,900 \mu\text{s}$). Écoulement d'hélium $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. $f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14.8 \text{ kV}$, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

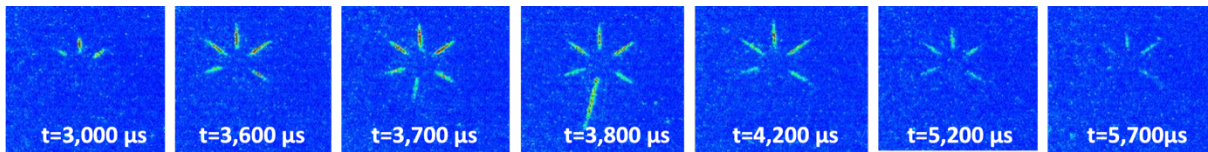


Figure 83 : Dynamique de propagation des multijets ($t=3 \mu\text{s}$ à $5,700 \mu\text{s}$). Écoulement d'hélium $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. $f = 15 \text{ kHz}$, $U = -14.8 \text{ kV}$, temps d'exposition 50 ns, accumulation 100 images.

2 Impact des débits de mélange d'air et de méthane

Cette section explore l'évolution des espèces réactives générées par un multijets de plasma d'hélium en interaction avec différents écoulements d'air ou de mélanges réactifs (méthane-air). L'objectif est non seulement d'étudier les conditions limites de stabilité du plasma en présence d'un écoulement, mais aussi d'explorer comment la variation des débits peut être utilisée pour optimiser les performances du plasma, en ajustant le débit d'air, ou de méthane-air pour garantir à la fois une stabilité du plasma et un effet maximal sur les espèces réactives produites. Un injecteur à 6 orifices, chacun d'un diamètre de 200 μm , a été choisi en raison de sa capacité à générer un multijets dont l'impact sur la flamme est considéré comme plus significatif qu'avec d'autres configurations, notamment l'injecteur à 8 orifices de 300 μm . Il convient de noter que, dans nos conditions expérimentales, seuls 5 jets ont été allumés.

2.1. Effet du débit d'air

Le premier scénario étudié concerne l'interaction entre un écoulement d'air et des multijets plasma d'hélium dans les conditions spécifiques suivantes un débit d'hélium de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, une fréquence de 20 kHz et une tension de -12 kV (constituent des conditions de plasma utilisé précédemment lors de l'étude de l'effet des multijets plasma d'hélium sur la

flamme (Voir Tableau 2). Cette expérience permet d'étudier l'évolution des espèces émises par les multijets plasma lorsqu'ils sont en interaction avec différents écoulements d'air (Figure 75).

Il est important de noter que dans les régimes de faible débit d'air, notamment en dessous de $0,44 \text{ L.min}^{-1}$, des instabilités majeures apparaissent. Le plasma peine à se maintenir, s'éteignant après seulement quelques secondes d'activation.

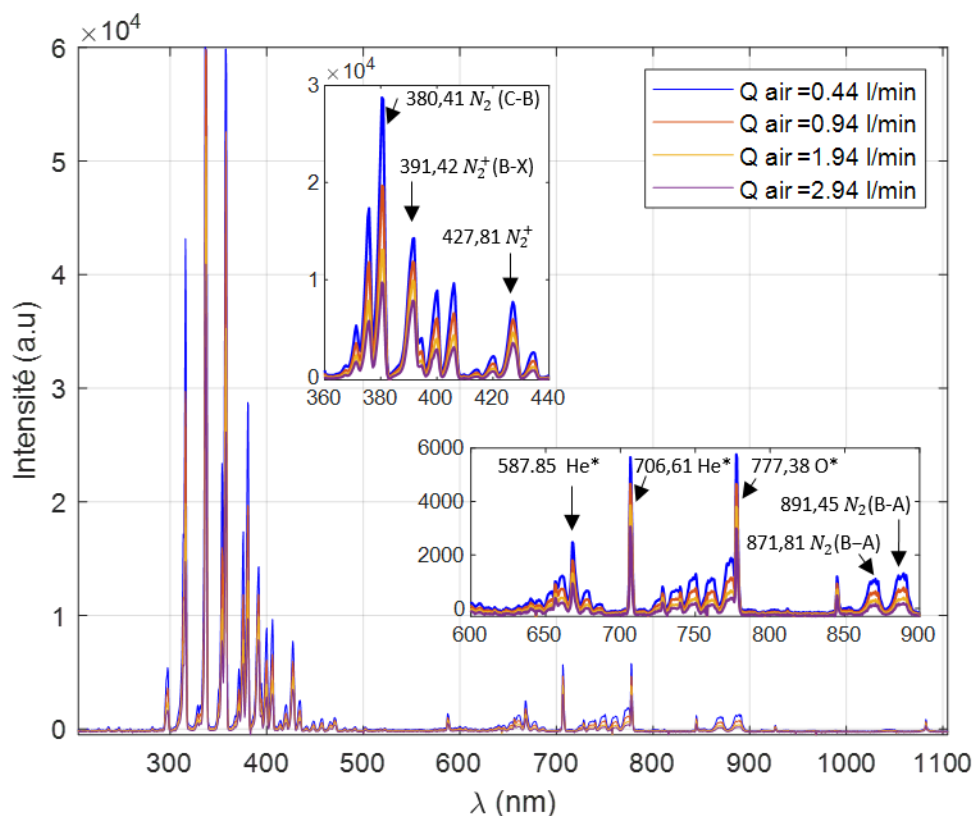


Figure 84 : Spectre d'émission des multijets plasma d'hélium à 0.5 L.min^{-1} , en fonction du différent débit d'air injecté dans le brûleur, à une fréquence de 20 kHz , et une tension de -12 kV .

En augmentant progressivement le débit d'air jusqu'à $2,94 \text{ L.min}^{-1}$, correspondant au débit d'air utilisé dans une étude antérieure, où l'effet du plasma était significatif pour un débit total $Q_{\text{tot}}=3,7 \text{ L.min}^{-1}$ (voir Tableau 2 et Figure 69).

Nous avons observé les variations du spectre d'émission des multijets plasma en fonction du débit d'air. Il est clair que le débit d'air joue un rôle significatif dans la modulation de l'intensité globale du spectre émis par les multijets plasma. Une observation récurrente est que cette intensité globale est inversement proportionnelle au débit d'air. Autrement dit, lorsque le débit d'air diminue, notamment à $0,44 \text{ L.min}^{-1}$, l'intensité globale du spectre mesuré augmente. Cette relation peut être expliquée par le temps de séjour des molécules de l'écoulement d'air au voisinage de la décharge plasma. Lorsque le débit d'air est élevé (par exemple, à $2,94 \text{ L.min}^{-1}$), la vitesse de l'écoulement atteint environ 49 mm.s^{-1} . À ce débit, le temps de résidence des molécules d'air est relativement court, limitant les interactions prolongées avec le plasma. À l'inverse, à un débit d'air plus faible, comme $0,44 \text{ L.min}^{-1}$, la vitesse d'écoulement diminue significativement à environ 6 mm.s^{-1} , soit sept fois moins rapide que pour un débit élevé. Ce ralentissement de l'écoulement d'air permet aux molécules de passer plus de temps à proximité de la décharge, ce qui favorise un nombre plus important de processus de collision, d'ionisation et de recombinaison, conduisant à une augmentation de l'intensité du spectre émis.

2.2. Effet de la richesse du mélange réactif méthane-air

Pour une utilisation des multijets plasma en amont de la combustion, un prémélange précis de carburant et de comburant doit être fait dans les proportions de richesse permettant d'initier et de maintenir la flamme. Comme il déjà été établi dans la Figure 71, l'ajout de méthane à l'écoulement d'air modifie la production d'espèces réactives dans les multijets plasma, telle que le CH^* qui jouent un rôle crucial dans les processus de combustion. Dans cette nouvelle phase de l'expérience, l'objectif est d'optimiser la production de ce radical CH^* en ajustant les débits d'air et de méthane, afin de maximiser l'interaction entre le plasma et le mélange réactif.

a) Effet de la variation du débit d'air dans le mélange réactif

Le deuxième scénario que nous proposons d'examiner porte sur l'injection de différents débits d'air en fonction d'un débit fixe de méthane de $0,25 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ au contact des multijets plasma d'hélium pour étudier l'effet de la dilution (Tableau 3). Ce choix est motivé par le fait qu'une de ces conditions d'études ($Q_{v,\text{Air}} = 2,94 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, $Q_{v,\text{CH}_4} = 0,25 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$) est pertinente d'un point de vue expérimental, puisque c'est une condition typique utilisée lors de la combustion assistée par multijets plasma d'hélium (Figure 69), où l'effet du plasma était significatif pour un débit total ($Q_{1\text{tot}}$). Nous nous intéressons particulièrement à comprendre comment le multijets d'hélium plasma peut interagir avec l'écoulement méthane-air, en caractérisant les différentes espèces générées dans le plasma. Nous appliquons dans cette expérience les mêmes paramètres plasma que dans la section précédente, à savoir un débit d'hélium de $0,5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, une fréquence de 20 kHz et une tension de -12 kV .

Tableau 3 : Conditions du débit utilisées « variation du débit d'air dans le mélange réactif ».

$Q_{v,\text{He}} (\text{L}\cdot\text{min}^{-1})$	$Q_{v,\text{CH}_4} (\text{L}\cdot\text{min}^{-1})$	$Q_{v,\text{Air}} (\text{L}\cdot\text{min}^{-1})$	Richesse
0,5	0,25	0,44	5,52
		0,94	2,55
		1,94	1,25
		2,94	0,815

La Figure 85 montre l'influence de l'écoulement méthane-air sur la luminosité et la distance parcourue par les jets de plasma d'hélium. Le débit de méthane est maintenu constant à $0,25 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, tandis que le débit d'air est modulé de $0,44 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ à $2,94 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ soit différentes richesses comme détaillé dans le Tableau 3.

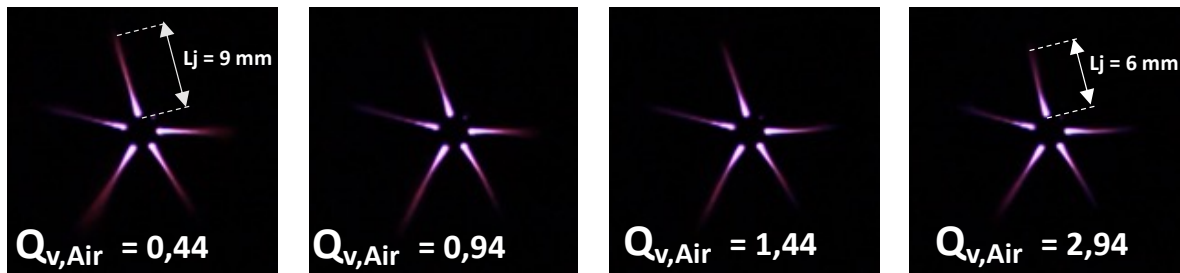


Figure 85 : Photographie des multijets plasma d'hélium pour différents débits d'air dans le mélange réactif ($Q_{v,\text{CH}_4} = 0,25$, temps d'exposition $1/30 \text{ s}$)

L'intensité lumineuse des multijets est maximale à la sortie des orifices de l'injecteur et décroît le long de l'axe de propagation de la décharge. Pour un débit fixe de méthane, l'augmentation de l'écoulement d'air diminue systématiquement la longueur du jet. La comparaison des images met en évidence que l'introduction de méthane dans l'écoulement réactif n'empêche pas la propagation des multijets de plasma comme déjà vu précédemment. La dilution du mélange ne modifie pas non plus la couleur des jets plasma. Cependant un débit multiplié par 6 diminue les longueurs des jets d'un tiers. Il sera donc préférable d'utiliser de petits débits pour obtenir des jets plus longs et donc produire des espèces réactives plus loin dans le mélange réactif.

Nous réalisons d'abord un spectre des multijets plasma en présence d'un écoulement d'air, et ensuite, en présence d'un écoulement méthane-air, afin de pouvoir comparer les résultats obtenus. La Figure 86 montre l'évolution du spectre d'émission des multijets plasma d'hélium dans deux conditions différentes : tout d'abord en présence d'un écoulement non réactif d'air ($Q_{v,Air} = 0,44 \text{ L.min}^{-1}$), puis en présence d'un écoulement réactif de pré mélange (méthane-air) ($Q_{v,Air} = 0,44 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,CH_4} = 0,25 \text{ L.min}^{-1}$).

Les résultats obtenus sont cohérents avec ceux observés précédemment pour des débits d'air plus élevés (voir Figure 71). En particulier, la présence du radical CH^* indique une décomposition du méthane lors de son interaction avec les multijets plasma d'hélium à la pression atmosphérique et à la température ambiante. On constate une baisse notable de l'intensité des bandes de l'azote N_2^* (C-B), ainsi qu'une baisse des raies d'émission de l'oxygène atomique O^* . Cette diminution suggère que la formation du radical CH^* pourrait être liée à l'azote N_2^* , ou/et à l'oxygène atomique O^* . Le méthane, en interagissant avec l'azote excité (N_2^*) ou/et l'oxygène atomique O^* , pourrait contribuer à des mécanismes réactionnels favorisant la production de CH^* . Partant de cette base, il est pertinent d'explorer une relation entre le radical CH^* et l'azote N_2^* . En analysant les variations des intensités des espèces réactives dans les différentes conditions du débit d'air (Tableau 3).

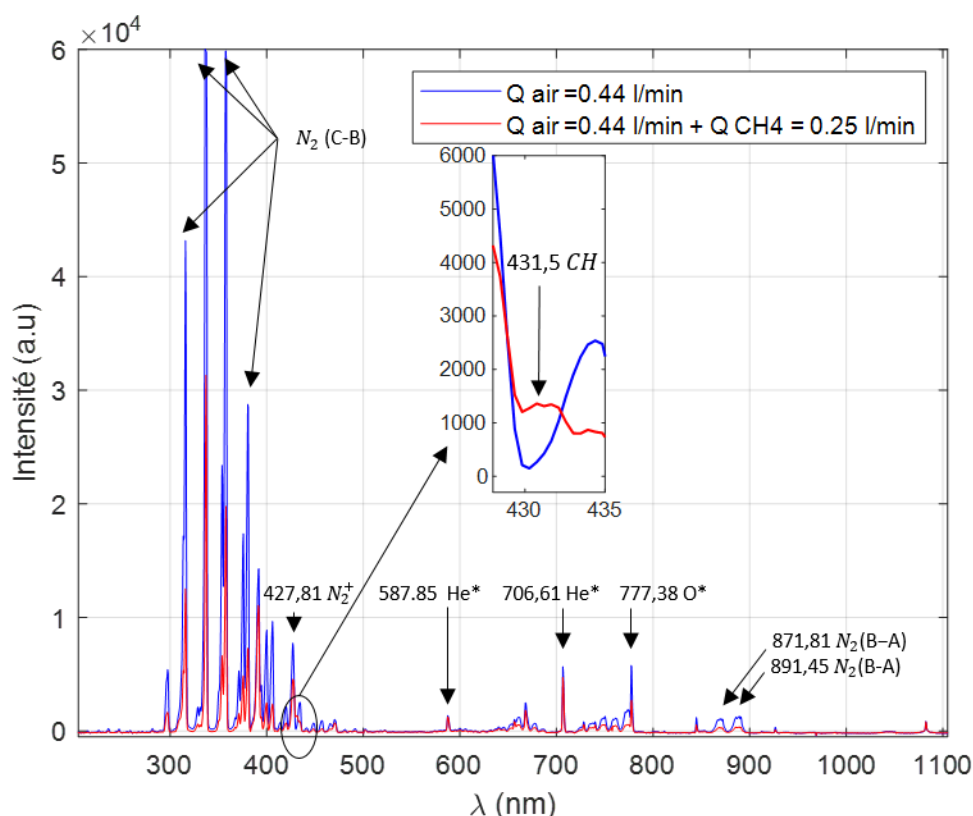


Figure 86 : Évolution du spectre d'émission des multijets plasma d'hélium à 0,5 L.min⁻¹, en présence d'un écoulement d'air (bleu), et en présence d'un écoulement réactif de pré mélange de méthane-air (rouge).

La Figure 87 montre l'évolution du spectre d'émission des multijets d'hélium normalisées selon la bande 337,1 nm de N_2^* , en fonction du débit d'air soit avec un débit total variable (avec $Q_{v,CH_4} = 0,25$ fixe). On peut donc apercevoir qu'en présence de 0,25 L.min⁻¹ de méthane, l'émission du CH^* (431,5 nm) à un débit d'air de 0,44 L.min⁻¹ est 3 fois plus intense qu'à un débit d'air de 2,94 L.min⁻¹. On confirme la production du CH^* à des débits de méthane bcp plus importants. Cette observation peut être attribuée à la décomposition plus importante des molécules de CH_4 à faible débit d'air. En effet, à mesure que le débit d'air diminue, le temps de séjour des molécules de l'écoulement réactif au voisinage de la décharge augmente, cela est d'autant plus vrai que la longueur des jets d'hélium augmente avec la diminution du débit d'air. Cette augmentation du temps de séjour favorise les interactions entre le plasma et l'écoulement réactif, conduisant ainsi à une augmentation de la production de CH^* . Les jets de plasmas sont un système de décharge a priori efficace pour dégrader le méthane, y compris pour des fortes concentrations.

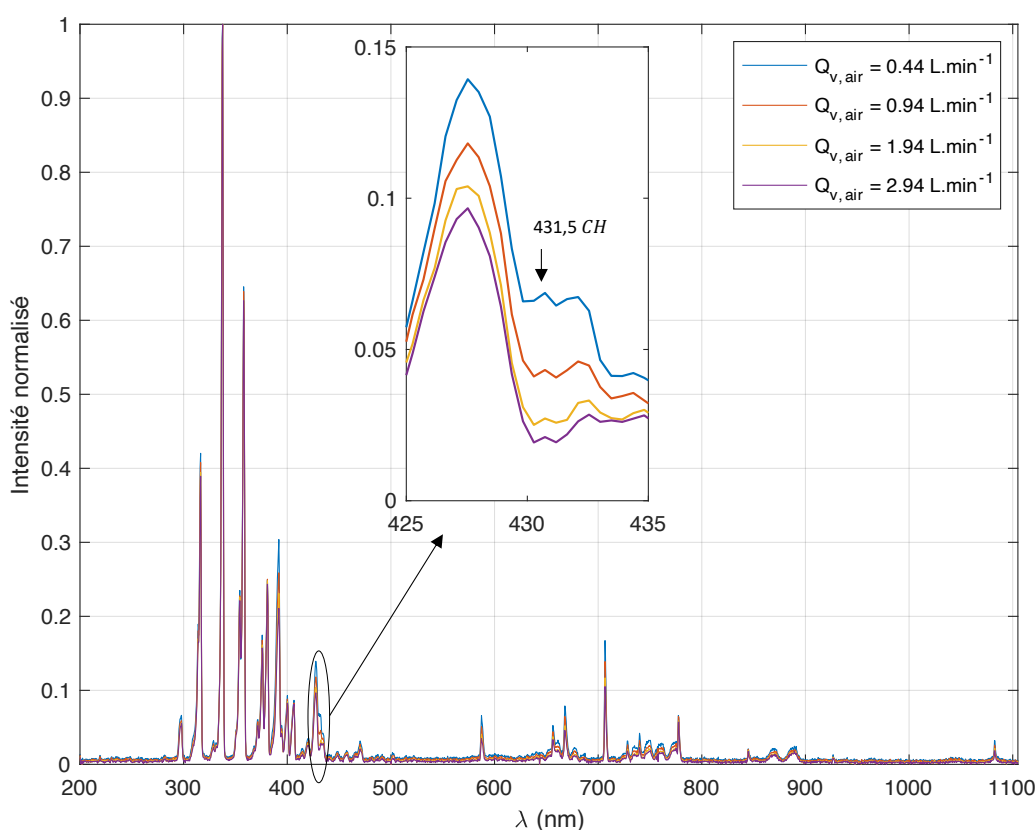


Figure 87 : Évolution des spectres d'émission normalisés selon la bande 337.1 nm de N_2 en fonction du débit d'air ($Q_{v,CH_4} = 0,25$)

En se concentrant sur le ratio des espèces les plus intenses comme indiqué dans la Figure 88. Il est possible d'observer des changements significatifs dans la production d'espèces réactives lorsque le débit d'air est réduit. Les ratios tels que He^*/N_2^* , N_2^+/N_2^* , O^*/N_2^* , OH^*/N_2^* et CH^*/N_2^* augmentent tous avec la diminution du débit d'air de 2,94 L.min⁻¹ à 0,44 L.min⁻¹, ce qui traduit une augmentation notable de la production de ces espèces réactives.

En particulier, le ratio CH^*/N_2^* subit une augmentation marquée, passant de 0,02 à 0,06, lorsque le débit d'air est réduit, ce qui correspond à une production trois fois plus importante de radicaux CH^* . Cette augmentation suggère une dissociation plus efficace du méthane dans des conditions de faible débit d'air. Cela indique également une interaction chimique entre N_2^* et CH^* , où l'excitation de l'azote pourrait favoriser la formation de CH^* . L'augmentation du rapport CH^*/N_2^* suggère que l'azote excité joue un rôle dans le transfert d'énergie, ce qui aiderait à décomposer les molécules de méthane pour produire davantage de radicaux CH^* .

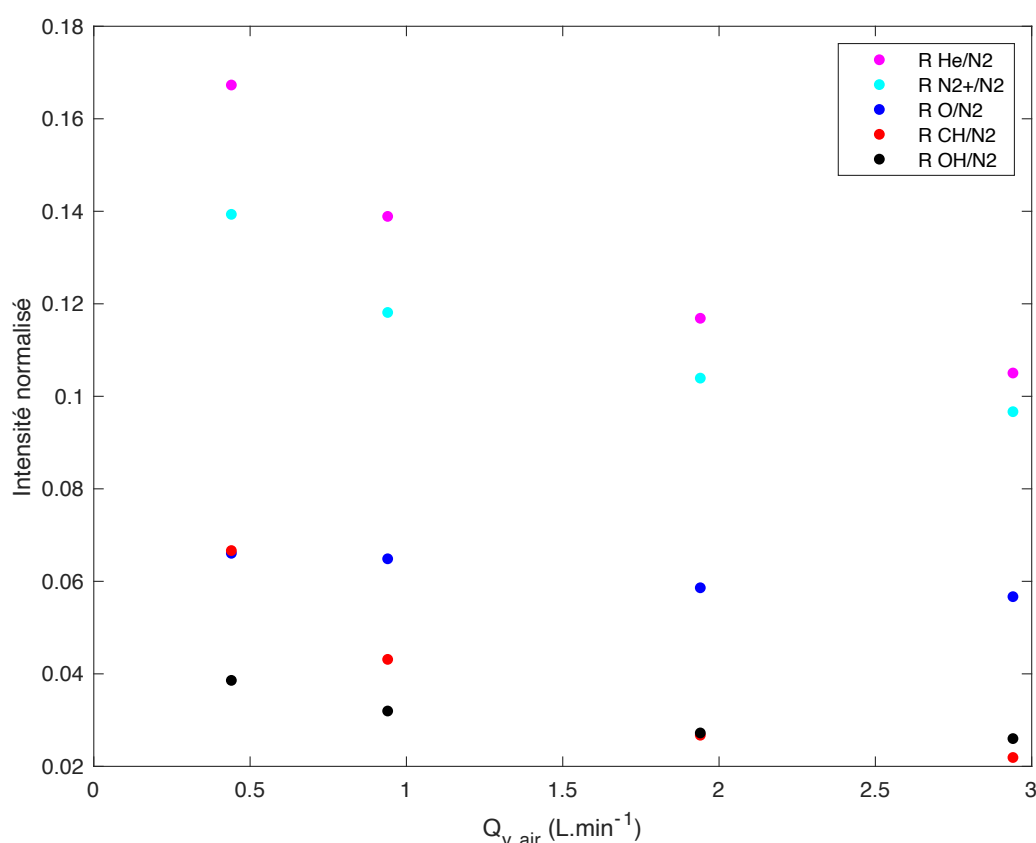


Figure 88 : Évolution du ratio des espèces normalisées selon la bande 337.1 nm de N_2 en fonction du débit d'air ($Q_{v,CH_4}=0,25$).

b) Effet de la variation de la richesse dans le mélange réactif

Pour approfondir l'analyse discutée dans le paragraphe précédent, nous allons désormais faire varier le débit de méthane tout en maintenant un débit total constant de $3,19 \text{ L.min}^{-1}$ pour le mélange réactif, comme le précise Tableau 4. Cette approche permet de faire une analyse plus fine du rôle de la richesse. De cette façon la vitesse de l'écoulement n'est pas modifiée, et par conséquent, le temps de séjour des molécules du mélange réactif dans la zone de décharge plasma reste constant quelle que soit la richesse. Cette constance est importante pour isoler les effets liés aux variations de richesse globale (Φ) du mélange air-méthane sur la production des espèces réactives et ne pas les coupler à l'effet du débit.

Tableau 4 : Conditions du débit utilisées « variation de la richesse dans le mélange réactif ».

$Q_{v,He} (L.min^{-1})$	$Q_{v,CH_4} (L.min^{-1})$	$Q_{v,Air} (L.min^{-1})$	Richesse (Φ)
0,5	0,25	2,94	0,815
	1,25	1,94	6,15
	2,25	0,94	22,9
	2,75	0,44	59,6

Les photographies des multijets plasma d'hélium, illustrées dans la Figure 89, montrent clairement une évolution de la structure et de l'intensité des jets en fonction de la richesse. À mesure que la richesse augmente, une zone lumineuse intense se forme à proximité des sorties des orifices de l'injecteur, puis s'étend en diminuant au fur et à mesure qu'elle s'éloigne des

orifices de l'injecteur. Cette extension est visiblement corrélée avec l'augmentation de la richesse globale du mélange, passant de 0,815 à 59,6. La longueur des jets de plasma, initialement de 6 mm à une faible richesse, augmente pour atteindre 8 mm à la richesse plus élevée, ce qui reflète une intensification de l'interaction entre le multijets et le mélange réactif dans ces conditions plus riches.

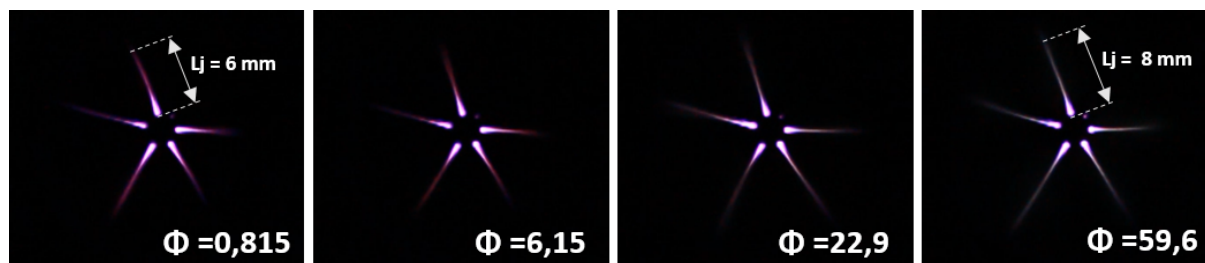


Figure 89 : Photographie des multijets plasma d'hélium pour différentes richesses à un débit total constant (temps d'exposition 1/30 s).

La Figure 90, qui présente les spectres d'émission des multijets d'hélium en fonction de la richesse, confirme cette tendance. L'intensité de l'émission du radical CH^* à 431,5 nm augmente nettement avec la richesse. En effet, dans des conditions de forte richesse, l'écoulement de méthane plus important permet une plus grande disponibilité de CH_4 dans la zone de décharge, ce qui conduit à une production accrue de radicaux CH^* . Cependant, parallèlement à cette augmentation du CH^* , on observe une baisse notable de l'intensité des bandes d'émission de l'azote excité N_2^* (C-B).

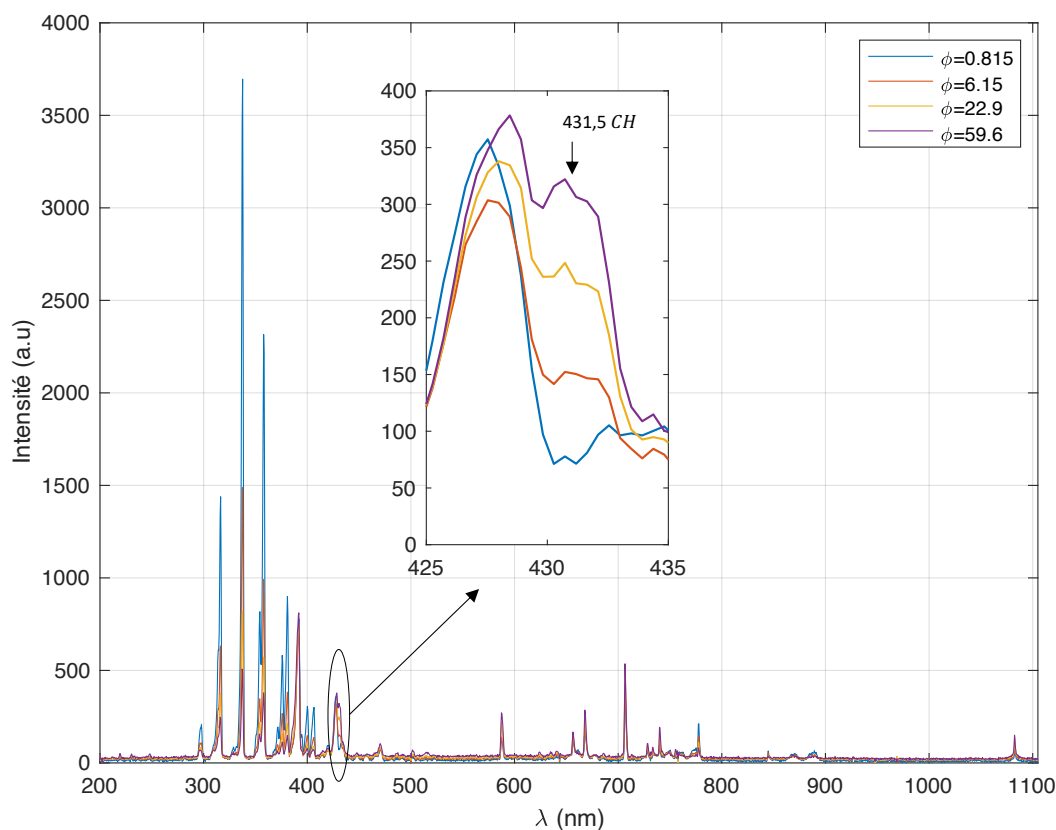


Figure 90 : Évolution du spectre d'émission d'un multijets d'hélium pour différentes richesses à un débit total constant.

En se concentrant sur le ratio des espèces les plus intenses comme indiqué dans la Figure 91. Il est possible d'observer des changements significatifs dans la production d'espèces réactives lorsque la richesse augmente : L'analyse des ratios tels que He^*/N_2^* , $\text{N}_2^{+*}/\text{N}_2^*$, O^*/N_2^* , OH^*/N_2^* et CH^*/N_2^* met en évidence une augmentation considérable de la production des espèces réactives à mesure que la richesse augmente.

L'augmentation parallèle du ratio OH^*/N_2^* , qui passe de 0,02 à 0,16, reflète une multiplication par 8 de la production de radicaux hydroxyles (OH^*) dans des conditions de forte richesse.

En ce qui concerne le ratio $\text{N}_2^{+*}/\text{N}_2^*$, il passe de 0,1 à 0,7, témoignant d'une multiplication par 7 de la production de N_2^{+*} , dans des conditions de forte richesse.

Le ratio O^*/N_2^* quant à lui, montre une augmentation notable, passant de 0,02 à 0,62, ce qui correspond à une multiplication par 31 de la production de O^* dans des conditions de forte richesse.

L'un des résultats les plus marquants est l'augmentation du ratio CH^*/N_2^* , qui passe de 0,02 à 0,6, indique une multiplication par 30 de la production de radicaux CH^* avec l'augmentation de la richesse. Cela suggère non seulement une dissociation plus active du méthane dans des conditions riches, mais aussi un rôle potentiellement de l'azote excité (N_2^*) dans le transfert d'énergie comme expliqué précédemment.

L'augmentation des rapport CH^*/N_2^* , OH^*/N_2^* , $\text{N}_2^{+*}/\text{N}_2^*$, O^*/N_2^* suggère que l'azote excité joue un rôle important dans le transfert d'énergie, pour produire CH^* , OH^* , N_2^{+*} , O^* .

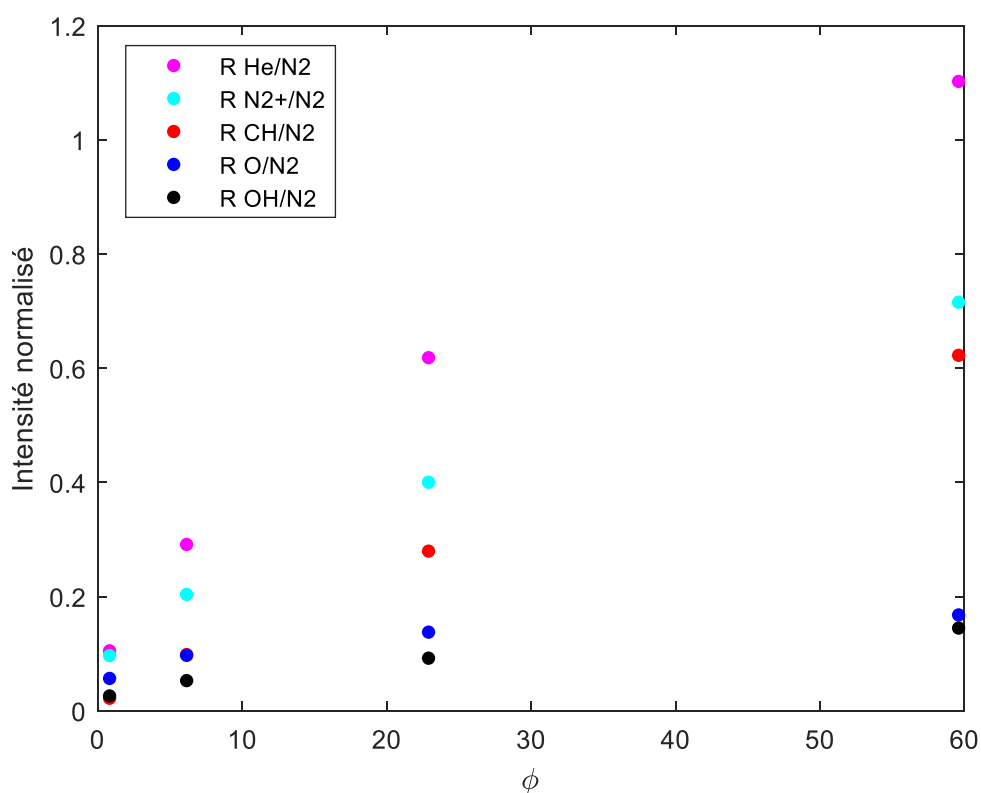


Figure 91 : Évolution du ratio des espèces normalisées selon la bande à 337.1 nm de N_2 pour différentes richesses à un débit total constant.

Conclusion :

Les expériences menées ont révélé un aspect particulièrement prometteur des multijets plasma d'hélium : leur capacité à se propager à l'intérieur d'un brûleur, en présence d'un écoulement réactif méthane-air. Cette interaction a permis de dissocier les liaisons moléculaires du méthane, favorisant ainsi la formation du radical CH^* , un marqueur clé des réactions de combustion.

L'augmentation de l'émission du CH^* se produit dans deux situations lorsque le débit d'air est réduit et lorsque le mélange est plus riche en méthane. Cela suggère que les multijets plasma d'hélium peuvent être utilisés de manière avantageuse dans des configurations où l'écoulement est riche en carburant, comme dans les flammes de diffusion. Dans ce type de combustion, le carburant et l'oxydant sont mélangés dans la zone de réaction de la flamme plutôt qu'en amont. Le fait que le plasma puisse conduire à la formation de radicaux dans des conditions de richesse élevée en méthane ou de faible apport d'air pourrait permettre une meilleure maîtrise d'une flamme de diffusion. Il est alors facilement envisageable d'utiliser des plasmas froids d'hélium pour décomposer le méthane en amont de la zone de réaction et ainsi pouvoir diminuer les limites d'inflammabilités basses tout en maintenant une flamme de diffusion opérationnelle.

L'azote (N_2) a été identifié comme une espèce jouant un rôle dans la production de nouveaux radicaux réactifs caractéristiques de la combustion, notamment les états excités CH^* et OH^* . Nous supposons que, l'hélium, en tant que gaz porteur du plasma, contribue à transférer de l'énergie aux molécules d'azote présentes dans l'écoulement, entraînant leur excitation et conduisant ensuite à des réactions de dissociation et de recombinaison, favorisant la formation de ces radicaux (CH^* et OH^*).

Chapitre V : Amélioration des caractéristiques de la combustion assistée par multijets plasma

1 Effet du rapport cyclique sur la localisation spatiale de la flamme

Selon nos observations précédentes (voir la section b) du chapitre 3), nous avons constaté que la combustion assistée par plasma modifie la position de la flamme, entraînant une diminution de sa hauteur. En particulier, lorsque le plasma est en interaction avec un écoulement réactif à un débit de $3,7 \text{ L.min}^{-1}$, nous avons remarqué un déplacement significatif de la flamme dès son allumage, qui persiste pendant au moins 1 seconde. Cela indique que l'effet du plasma sur la combustion est immédiat et transitoire, comme illustré sur la (Figure 69). Afin d'explorer plus en détail cet effet et d'en évaluer la reproductibilité, nous avons ajusté les paramètres d'activation du plasma. En particulier, nous avons cherché à caractériser la réponse de la flamme sous différentes conditions de plasma en passant du mode pulsé continu en mode pulsé discontinu, avec un cycle TTL et un rapport cyclique

En alternant les temps d'allumage (t_{ON}) et d'extinction de la décharge (t_{OFF}) de manière appropriée, ce qu'on appelle un mode pulsé discontinu, il serait possible de reproduire l'effet significatif souhaité tout en économisant l'énergie consommée. Pour pouvoir approfondir cette étude il a été installé sur le générateur d'impulsion haute tension, un boîtier TTL qui contrôle la délivrance d'une série d'impulsions haute tension pour l'allumage du plasma (voir la section 2.1 du chapitre 2). Nous avons modifié notre alimentation électrique pour que celle-ci incorpore dans son fonctionnement un cycle ON/OFF des impulsions négatives. Le temps du basculement entre les deux fonctionnements ON/OFF est contrôlable automatiquement avec le boîtier TTL. Nous rappelons que le ratio t_{ON}/T définit le rapport cyclique (TTLD).

Nous expliquerons plus en détail le choix des paramètres expérimentaux influençant notablement la position d'une flamme assistée par multijets plasma ainsi que le rôle des cycles dans la modification de cette position. En comprenant les facteurs qui impactent la combustion assistée par plasma, nous pourrions optimiser le mode de fonctionnement.

Afin de suivre avec précision ces variations, une technique d'imagerie a été mise en place, permettant de capturer en temps réel l'évolution de la position de la flamme dans l'espace. L'ensemble de l'expérience peut être divisé en deux parties distinctes afin d'explorer l'effet du rapport cyclique sur une flamme assistée par plasma :

- Effet de la variation du temps d'activation du plasma t_{ON} .
- Effet de la variation du temps d'arrêt du plasma t_{OFF} .

Les détails de ces étapes sont répertoriés ci-dessous. En analysant l'impact de la variation de ces deux paramètres, nous pourrions identifier les conditions optimales du rapport cyclique (TTLD) pour maintenir la flamme en position basse.

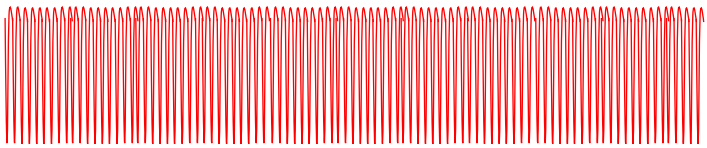
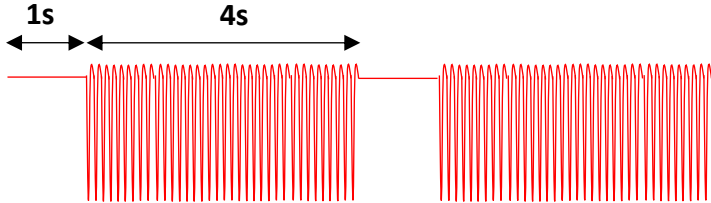
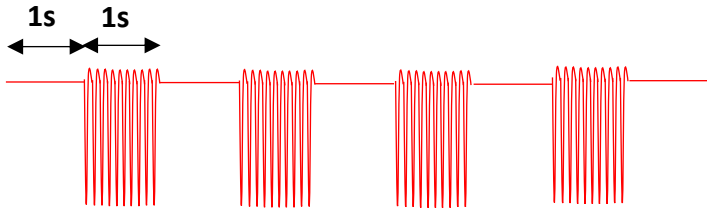
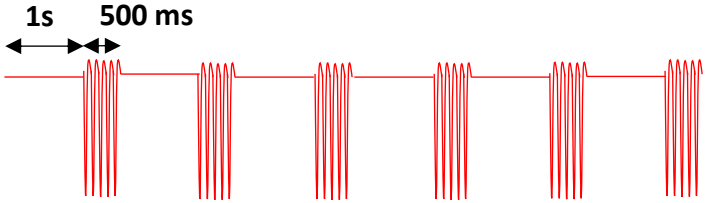
1.1. Effet de la variation du temps d'activation du plasma (t_{ON})

Dans cette première partie de l'étude, nous allons analyser comment la variation du temps d'activation du plasma, c'est-à-dire le temps pendant lequel le plasma est activé, influence

la flamme. Il sera intéressant d'observer si des changements du temps d'activation ont un impact significatif sur la combustion assistée par plasma.

Nous utiliserons un cas témoin avec un débit total faible ($Q_{1 \text{ tot}} = 3,7 \text{ L.min}^{-1}$), tel qu'examiné dans la section précédente avec un mode de fonctionnement pulsé continu (TTLD = 100%). Pour ce faire, nous avons testé plusieurs scénarios pour couvrir une large gamme de temps d'activation du plasma. En réglant l'alimentation en mode pulsé discontinu avec une fréquence de 20 kHz et une tension de -12 kV, nous ajusterons le temps d'activation du plasma (t_{ON}) à des valeurs de 500 ms, 1 s et 4 s pour un temps d'arrêt du plasma (t_{OFF}) de 1 s. Ces différentes combinaisons de t_{ON} et t_{OFF} donneront lieu à des rapports cycliques (TTLD) de 100%, 80%, 50% et 33,3% respectivement comme répertorié dans le Tableau 5.

Tableau 5 : Conditions expérimentales de la variation du rapport cyclique TTLD, $t_{\text{OFF}}=1\text{s}$.

Mode de fonctionnement		Rapport cyclique TTLD
Sans plasma		0%
Avec plasma « Mode pulsé continu »		100%
Avec plasma « Mode pulsé discontinu »		80%
		50%
		33,3%

Nous observons d'abord l'effet de la variation du temps d'activation du plasma t_{ON} sur la hauteur de la flamme. La Figure 92 présente un ensemble de quatre diagrammes illustrant l'évolution temporelle de la hauteur de la flamme sans plasma, avec génération du plasma en mode pulsé continu et avec plasma généré en mode pulsé discontinu pour différents rapports cycliques.

La Figure 92 montre que la flamme initiale sans plasma est stable. La distance entre le front de flamme et la sortie de la buse du brûleur est d'environ 15 mm. La répétition continue d'impulsions de tension négatives conduit à rapprocher la flamme vers le brûleur. Deux changements distincts dans le profil de l'évolution temporelle de la hauteur de la flamme sont observés : un déplacement significatif de 10 mm se produit dès l'allumage de la décharge, la hauteur du front de flamme descend à 5 mm, cet effet dure environ 1 s. Ensuite, une fois que ce délai d'une seconde atteint, puis pendant le temps qui suit, globalement elle est revenue en position haute comme sans plasma. En revanche, lorsque des impulsions de tension négatives sont appliquées en mode pulsé discontinu, le profil temporel de la hauteur de la flamme présente des caractéristiques distinctes.

Lorsque le mode pulsé discontinu est activé, la dynamique de la flamme évolue dans le temps. Selon la valeur du rapport cyclique, la flamme peut éventuellement s'approcher régulièrement du brûleur. En effet, lorsque le temps d'interruption de l'impulsion de tension est fixé à $t_{OFF} = 1$ s et que temps d'activation du plasma varie de 4 s, 1 s et 500 ms, la flamme se rapproche de la sortie du brûleur, après la fin de l'activation du plasma, la flamme revient vers sa position initiale en la dépassant puis retrouve sa position d'équilibre.

L'effet significatif du mode pulsé continu du plasma sur la flamme se dissipe après environ une seconde d'allumage. Passé ce délai, il devient inefficace de maintenir le plasma activé (Figure 92 (b)). Lorsque le plasma fonctionne en mode pulsé discontinu avec un rapport cyclique TTLD = 33,3% ($t_{ON}/t_{OFF} = 500$ ms / 1 s), les multijets ne s'allument pas correctement entre 3000 et 9000 ms, et la flamme reste en position haute, comme le montre la Figure 92 (d). Ainsi, il est plus efficace de fixer le temps d'activation du plasma à 1 s, car la combustion assistée par plasma produit dans ce cas un effet significatif et la flamme se rapproche systématiquement du brûleur pour chaque cycle de plasma activé, ce qui conduira à un temps de séjour plus long de la flamme à la plus basse position (Figure 92 (c)). Cette approche offre deux avantages majeurs. D'une part, elle assure une répétabilité de l'effet significatif sur la flamme, permettant un contrôle plus précis de la position de la flamme. D'autre part, elle réduit la consommation d'énergie du générateur, car le plasma n'est activé que pendant des périodes nécessaires pour obtenir l'effet désiré.

L'étape de l'étude de l'effet de la variation du temps d'activation du plasma (t_{ON}) a été cruciale pour déterminer les paramètres optimaux de notre expérimentation. Nos résultats montrent clairement que l'utilisation d'un temps d'activation du plasma d'une seconde ($t_{ON} = 1$ s) est particulièrement efficace, avec un contrôle de la position de la flamme à chaque cycle reproductible. La flamme passe environs 50% de son temps en position basse. Ce choix est soutenu par des observations répétées où un temps d'activation de 1 seconde a permis d'obtenir les résultats les plus significatifs, notamment en termes de stabilité et de position de la flamme.

La prochaine étape de notre étude vise à approfondir et compléter ce point. Nous allons examiner plus en détail les conditions expérimentales afin de préciser et optimiser les paramètres qui influencent la combustion assistée par plasma. En particulier, nous allons

explorer les effets sur la position de la flamme en fonction des variations du temps d'arrêt du plasma (t_{OFF}) en maintenant le temps d'activation constant égal à une seconde ($t_{ON}=1s$).

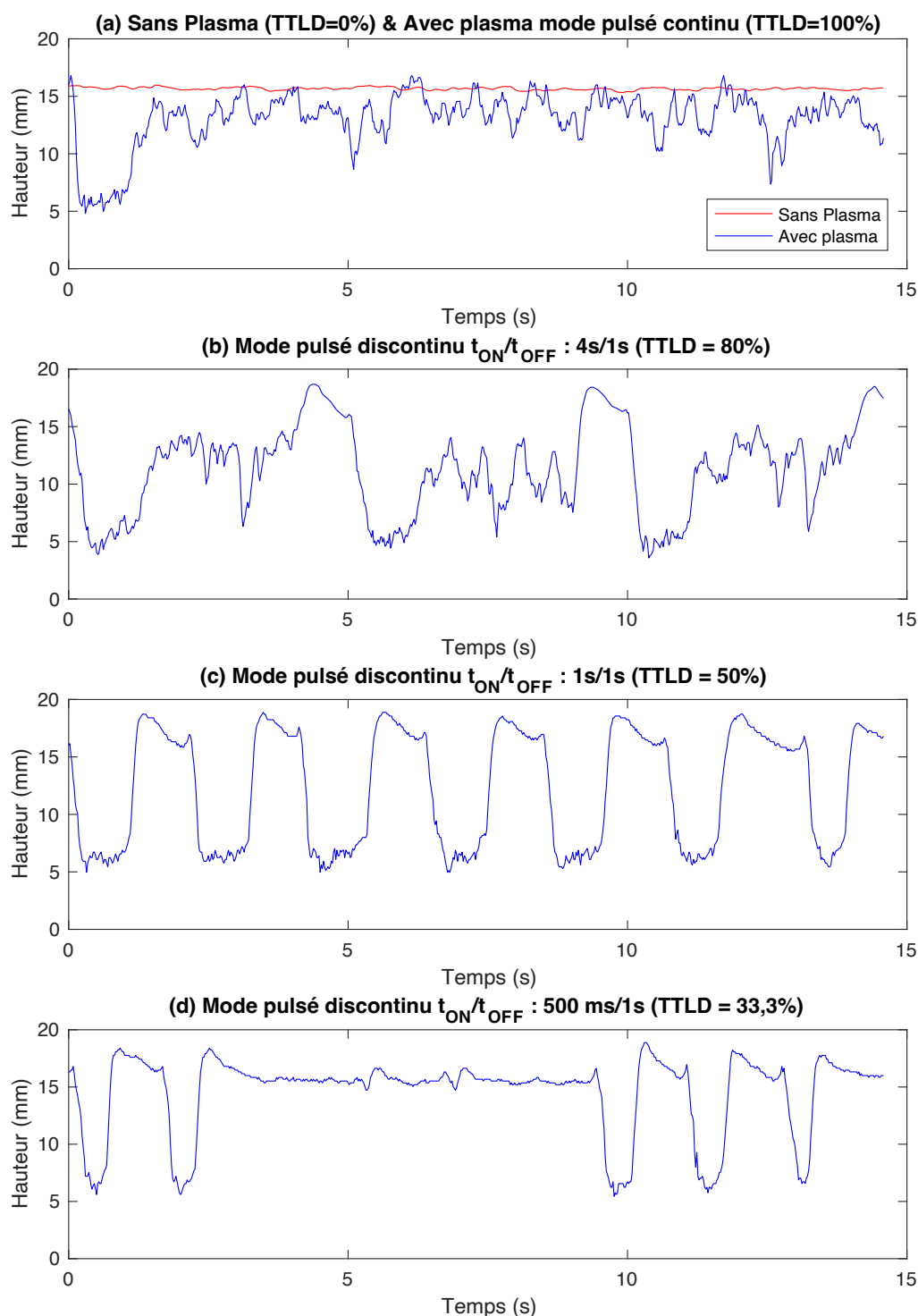
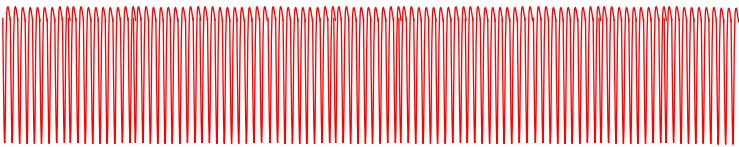
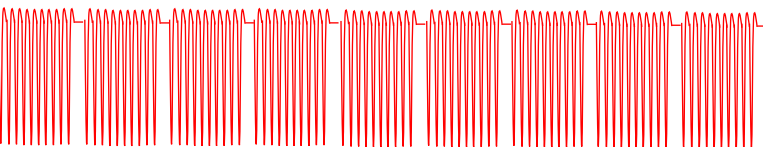
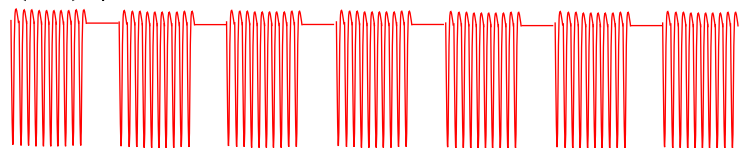
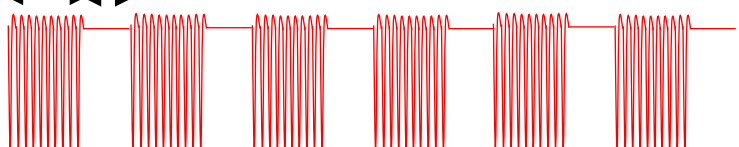
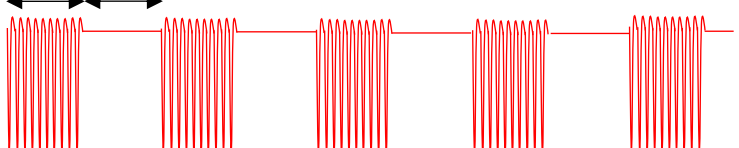


Figure 92 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme ; a) sans plasma, et avec plasma mode pulsé continu, b, c, d) avec plasma mode pulsé discontinu (t_{ON}/t_{OFF} : 1s/ (4s, 1s, 500ms)), TTLD = 0, 100, 80 %, 50 % et 33,3% respectivement.

1.1. Effet de la variation du temps d'extinction du plasma t_{OFF}

Le rapport cyclique est un paramètre important qui permet d'optimiser la position de la flamme proche du brûleur. Dans cette étape, nous examinons l'effet de la variation du temps d'arrêt du plasma t_{OFF} sur la hauteur de la flamme. Ainsi, des mesures ont été effectuées en faisant varier seulement le temps d'arrêt des impulsions de tension. Le temps de l'activation du plasma au niveau de l'injecteur est fixé à une seconde ($t_{ON} = 1$ s). Et en faisant varier seulement le temps d'arrêt du plasma de 1,1s à 130 ms. Pour voir si on peut raccourcir ce temps d'arrêt du plasma. Les conditions opératoires du rapport cyclique sont celles mentionnées dans le tableau ci-dessous.

Tableau 6 : Conditions expérimentales de la variation du rapport cyclique TTLD, $t_{ON}=1s$.

Mode de fonctionnement		Rapport cyclique TTLD
Sans plasma		0%
Avec plasma « Mode pulsé continu »		100%
Avec plasma « Mode pulsé discontinu »	1s 130 ms 	89%
	1s 350 ms 	74%
	1s 500 ms 	67%
	1s 1,1s 	47%

La Figure 93 présentent l'évolution temporelle de la hauteur de la flamme. La flamme initiale sans plasma est stable. La distance entre le front de flamme et la sortie de la buse du brûleur est d'environ 15 mm. Lorsque des impulsions de tension négatives sont appliquées de manière discontinue, le profil temporel de la hauteur de la flamme change considérablement. En diminuant le rapport cyclique, l'effet de rapprochement de la flamme vers le brûleur devient de plus en plus prononcé. Les déplacements de la flamme trouvés sont assez importants, et nous obtenons une répétabilité de l'effet significatif lorsque le rapport cyclique est inférieur ou égal à 74 %.

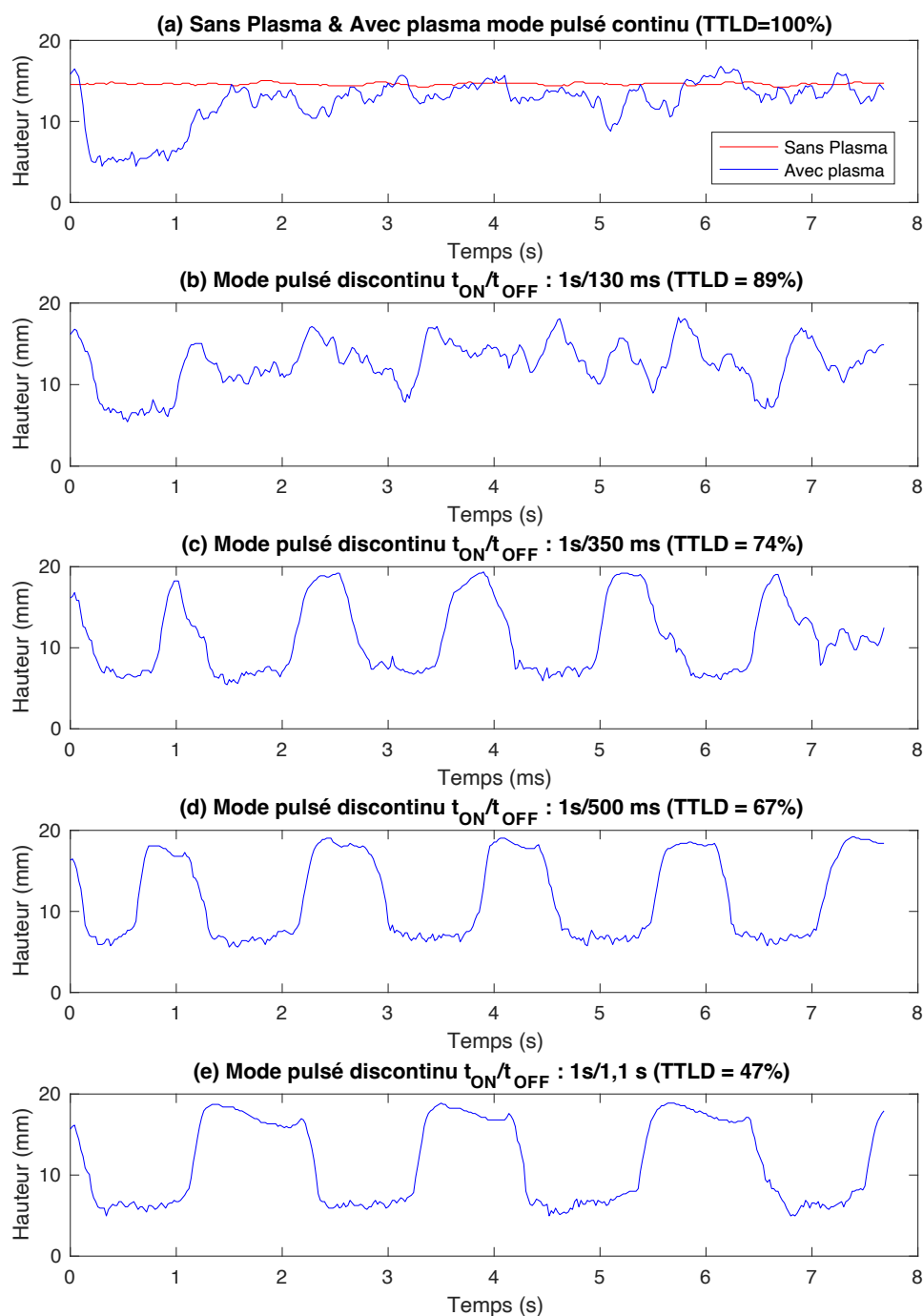


Figure 93 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme ; a) sans plasma, et avec plasma mode pulsé continu, b, c, d, e) avec plasma mode pulsé discontinu t_{ON}/t_{OFF} : 1s / (130 ms, 350 ms, 500ms, 1100ms), TTLD = 0%, 100%, 89 %, 74%, 67%, et 47 % respectivement.

La Figure 94 et montre l'évolution de la hauteur moyenne de la flamme pendant un cycle de fonctionnement, à la fois sans plasma (représenté en rouge) et avec plasma (représenté en bleu). Ces graphiques couvrent une gamme de conditions expérimentales, allant de l'absence d'interruption d'impulsion de tension ($t_{OFF}=0$, TTLD = 100 %) et avec un temps d'interruption d'impulsion de tension de 130 ms à 1,1 s (correspondant à un TTLD = 89 % à 47 %). En mode pulsé discontinu, où le plasma est activé et désactivé à intervalles réguliers, la hauteur moyenne de la flamme est calculée sur trois périodes consécutives des cycles ON/OFF. Dans le cas où le plasma est en mode pulsé continu ou lorsque l'expérience est menée sans plasma, la hauteur moyenne de la flamme est calculée sur 2,1 ms.

A partir de ces résultats, on observe que pour le cas sans activation du plasma, la hauteur de la flamme reste constante ; la flamme est parfaitement stabilisée à 15 mm au-dessus de la sortie du brûleur. L'activation du plasma entraîne une modification importante de la position de la flamme, qui se rapproche du brûleur. Lorsque le temps d'interruption des impulsions de tension augmente, et donc que le rapport cyclique diminue, la flamme se déplace davantage pendant l'activation du plasma, puis revient à une position plus élevée que la position initiale stabilisée sans plasma ou que celle observée en mode pulsé continu.

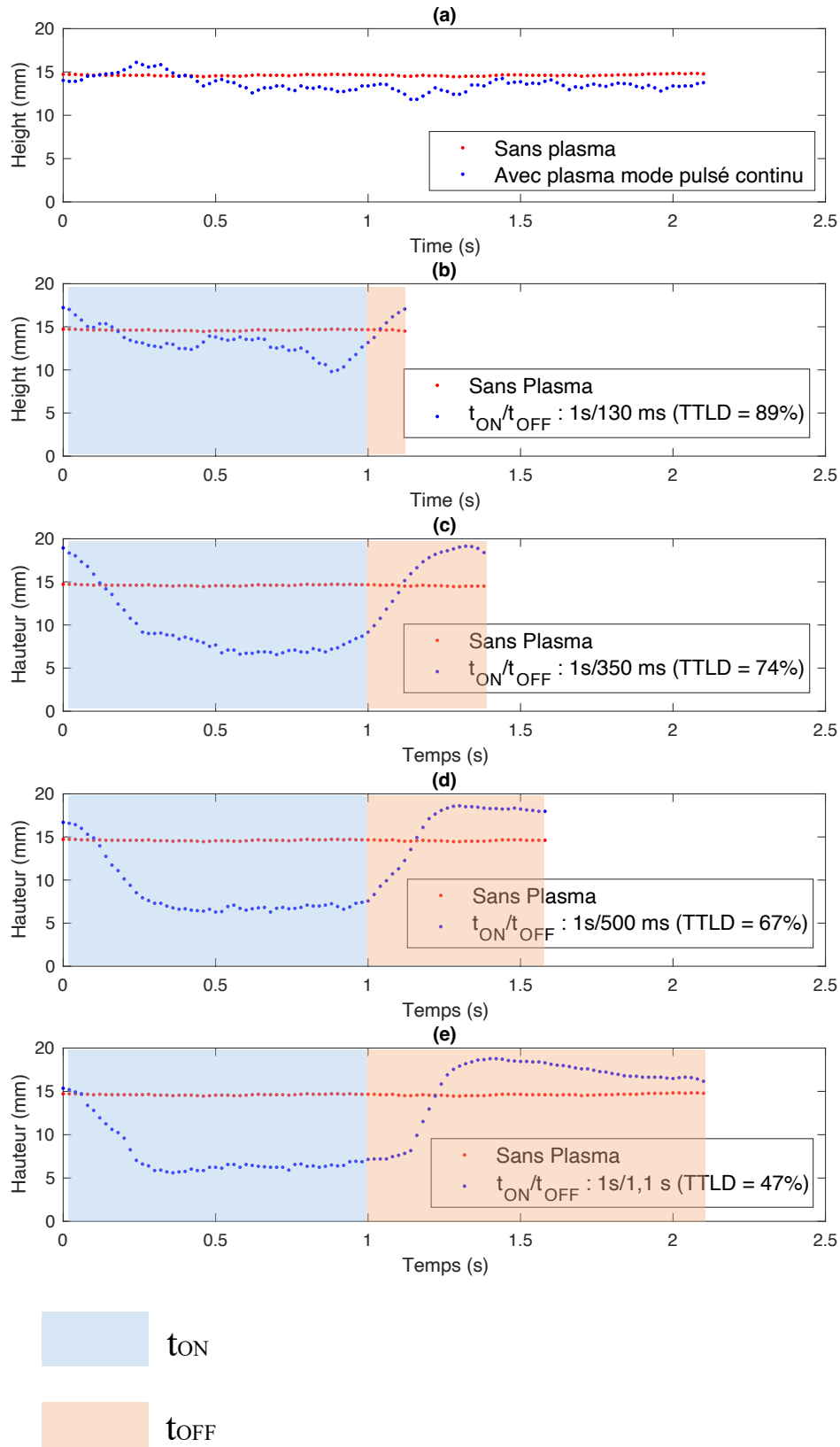


Figure 94 : Évolution temporelle de la hauteur moyenne de la flamme (moyenne sur 3 périodes), a) sans plasma, et avec plasma mode pulsé continu, b, c, d, e) avec plasma mode pulsé discontinu t_{ON}/t_{OFF} : 1s / (130 ms, 350 ms, 500ms, 1100ms), TTLD = 0%, 100%, 89 %, 74%, 67%, et 47 % respectivement.

Nous avons extrait la hauteur moyenne minimale atteinte pour chaque diagramme présenté dans la Figure 86. Cet histogramme illustre ces valeurs minimales pendant l'activation du plasma en fonction du rapport cyclique, permettant ainsi d'observer les variations entre les différentes conditions expérimentales : sans plasma, avec plasma en mode pulsé continu, et avec plasma en mode discontinu et ce, pour différents rapports cycliques allant de TTLD = 89% à 47%.

L'analyse de ces résultats met en évidence l'influence du rapport cyclique sur la dynamique de la flamme. En ajustant précisément ce paramètre, il est possible de moduler l'effet du plasma sur la position de la flamme de manière contrôlée. Nous avons observé qu'un rapport cyclique de 47 % induit une forte diminution de la hauteur de la flamme. Si l'on envisage une réduction encore plus importante du rapport cyclique, par exemple jusqu'à 10 %, il est probable que la hauteur de la flamme continue de diminuer. Toutefois, une activation du plasma à 10 % signifie que la flamme ne passerait que 10 % de son temps dans cette position basse, ce qui pourrait limiter l'efficacité du contrôle souhaité. L'objectif étant de maintenir en moyenne une hauteur de flamme réduite, il devient alors crucial de trouver un compromis optimal entre la durée d'activation du plasma et son impact sur la stabilité et la position de la flamme. En examinant les résultats obtenus entre TTLD = 74 % et 47 %, nous avons constaté une variation relativement faible de la hauteur minimale atteinte. Ainsi, au-delà d'un certain seuil, l'effet du plasma tend à se stabiliser. À TTLD = 67 %, la flamme passe environ 67 % de son temps en position basse, ce qui représente un bon équilibre entre une activation suffisamment longue pour modifier la structure de la flamme et une phase de repos permettant d'éviter une influence trop brutale du plasma.

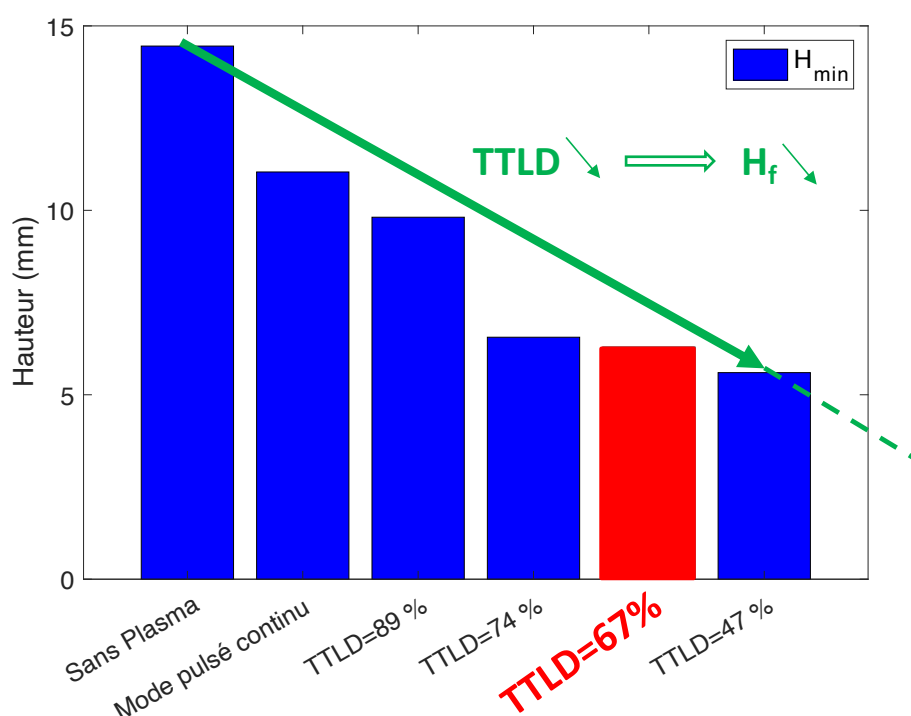


Figure 95 : Histogramme de la position moyenne minimale de la flamme sans plasma, avec plasma en mode continu et avec plasma pour différents rapports cycliques.

Cependant ces conditions opératoires optimales sont étroitement liées aux débits, à la tension, à la fréquence, à la polarité, à la position de l'injecteur, et au nombre de jets. Chaque variable de ce cadre expérimental a pu influencer les résultats obtenus. Cette conclusion ne doit pas être interprétée comme une règle absolue, mais plutôt comme un indicateur de performance pour les

conditions examinées. Si ces paramètres opérationnels sont modifiés, il est probable que les résultats changent et donc que les paramètres optimaux trouvés ne soient plus les mêmes.

L'utilisation d'un système de combustion assistée par multijets plasma d'hélium a confirmé la possibilité d'un contrôle efficace de la flamme. Cette observation de l'influence du rapport cyclique sur la hauteur de la flamme met en lumière les effets complexes des multijets plasma d'hélium, qui sont susceptibles d'être de nature cinétique et/ou dynamique.

Étant donné que les changements les plus significatifs sont observés dans des cas ayant un rapport cyclique inférieur à 75 %, il est pertinent de focaliser la suite de notre étude sur cette plage de fonctionnement. Plus précisément, nous examinerons l'effet de la variation du débit pour un rapport cyclique de 67 %, tout en maintenant constantes les autres conditions du plasma. Dans ce cadre, nous allons présenter une série de mesures qui permettront de proposer des interprétations sur le contrôle des différentes phases de la dynamique de la flamme, à savoir ; la phase de descente, de stabilisation et de relaxation. L'étude des différents paramètres expérimentaux, notamment le débit et la richesse du mélange, nous permettra d'affiner notre compréhension des mécanismes sous-jacents et d'identifier de nouvelles pistes d'interprétation quant à l'influence du plasma sur la combustion. Cette approche permettra de compléter notre compréhension des liens pouvant exister entre les différents paramètres opérationnels du plasma et les caractéristiques de la flamme, ouvrant ainsi la voie à de possibles nouvelles utilisations des plasmas froids en combustion.

2 Effet de la variation du débit

Après avoir fixé un rapport cyclique de 67 %, où l'action du plasma est significative, nous avons entrepris une série d'expériences visant à évaluer l'impact du débit total du prémélange sur la position de la flamme. Dans cette expérience, nous avons maintenu une richesse globale constante de $\Phi = 0,815$ tandis que le débit total été progressivement augmenté dans une plage allant de 3,7 à 6,9 L.min⁻¹, avec un pas d'incrément de 0,8 L.min⁻¹). Le plasma est allumé pendant des cycles d'une seconde, puis interrompu pendant 480 ms.

En procédant ainsi, nous cherchons à comprendre comment les différentes valeurs de débit influencent la dynamique de la flamme sous l'effet du plasma. La plage de débit choisie permet d'explorer un large éventail de conditions, offrant une vue complète sur l'impact du débit sur la hauteur et la stabilité de la flamme. En conservant une richesse globale de $\Phi = 0,815$, nous nous assurons que les variations observées dans la hauteur de la flamme sont principalement dues aux changements de débit total et non à des variations dans la composition du mélange air-carburant. Le choix d'un cycle d'une seconde allumé suivi d'un arrêt de 480 ms (TTLD = 67%), est retenu pour maximiser l'effet du plasma.

Pour enregistrer les données, nous avons réalisé des séquences d'images de la flamme à l'aide de l'appareil photo Canon 6D. La durée totale de l'expérience, d'environ 27 secondes, a été choisie pour enregistrer suffisamment de cycles d'activation et d'arrêt du plasma, soit 17 cycles au total. Cette démarche nous a permis d'observer l'évolution de la flamme à travers plusieurs cycles, offrant ainsi une vue complète de son comportement dans différentes conditions expérimentales.

L'influence du débit sur la hauteur de flamme a été évalué et est illustré sur la Figure 96. Nous avons observé que le débit de prémélange injecté influence la position de la flamme avec et sans plasma. Pour le cas sans plasma, la position de la flamme reste inchangée au cours du

temps et dépend du débit de gaz. L'ajout du plasma entraîne une modification de la position de la flamme, la flamme se déplace vers le brûleur. Nous obtenons une répétabilité similaire du processus pour les différents débits testés. Après l'extinction du plasma, nous observons un phénomène intéressant : la flamme ne reprend pas immédiatement sa position initiale, mais s'éloigne temporairement de la sortie du brûleur avant de se stabiliser sur une position initiale avant l'activation du plasma. Cette remontée est d'autant plus marquée pour des débits plus faibles. Nous supposons qu'à l'extinction du plasma, les espèces générées au niveau de l'injecteur sont transportées par l'écoulement et que ce temps de transport est d'autant plus long que le débit est faible (inertie). Plus le débit est faible, plus l'écoulement a une inertie importante, ce qui signifie que les espèces prennent plus de temps à atteindre la flamme, Cette lenteur permet à ces espèces réactives de rester dans la zone de combustion plus longtemps et d'interagir avec la flamme même après l'extinction du plasma. Cela expliquerait pourquoi, à faible débit, la flamme remonte plus haut que sa position d'équilibre normale sans plasma.

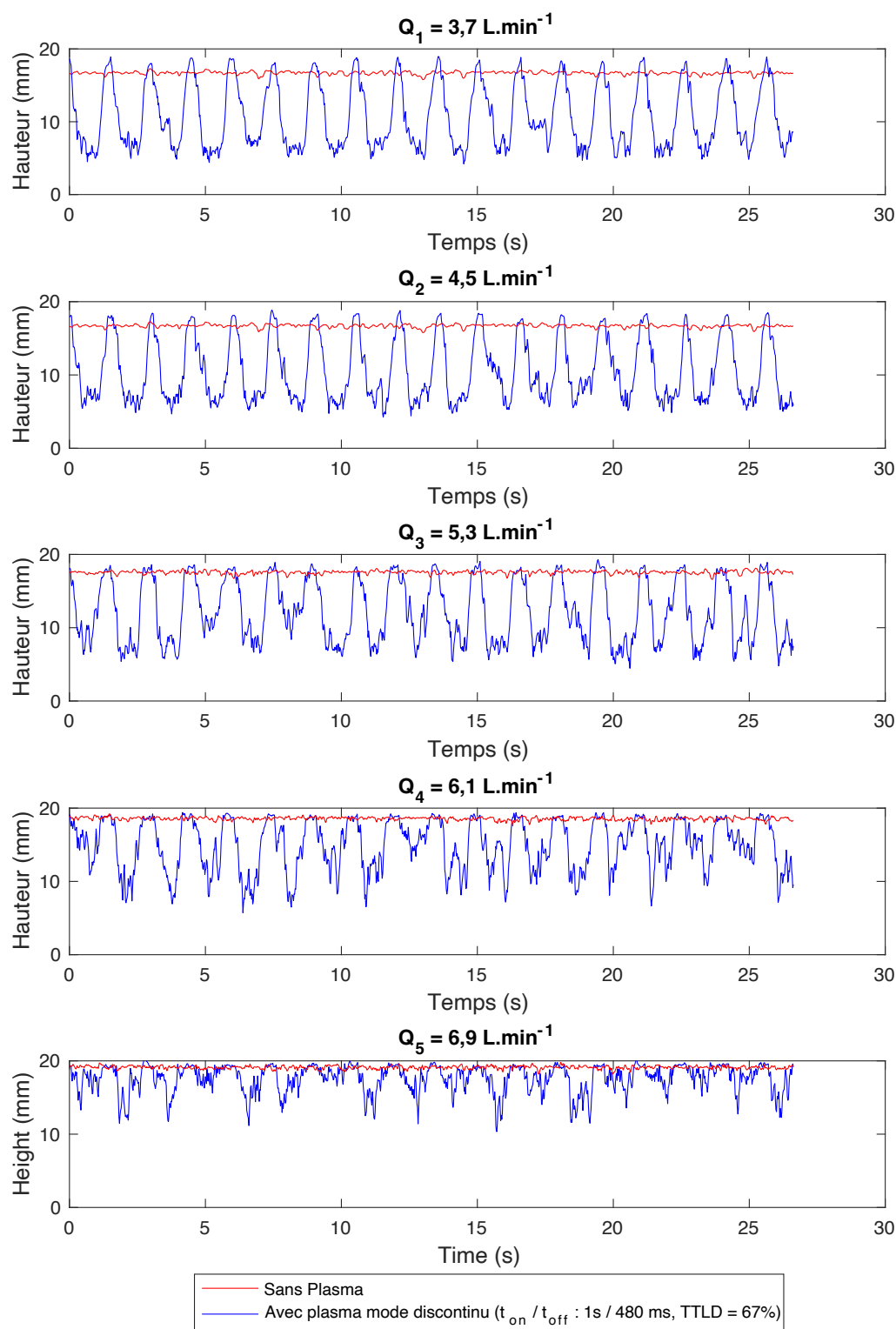


Figure 96: Évolution temporelle de la hauteur de la flamme, sans plasma (rouge) et avec plasma (bleu), pour différents débits.

Il est intéressant de noter que lors de la diminution du débit du prémélange méthane-air, le front de flamme avec plasma a montré un déplacement plus significatif vers l'amont.

Des mesures de la hauteur de la flamme ont été effectuées sur 17 cycles de fonctionnement ON/OFF du plasma afin de mieux comprendre l'effet du plasma sur la flamme. Pour chaque

période, la hauteur de la flamme a été relevée à intervalles réguliers. Afin de tracer une courbe moyenne sur une seule période représentative, les hauteurs de la flamme correspondantes pour chacune des 17 périodes ont été moyennées, ce qui permet de représenter sur la Figure 97 le comportement moyen sur un cycle ON/OFF, résultant de la moyenne des mesures sur 17 cycles.

L'analyse comparative des hauteurs moyennes du front de flamme sans plasma et avec plasma révèle des comportements distincts. Alors que la position de la flamme sans plasma reste stable, Il y a une descente, une stabilisation puis une remontée de la flamme au cours d'un cycle.

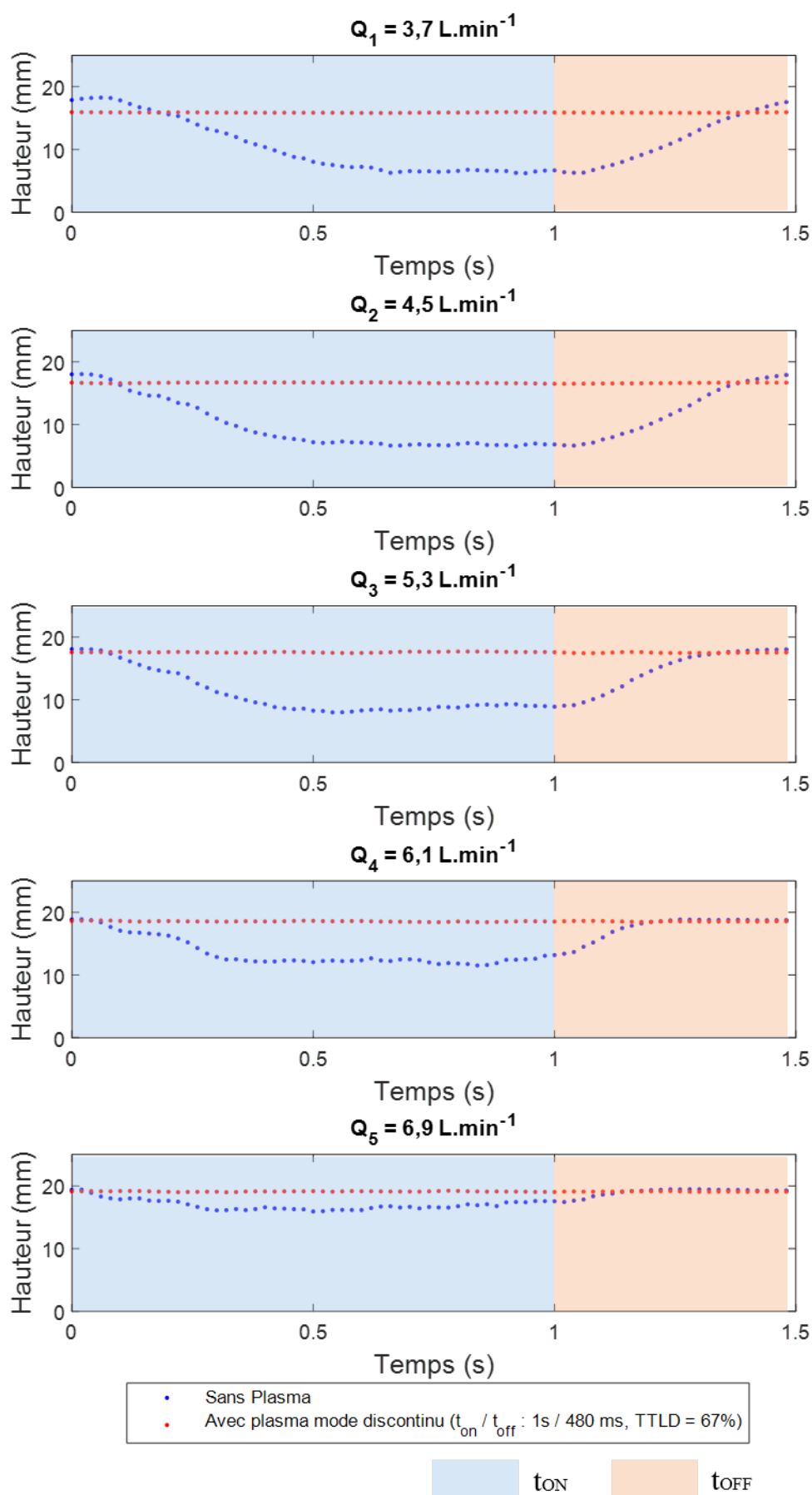


Figure 97 : Évolutions temporelles de la hauteur moyenne de la flamme, sans plasma (rouge) et avec plasma (bleu), pour différents débits.

La Figure 98 illustre la position moyenne minimale que la flamme atteint en fonction du débit, distinguant les cas sans plasma (en rouge) et avec plasma (en bleu), pour un TTLD fixe de 67%.

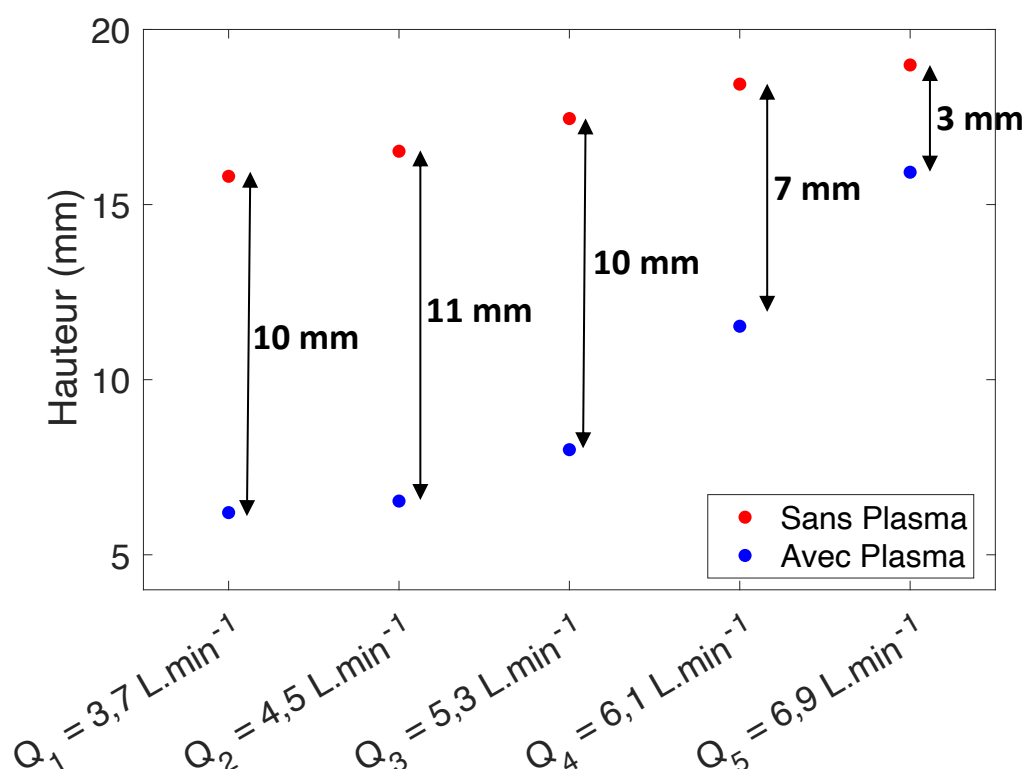


Figure 98 : Évolution de la position minimale de la flamme en fonction du débit, sans plasma (rouge) et avec plasma (bleu).

Si l'on compare nos observations expérimentales, dans le premier cas Q_1 à un débit total de $3,7 L \cdot min^{-1}$, le front de flamme sans plasma est positionné à 16 mm au-dessus du brûleur. L'ajout de plasma entraîne une diminution notable de cette hauteur, avec un déplacement de la flamme de 10 mm vers le brûleur, réduisant sa position à 6 mm au-dessus du brûleur. A un débit plus élevé de $6,9 L \cdot min^{-1}$ du cas Q_5 par exemple, le front de flamme se positionne à 19 mm par rapport à la sortie du brûleur. Une diminution de 3 mm de sa hauteur est observée lorsque le plasma était allumé, atteignant une hauteur de 16 mm. Le contrôle de la position de la flamme de moins en moins efficace en fonction de l'augmentation du débit, et un déplacement plus marqué à faible débit.

Les variations significatives de la hauteur de flamme observées entre les conditions avec et sans plasma, particulièrement lorsque le débit diminue, peuvent être attribuées aux espèces réactives et des radicaux générés par le plasma. Une hypothèse plausible est que, lorsque le débit du prémélange méthane-air diminue, les molécules du flux réactif passent plus de temps à proximité de la zone du plasma. Cela prolonge leur interaction avec les espèces excitées et les radicaux formés par le plasma, augmentant ainsi l'influence de celui-ci sur la dynamique de la flamme. Cette hypothèse semble cohérente avec les résultats obtenus dans la section du 1.1.b) du chapitre 3. Cette augmentation du temps de séjour lorsque le débit du mélange réactif est faible, favorise une plus grande influence du plasma sur la propagation de la flamme, entraînant des variations plus prononcées dans les positions de la flamme observées expérimentalement.

Pour mieux appréhender les mécanismes responsables de l'effet significatif observé, nous avons effectué une analyse de la dynamique de la flamme et une estimation des vitesses du mélange

réactif à l'intérieur du brûleur. Cette analyse a été effectuée en calculant le temps de descente, de relaxation de la flamme ainsi que le temps de transport des espèces réactives, en fonction du débit.

Les rectangles gris de la Figure 99 représentent le temps de descente de la flamme, tandis que la Figure 101 illustre cette même évolution sous forme de points noirs en fonction du débit. Ce temps de descente n'est pas instantané, car il est conditionné par la dynamique des espèces réactives mises en jeu. En effet, ces espèces ne réagissent pas immédiatement après leur introduction dans le système. Elles nécessitent un certain temps pour se transporter vers le front de flamme avant d'exercer leur influence sur celle-ci. Ce phénomène induit un délai (représenté par une flèche rouge). Ainsi, la descente de la flamme résulte d'un processus en deux étapes : d'abord, le transport des espèces vers la zone de réaction, puis l'impact de ces espèces sur la stabilité et la structure du front de flamme, entraînant son abaissement.

Un point notable est que la pente de cette descente reste constante (représentée en vert) : la vitesse de descente de la flamme, évaluée à 16 mm.s^{-1} , ne dépend pas du débit. Cela signifie que, quel que soit le débit imposé, une fois que l'effet des espèces réactives se manifeste, la flamme descend toujours à la même vitesse. Cependant, pour des débits plus élevés, la flamme doit descendre plus bas pour atteindre un état stable, ce qui prolonge le temps total de descente.

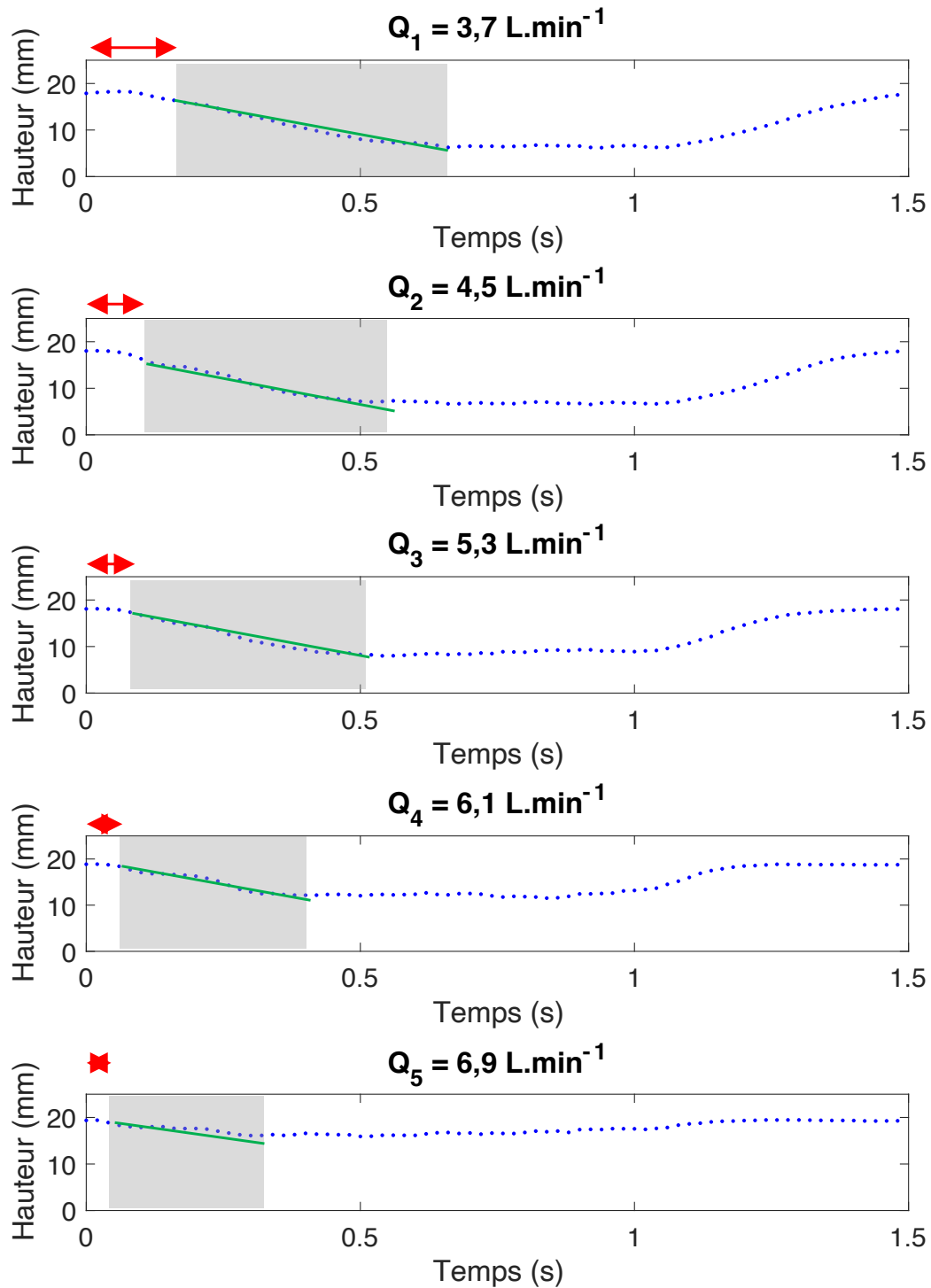


Figure 99 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme, temps de Relaxation de la flamme (rectangle gris), délai (flèche rouge), pente de descente (vert).

Par ailleurs, le temps de transport des espèces réactives représente le délai nécessaire pour que les espèces générées au niveau du plasma atteignent la zone de combustion, influençant ainsi la chimie de la flamme. Ce calcul tient compte du débit du mélange réactif ainsi que de la géométrie du cône convergeant du brûleur, comme illustré dans la Figure 100. On considère un écoulement laminaire dont la vitesse ne dépend que de la section locale du brûleur.

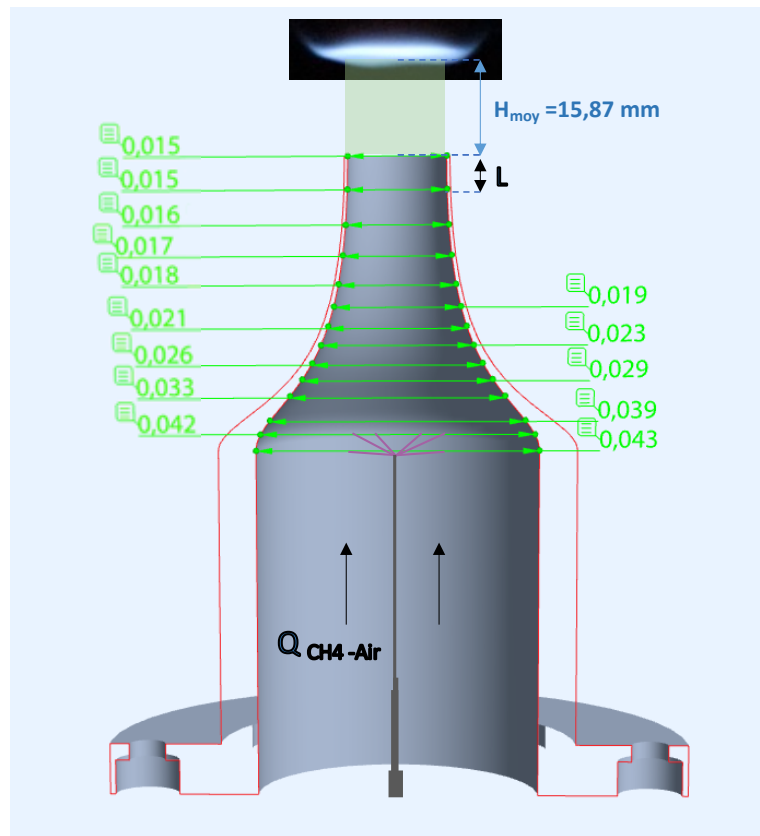


Figure 100 : Géométrie du cône convergent du brûleur (diamètres intérieurs exprimés en m).

En segmentant le cône convergent du brûleur. Le calcul du temps de transport des espèces réactives repose sur la détermination de la vitesse du mélange réactif à travers les différentes sections du cône convergent du brûleur. Voici les étapes principales :

- **Diamètre et section (m, m²)** : Le cône convergent du brûleur se compose de plusieurs sections de diamètres intérieurs différents, représentés en vert sur la Figure 100. Pour chaque section, la surface est calculée à partir du diamètre intérieur D de la section via la formule $s = \frac{\pi D^2}{4}$. Nous supposons une section constante entre la sortie du brûleur jusqu'à la zone de flamme.
- **Longueur L (m)** : Représente la distance entre deux sections consécutives. Cette longueur varie en fonction de la géométrie du brûleur, qui n'est pas uniforme. La distance est extraite du plan détaillé du cône convergent.
- **Débit volumique Q (m³.s⁻¹)** : Le débit volumique Q du mélange réactif méthane-air.
- **Vitesse du mélange réactif V (m.s⁻¹)** : La vitesse du flux réactif dans chaque section est déterminée à partir de la relation $v = \frac{Q}{s}$.
- **Temps de transport t (s)** : Le temps de transport entre deux sections consécutives est calculé en tenant compte de la distance L entre ces sections et de la vitesse du mélange dans cette région : $t = \frac{L}{v}$.
- **Somme des temps** : Enfin, en additionnant les temps de transport calculés pour chaque segment du cône convergent, ainsi que celui mesuré entre la sortie du brûleur et la position de la flamme, on obtient le temps total nécessaire pour que les espèces réactives atteignent la zone de combustion.

À titre d'exemple, pour un débit de $Q_1 = 3,7 \text{ L.min}^{-1}$ et une hauteur moyenne de la flamme sans plasma de $H_{\text{lmoy}} = 16 \text{ mm}$, le temps de transport des espèces réactives est de 361 ms (Tableau 7). On pourrait reprendre le calcul en tenant compte du fait que la flamme descend progressivement quand le plasma est activé et ne reste pas à 16 mm, ce qui donnerait des valeurs traduisant le temps de transport des espèces vers le front de flamme dont la position évolue au cours du cycle d'allumage du plasma.

Tableau 7 : Exemple de calcul du temps de relaxation de la flamme, pour un débit de $Q_1 = 3,69 \text{ L.min}^{-1}$ et une hauteur moyenne de la flamme sans plasma de $H_{\text{lmoy}} = 16 \text{ mm}$.

Diamètre intérieur "D" (m)	Section (m ²)	L (m)	$Q_1 (\text{L.min}^{-1})$	$Q (\text{m}^3.\text{s}^{-1})$	$V (\text{m.s}^{-1})$	t (s)
0,042	0,00138	0,0026	3,69	0,0000615	0,04441267	0,05854185
0,039	0,00119	0,0019			0,05150818	0,03688734
0,033	0,00085	0,0035			0,07194118	0,04865085
0,029	0,00066	0,0026			0,09315571	0,02791026
0,026	0,0005	0,0022			0,11589342	0,01898296
0,023	0,00041	0,0029			0,1480982	0,0195816
0,021	0,00034	0,0026			0,17765068	0,01463546
0,019	0,00028	0,0032			0,21701925	0,01474524
0,018	0,00026	0,0033			0,24180231	0,01364751
0,017	0,00022	0,0045			0,27108633	0,01659988
0,016	0,0002	0,0048			0,30603105	0,01568468
0,015	0,00017	0,0054			0,34819533	0,01550854
0,015	0,00017	0,0051			0,34819533	0,01464695
0,015	0,00017	0,01587			0,34819533	0,04557787
	0,00150	0,0446			Temps estimé	0,361601

Une estimation du temps de transport des espèces réactives a été effectuée en calculant le temps nécessaire pour qu'une espèce réactive, créée au niveau de l'injecteur multijets plasma, atteigne la position initiale de la flamme en l'absence de plasma. Ces calculs ont été résumés dans le Tableau 8 et reportés avec des points rouges sur la Figure 101 et la Figure 103.

Tableau 8 : Récapitulatif du calcul temps de transport des espèces en fonction du débit.

Q (L.min ⁻¹)	3,7	4,5	5,3	6,1	6,9
t (ms)	361	303	256	224	199

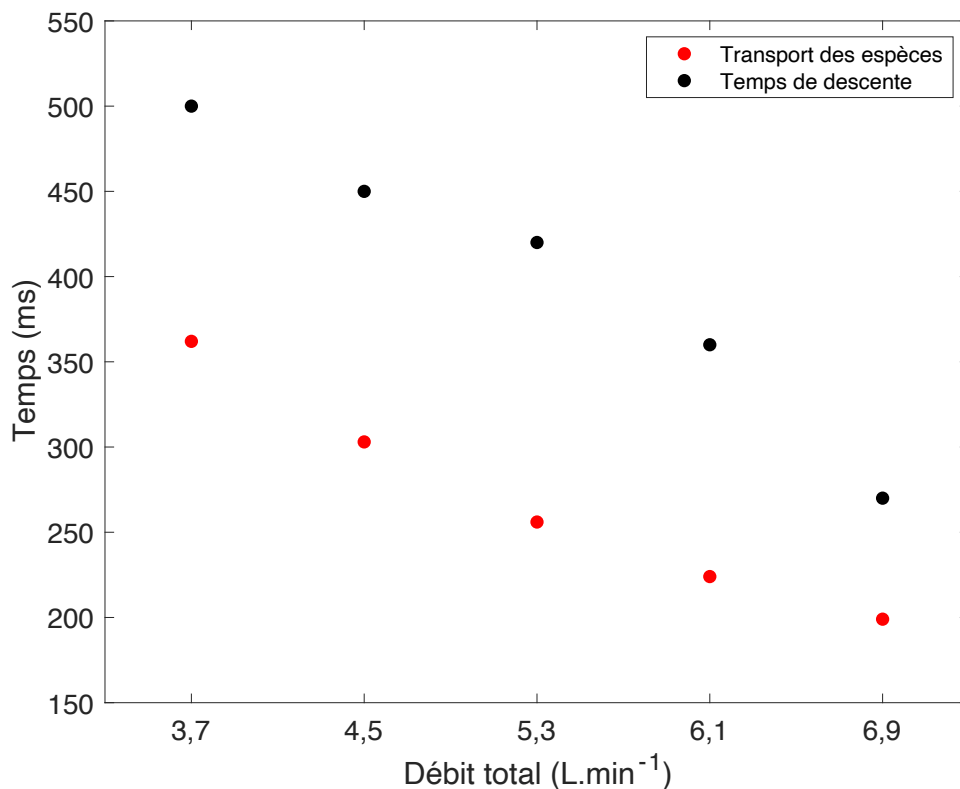


Figure 101 : Comparaison des évolutions du temps de descente de la flamme et du temps de transport des espèces en fonction du débit.

Les rectangles bleus de la Figure 102 représentent le temps de relaxation de la flamme, illustrés par des points bleus sur la Figure 103 en fonction du débit.

En fonction du débit, la flamme a besoin d'un certain temps pour se détendre complètement jusqu'à sa position initiale (sans plasma). Cette observation est cohérente avec le temps nécessaire pour que les espèces réactives générées par le plasma atteignent le front de la flamme. Les espèces réactives créées au niveau du plasma peuvent être entraînées par l'écoulement et affecter la flamme. Ces résultats mettent en évidence l'importance de l'effet chimique du plasma sur la propagation de la flamme. En effet, lorsque le plasma est activé, il produit des espèces réactives (radicaux, ions, molécules excitées) au niveau des orifices de l'injecteur. Ces espèces sont ensuite transportées par l'écoulement réactif et, au fil du temps, atteignent le front de la flamme. Leur interaction avec la flamme modifie sa chimie qui se traduit par un abaissement de la position du front de flamme. Une fois le plasma désactivé, la concentration en espèces réactives chute progressivement. Celles qui ont déjà atteint la flamme continuent d'agir pendant un temps limité avant de se dissiper.

Ces résultats soulignent une Première indication de l'importance de la génération et du transport d'espèces réactives du plasma :

Pendant la Phase descendante : Transport des espèces réactives vers le front de flamme puis descente de la flamme avec un certain délai.

Pendant la Phase de relaxation : Relaxation de la flamme en interaction avec les espèces générées juste avant l'extinction du plasma.

Dès lors qu'il est avéré que cet effet est d'ordre chimique, il est intéressant d'étudier la corrélation entre la richesse du mélange réactif et l'action du plasma sur la flamme.

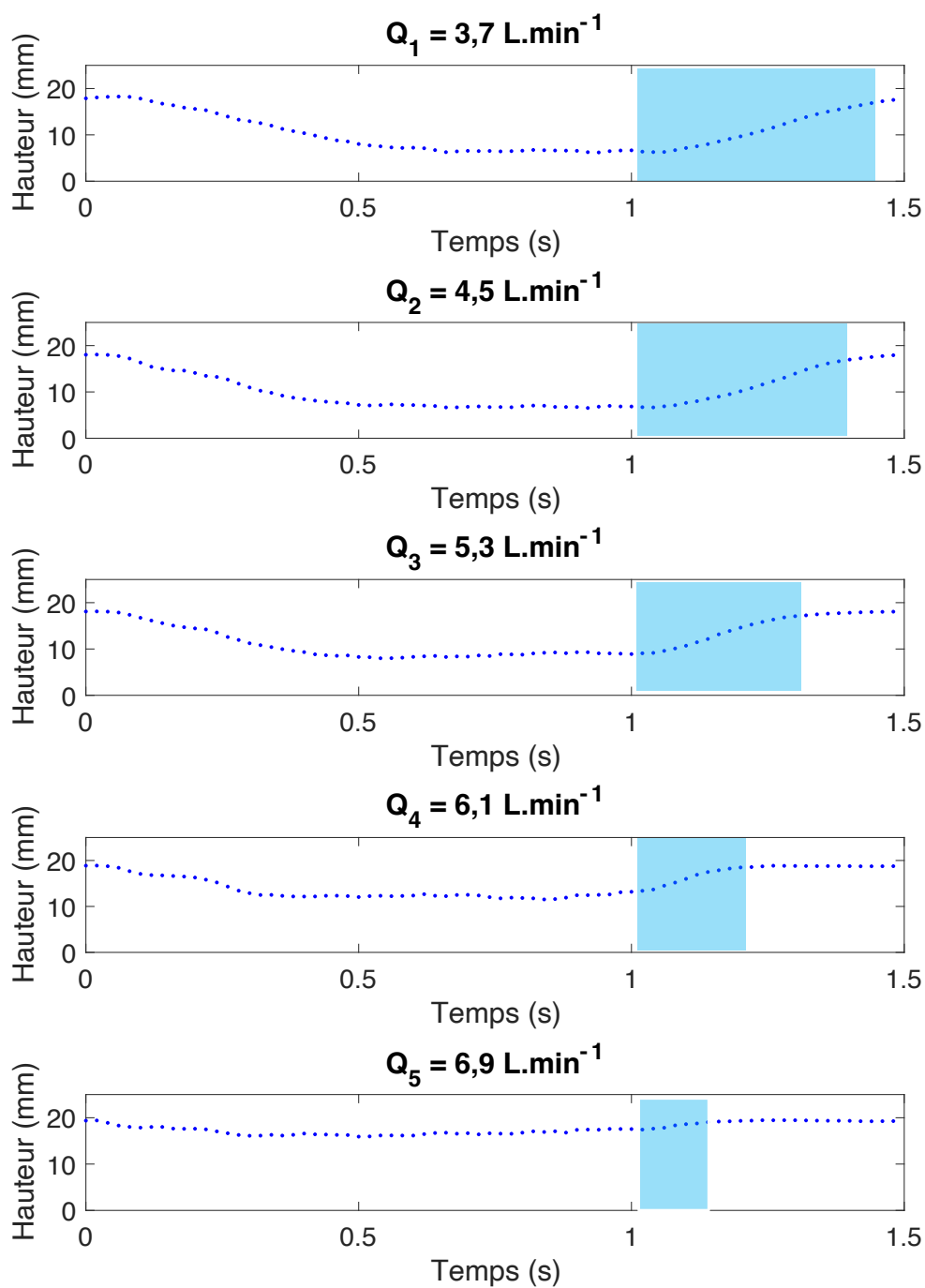


Figure 102 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme, temps de Relaxation de la flamme (rectangle bleu).

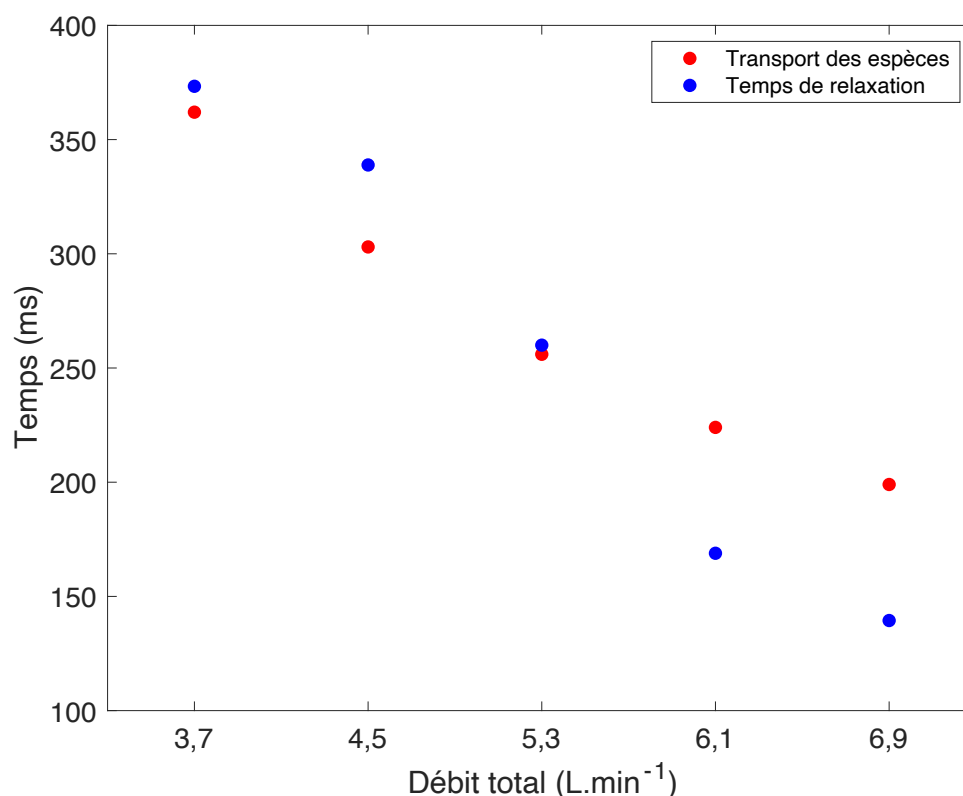


Figure 103 : Comparaison des évolutions du temps de relaxation de la flamme et du temps de transport des espèces en fonction du débit.

3 Effet de la variation de la richesse

Pour la phase de stabilisation de la flamme, l'effet de la variation de la richesse constitue un élément important de notre étude, complétant ainsi les observations précédentes sur l'impact du débit du mélange réactif sur les multijets de plasma et sur la flamme. Dans cette expérience, nous avons maintenu les conditions opératoires telles que mentionnées dans le Tableau 9. En nous basant sur le premier cas de la section 2 ($Q_1 = 3,7 \text{ L.min}^{-1}$), nous avons maintenu constants les débits d'air et d'hélium, tandis que nous avons procédé à une variation du débit du méthane avec une modification de 0,18 % au maximum. L'étude a été menée sur une plage restreinte de richesse, au-delà de laquelle la flamme ne peut être maintenue de manière stable. En effet, lorsque la richesse dépasse un certain seuil, une transition vers une flamme conique est observée.

Les conditions plasma ont été maintenues identiques à celles de la section précédente afin de minimiser les variables et de mieux isoler l'effet de la richesse sur la flamme. En maintenant ces conditions constantes, nous pouvons observer comment les changements minimes dans la composition du mélange réactif affectent le comportement de la flamme avec et sans plasma.

Tableau 9 : Conditions expérimentales choisies pour l'étude de la variation de la richesse.

Conditions	Cas 1	Cas 2	Cas 3	Cas 4
$Q_{v,CH_4}(\text{L.min}^{-1})$	0,250	0,252	0,254	0,256
$Q_{v,Air}(\text{L.min}^{-1})$	2.94			

$Q_{v,He} (L.min^{-1})$	0,5			
Richesse (ϕ)	0,815	0,820	0,825	0,830
Fréquence (kHz)	20			
Tension (kV)	-12			
$T_{ON} / t_{OFF}, TTLD (\%)$	1s / 480 ms, 67%			

La Figure 104 présente un ensemble de profils de la position moyenne de la flamme avec plasma en mode pulsé discontinu et sans plasma lorsque la richesse varie de 0,815 à 0,830. Les résultats concernant la flamme en l'absence de plasma montrent un comportement relativement stable, avec une position stable à mesure que la richesse augmente. Sous ces conditions particulières, l'écoulement du mélange réactif et la stabilité de la flamme sont très peu perturbés par les changements de richesse. A contrario, pour des variations minimales de richesse, les profils sont radicalement différents, avec des positions minimales très sensibles à la richesse. Le plasma joue un rôle important dans la stabilisation et la propagation de la flamme, influençant son comportement en fonction des modifications mineures de la composition du mélange réactif. En effet, lorsque la richesse augmente, les changements dans le front de flamme se produisent de manière plus importante. La flamme tend à se rapprocher davantage et plus rapidement du brûleur à mesure que la richesse augmente, et elle maintient cette position pendant une période prolongée même après l'extinction de la décharge. Pour les plus faibles richesses (0.815 et 0.820) le front de flamme descend plus lentement et moins bas et commence à remonter avant l'extinction du plasma.

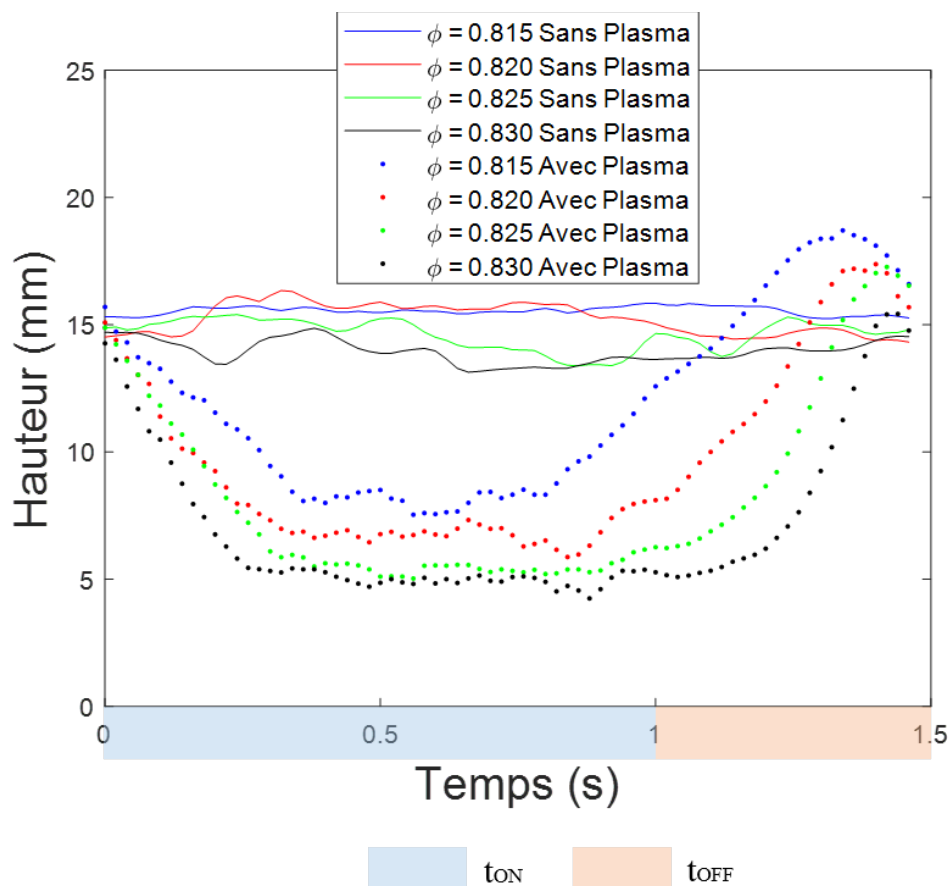


Figure 104 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme pour différentes richesses, sans plasma et avec plasma pour différentes richesses.

Pour analyser la dynamique de la flamme, nous avons segmenté les résultats présentés dans la Figure 104 en fonction de trois phases distinctes de la position de la flamme : descendante, stable et montante. Chacune de ces phases représente un état spécifique dans l'évolution de la flamme au cours de l'activation et de l'extinction du plasma.

La phase descendante correspond à une diminution régulière de la hauteur de la flamme dès l'allumage du plasma, indiquant une réponse immédiate et significative à l'activation du plasma. Ensuite, la phase stable se caractérise par une stabilisation de la hauteur du front de flamme à sa position la plus basse, montrant une période de maintien de la position de la flamme avant son retour à sa position initiale. Cette phase reflète la capacité du plasma à maintenir la flamme dans une position spécifique et à stabiliser son comportement. Enfin, la phase montante représente une augmentation régulière de la position de la flamme après, juste avant ou après l'extinction du plasma, indiquant une récupération progressive de la hauteur de la flamme vers sa position d'origine.

Pour chaque phase, des régressions linéaires de l'évolution temporelle de la position du front de flamme ont été effectuées afin d'analyser les tendances observées. Les courbes de régression linéaire sont présentées sur la Figure 105. Nous notons que le coefficient de détermination R^2 est toujours supérieur à 0,95, ce qui valide l'ajustement linéaire des données.

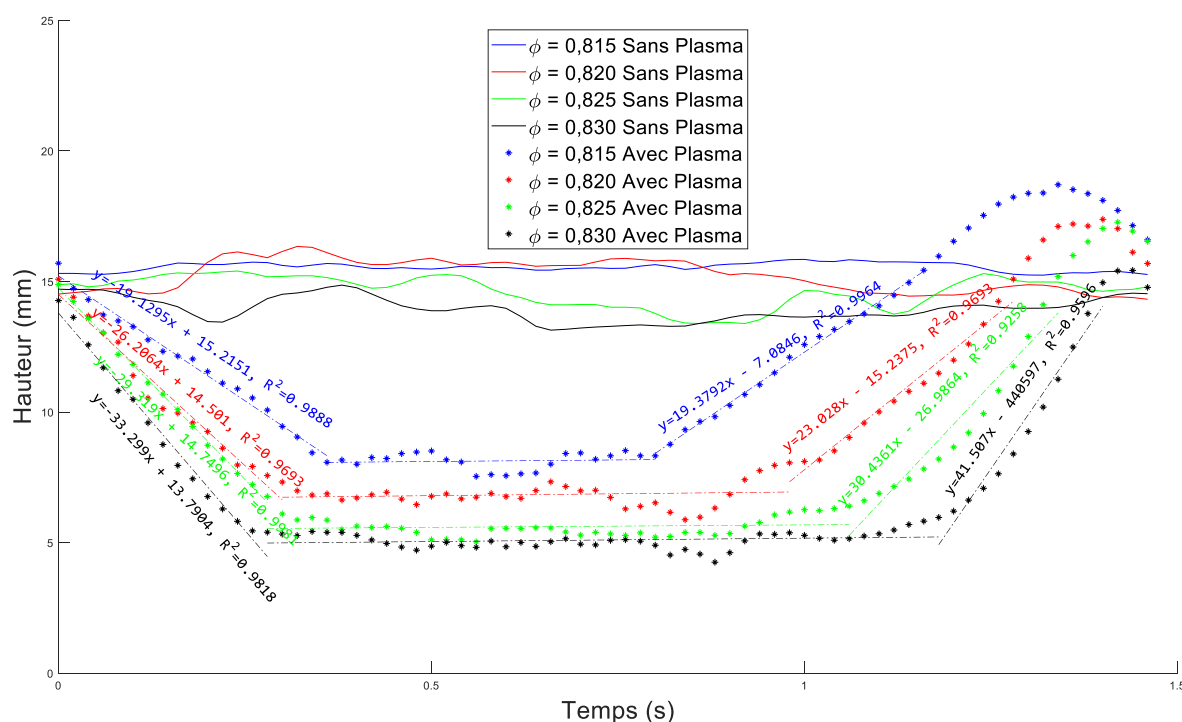


Figure 105 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme pour différentes richesses, sans plasma et avec plasma, ainsi que les courbes de tendances de descente et de remontée de la flamme pour différentes richesses.

La position de la flamme est fortement influencée lors de l'initiation du plasma. Nous observons que même un léger accroissement du débit de méthane induit une amélioration de la stabilité de la flamme avec plasma, puisque sa hauteur diminue davantage lorsque la richesse augmente, comme le montre la Figure 105. Augmenter la richesse revient à retarder le début de la phase montante au cours de laquelle la flamme retourne à sa position initiale après l'extinction de la décharge plasma. Par exemple, pour une richesse de $\phi = 0,815$ un retour de la flamme à sa

position initiale s'initie à $t = 0,8$ s avant même l'extinction de la décharge, tandis que pour une richesse de $\phi = 0,830$, ce retour ne commence qu'à $t = 1,18$ s, indiquant une période de stabilité prolongée.

La diminution de la hauteur de flamme à mesure que la richesse augmente correspond aussi à une distance parcourue par la flamme plus importante entre sa position initiale avec sa position assistée par plasma. Par exemple, à une richesse de $\phi = 0,815$, la flamme parcourt une distance de 7 mm en 0,36 s après l'allumage du plasma. En revanche, pour une richesse de $\phi = 0,830$, la flamme se rapproche davantage au brûleur, une distance parcourue de 7 mm est atteinte en seulement 0,26 s. Ces observations indiquent donc que les vitesses de déplacement du front de flamme sont différentes en fonction de la richesse du mélange réactif.

Les histogrammes de la Figure 106 permet de comparer les durées des différentes phases du front de flamme, à savoir le temps de descente (t_d), de stabilisation (t_s) et de remontée (t_r) de la flamme. Ces paramètres temporels sont cruciaux pour comprendre la dynamique de la flamme et l'impact du plasma sur son comportement. L'un des effets les plus marquants observés concerne la variation du temps de stabilisation en fonction de la richesse du mélange. Pour des modifications très sensibles de la richesse, le temps de stabilisation augmente de manière significative, passant de 0,4 s à 1 s.

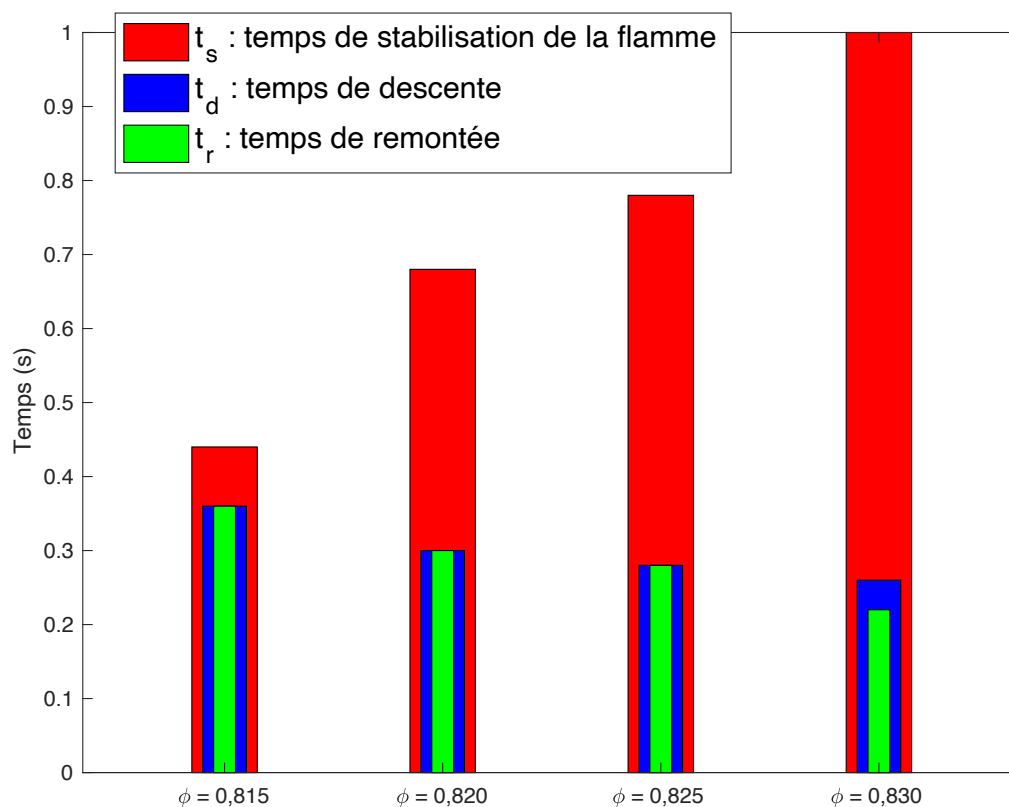


Figure 106 : Temps de descente et de remontée de la flamme ainsi que le temps de stabilisation de la flamme à une position basse pour différentes richesses.

L'analyse des comportements extrêmes dans la Figure 105 met en évidence deux tendances distinctes :

- **À faible richesse**, la flamme remonte avant même l'extinction du plasma. Cela indique que la quantité d'espèces réactives générées est insuffisante pour maintenir la flamme en position basse durant toute la phase d'activation du plasma. En conséquence, dès que la production de ces espèces diminue, leur concentration dans le mélange devient trop faible pour assurer la stabilisation de la flamme, qui perd alors son ancrage et remonte prématurément.
- **À forte richesse**, la situation est inverse : la position basse de la flamme est maintenue même après l'extinction du plasma. Cela indique qu'une concentration suffisante d'espèces actives est produite, et que ces espèces persistent suffisamment longtemps pour prolonger l'effet stabilisateur du plasma. Ainsi, même après l'arrêt du plasma, elles ne se diluent pas immédiatement, permettant à la flamme de rester ancrée en position basse.

Ces observations confirment que la richesse du mélange joue un rôle déterminant dans l'efficacité de la stabilisation plasma-assistée, en influençant directement la production et la persistance des espèces réactives impliquées dans la combustion.

Lorsque la richesse du mélange augmente, la quantité de carburant excédentaire favorise la production d'espèces réactives essentielles à la combustion, telles que (CH^* , OH^* , et d'autres). Ces espèces, une fois générées dans le plasma, sont transportées vers la zone de combustion, où elles participent activement aux réactions chimiques qui stabilisent la flamme. Lorsque la concentration de ces espèces augmente, leur consommation dans la zone de combustion se fait de manière plus efficace et soutenue. Ce qui expliquerait pourquoi la flamme reste plus longtemps en position basse (Figure 107) et une position d'autant plus basse que la quantité d'espèces est importante. Une petite modification de la richesse a un grand effet sur la position de la flamme et la durée de stabilisation à cette position. Ce constat met en évidence une deuxième indication de l'importance de la génération d'espèces réactives par le plasma :

Pendant la Phase de stabilisation : La durée de la phase de stabilisation dépend de la concentration des espèces générées par les multijets.

La Figure 105 révèle un autre aspect intéressant : la pente des courbes de tendance durant la phase descendante et montante de la flamme n'est pas la même pour différentes richesses. En effet, la vitesse de déplacement du front de flamme, qui correspond à la pente de ces courbes, est déterminée par le taux de variation de la position du front de flamme au cours du temps. Il apparaît que cette vitesse est sensible à de légers changements dans la richesse du mélange réactif. Pour approfondir cette analyse, une méthode complémentaire consiste à tracer l'évolution de la vitesse de descente et de remontée de la flamme pour différentes valeurs de richesse, afin de les comparer. La Figure 107 représente la vitesse en fonction de la richesse, extraits à partir des équations de régression de la Figure 105.

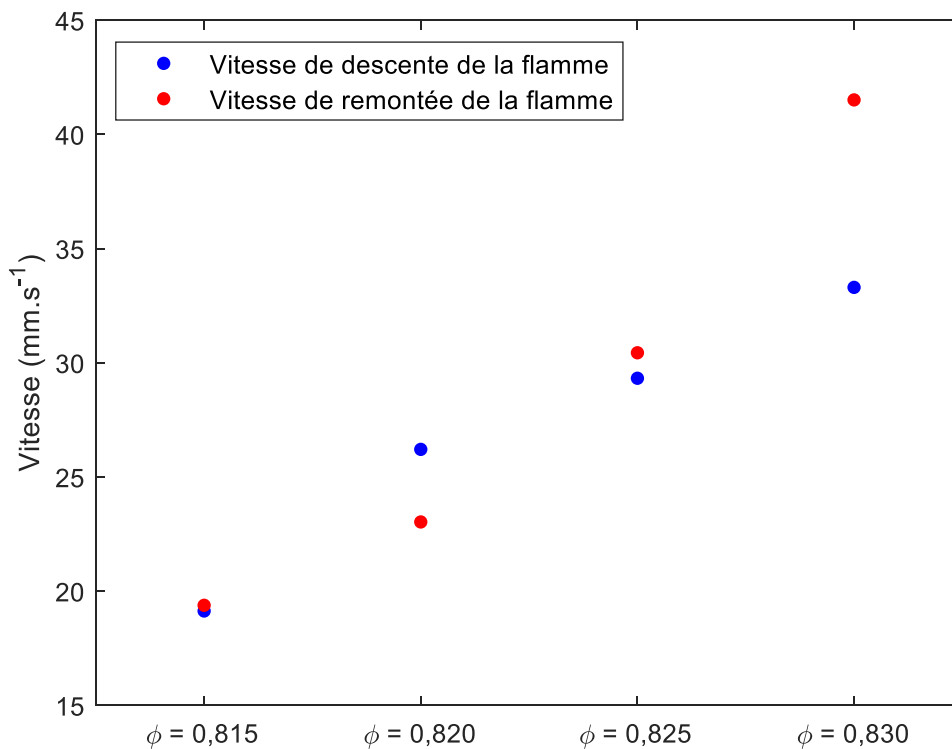


Figure 107 : Vitesse de descente et de remontée de la flamme pour différentes richesses.

La vitesse de déplacement de la flamme pendant les phases descendante et montante est notablement différente lorsque la richesse du mélange réactif augmente. Les espèces issues de la dégradation du méthane au niveau du plasma augmentent avec la richesse, ce qui permet à la flamme de réagir plus rapidement et, par conséquent, de passer moins de temps dans ces deux phases.

Le transport d'une concentration plus élevée d'espèces réactives vers le front de flamme conduit à une dynamique de descente de la flamme plus rapide. Ensuite, la présence de la flamme plus proche de la zone de production des espèces par les multijets quand la richesse augmente conduit à un déclenchement retardé de la relaxation de la flamme. Ceci traduit sans doute un maintien plus efficace de la chimie favorable à la stabilisation de la flamme en lien avec cette production plus abondante d'espèces générées par les multijets y compris quelque temps après l'extinction du plasma. Une fois déclenché, la vitesse de remontée du front de flamme est plus rapide pour les richesses les plus fortes ce qui pourrait s'expliquer par une cinétique de recombinaison accélérée.

En résumé, nos mesures soulignent l'importance capitale de la composition du mélange réactif dans la dynamique de propagation de la flamme. Cette observation appuie également l'hypothèse selon laquelle l'effet chimique du plasma sur la combustion est sans doute le facteur déterminant dans ce contexte. Ces résultats fournissent des perspectives intéressantes pour améliorer notre compréhension de la combustion assistée par multijets plasma et pour développer des technologies plus efficaces dans ce domaine. Comme déjà évoqué précédemment, il est très peu probable que la modification de la richesse à débit global constant modifie la vitesse globale de l'écoulement du mélange réactif et le régime d'écoulement. Le rôle des multijets plasma comme perturbateur du régime d'écoulement du mélange réactif est

donc très probablement négligeable vis-à-vis de l'effet produit sur la flamme par les espèces créées par le plasma au contact de l'écoulement dans nos conditions expérimentales.

4 Spectroscopie d'émission

L'examen de la position de la flamme constitue une première étape importante dans notre analyse, mais pour obtenir une compréhension plus approfondie de son comportement et de sa réactivité, nous avons aussi réalisé des expériences de spectroscopie d'émission. L'analyse spectrale de la flamme nous permet d'identifier les différentes espèces chimiques présentes et de suivre leur évolution en fonction des conditions expérimentales, telles que la richesse du mélange.

Les mesures de spectroscopie sont effectuées à deux hauteurs différentes en accord avec la position de la flamme stabilisée soit à 16 mm au-dessus du brûleur pour une flamme sans plasma en mode pulsé discontinu et à 8 mm en présence de plasma. La lumière est intégrée sur une période d'une seconde pour chaque acquisition. Dans le cas d'une flamme assistée par plasma, cette seconde d'intégration est fixée pendant la phase de stabilisation de la flamme en position basse. Afin de synchronisation des mesures, le spectromètre est déclenché par le signal du module de génération des cycles TTL. Cette synchronisation permet d'obtenir l'acquisition du spectre d'émission lumineuse de la flamme au moment précis de l'application du plasma. Les conditions opératoires et la position de la fibre optique ont été présentées sur la Figure 48. La Figure 108 présente l'évolution des spectres d'émission de la flamme en fonction de différentes valeurs de richesse du mélange réactif. Les espèces présentes dans la flamme sont donc peu sensibles à de faibles variations de richesse.

L'analyse du spectre d'émission de la flamme montre que lorsque les conditions de richesse du mélange sont légèrement modifiées, les spectres de la flamme sans plasma sont presque identiques comme le montre la Figure 108 (a). En examinant le spectre obtenu, nous pouvons identifier plusieurs radicaux majeurs, dont les émissions sont caractéristiques de diverses longueurs d'onde. D'après la littérature [88], nous avons pu identifier les principaux radicaux du spectre obtenu. On peut noter les émissions d'hydroxyle OH^* identifié à 310 nm, celui du méthylidyne CH^* apparaît à 431,5 nm, le nitroxyle HNO^* à 716,7 nm, et du cyano CN^* à 917 nm. Par ailleurs, quelques transitions vibrationnelles du CH^* , mono hydrure d'azote NH^* , et l'hydroxyle OH^* , sont indiquées sur les têtes de bandes à (812,7 nm ; 827,6 nm ; 847,3 nm), (828,8 nm ; 836,7 nm ; 838,1 nm ; 844 nm), (835,2 nm ; 842,1 nm ; 845,0 nm) respectivement. De plus, des émissions associées aux transitions vibrationnelles de l'eau sont également relevées dans le spectre à 895 nm et une bande large couvrant la plage de 928 à 980 nm. Il convient de noter que cette émission est la plus intense du spectre, soulignant ainsi l'importance de la présence d'eau dans les processus de combustion et de formation des espèces chimiques dans la flamme.

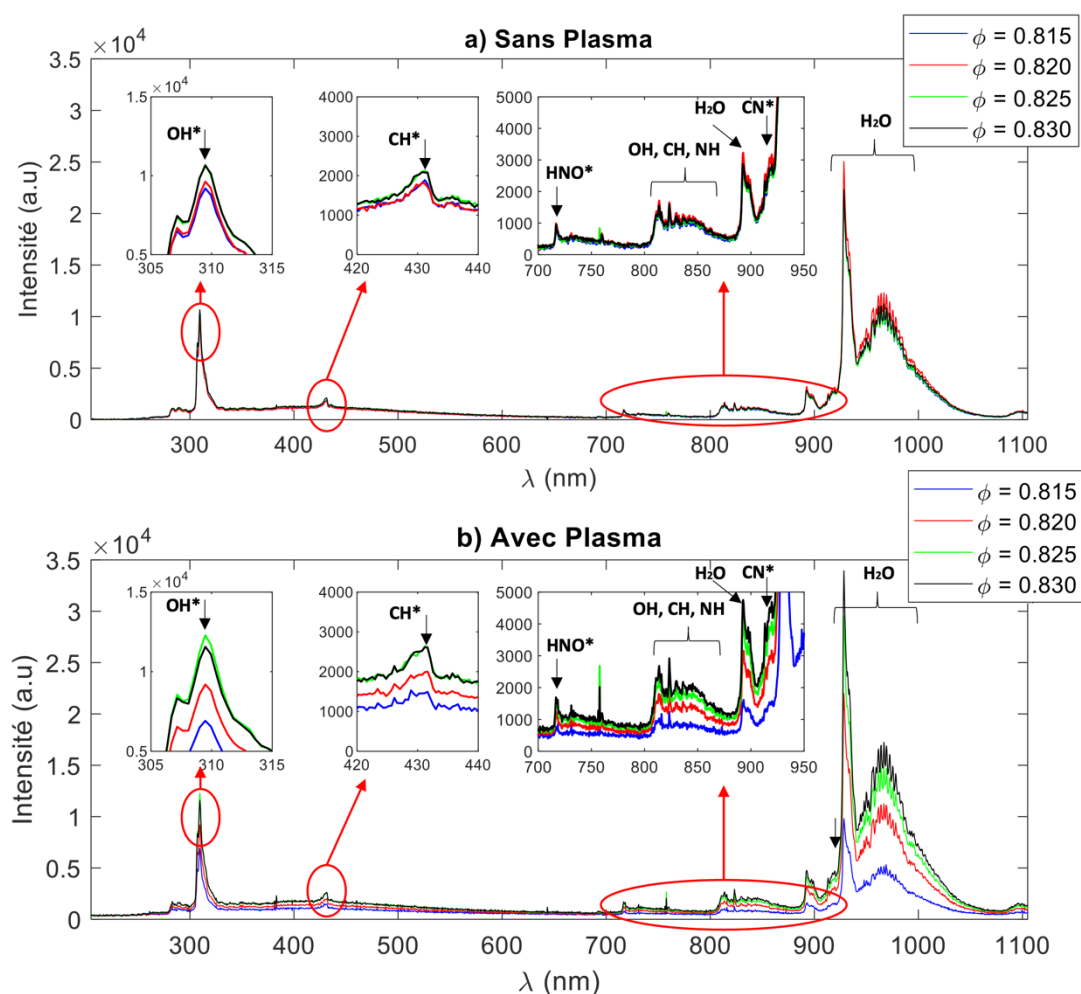


Figure 108 : Évolution du spectre d'émission de la flamme pour différentes richesses ; a) sans plasma et b) avec plasma

Par analogie avec le raisonnement développé précédemment concernant l'impact de la richesse, cette augmentation de l'effet du plasma sur la flamme est cohérente avec l'augmentation des émissions des espèces réactives créées au niveau du plasma dans les gazes fraîches en amont de la flamme, caractéristiques de la combustion. Ce phénomène peut être interprété comme une conséquence directe de l'interaction entre les espèces réactives générées par le plasma et les molécules du mélange combustible, entraînant ainsi une combustion plus intense.

Ces résultats soulignent l'importance de poursuivre les recherches pour quantifier précisément les conditions dans lesquelles la combustion assistée par des multijets plasma pourrait être optimisée. Une des clés pour atteindre cette optimisation réside dans l'ajustement de la chimie des jets de plasma eux-mêmes. Par exemple, la composition du flux porteur du plasma, qui détermine en grande partie les espèces réactives présentes, pourrait être modifiée pour maximiser l'efficacité de la combustion. L'ajout d'azote, qui semble jouer un rôle dans la production du radical CH^* (voir Figure 86 et nos conclusions de la section 2.2 du chapitre 3) est une piste de recherche particulièrement prometteuse, son intégration dans le gaz plasmagène pourrait améliorer la réactivité de la flamme. Dans cette perspective, l'effet du plasma multijets à base d'hélium (avec ajout d'air ou d'azote ou d'oxygène) sur une flamme plate prémélangée va être étudiée dans la partie suivante.

La Figure 109 montre l'évolution du spectre normalisé de la bande vibrationnel de OH* pour la flamme sans et avec plasma en mode pulsé discontinu dans une condition expérimentale qui correspond à une richesse de 0,815, où l'effet du plasma est le plus significatif (Tableau 9).

Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un spectromètre de haute résolution AvaSpec-ULS2048CL-EVO, équipé d'une fibre optique dotée d'un angle d'ouverture de 28°, montée sur un système de déplacement (Figure 48). Ce spectromètre, a été utilisé pour analyser la gamme spectrale comprise entre 300 et 335 nm, où les bandes moléculaires correspondant aux transitions vibrationnelles de OH* (A-X) sont visibles. La comparaison des spectres en absence et en présence de plasma ne montre pas de variation significative de la forme des spectres d'émission de OH* pour cette condition de flamme testée. Dans notre étude, compte tenu de la faible variation de l'intensité du spectre avec ou sans activation du plasma, nous estimons qu'il n'y a pas de modification de la température de la flamme lorsque le plasma est actif. Ce résultat est cohérent avec le fait que l'énergie injectée dans le plasma reste relativement faible, de l'ordre de quelques watts. Dans ces conditions, l'effet du plasma est donc davantage lié à des mécanismes chimiques, via la production d'espèces réactives favorisant la combustion, plutôt qu'à un apport thermique direct modifiant la température de la flamme.

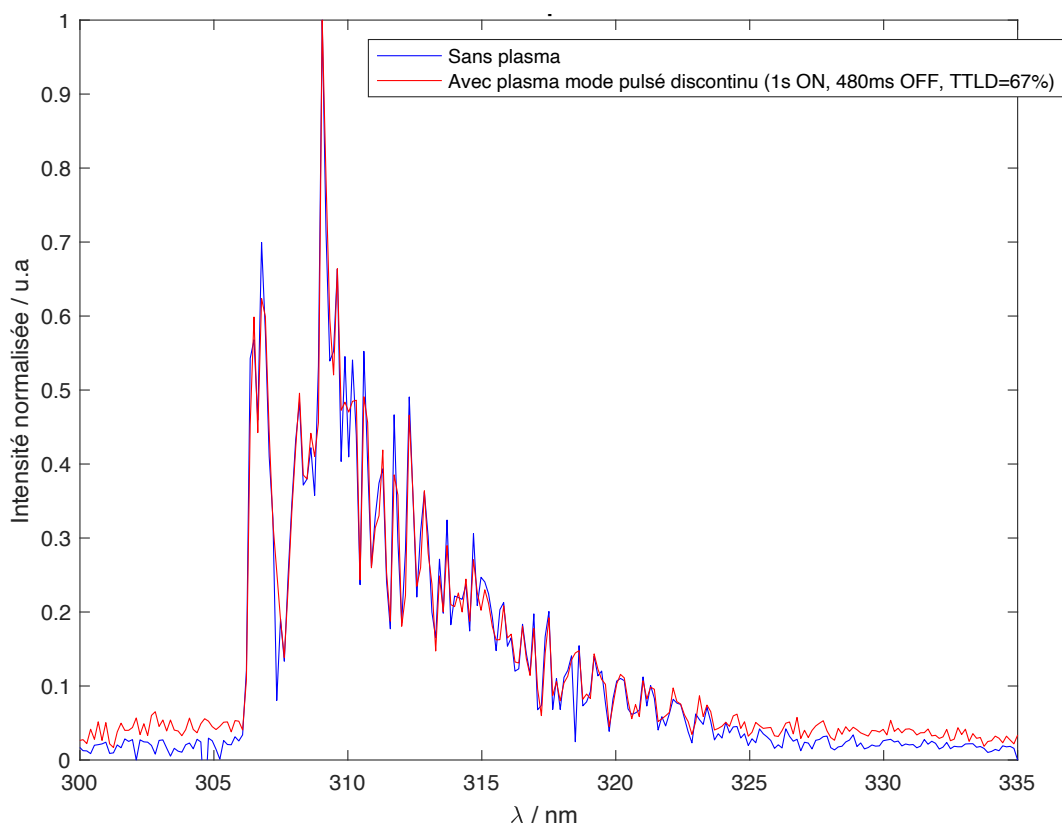


Figure 109 : Évolution du spectre d'émission normalisé de la flamme ($Q_{v,CH_4} = 0,25 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,Air} = 2,94 \text{ L.min}^{-1}$), Sans plasma (rouge), avec plasma mode pulsé discontinu TTLD=67% ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$, $f = 20 \text{ kHz}$, $U = -12 \text{ kV}$).

5 Effet du plasma multijets à base d'hélium sur une flamme plate pré mélangée méthane-air

Les résultats obtenus dans la section 4 évoquent la possibilité que le diazote de l'air joue un rôle important, en tant qu'intermédiaire, entre l'hélium excité et le mélange réactif en amont de la flamme permettant la production de radicaux réactifs caractéristiques de la combustion, tels que CH^* et OH^* .

Des travaux antérieurs menés par T. Darny et al [22] ont souligné l'influence de la composition du gaz sur les caractéristiques du plasma. Ils ont notamment démontré que l'addition de petites quantités d'azote à l'hélium peut augmenter la conductivité de la colonne plasma, ainsi que la densité électronique et le degré d'ionisation. À la lumière de ces observations, il est pertinent de modifier la composition chimique du gaz plasmagène, en introduisant d'autres gaz en mélange avec l'hélium, ce qui pourrait influencer la production des espèces réactives et ainsi impacter le comportement de la flamme. Par exemple, en combinant d'autres gaz à l'hélium dans le plasma tel que de l'air, du diazote ou du dioxygène, il est possible que de nouvelles espèces réactives affectent le comportement de la flamme.

Partant de cette constatation, nous avons ajouté dans un premier temps de l'air afin d'apporter directement au sein du plasma à la fois du diazote et du dioxygène. Nous avons montré que le multijets plasma d'hélium agit sur la flamme grâce notamment à la chimie des réactions produites par le plasma en amont de la flamme au sein du gaz réactif. Les mélanges de gaz utilisés dans le plasma pourraient avoir un impact bénéfique sur la distribution et la dynamique des espèces réactives, influençant le comportement de la flamme.

En étudiant ensuite les effets de différentes compositions gazeuses du plasma (hélium-diazote et hélium-dioxygène) sur le comportement de la flamme, nous pouvons identifier des configurations optimales pour cette application.

Par exemple, des compositions spécifiques du mélange de gaz pourraient favoriser la production de certaines espèces réactives qui améliore la combustion. L'hélium, traditionnellement utilisé dans de nombreux dispositifs plasma pour ses propriétés uniques (faible masse moléculaire, haute conductivité thermique), présente cependant des inconvénients, notamment son coût élevé et sa disponibilité limitée. L'introduction de l'air, ou de l'un de ses composants tels que l'oxygène ou l'azote, sont attractifs du fait de leur abondance et leur coût nettement inférieur à celui de l'hélium, mais permettraient aussi d'envisager une technologie de combustion assistée par multijets plasma plus efficace.

5.1. Caractérisation préliminaire « cas du mélange Hélium-Air »

Nous allons comparer l'évolution de la position d'une flamme obtenue en utilisant soit un mélange hélium-air soit de l'hélium pur pour le plasma. Nous expliciterons le choix des paramètres expérimentaux choisis influençant notablement la position d'une flamme assistée par plasma et le rôle d'un mélange à base d'hélium. Pour réaliser ces analyses, nous utiliserons l'imagerie pour visualiser la flamme et suivre son déplacement dans l'espace. Cette technique a été détaillée dans le chapitre 2.

a) Sans plasma

L'expérience proposée vise en premier temps à étudier l'impact de l'ajout d'une petite quantité d'air en complément de l'hélium sur les caractéristiques d'une flamme plate prémélangée laminaire pré-mélangée méthane-air. Les modifications induites par cette modification montreront le comportement de la flamme sans plasma, en particulier sa hauteur et sa géométrie.

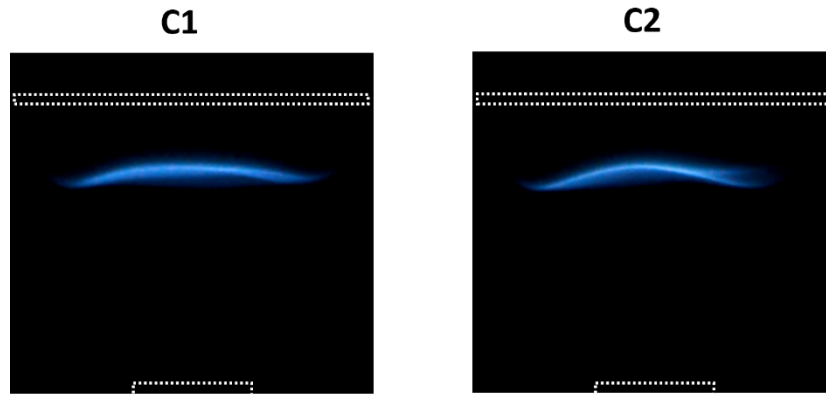


Figure 110 : Photographie de la flamme en présence d'un écoulement à base d'hélium : C1) 100% hélium (hélium pur), C2) 86% Hélium + 14% Air.

Le protocole expérimental implique le remplacement d'un débit spécifique d'hélium, initialement fixé à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, par un débit réduit à $0,43 \text{ L.min}^{-1}$ comme gaz alimentant le plasma, en y ajoutant de l'air ($0,07 \text{ L.min}^{-1}$). Cette condition expérimentale particulière, nommée C2, a été choisie en raison des observations préliminaires qui ont montré que l'introduction de cette quantité d'air lors de l'allumage du plasma a un impact significatif sur la dynamique de la flamme. En effet, les tests antérieurs ont montré que des débits d'air inférieurs ou supérieurs à ce niveau n'engendraient pas d'effets aussi importants sur la flamme. La composition du prémélange combustible a un débit volumique total de $3,7 \text{ L.min}^{-1}$ (un débit d'air de $2,94 \text{ L.min}^{-1}$, un débit de méthane de $0,25 \text{ L.min}^{-1}$ et un débit d'hélium de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$), ce qui mène à une richesse globale de 0,815. Cette condition expérimentale spécifique est choisie car elle représente un cas d'étude typique d'une flamme plate laminaire, permettant de mettre en évidence l'effet des multijets de plasma dans les conditions de faibles débits de méthane et d'air.

L'observation visuelle des photographies de la flamme, combinée à l'analyse quantitative des données présentées respectivement dans la Figure 110 et Figure 111 met en évidence des effets de l'air sur la position et la stabilité de la flamme. En comparant ces images, on constate clairement que la flamme maintient une position stable à une hauteur de 17,5 mm lorsque seulement l'hélium est présent. Cependant, l'ajout d'air, remplaçant une partie du débit d'hélium, induit une diminution de 1 mm de la hauteur moyenne de la position de la flamme. La flamme reste plate, mais fluctue légèrement avec des amplitudes de 1 mm et se positionne à une hauteur moyenne de 16,5 mm.

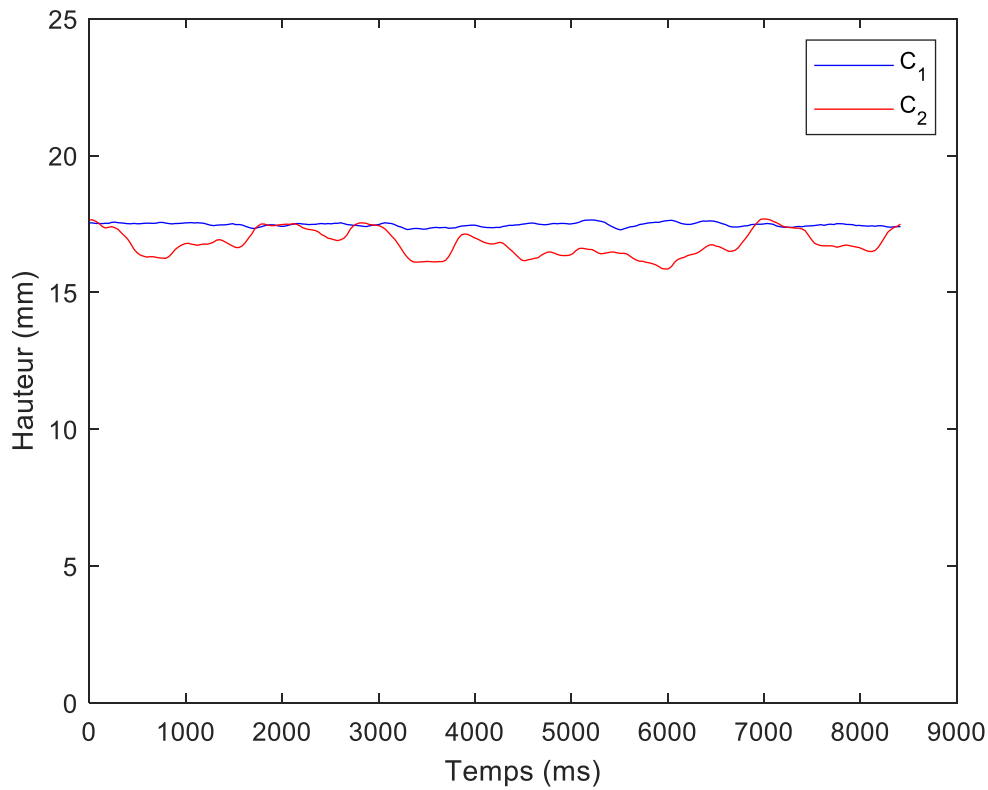


Figure 111 : Évolution temporelle de la hauteur de la flamme sans plasma, C_1 (bleu) et C_2 (rouge) pour un débit total constant de $3,7 \text{ L.min}^{-1}$.

b) Avec plasma

La photographie des multijets plasma d'hélium présentée sur la Figure 112 pour les deux cas différents offre une comparaison visuelle des effets du changement de composition du gaz d'alimentation sur la structure et la distribution spatiale du plasma dans deux configurations distinctes. Dans le cas 1, où seul de l'hélium est utilisé avec un débit de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$, on observe une configuration où plusieurs jets sont allumés, formant une zone d'intensité lumineuse étendue. Cependant, dans le cas 2, le débit d'injection global reste constant à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ où une portion du flux d'hélium est remplacée par de l'air à hauteur de $0,07 \text{ L.min}^{-1}$, réduisant ainsi le débit d'hélium à $0,43 \text{ L.min}^{-1}$.

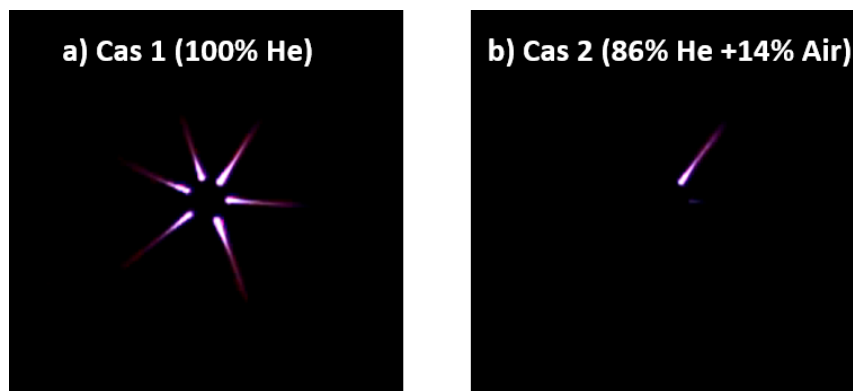


Figure 112 : Photographie des multijets plasma d'hélium à la base d'hélium a) Cas 1 ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$), b) Cas 2 ($Q_{v,He} = 0,43 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,Air} = 0,07 \text{ L.min}^{-1}$), $f = 20 \text{ kHz}$, $U = -12 \text{ kV}$.

Cette modification conduit à l'allumage de seulement un seul jet. La modification de la composition du gaz plasmagène rend plus compliqué l'initiation du plasma car il nécessite plus d'énergie pour s'amorcer dû à la présence du diazote et du dioxygène. Le choix de garder les mêmes paramètres électriques pour le plasma ne permet pas de maintenir les 6 jets allumés. D'autre part, il s'est avéré lors du démontage de l'injecteur que des dépôts étaient présents proches des orifices de l'injecteur ce qui diminuait le diamètre des trous. Ces dépôts, dont l'épaisseur peut atteindre jusqu'à 100 μm sur la surface de l'injecteur, créent des obstructions au niveau des orifices. Ces dépôts, bien que visibles uniquement au microscope, peuvent se former pour diverses raisons, notamment lorsque la flamme pénètre dans le brûleur.

Nous pouvons observer sur la Figure 113 que l'ajout d'air influence fortement la position de la flamme avec plasma.

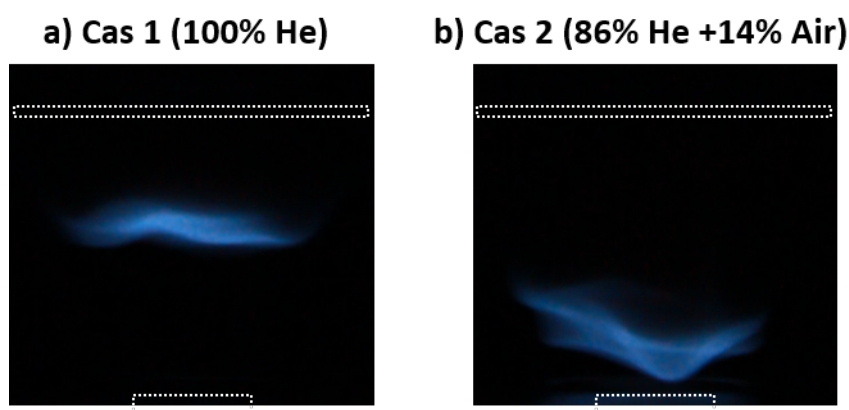


Figure 113 : Photographie de la flamme a) avec plasma He, et b) avec plasma mélange He-air.

La Figure 113 (b) montre une déformation de la flamme un peu décentrée par rapport à l'axe du brûleur. Il a été montré précédemment que la flamme n'est pas parfaitement lisse lorsque le plasma est activé. Il en est de même ici avec un seul jet plasma allumé. Néanmoins le fait d'avoir un seul jet plasma allumé pourrait expliquer ce positionnement un peu décalé de l'axe du brûleur. Les espèces réactives ne sont créées que d'un côté, là où le jet plasma est allumé, les 5 autres jets ne produisent aucune espèce réactive, seuls de l'hélium et de l'air sont ajoutés à l'écoulement principal méthane-air. Il est probable que bien que le mélange se fasse assez bien dans le convergent du brûleur une majorité des espèces créées soient présentes en concentration plus importantes au-dessus du jet plasma. Pour autant la position de l'ensemble de la flamme est plus proche de la sortie du brûleur que dans le cas avec un plasma d'He pur. Cela permet d'émettre l'hypothèse que les espèces réactives générées au niveau du jet plasma ont un effet plus important sur l'ensemble de la flamme que l'effet généré par la dissymétrie obtenue à cause d'un seul jet plasma allumé.

Les courbes présentées sur la Figure 114 montrent l'évolution de la position de la flamme en fonction du temps pour un cas avec un plasma d'hélium et pour l'autre un plasma hélium-air. Il est clair que le plasma de mélange hélium-air, même dans la durée, diminue beaucoup la distance de la flamme au brûleur. La flamme se rapproche du brûleur au début de l'allumage.

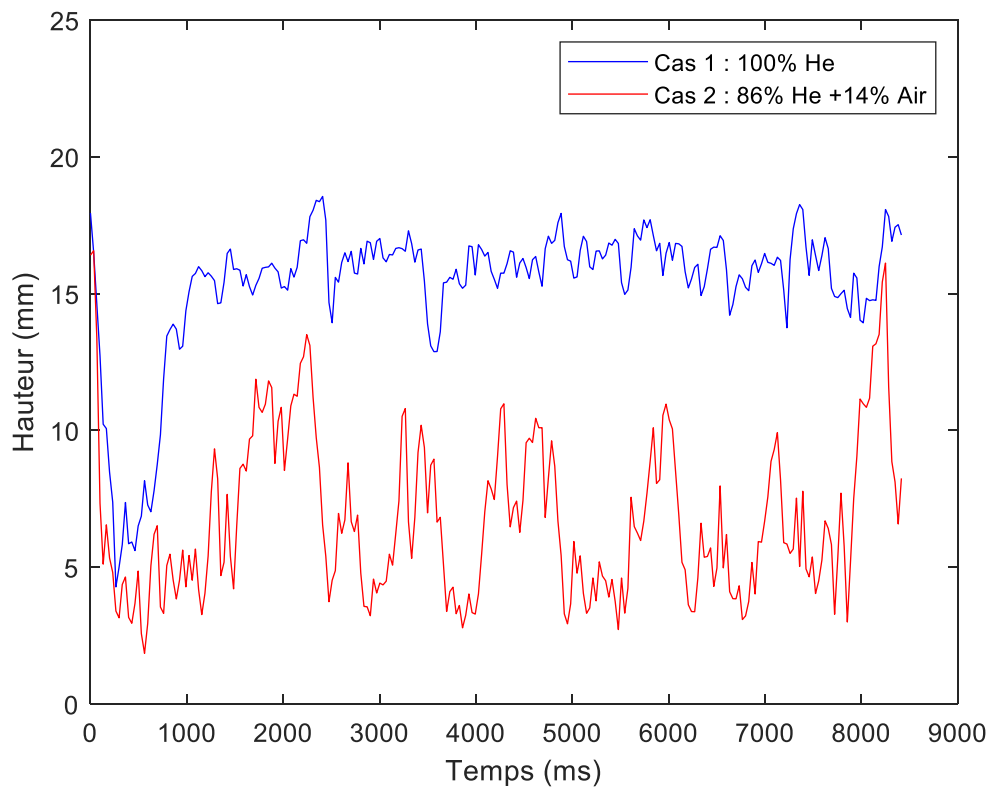


Figure 114 : Évolutions temporelles de la hauteur de la flamme avec plasma, cas 1 (bleu), cas 2 (rouge).

La Figure 115 montre l'évolution de la position moyenne de la flamme avec les deux types de plasma. La hauteur de la flamme sans plasma qu'elle soit avec He pur ou avec un mélange He-air est identique tandis que lorsque le plasma est activé alors une forte différence apparaît. La position de la flamme avec plasma He-air est plus de deux fois plus basse qu'avec le plasma He pur. Une petite quantité d'air ajoutée à l'hélium au niveau du plasma offre une perspective intéressante sur la manière dont une modification mineure de la composition du gaz plasmagène, une infime variation de richesse et un seul jet de plasma allumé peut avoir des effets bénéfiques significatifs durables dans le temps sur la position de la flamme.

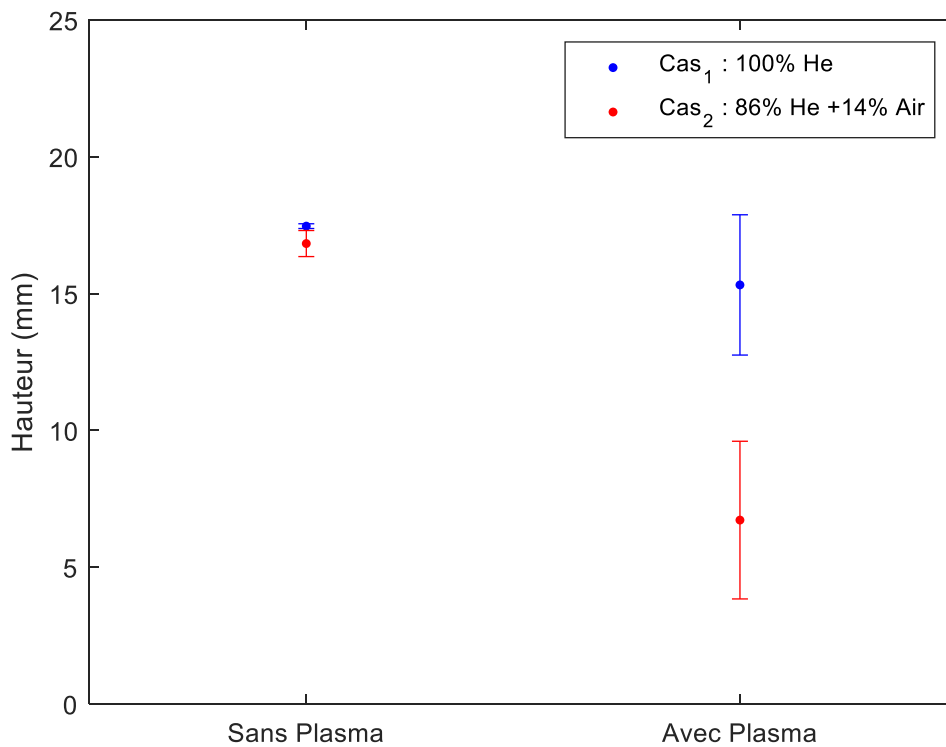


Figure 115 : Évolutions temporelles de la hauteur moyenne de la flamme avec et sans plasma, cas 1 (bleu), cas 2 (rouge).

5.2. Étude paramétrique de la combustion assistée par plasma multijets à base d'hélium

A la fin de cette thèse, le module de génération des cycles TTL a été remplacé par un contrôle numérique du générateur d'impulsion électrique. Ce contrôle numérique des impulsions électriques permet de faciliter la gestion des paramètres du plasma. L'électronicien du laboratoire GREMI a créé un logiciel permettant de régler précisément et en temps réel diverses variables opérationnelles essentielles au fonctionnement du plasma, à savoir, la fréquence, la tension, le temps pendant lequel le plasma est allumé, le temps pendant lequel le plasma est éteint, le nombre de cycles ON/OFF. La mise en place de ce système de contrôle numérique a offert une grande précision dans la gestion des paramètres du plasma, permettant des ajustements rapides et adaptés aux besoins spécifiques des expériences. Dans cette section, une étude paramétrique a été faite pour diverses conditions de cycles et sur l'effet de l'introduction de mélanges d'hélium avec des composants de l'air tels que le dioxygène ou le diazote, afin de déterminer les combinaisons les plus efficaces pour améliorer la stabilité et l'efficacité de la combustion assistée par plasma.

a) Étude de l'effet du rapport cyclique

Nous étudions ici l'évolution de la hauteur moyenne de la flamme en fonction du rapport cyclique pour différentes périodes ($T = t_{ON} + t_{OFF}$), à savoir 500 ms, 1000 ms, 1500 ms, 2000 ms, 2500 ms et 3000 ms. Les conditions expérimentales relatives au rapport cyclique, aux durées t_{ON} , t_{OFF} et aux périodes T sont présentées dans le Tableau 10.

Une tension de -17 kV à une fréquence de 20 kHz a été choisie afin d'avoir la génération des 6 jets dans toutes les configurations. Le débit de méthane est de 0.25 L.min⁻¹. Le débit d'air est de 2.8 L.min⁻¹. Le débit de gaz utilisé pour le plasma est fixé à 0.5 L.min⁻¹, le gaz utilisé ici est de l'hélium pur.

Tableau 10 : Conditions expérimentales de l'étude de l'effet du rapport cyclique.

Période T (ms)	500		1000		1500		2000		2500		3000	
Rapport cyclique TTLD (%)	t _{on} (ms)	t _{off} (ms)	t _{on} (ms)	t _{off} (ms)	t _{on} (ms)	t _{off} (ms)	t _{on} (ms)	t _{off} (ms)	t _{on} (ms)	t _{off} (ms)	t _{on} (ms)	t _{off} (ms)
0	0	500	0	1000	0	1500	0	2000	0	2500	0	3000
10	50	450	100	900	150	1350	200	1800	250	2250	300	2700
30	150	350	300	700	450	1050	600	1400	750	1750	900	2100
50	250	250	500	500	750	750	1000	1000	1250	1250	1500	1500
70	350	150	700	300	1050	450	1400	600	1750	750	2100	900
90	450	50	900	100	1350	150	1800	200	2250	250	2700	300
100	500	0	1000	0	1500	0	2000	0	2500	0	3000	0

La Figure 116 illustre un exemple d'évolution temporelle de la position moyenne de la flamme dans une configuration avec plasma en mode pulsé discontinu, le plasma est activé pendant t_{ON}=1500 ms, et éteint pendant t_{OFF}=1500 ms (T= 3000 ms, TTLD = 50 %). Nous observons bien le mouvement de haut en bas de la flamme lors de l'activation et la désactivation du plasma. La flamme se déplace vers le brûleur pendant l'activation du plasma, après la fin de la décharge, le front de flamme revient vers le haut à une position plus élevée que la position initiale sans plasma comme discuté dans la section 1 de ce chapitre.

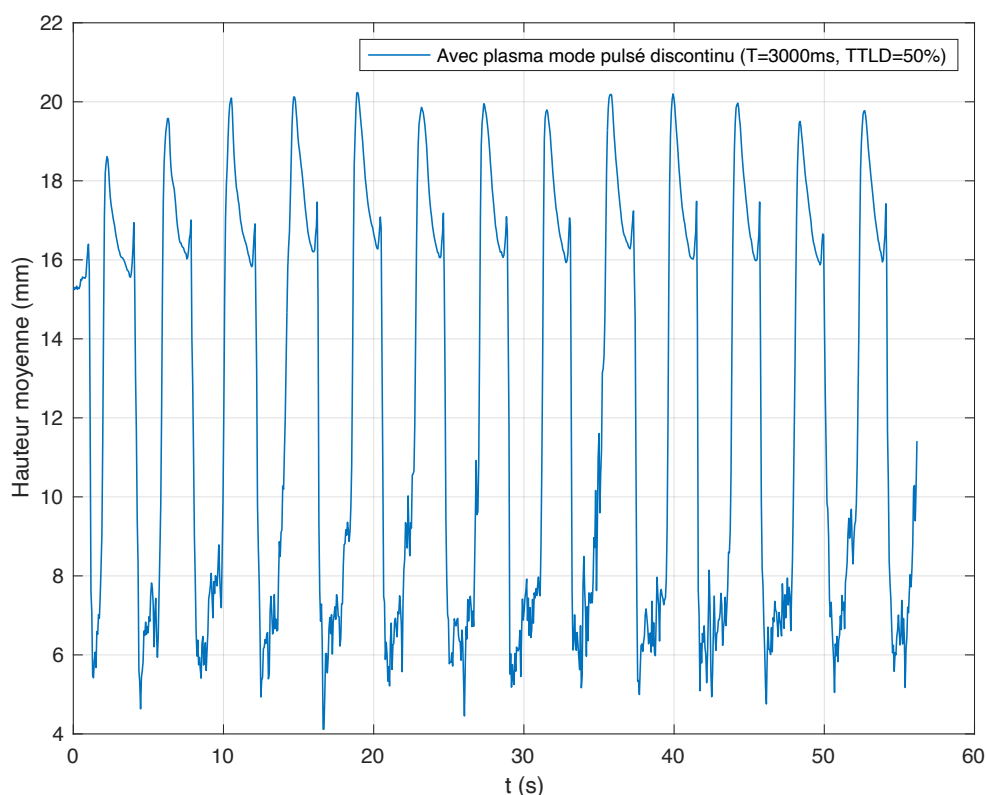


Figure 116 : Évolution temporelle de la hauteur moyenne de la flamme avec plasma mode pulsé discontinu, pour un cycle ON/OFF d'une période T= 3000s, t_{ON}=1500s, t_{OFF}=1500s, TTLD = 50%.

La Figure 117 représente la hauteur minimale moyenne de la position de la flamme en fonction des rapports cycliques.

Les courbes ont une évolution similaire, la hauteur minimale diminue lorsque le rapport cyclique augmente. La flamme est bien plus proche du brûleur lorsque le plasma est activé, il y a donc bien un effet du plasma sur la flamme.

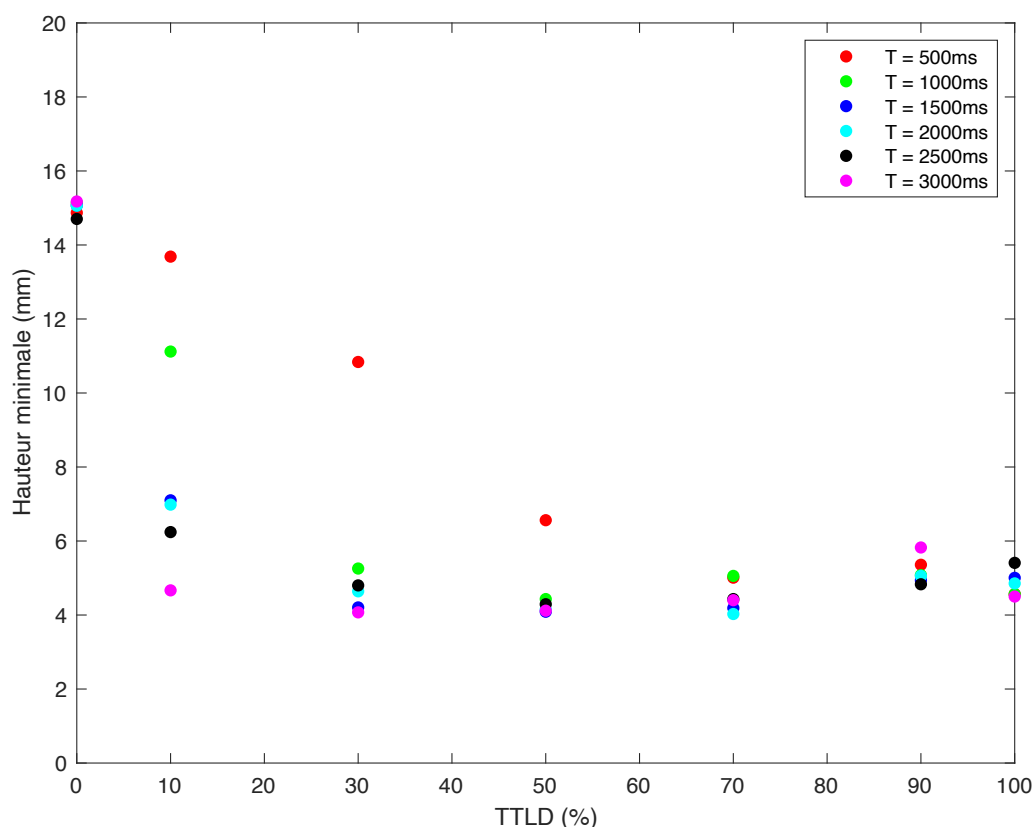


Figure 117 : Évolution de la hauteur minimale pour différents rapport cyclique, ($T = 500\text{ ms}$, 1000 ms , 1500 ms , 2000 ms , 2500 ms et 3000 ms).

Nous remarquons que pour des périodes trop courtes la flamme n'a pas le temps de descendre à sa position minimale, le temps d'activation du plasma t_{ON} comme le temps d'extinction du plasma t_{OFF} sont trop courts. Pour les périodes plus longues, un effet significatif une hauteur de flamme plus basse est atteinte pour des rapport cyclique entre 30% et 70%. Ces résultats sont cohérents avec le cas étudié auparavant dans la section 1.1 de ce chapitre. Lorsque des mesures ont été effectuées en faisant varier seulement le temps d'arrêt des impulsions de tension. Le temps de l'activation du plasma est fixé à une seconde ($t_{\text{ON}} = 1\text{ s}$), des effets significatifs sont observés dans des cas ayant un rapport cyclique entre 47% et 75%,

Dans les sections suivantes, nous examinerons l'impact de la composition du gaz utilisé pour la génération du plasma sur la hauteur de la flamme. Tout en maintenant un débit constant de $0,5\text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, nous introduirons le dioxygène ou le diazote en complément de l'hélium dans le gaz plasmagène. L'étude sera menée sans plasma ($t_{\text{ON}}=0\text{ s}$, $\text{TTLD}=0\%$), avec plasma en mode pulsé discontinu le temps d'allumage des impulsions de tension est fixé à ($t_{\text{ON}}=1\text{ s}$, $\text{TTLD}=10\text{ à }99\%$), et avec plasma en mode pulsé continu ($t_{\text{OFF}}=0\text{ s}$, $\text{TTLD}=100\%$).

b) Effet de la variation du pourcentage diazote

Nous analysons l'évolution de la hauteur minimale de la flamme en fonction du rapport cyclique et de la composition du gaz utilisé pour générer le plasma. Nous employons un mélange d'hélium et d'azote à différentes concentrations de 1%, 2%, et 10%. Le débit de gaz plasmagène est maintenu à 0,5 L.min⁻¹. Le mélange réactif reste constant, un débit d'air de 2,8L.min⁻¹ et un débit de méthane de 0,25 L.min⁻¹. Les impulsions appliquées sont inchangées avec une amplitude maximale de -17 kV et une fréquence d'impulsion de 20 kHz. Le plasma est allumé pendant 1s, le rapport cyclique varie comme indiqué dans le Tableau 11.

Tableau 11 : Conditions expérimentales de l'étude de l'effet de la variation du pourcentage d'azote.

Rapport cyclique TTLD (%)	T _{on} (ms)	t _{off} (ms)	Période T (ms)
0	0	1000	
10	1000	9000	10000
20		4000	5000
30		2333	3333
40		1500	2500
50		1000	2000
60		667	1667
70		429	1429
80		250	1250
90		111	1111
99		10	1010
100		0	1000

La Figure 118 montre la position de la flamme en fonction de différentes quantités d'ajout de diazote dans l'hélium. Nous pouvons noter que l'ensemble des flammes assistées par un plasma d'hélium-diazote se rapproche du brûleur à des rapports cycliques très faibles, que celui de l'hélium pur. Les pourcentages faibles d'ajout d'azote donnent de très bons résultats quelques que soit le rapport cyclique. Seul l'ajout de 10% d'azote ne semble pas être positif pour la flamme. La courbe dépasse même celle avec de l'hélium à partir de rapport cyclique de 60%.

Pour synthétiser l'apport de diazote dans l'hélium à un taux trop élevé semble ne pas améliorer la combustion alors qu'un taux inférieur d'azote semble être légèrement meilleur que l'utilisation d'un plasma d'hélium pur.

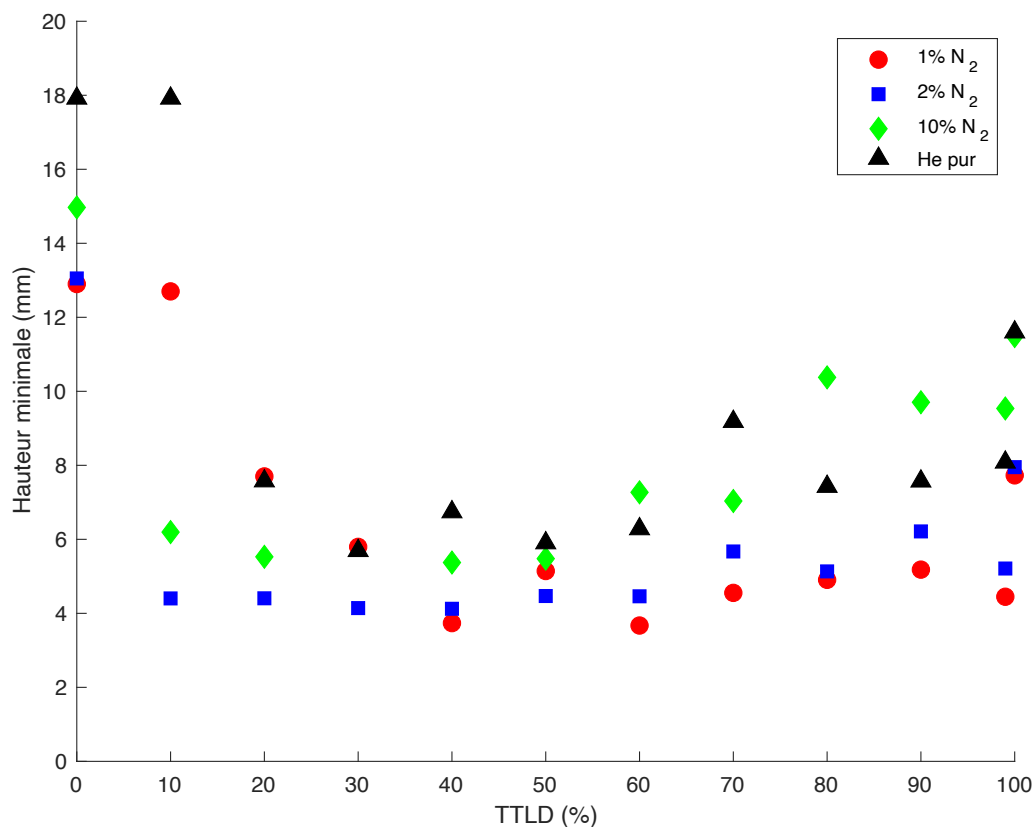


Figure 118 : Évolution de la hauteur minimale en fonction de la composition des gaz (hélium + diazote)

c) Effet de la variation du pourcentage de dioxygène

Nous étudions maintenant l'impact de l'ajout d'oxygène pour la formation du plasma sur la combustion de notre flamme plate d'air-méthane. Le débit de gaz plasmagène reste de 0,5 l/min et les compositions sont de l'hélium pur et un mélange d'hélium avec 0,2%, 0,4% et 1% d'oxygène. Le dioxygène ajouté dans le plasma a aussi un impact sur la richesse de la flamme (ajout d'un comburant) mais cette différence reste faible quel que soit le débit choisi comme le Tableau 11, qui synthétise les quatre conditions étudiées. Les débits de gaz réactif sont identiques à la partie précédente.

Tableau 12 : Récapitulatif des débits et de la richesse en fonction de la part de dioxygène dans le mélange

% O ₂ dans l'hélium	Q _{v,O2} (L.min ⁻¹)	Q _{v,He} (L.min ⁻¹)	Q _{v, CH4} (L.min ⁻¹)	Q _{v,Air} (L.min ⁻¹)	Richesse (Φ)
0	0	0,5	0,25	2,8	0,85
0,2	0,001	0,499			0,85
0,4	0,002	0,498			0,849
1	0,05	0,495			0,848

La Figure 119 représente l'évolution de la position minimale de la flamme en fonction des différents rapports cycliques et de la part de dioxygène dans le plasma. Les résultats montrent de grandes disparités et des variations ce qui ne permet pas de conclure sur le bénéfice de l'ajout d'oxygène dans le plasma pour des rapports cycliques inférieurs à 30%. A partir de rapport

cyclique de 30 %, toutes les hauteurs de flamme relevées sont très proches du brûleur et plus de trois fois plus basse que sans plasma. Seules les quantités de 0,4% et 1% d'oxygène dans le mélange hélium-oxygène donnent de meilleurs résultats qu'avec de l'hélium pur.

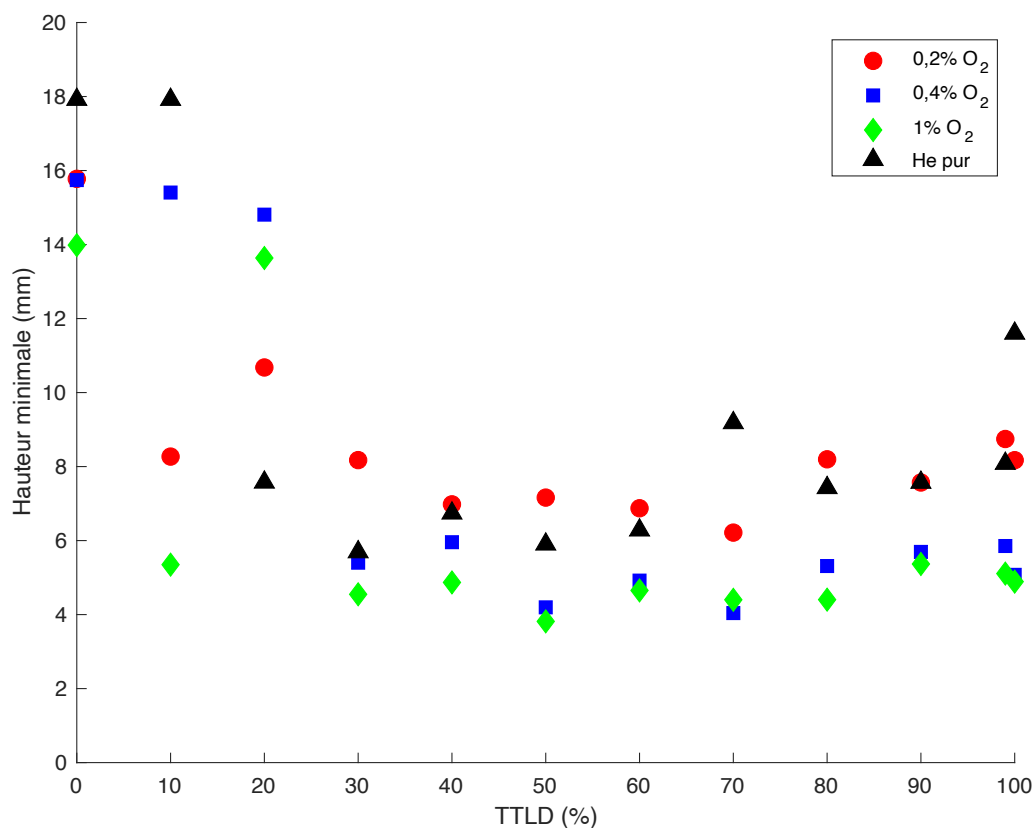


Figure 119 : Évolution de la hauteur minimale en fonction de la composition des gaz (hélium + dioxygène)

a) Comparaison entre hélium pur, azote et oxygène

Nos résultats antérieurs ont mis en évidence les effets bénéfiques de cette modification de la composition gazeuse du plasma sur la flamme. En particulier les conditions d'ajout de 1% d'oxygène, de même, l'ajout 1% d'azote dans l'hélium étaient bénéfiques. C'est pour cela que l'on comparera dans la Figure 120 ces deux cas avec celui de l'hélium pur. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour les parties précédentes. Nous pouvons observer que l'apport d'oxygène ou d'azote diminue la valeur de la hauteur minimale de flamme lorsque les rapports cycliques augmentent jusqu'à se stabiliser avec une diminution maximale qui passe de 13/14 mm à 4 mm après les rapports cycliques de 30%. Il en est de même pour la hauteur minimale de la flamme avec l'utilisation de l'hélium pur mais avec une position minimale supérieure passant de 18 mm à 6 mm.

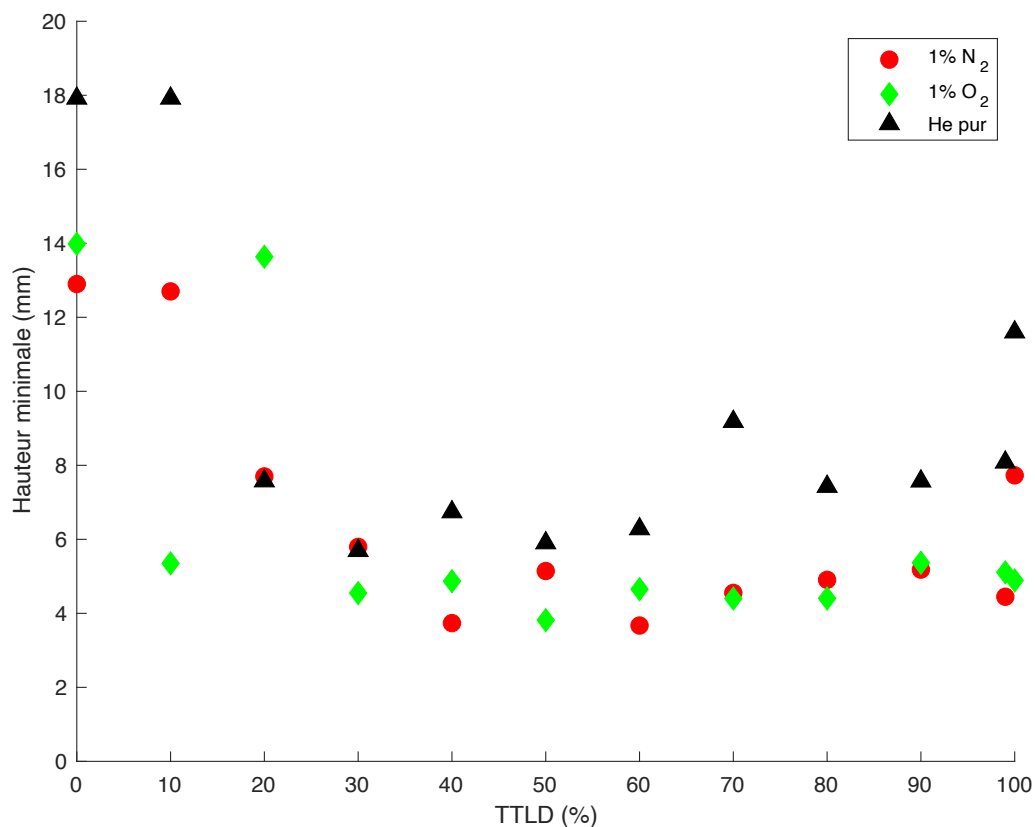


Figure 120 : Évolution de la hauteur minimale en fonction de la composition des gaz (hélium + azote ou oxygène)

b) Limite d'inflammabilité

Pour renforcer les résultats trouvés auparavant, et que l'effet des espèces réactives créées par le plasma est l'origine du déplacement de la flamme en présence du plasma. La limite d'inflammabilité a été évaluée avec et sans activation du plasma.

L'expérience a été réalisée selon les conditions décrites dans le Tableau 13, où une flamme a été allumée avec des débits d'air et de méthane respectifs de 5,14 L.min⁻¹, et 0,44 L.min⁻¹, résultant en une richesse de 0,815. L'objectif principal de cette étude est d'analyser le domaine de stabilité de la flamme en diminuant progressivement le débit de méthane jusqu'à l'extinction complète, tant en présence qu'en absence des multijets plasma. Pour cela, le plasma a été généré à une fréquence de 20 kHz et une tension de -12 kV, en utilisant 0,5 L.min⁻¹ de gaz plasmagène d'abord avec de l'hélium pur, puis avec un mélange d'hélium contenant 0,5% d'azote.

Tableau 13 : Conditions expérimentales

	Q _{v,CH4} (L.min ⁻¹)	Q _{v,Air} (L.min ⁻¹)	Q _{v,gaz plasmagène} (L.min ⁻¹)	Φ
He pur	0,44	5,14	0,5	0,815
He + 0,5% N ₂				

Cas de l'Hélium Pur

Dans le cas où l'hélium pur était utilisé comme gaz plasmagène, il a été observé que l'extinction de la flamme se produisait à un débit de méthane de 0,41 L.min⁻¹ (richesse = 0,765) et ce avec

et sans plasma. Il est important de noter qu'aucune extension de la limite d'inflammabilité n'a été observée (Figure 121).

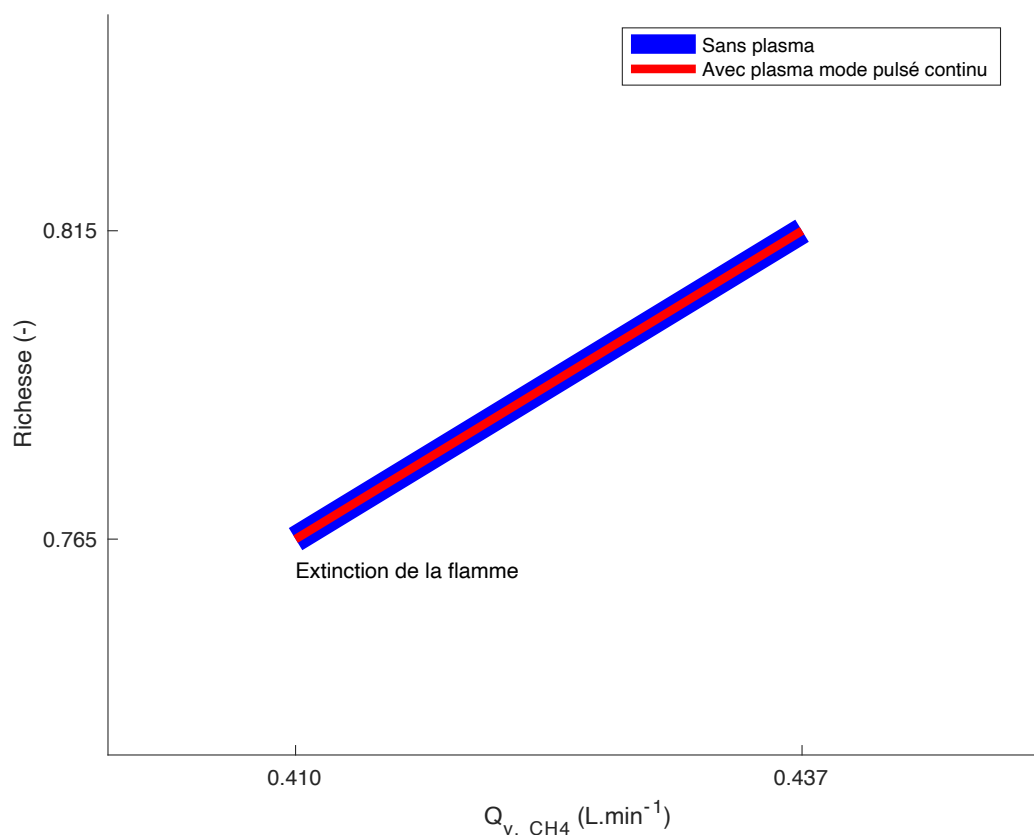


Figure 121 : Domaine de stabilisation de la flamme, sans plasma (bleu), avec plasma d'hélium pur ($f = 20$ kHz et $U = 12$ kV) (rouge).

Cas de l'Hélium + 0,5 % d'Azote

En revanche, lorsque le gaz plasmagène est constitué d'un mélange d'hélium et de 0,5 % N_2 , une différence marquée est observée concernant l'extinction de la flamme (Figure 122). Sans plasma, la flamme s'éteint à un débit de 0,411 L.min⁻¹ de méthane soit une richesse = 0,765, tandis qu'en présence de plasma, l'extinction se produit à un débit légèrement inférieur de 0,405 L.min⁻¹ de méthane soit une richesse de 0,752. Ce résultat indique une extension de la limite d'inflammabilité lorsqu'un faible pourcentage de N_2 est introduit dans le gaz plasmagène.

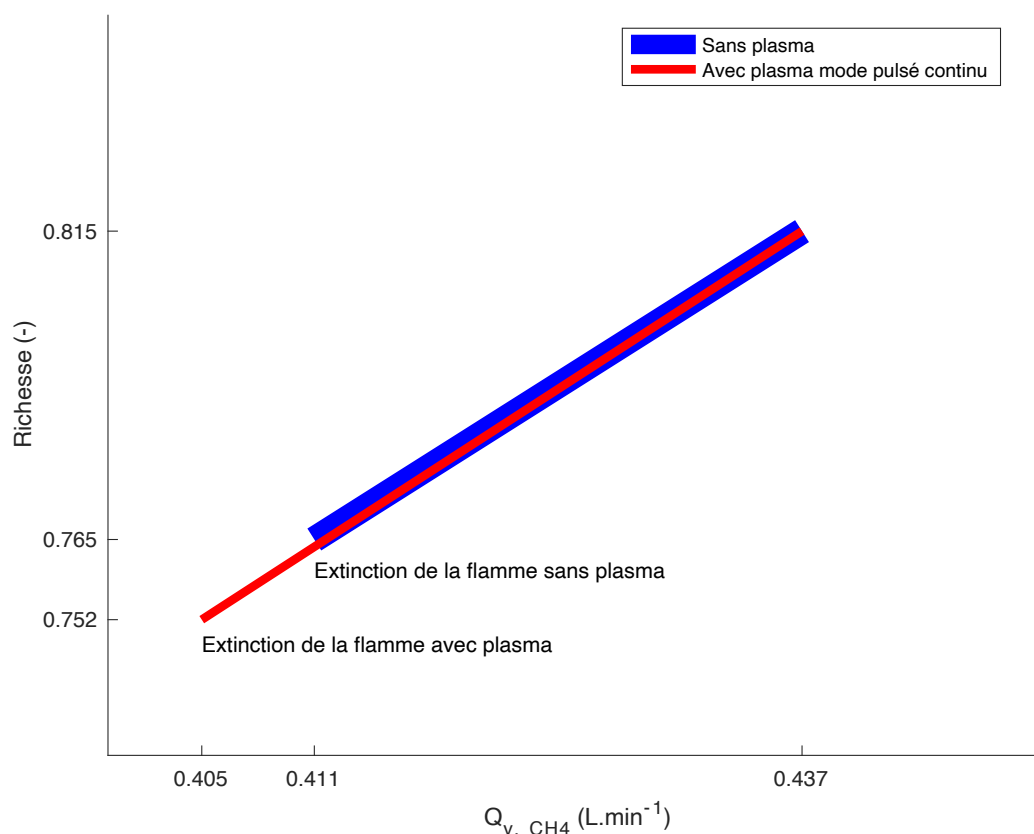


Figure 122 : Domaine de stabilisation de la flamme, sans plasma (bleu), avec plasma d'hélium + 0,5% d'Azote ($f=20$ kHz et $U=12$ kV) (rouge).

Cette différence peut être attribuée aux interactions chimiques engendrées par le plasma. La présence de N_2 , même en faible concentration, peut favoriser la production de radicaux réactifs et d'espèces intermédiaires qui améliorent la réactivité des jets de plasma [22]. Le plasma, en générant des espèces réactives, semble ainsi influencer positivement la combustion, permettant à la flamme de maintenir sa stabilité, réduisant ainsi la tendance à l'extinction en conditions de richesse plus pauvre. Ces résultats mettent en lumière l'importance de l'effet des espèces réactives produites par des jets plasma sur la combustion. Une étude paramétrique du couple plasma – combustion pourrait être envisagée afin de déterminer les paramètres plasma optimaux pour une condition donnée de flamme permettant d'abaisser la limite d'inflammabilité et ainsi stabiliser des flammes pauvres qui en temps normal ne pourraient pas exister.

6 Étude de la modification d'écoulement par multijets plasma

Après avoir installé le dispositif brûleur couplé à un injecteur multijets sur le banc de Schlieren du GREMI, nous avons pu visualiser les dynamiques de l'écoulement en sortie de buse. Le banc de Schlieren offre une méthode de visualisation particulièrement efficace pour les gradients de densité dans les fluides, tels que ceux générés par l'hélium et les effets du plasma. Dans ce cas, les écoulements sont figés à des moments précis, et leur évolution peut être suivie en temps réel, afin d'analyser les transformations qui s'opèrent sous diverses conditions expérimentales de fonctionnement. Et ce sur deux configurations de brûleur : un brûleur type bec bunsen, et un brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt.

6.1. En sortie d'un brûleur type bec bunsen

Nous avons observé grâce à la technique d'imagerie Schlieren (voir 2.5 pour la description de cette méthode) l'effet de la fréquence des impulsions électriques générant le plasma sur l'écoulement d'hélium à la sortie du brûleur. Seul le débit d'hélium est présent dans le brûleur (pas d'écoulement ni d'air ni de CH_4), un débit d'hélium de 1 L.min^{-1} sort par les orifices de l'injecteur plasma. La polarité de l'impulsion électrique est positive avec un maximum de tension de $+17 \text{ kV}$. Un écoulement coaxial d'azote de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ autour de la sortie du brûleur est utilisé pour limiter les effets de l'air extérieur sur l'écoulement. La Figure 123 représente une série d'images enregistrées pour différentes fréquences d'impulsions à savoir 5 kHz , 10 kHz , 15 kHz , et 20 kHz . Ces images révèlent des changements progressifs dans la structure du flux à mesure que la fréquence appliquée augmente. À faible fréquence, l'écoulement d'hélium reste relativement stable, avec peu de perturbations visibles. Cependant, à mesure que la fréquence augmente, des perturbations significatives commencent à apparaître dans le flux d'hélium et s'étendent plus loin, sous forme de zones de variations de densité, visibles sur les images Schlieren. Ces fluctuations indiquent que l'écoulement passe progressivement d'un régime laminaire stable à un régime transitoire.

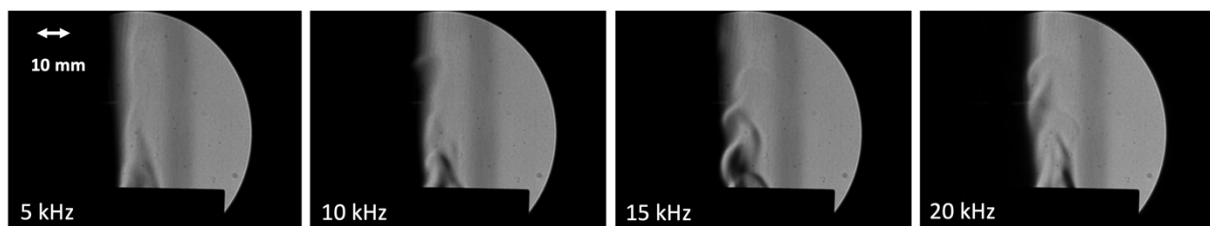


Figure 123 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{\text{v,He}} = 1 \text{ L.min}^{-1}$) en sortie du brûleur en fonction de la fréquence appliquée ($U = 17 \text{ kV}$).

La Figure 124 représente les images Schlieren pour un ajout d'air autour de l'injecteur plasma qui injecte de l'hélium pur à 1 L.min^{-1} . Lorsqu'un écoulement d'air à $6,5 \text{ L.min}^{-1}$ est introduit, l'hélium est dilué et entraîné par l'écoulement principal d'air, ce qui modifie les propriétés de l'écoulement. L'ajout de cet air diluant réduit la densité du mélange, ce qui a pour effet de moins voir les contrastes à la sortie du brûleur. Même si de légères fluctuations persistent, elles restent négligeables et n'altèrent pas le caractère laminaire de l'écoulement à la sortie du brûleur, comme le montre la Figure 124 (a). Lorsque le plasma est activé ($U = 14 \text{ kV}$, $f = 5 \text{ kHz}$), une interaction entre les jets de plasma et le flux d'air se produit. L'écoulement devient plus

instable, avec des perturbations visibles sur la Figure 124 (b), qui traduisent une transition vers un régime d'écoulement transitoire à partir de 6 cm au-dessus de la sortie du brûleur.

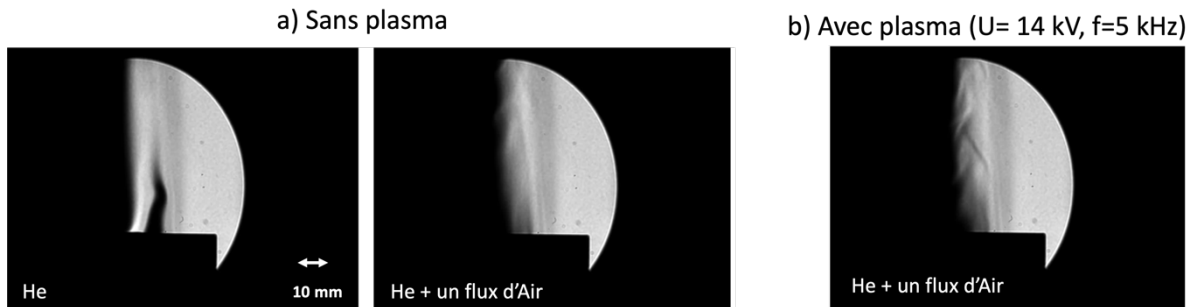


Figure 124 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 1 \text{ L.min}^{-1}$, $Q_{v,Air} = 6,5 \text{ L.min}^{-1}$) en sortie du brûleur, a) Sans plasma, b) Avec plasma ($U = 14 \text{ kV}$, $f = 5 \text{ kHz}$).

6.2. En sortie d'un brûleur type flamme plate avec une plaque d'arrêt

Les conditions d'expérience sont proches de celles utilisées dans la thèse avec un débit ($Q_{1, \text{tot}} = 3,7 \text{ L.min}^{-1}$). La figure présentée trois instantanés distincts de l'écoulement à la sortie du brûleur, dont le diamètre est de 15 mm. Dans le premier cas (Figure 125 (a)), nous avons observé le comportement de l'écoulement de l'hélium en l'absence de plasma, avec un débit d'hélium de $0,5 \text{ L.min}^{-1}$. Cet écoulement présente une structure relativement stable et régulière, sans perturbations. Dans la deuxième situation (Figure 125 (b)), un plasma est activé avec une tension de $U = -10 \text{ kV}$ et une fréquence de $f = 10 \text{ kHz}$. Ici, nous constatons que l'écoulement n'est pas modifié. En revanche, lorsque la tension est augmentée à $U = -12 \text{ kV}$, toujours à la même fréquence de $f = 10 \text{ kHz}$ (Figure 125 (c)), nous observons des perturbations beaucoup plus importantes dans l'écoulement. Cela confirme les observations faites par T. Darny [22] et précédemment avec une polarité positive.

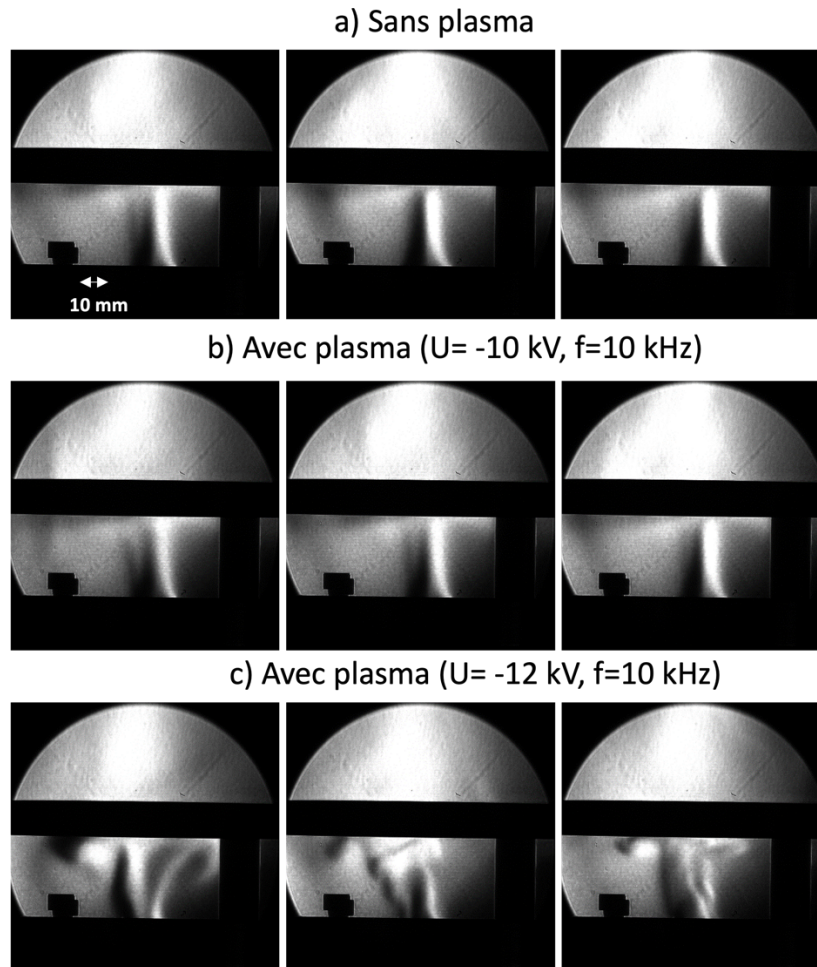


Figure 125 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$) en sortie du brûleur ; a) Sans plasma, b) Avec plasma ($U = -10 \text{ kV}$, $f = 10 \text{ kHz}$), c) Avec plasma ($U = -12 \text{ kV}$, $f = 10 \text{ kHz}$).

Dans une seconde expérience, l'interaction entre les jets d'hélium en présence d'un écoulement d'air a été étudiée. Un écoulement d'air à $3,5 \text{ L.min}^{-1}$ est introduit, l'hélium à $0,5 \text{ L.min}^{-1}$ est dilué et entraîné par l'écoulement principal d'air. Sur la (Figure 126 (a)), on observe que l'écoulement d'air dilue l'hélium à la sortie du brûleur, modifiant la structure de l'écoulement, en comparaison avec la Figure 125 (a).

Cependant, lorsque le plasma est activé à $U = -12 \text{ kV}$ et $f = 10 \text{ kHz}$ (Figure 126 (b)) et à une tension encore plus élevée à une tension de $U = -15 \text{ kV}$ équivalente à celle utilisée pour les expériences de cette thèse (Figure 126 (c)), l'allumage du plasma ne semble pas modifier significativement l'écoulement en sortie du brûleur. Même avec des tensions plus élevées, l'écoulement résultant du plasma d'hélium en interaction avec l'air reste relativement inchangé par les multijets plasma. Cela pourrait indiquer que, dans ces conditions l'influence du plasma sur l'écoulement est atténuée ou compensée par les effets de dilution et de mélange créés à l'interface plasma écoulement. Ces observations montrent que débit d'air est l'écoulement prépondérant dans nos conditions d'expériences et qu'il impose le régime d'écoulement que ce soit avec ou sans l'activation du plasma.

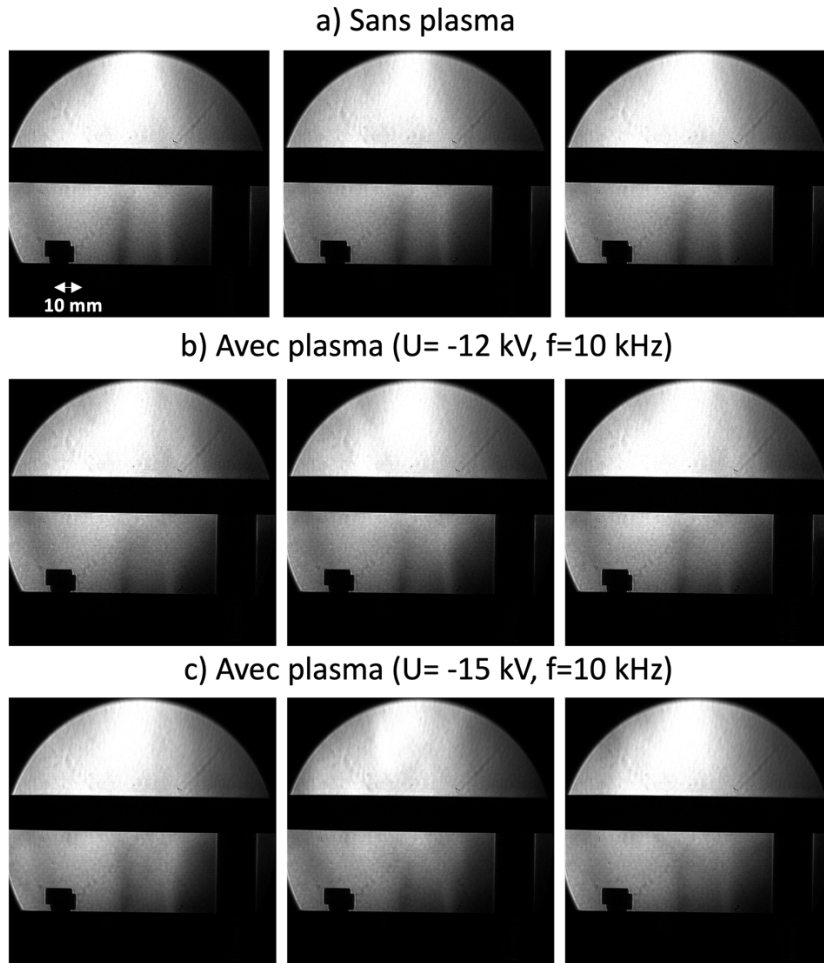


Figure 126 : Évolution de l'écoulement d'hélium ($Q_{v,He} = 0,5 \text{ L.min}^{-1}$) en présence d'un écoulement d'air ($Q_{v,Air} = 3,5 \text{ L.min}^{-1}$) en sortie du brûleur ; a) Sans plasma, b) Avec plasma ($U = -12$ kV, $f = 10$ kHz), c) Avec plasma ($U = -15$ kV, $f = 10$ kHz).

Ces observations montrent que l'écoulement d'hélium peut être stable ou perturbé selon les conditions d'activation du plasma et la présence d'un écoulement d'air dans le brûleur. À faible tension, le plasma n'affecte pas l'écoulement d'hélium de manière significative, tandis qu'à des tensions plus élevées, des perturbations notables apparaissent, à moins qu'un flux d'air diluant et entraînant ne soit présent, réduisant ainsi l'impact du plasma sur l'écoulement.

Ce constat est particulièrement pertinent dans le cadre des expériences de combustion assistée par multijets plasma, où l'on observe souvent une modification de la hauteur de la flamme. Ces expériences indiquent que la modification de la position de la flamme n'est pas liée à une perturbation de l'écoulement due aux jets de plasma, mais plutôt à des effets d'espèces chimiques induits par le plasma sur le processus de combustion lui-même. Cependant nous ne pouvons pas certifier que la vitesse de l'écoulement reste constante quel que soit les conditions opératoires, en effet l'écoulement peut rester laminaire mais avoir une vitesse différente, ce qui n'a pas encore été vérifié mais qui pourrait être un futur axe d'étude très intéressant.

Conclusion & perspectives

La combustion assistée par plasma est un domaine bien connu et largement étudié depuis plusieurs décennies, en raison de son potentiel à améliorer l'efficacité des processus de combustion tout en réduisant les émissions de polluants. Différents types de plasmas ont été explorés au fil du temps, tels que les décharges à barrière diélectrique (DBD), les décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP), l'arc glissant et le plasma micro-ondes. Cependant, cette étude se distingue des précédentes par l'utilisation d'un nouveau type de plasma, à savoir des jets de plasma d'hélium ou d'un mélange de gaz à base d'hélium.

Seule une première mise en évidence de l'action d'un monojet d'hélium sur une flamme a été réalisé par Nolan Ravinet dans le cadre de son stage de fin d'étude de 5A, avant le démarrage de ma thèse (voir 1.1). Dans ce contexte, notre recherche représente le tout premier travail de thèse dédiée à cette thématique, mené au GREMI et en collaboration avec ICARE. Ces travaux de recherche s'inscrivent dans le cadre du projet APR IR CAPRI (Combustion Assistée par Plasma Recherche et Innovation), un projet ambitieux visant à étudier la combustion assistée par multijets plasma pour stabiliser les flammes et contrôler les émissions polluantes. Cette thèse a été financée par la région Centre-Val de Loire.

L'objectif globale de cette thèse est donc d'intégrer un multijets plasma froid d'hélium dans un brûleur, et étudier son interaction avec un écoulement non réactif et réactif afin d'explorer, pour la première fois, les possibilités offertes par ce nouveau type de plasma pour améliorer la combustion d'une flamme méthane-air.

La mise en place d'un banc d'expérience a été réalisée pour permettre l'étude de la combustion assistée par multijets plasma d'hélium. Ce banc d'expérience a été conçu pour plusieurs objectifs clés. Tout d'abord, il facilite la génération de jets de plasma dans un injecteur commercial de type diesel, adapté pour la pulvérisation fine de carburant. Cet injecteur, modifié pour cette étude, permet d'initier des décharges qui se propagent efficacement dans le volume gazeux environnant. En parallèle, un brûleur type bec bunsen permet également la génération d'une flamme conique, ou plate en plaçant une plaque au-dessus du brûleur. Ce brûleur a été précédemment utilisé par Bouvet [36] et Bariki [37] durant leurs thèses de doctorat à ICARE, et a été légèrement modifié pour intégrer un injecteur multijets à l'intérieur. Cette intégration permet de générer des jets de plasma à la sortie de l'injecteur tout en maintenant la génération d'une flamme de prémélange méthane-air. Pour compléter cette configuration expérimentale, des diagnostics de caractérisation avancées sont mises en œuvre. La spectroscopie est utilisée pour analyser les émissions du plasma et des flammes, permettant d'identifier les espèces réactives présentes. Parallèlement, l'imagerie, incluant des techniques telles que la photographie avec une caméra canon, et l'imagerie ICCD, permet de visualiser la structure et le comportement des jets de plasma ainsi que des flammes, fournissant ainsi des données visuelles précieuses pour l'analyse. Ces mesures combinées permettent de mieux comprendre les interactions entre le plasma et les flammes, ouvrant la voie à des améliorations de la combustion.

La première étape de l'étude a concerné le choix de la configuration expérimentale. Cette démarche repose sur des considérations pratiques visant à rendre l'action du plasma sur la flamme plus efficace, en utilisant une configuration de flamme plus simple ou un dispositif d'injection de plasma mieux adapté à la géométrie de la flamme choisie. La sélection d'une flamme plate et l'intégration d'un multijets plasma résultent d'une première caractérisation de la combustion d'une flamme conique et d'une flamme plate assistée par un monojet plasma

d'hélium, qui a révélé plusieurs limitations. En effet, le passage d'une flamme conique à une à une flamme plate vise à obtenir une configuration plus régulière et étendue, facilitant ainsi l'analyse en simplifiant le calcul de sa surface. Toutefois, il était impossible d'obtenir une flamme plate avec un monojet plasma ; la flamme résultante avait une forme particulière inexploitable. La non-uniformité de la flamme, influencée par le jet d'hélium ou par le jet de plasma d'hélium, complique l'analyse et limite la quantification des résultats. Pour remédier à ces problèmes de modification d'écoulement, l'intégration d'un injecteur multijets plasma à l'intérieur du brûleur a été envisagée, avec des micro-jets de plasma disposés latéralement plutôt qu'un seul jet radial.

Une caractérisation des multijets plasma d'hélium dans l'air à pression atmosphérique a confirmé la possibilité de générer des jets de plasma à travers un injecteur métallique. Une étude physique de la génération des multijets en interaction avec une cible métallique reliée à la masse, de 56 mm de diamètre, placée à 1 cm au-dessus de l'injecteur a été effectuée. Il a été constaté que la présence de cette cible réduit la tension nécessaire pour amorcer la décharge plasma, passant de 16 kV à 10 kV, tout en augmentant le volume occupé par les jets. Pour mieux cerner l'impact du diamètre de la cible sur la dynamique des jets, plusieurs configurations ont été testées en utilisant des cibles de différents diamètres : 36 mm, 56 mm et 71 mm. Les résultats ont révélé que plus le diamètre de la cible est réduit, plus les jets s'étendent et diffusent, occupant ainsi un volume plus important. En particulier, un diamètre de 36 mm a été identifié comme étant optimal. Cette configuration a permis non seulement une plus large diffusion des jets de plasma, mais aussi une intensité lumineuse maximale, ce qui témoigne d'une excitation plus prononcée des espèces réactives dans le plasma. En conséquence, il a été déterminé que l'injecteur doit être placé à l'endroit correspondant à un cône convergent d'environ 36 mm, à une distance de 45 mm en dessous de la buse de sortie du brûleur.

Une fois l'injecteur correctement positionné dans le brûleur, une nouvelle phase de l'étude s'est concentrée sur l'interaction du multijets plasma avec les écoulements d'air et d'air-méthane. Ce couplage a permis dans un premier temps d'examiner les caractéristiques de l'interaction du multijets plasma d'hélium avec un écoulement d'air. Il a été démontré que la propagation des jets repose essentiellement sur la génération d'ondes d'ionisation, cependant la régénération de la décharge lors du front montant de l'impulsion négative est un phénomène nouveau qu'il reste à explorer. Les espèces réactives produites sont celles connues pour les jets plasma se propageant dans des tubes diélectriques et débouchant dans l'air, on trouve notamment N_2^{+*} , N_2^* , OH^* , O^* . Ensuite, l'interaction du multijets plasma d'hélium avec un mélange réactifs méthane-air a été étudiée de manière plus approfondie. Il a été trouvé que le plasma favorise la dissociation des molécules de méthane, ce qui augmente la disponibilité du radical CH^* espèce réactive caractéristique de la combustion, comme détecté dans le spectre d'émission du plasma. Enfin, l'étude de l'interaction entre les jets de plasma et l'écoulement du mélange réactif a donc été étendue au-delà des conditions classiques d'intérêt pour les flammes prémélangées méthane-air, en examinant des mélanges enrichis en méthane, avec une richesse allant jusqu'à 59. L'augmentation de la richesse a révélé une production plus intense du radical CH^* , confirmant que les multijets plasma influencent directement la quantité de méthane dissocié et favorise la formation du CH^* .

L'action des multijets plasma sur la flamme a été clairement mise en évidence au cours de nos travaux. Afin d'explorer les voies d'amélioration prédominantes des multijets plasma sur la combustion, nous avons mené une série d'expériences basées sur des hypothèses relatives aux voies principales par lesquels les multijets plasma pourraient optimiser la combustion. Une

observation notable lors de ces essais est le déplacement significatif de la flamme dès son allumage, un phénomène persistant pendant au moins une seconde. Ce comportement a pu être contrôlé en alternant les périodes d'allumage et d'extinction de la décharge via la variation du rapport cyclique. Les résultats ont montré que lorsque le rapport cyclique est inférieur ou égal à 74%, l'effet bénéfique du plasma sur la combustion est amplifié de manière efficace.

Après avoir fixé le rapport cyclique à 67%, nous avons entrepris une série d'expériences pour évaluer l'impact du débit total du prémélange sur la hauteur de la flamme. Les résultats ont mis en évidence un lien direct entre le temps de transport des espèces réactives créées par la décharge et leur arrivée au niveau de la flamme. Ce transport, associé à l'écoulement, influence directement les caractéristiques de la flamme. Une légère variation de la richesse du mélange a montré que le multijets plasma exerce un effet majeur sur la dynamique de la flamme. En analysant les profils de vitesse de descente et de remontée de la flamme en fonction de la richesse, nous avons observé une augmentation de la différence entre ces vitesses, ce qui suggère une interaction sensible entre le plasma et la composition du mélange réactif. Cette interaction peut être interprétée comme une preuve de l'effet produit par les espèces excitées liées au plasma, où une plus grande quantité de combustible entre en interaction avec le plasma, favorisant la formation de radicaux tels que CH^* . Ces radicaux sont transportés vers la zone de réaction de la flamme, accélérant ainsi le processus de combustion et modifiant la dynamique globale de la flamme. L'observation selon laquelle la vitesse de déplacement de la flamme varie de manière significative après l'extinction de la décharge, en fonction de la richesse du mélange, renforce l'idée que l'effet cinétique du plasma joue un rôle clé dans ce contexte.

Cette hypothèse a été confirmée par l'analyse du spectre d'émission de la flamme. En comparant les spectres de la flamme avec et sans plasma, nous avons constaté une augmentation notable de l'émission d'espèces réactives caractéristiques de la combustion assistée par plasma, ce qui indique une modification substantielle de la réactivité de la flamme. Le déplacement observé de la flamme peut ainsi être directement attribué à l'amélioration de la réactivité de la combustion induite par les multijets plasma. L'espèce réactive dominante dans le spectre d'émission du plasma, à savoir l'azote excité, semble jouer un rôle clé dans la production de radicaux CH^* , contribuant ainsi à l'accélération de la combustion.

Pour approfondir cette analyse, nous avons également examiné l'effet du plasma multijets à base d'hélium (hélium-air) sur la flamme. Il a été observé qu'en modifiant la composition du gaz plasmagène, le nombre de jets de plasma actifs diminuait considérablement, avec parfois un seul jet allumé, ce qui influençait fortement la position et la stabilité de la flamme. Cette modification de la composition du gaz plasmagène rend plus difficile l'allumage du plasma, en raison des besoins accrus en énergie, dus à la présence de diazote et de dioxygène. De plus, au cours de nos investigations, des dépôts microscopiques ont été découverts près des orifices de l'injecteur, réduisant le diamètre des trous et modifiant les caractéristiques électriques permettant de générer le plasma. Ces dépôts peuvent se former lorsque la flamme rentre dans le brûleur, ou lorsqu'un arc électrique se produit à l'intérieur du système, ce qui complique la stabilisation de la flamme.

En fin de thèse, la mise en place d'un système de contrôle numérique des impulsions électriques et de l'allumage ou pas du plasma pendant des durées précises a permis une gestion précise des paramètres du plasma, facilitant des ajustements rapides et adaptés aux conditions spécifiques des expériences. Une étude paramétrique approfondie a été réalisée pour différentes conditions de cycles et pour évaluer l'effet de l'introduction de mélanges d'hélium avec des composants de l'air, tels que le dioxygène et le diazote, afin d'identifier les combinaisons les plus efficaces

pour améliorer la stabilité et l'efficacité de la combustion assistée par plasma. Les résultats de cette étude confirment le rôle clef du rapport cyclique dans l'optimisation de la combustion, ainsi que l'importance de la composition des gaz plasmagènes pour le contrôle et la modification du processus de combustion.

En complément de ces analyses, nous avons mené un examen approfondi de l'effet thermique du plasma sur la combustion. Pour cela, nous avons mesuré la température de la flamme lors de l'application et de l'extinction du plasma, afin de quantifier son effet thermique potentiel. Les résultats ont montré que l'apport des multijets plasma à la combustion n'est pas thermique. Il agit principalement via des mécanismes chimiques, en favorisant la production de radicaux et d'autres espèces réactives qui améliorent la combustion sans augmenter la température de la flamme.

La méthode Schlieren a permis de confirmer le rôle des multijets plasma. La modification de l'écoulement d'hélium à la sortie du brûleur peut se faire en augmentant la fréquence utilisée. Cependant lorsque l'écoulement réactif est ajouté, il devient prépondérant et régit l'écoulement avec ou sans plasma.

Parmi les nombreux aspects abordés dans cette thèse, certains nécessitent une exploration plus approfondie, notamment l'interaction des multijets plasma d'hélium avec les écoulements réactifs de méthane-air. Bien que l'étude entreprise constitue une première étape vers la compréhension de cette interaction, elle a surtout permis de caractériser la décharge plasma en la comparant à un multijet plasma libre dans l'air. Cette première étude a néanmoins révélé des résultats intéressants, posant ainsi les bases pour des investigations futures plus détaillées.

Il a été démontré que la propagation des jets à travers les orifices de l'injecteur métallique repose essentiellement sur la génération d'ondes d'ionisation, un phénomène bien connu pour les jets plasma se propageant à travers un capillaire. Toutefois, l'observation d'un phénomène de régénération de la décharge lors du front montant de l'impulsion de tension négative constitue une nouveauté importante. Ce processus, encore mal compris, semble jouer un rôle clé dans la dynamique de la propagation du plasma, et son étude plus approfondie, notamment avec de l'imagerie résolue en temps (à la fois filtrée et non filtrée) pourrait révéler des interactions entre les paramètres électriques, les espèces générées et la dynamique des jets de plasma.

Une des principales découvertes de notre étude est que le jet de plasma permet une dissociation effective du méthane, surtout lorsque les conditions de richesse en méthane sont étendues au-delà des niveaux initialement prévus. En effet, lorsque la richesse en méthane augmente, le plasma stimule la dissociation de la molécule de méthane, produisant des radicaux CH^* , qui jouent un rôle crucial dans les mécanismes de combustion. Ces espèces réactives sont essentielles pour la propagation de la combustion, car elles augmentent le taux de réaction et améliorent l'efficacité globale de la combustion. La capacité du plasma à générer ces radicaux, et donc à influencer positivement les réactions chimiques, est un élément clé qui mérite une attention particulière. Cette découverte suggère que les multijets plasma d'hélium pourraient être particulièrement bénéfiques dans des configurations où l'écoulement du mélange réactif est dominé par le carburant. Dans le cas des flammes de diffusion, les réactifs carburant et comburant sont séparés, ce qui crée un environnement encore plus propice aux multijets plasma d'hélium. En appliquant le plasma uniquement sur un écoulement de méthane, il serait possible de dissocier efficacement le méthane avant qu'il ne rencontre l'oxydant. Cela augmenterait la concentration des espèces réactives dans la zone de réaction, en améliorant la combustion.

Il est tout à fait envisageable que d'autres conditions expérimentales pourraient influencer de manière significative la combustion. Il serait donc intéressant d'étendre les domaines de l'étude paramétrique, notamment en ce qui concerne le rapport cyclique et les conditions de débits (Hélium, mélange réactif), caractéristiques de génération du plasma (fréquence, tension). Cela permettrait d'obtenir une compréhension plus approfondie des interactions complexes entre le plasma et le mélange réactif, et ainsi la flamme.

Il serait intéressant d'intégrer des techniques de mesure avancées, largement utilisées dans des grands laboratoires comme le CORIA, EM2C, et le CCRC, afin de mieux comprendre les processus physiques et chimiques impliqués dans la combustion assistée par plasma. En particulier, des techniques telles que la fluorescence induite par laser à deux photons (TALIF) et la diffusion Raman spontanée (SRS) pourraient être exploitées pour quantifier et cartographier avec précision la concentration des espèces présentes dans les flammes ou les jets plasma, notamment CH^* [74], OH^* [49], et H^* [60]. En parallèle, une simulation numérique de la température de la flamme pourrait être envisagée pour appuyer notre observation expérimentale de valider l'hypothèse selon laquelle les multijets plasma influencent la combustion principalement par des effets non thermiques.

De plus, il serait également essentiel d'étudier l'effet dynamique du multijets plasma sur la flamme en mesurant avec précision la vitesse d'écoulement du mélange réactif, tant avec que sans plasma, afin de pouvoir comparer les résultats. La technique de vélocimétrie par image de particules (PIV) est souvent utilisée dans ce contexte [56], [49], [57], car elle permet d'obtenir des informations détaillées sur le champ de vitesse d'un fluide à partir de la capture d'images de particules fluorescentes en suspension dans le fluide. Cependant, l'utilisation de particules pour les mesures PIV peut entraîner des inconvénients notables dans le cadre de l'étude des flammes assistées par multijets plasma. Les particules utilisées pour les mesures PIV peuvent obstruer les orifices de l'injecteur. Cela peut compromettre l'efficacité de l'injection d'hélium, qui est essentielle pour maintenir une décharge stable et efficace. En outre, ces particules pourraient modifier interagir avec les espèces réactives générées par le plasma, faussant ainsi les résultats de l'étude. Pour surmonter ces inconvénients, il serait pertinent d'explorer des techniques non destructives qui ne nécessitent pas l'ajout de particules dans le système, comme la mesure de vitesse par imagerie Schlieren [89].

Références

- [1] E. Robert *et al.*, "Experimental Study of a Compact Nanosecond Plasma Gun," *Plasma Processes and Polymers*, vol. 6, no. 12, pp. 795–802, Dec. 2009, doi: 10.1002/PPAP.200900078.
- [2] A. Ghabi and A. Ghabi Etude, "Etude des flammes non-prémélangées de biogaz assistées par plasma." [Online]. Available: <https://theses.hal.science/tel-04633647>
- [3] J.-M. Rax, *Physique des plasmas: Cours et applications*. Dunod. 2005.
- [4] L. Rezeau and G. Belmon, "QUELQUES PROPRIETES DES PLASMAS," Jan. 2007.
- [5] V. P. Pasko, Y. Yair, and C. L. Kuo, "Lightning related transient luminous events at high altitude in the earth's atmosphere: Phenomenology, mechanisms and effects," *Space Sci Rev*, vol. 168, no. 1–4, pp. 475–516, Jun. 2012, doi: 10.1007/S11214-011-9813-9.
- [6] A. Fridman, A. Fridman, *Plasma Chemistry*. Cambridge University Press, 2008. 2008.
- [7] S. Pancheshnyi, "Role of electronegative gas admixtures in streamer start, propagation and branching phenomena," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 14, no. 4, p. 645, Aug. 2005, doi: 10.1088/0963-0252/14/4/002.
- [8] Y. P. Raizer, *Gas discharge physics*. Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [9] A. J. L. M.A. Liberman, "PRINCIPLES OF PLASMA PROCESSING MATERIALS DISCHARGES AND," p. 794, 2005, Accessed: Nov. 18, 2022. [Online]. Available: https://books.google.com/books/about/Principles_of_Plasma_Discharges_and_Mate.html?hl=fr&id=m0iOga2XE5wC
- [10] L. B. Loeb and J. M. Meek, "The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure. I ARTICLES YOU MAY BE INTERESTED IN," *J Appl Phys*, vol. 11, p. 438, 1940, doi: 10.1063/1.1712792.
- [11] H. Raether, "Electrons avalanches and breakdown in gases," *Butterworths*, 1964.
- [12] J. M. Meek and J. D. Craggs, "Electrical Breakdown of Gases," *New York: Wiley*, 1978.
- [13] A. Fridman, A. Chirokov, and A. Gutsol, "Non-thermal atmospheric pressure discharges," *J Phys D Appl Phys*, vol. 38, no. 2, Jan. 2005, doi: 10.1088/0022-3727/38/2/R01.
- [14] Q. Zhang, Z. Liu, D. Lin, Y. Hu, B. Zheng, and T. Zhao, "Analysis of discharge characteristics of pulsed plasma power source in the microsecond scale," in *Journal of Physics: Conference Series*, Institute of Physics, 2022. doi: 10.1088/1742-6596/2313/1/012023.
- [15] H. Lesueur, H. Czernichowski, and J. Chapelle, "Frenchpatent2 639 172.," 1988
- [16] H. Lesueur, A. Czernichowski, J. Chapelle, and A. J. Czernichowski Chapelle, "ÉLECTRO-BRÔLEURS À ARCS GLISSANTS," *Journal de Physique Colloques*, no. C5, p. 51, 1990, doi: 10.1051/jphyscol:1990508i.
- [17] T. Ombrello, X. Quint, Y. Ju, A. Gutsol, A. Fridman, and C. Carter, "Combustion Enhancement via Stabilized Piecewise Nonequilibrium Gliding Arc Plasma Discharge," <https://doi.org/10.2514/1.17018>, vol. 44, no. 1, pp. 142–150, May 2012, doi: 10.2514/1.17018.
- [18] H. Koinuma *et al.*, "Development and application of a microbeam plasma generator," *Appl Phys Lett*, vol. 60, no. 7, p. 816, Jun. 1998, doi: 10.1063/1.106527.
- [19] E. Stoffels, A. J. Flikweert, W. W. Stoffels, and G. M. W. Kroesen, "Plasma needle: a non-destructive atmospheric plasma source for fine surface treatment of (bio)materials,"

- Plasma Sources Sci Technol*, vol. 11, no. 4, p. 383, Aug. 2002, doi: 10.1088/0963-0252/11/4/304.
- [20] M. Teschke, J. Kedzierski, E. G. Finantu-Dinu, D. Korzec, and J. Engemann, "High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 33, no. 2, pp. 310–311, Apr. 2005, doi: 10.1109/TPS.2005.845377.
 - [21] M. Laroussi and X. Lu, "Room-temperature atmospheric pressure plasma plume for biomedical applications," *Appl Phys Lett*, vol. 87, no. 11, p. 113902, Sep. 2005, doi: 10.1063/1.2045549.
 - [22] Thibault Darny, "Etude de la production des espèces réactives de l'oxygène et de l'azote par décharge Plasma Gun à pression atmosphérique pour des applications biomédicales," NNT : 2016ORLE2086. tel-01661500, Université d'Orléans, 2016.
 - [23] T. Verreycken, R. Mensink, R. Van Der Horst, N. Sadeghi, and P. J. Bruggeman, "Absolute OH density measurements in the effluent of a cold atmospheric-pressure Ar-H₂O RF plasma jet in air," *Plasma Science and Technology*, vol. 22, no. 5, Oct. 2013, doi: 10.1088/0963-0252/22/5/055014.
 - [24] J. Voráč, P. Dvořák, V. Procházka, J. Ehlbeck, and S. Reuter, "Measurement of hydroxyl radical (OH) concentration in an argon RF plasma jet by laser-induced fluorescence," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 22, no. 2, Apr. 2013, doi: 10.1088/0963-0252/22/2/025016.
 - [25] A. F. H. Van Gessel, K. M. J. Alards, and P. J. Bruggeman, "NO production in an RF plasma jet at atmospheric pressure," *J Phys D Appl Phys*, vol. 46, no. 26, Jul. 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/26/265202.
 - [26] S. Reuter *et al.*, "Detection of ozone in a MHz argon plasma bullet jet," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 21, no. 3, Jun. 2012, doi: 10.1088/0963-0252/21/3/034015.
 - [27] S. Zhang *et al.*, "Spatially resolved ozone densities and gas temperatures in a time modulated RF driven atmospheric pressure plasma jet: An analysis of the production and destruction mechanisms," *J Phys D Appl Phys*, vol. 46, no. 20, May 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/20/205202.
 - [28] J. Winter, R. Brandenburg, and K. D. Weltmann, "Atmospheric pressure plasma jets: An overview of devices and new directions," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 24, no. 6, Oct. 2015, doi: 10.1088/0963-0252/24/6/064001.
 - [29] B. Galmiche, "Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion." [Online]. Available: <https://theses.hal.science/tel-01069403>
 - [30] L. Chatelier, "Recherches sur la combustion des mélanges gazeux explosifs," *J. Phys. Theor. Appl*, vol. 1885, no. 1, doi: 10.1051/jphysap:01885004005901i.
 - [31] Alexis Matynia, "Développement d'un dispositif expérimental pour l'analyse de la structure de flammes de prémélanges à haute pression par diagnostics laser : application aux flammes méthane/air et biogaz/air," Université d'Orléans, 2011.
 - [32] G. E. Andrews and D. Bradley, "Determination of burning velocities: A critical review," *Combust Flame*, vol. 18, no. 1, 1972, doi: 10.1016/S0010-2180(72)80234-7.
 - [33] A. Van Maaren, D. S. Thung, and L. P. H. De Goey, "Measurement of Flame Temperature and Adiabatic Burning Velocity of Methane/Air Mixtures," <https://doi.org/10.1080/00102209408935360>, vol. 96, no. 4–6, pp. 327–344, Jan. 2007, doi: 10.1080/00102209408935360.

- [34] van M. A. and Q. R. M. De Goey L. P. H., "Stabilization of adiabatic premixed laminar flames on a flat flame burner," *Combustion Science and Technology*, vol. 92, pp. 201–207, 1993.
- [35] Booschaart K. J., "Analysis of the heat flux method for measuring burning velocities," Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven, The Netherlands, 2002.
- [36] N. Bouvet, "Experimental and Numerical Studies of the Fundamental Flame Speeds of Methane/Air and Syngas (H₂/CO)/Air Mixtures." [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00473266>
- [37] C. Bariki, "Interaction entre une flamme de prémélange et une structure tourbillonnaire." [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03014647>
- [38] C. M. Vagelopoulos, F. N. Egolfopoulos, and C. K. Law, "FURTHER CONSIDERATIONS ON THE DETERMINATION OF LAMINAR FLAME SPEEDS WITH THE COUNTERFLOW TWIN-FLAME TECHNIQUE," 1994.
- [39] F. N. Egolfopoulos, H. Zhang, and Z. Zhang, "Wall Effects on the Propagation and Extinction of Steady, Strained, Laminar Premixed Flames," 1997.
- [40] Alexis, "UNIVERSITÉ D'ORLÉANS ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES."
- [41] G. Gorchakov and F. Lavrov, "Influence of electric discharge on the region of spontaneous ignition in the mixture H₂-O₂," *Acta Phisicochim*, vol. URSS, pp. 139–144, 1934.
- [42] Y. Ju and W. Sun, "Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry," *Prog Energy Combust Sci*, vol. 48, pp. 21–83, Jun. 2015, doi: 10.1016/J.PECS.2014.12.002.
- [43] S. Starikovskaia, D. A. Lacoste, and G. Colonna, "Non-equilibrium plasma for ignition and combustion enhancement," Aug. 01, 2021, *Springer Science and Business Media Deutschland GmbH*. doi: 10.1140/epjd/s10053-021-00240-2.
- [44] A. Starikovskiy and N. Aleksandrov, "Plasma-assisted ignition and combustion," *Prog Energy Combust Sci*, vol. 39, no. 1, pp. 61–110, Feb. 2013, doi: 10.1016/J.PECS.2012.05.003.
- [45] K. Chavda and K. Kulkarni, "Plasma Assisted Combustion: A Review," *Journal Of Applied Physics (IOSR-JAP) e-ISSN*, vol. 13, pp. 26–35, doi: 10.9790/4861-1304022635.
- [46] V. P. Blanchard, N. Q. Minesi, Y. Bechane, B. Fiorina, and C. O. Laux, "Experimental and Numerical Characterization of a Lean Turbulent Premixed Flame Stabilized by Nanosecond Discharges," 2022, doi: 10.2514/6.2022-2255.
- [47] R. Feng, J. Li, Y. Wu, M. Jia, and D. Jin, "Ignition and blow-off process assisted by the rotating gliding arc plasma in a swirl combustor," *Aerosp Sci Technol*, vol. 99, p. 105752, Apr. 2020, doi: 10.1016/J.AST.2020.105752.
- [48] F. Di Sabatino, T. F. Guiberti, J. P. Moeck, W. L. Roberts, and D. A. Lacoste, "Actuation efficiency of nanosecond repetitively pulsed discharges for plasma-assisted swirl flames at pressures up to 3 bar," *Journal of Physics D: Applied Physics J. Phys. D: Appl. Phys*, vol. 54, p. 11, 2021, doi: 10.1088/1361-6463/abc583.
- [49] A. Cessou, E. Varea, K. Criner, G. Godard, and P. Vervisch, "Simultaneous measurements of OH, mixture fraction and velocity fields to investigate flame stabilization enhancement by electric field," in *Experiments in Fluids*, Apr. 2012, pp. 905–917. doi: 10.1007/s00348-011-1164-5.
- [50] I. I. Esakov, L. P. Grachev, K. V. Khodataev, V. A. Vinogradov, and D. M. Van Wie, "Propane - Air mixture combustion assisted by MW discharge in a speedy airflow," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 34, no. 6, pp. 2497–2506, Dec. 2006, doi: 10.1109/TPS.2006.886090.

- [51] W. Kim and J. Cohen, "Plasma-Assisted Combustor Dynamics Control at Realistic Gas Turbine Conditions," <https://doi.org/10.1080/00102202.2019.1676743>, vol. 193, no. 5, pp. 869–888, 2019, doi: 10.1080/00102202.2019.1676743.
- [52] W. Sun, S. H. Won, T. Ombrello, C. Carter, and Y. Ju, "Direct ignition and S-curve transition by in situ nano-second pulsed discharge in methane/oxygen/helium counterflow flame," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 34, no. 1, pp. 847–855, Jan. 2013, doi: 10.1016/J.PROCI.2012.06.104.
- [53] B. S. Chen, A. L. Garner, and S. P. M. Bane, "Simulation of flame speed enhancement of a hydrocarbon flame with a microwave field," *Combust Flame*, vol. 207, pp. 250–264, Sep. 2019, doi: 10.1016/J.COMBUSTFLAME.2019.06.002.
- [54] D. H. Lee, K. T. Kim, H. S. Kang, Y. H. Song, and J. E. Park, "Plasma-assisted combustion technology for NO_x reduction in industrial burners," *Environ Sci Technol*, vol. 47, no. 19, pp. 10964–10970, Oct. 2013, doi: 10.1021/ES401513T/SUPPL_FILE/ES401513T_SI_001.PDF.
- [55] R. A. Varella, J. C. Sagás, and C. A. Martins, "Effects of plasma assisted combustion on pollutant emissions of a premixed flame of natural gas and air," *Fuel*, vol. 184, pp. 269–276, Nov. 2016, doi: 10.1016/J.FUEL.2016.07.031.
- [56] S. Balusamy, A. Cessou, and B. Lecordier, "Direct measurement of local instantaneous laminar burning velocity by a new PIV algorithm," in *Experiments in Fluids*, Springer Verlag, 2011, pp. 1109–1121. doi: 10.1007/s00348-010-1027-5.
- [57] J. Lambert, S. Coulombe, G. Bourque, and J. M. Bergthorson, "Investigation of the hydrodynamic effect of nanosecond repetitively pulsed discharges on a laminar stagnation flame," in *Proceedings of the Combustion Institute*, Elsevier Ltd, 2021, pp. 6567–6574. doi: 10.1016/j.proci.2020.06.166.
- [58] G. D. Stancu, F. Kaddouri, D. A. Lacoste, and C. O. Laux, "Atmospheric pressure plasma diagnostics by OES, CRDS and TALIF," *J Phys D Appl Phys*, vol. 43, no. 12, 2010, doi: 10.1088/0022-3727/43/12/124002.
- [59] J. B. Schmidt *et al.*, "Femtosecond, two-photon-absorption, laser-induced-fluorescence (fs-TALIF) imaging of atomic hydrogen and oxygen in non-equilibrium plasmas," *J Phys D Appl Phys*, vol. 50, no. 1, p. 015204, Nov. 2016, doi: 10.1088/1361-6463/50/1/015204.
- [60] D. Del Cont-Bernard *et al.*, "Femtosecond two-photon laser-induced fluorescence imaging of atomic hydrogen in a laminar methane-air flame assisted by nanosecond repetitively pulsed discharges," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 29, no. 6, Jun. 2020, doi: 10.1088/1361-6595/ab9234.
- [61] E. S. Cho and S. H. Chung, "Numerical evaluation of NO_x mechanisms in methane-air counterflow premixed flames," *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 23, no. 3, pp. 659–666, Jun. 2009, doi: 10.1007/S12206-008-1222-Y.
- [62] C. Gong *et al.*, "Numerical study of plasma produced ozone assisted combustion in a direct injection spark ignition methanol engine," *Energy*, vol. 153, pp. 1028–1037, Jun. 2018, doi: 10.1016/J.ENERGY.2018.04.096.
- [63] L. Selle, T. Poinot, and B. Ferret, "Experimental and numerical study of the accuracy of flame-speed measurements for methane/air combustion in a slot burner," *Combust Flame*, vol. 158, no. 1, pp. 146–154, Jan. 2011, doi: 10.1016/J.COMBUSTFLAME.2010.08.003.

- [64] S. Starikovskaia, D. A. Lacoste, and G. Colonna, "Non-equilibrium plasma for ignition and combustion enhancement," Aug. 01, 2021, *Springer Science and Business Media Deutschland GmbH*. doi: 10.1140/epjd/s10053-021-00240-2.
- [65] T. Ombrello, Y. Ju, and A. Fridman, "Kinetic Ignition Enhancement of Diffusion Flames by Nonequilibrium Magnetic Gliding Arc Plasma," <https://doi.org/10.2514/1.33005>, vol. 46, no. 10, pp. 2424–2433, May 2012, doi: 10.2514/1.33005.
- [66] D. Galley *et al.*, "Plasma-Enhanced Combustion of a Lean Premixed Air-Propane Turbulent Flame using a Nanosecond Repetitively Pulsed Plasma," 2005.
- [67] V. Blanchard *et al.*, "Dynamics of a Lean Flame Stabilized by Nanosecond Discharges," 2021, doi: 10.2514/6.2021-1700i.
- [68] L. HE, Y. CHEN, J. DENG, J. LEI, L. FEI, and P. LIU, "Experimental study of rotating gliding arc discharge plasma-assisted combustion in an aero-engine combustion chamber," *Chinese Journal of Aeronautics*, vol. 32, no. 2, pp. 337–346, Feb. 2019, doi: 10.1016/j.cja.2018.12.014.
- [69] J. Gao *et al.*, "Visualization of instantaneous structure and dynamics of large-scale turbulent flames stabilized by a gliding arc discharge," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 37, no. 4, pp. 5629–5636, Jan. 2019, doi: 10.1016/J.PROCI.2018.06.030.
- [70] D. A. Lacoste, D. A. Xu, J. P. Moeck, and C. O. Laux, "Dynamic response of a weakly turbulent lean-premixed flame to nanosecond repetitively pulsed discharges," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 34, no. 2, pp. 3259–3266, Jan. 2013, doi: 10.1016/J.PROCI.2012.07.017.
- [71] D. A. Lacoste, J. P. Moeck, C. O. Paschereit, and C. O. Laux, "Effect of Plasma Discharges on Nitric Oxide Emissions in a Premixed Flame," <https://doi.org/10.2514/1.B34819>, vol. 29, no. 3, pp. 748–751, May 2013, doi: 10.2514/1.B34819.
- [72] L. Bardos and H. Baránková, "Shaping of the flame geometry by non-conventional cold plasma arrangements," *Plasma Research Express*, vol. 2, no. 3, Sep. 2020, doi: 10.1088/2516-1067/abb8e6.
- [73] M. Ruchkina, D. A. Lacoste, J. Bood, P. Ding, D. Del Cont-Bernard, and A. Ehn, "Detection of atomic oxygen in a plasma-assisted flame via a backward lasing technique," *Optics Letters*, Vol. 44, Issue 22, pp. 5477–5480, vol. 44, no. 22, pp. 5477–5480, Nov. 2019, doi: 10.1364/OL.44.005477.
- [74] T. Li, I. V. Adamovich, and J. A. Sutton, "Effects of non-equilibrium plasmas on low-pressure, premixed flames. Part 1: CH* chemiluminescence, temperature, and OH," *Combust Flame*, vol. 165, pp. 50–67, Mar. 2016, doi: 10.1016/J.COMBUSTFLAME.2015.09.030.
- [75] M. D. G. Evans, J. M. Berghthorson, and S. Coulombe, "Actuation of a lean-premixed flame by diffuse non-equilibrium nanosecond-pulsed plasma at atmospheric pressure," *J Appl Phys*, vol. 122, no. 17, Nov. 2017, doi: 10.1063/1.4995964.
- [76] N. A. Popov, "Kinetics of plasma-assisted combustion: effect of non-equilibrium excitation on the ignition and oxidation of combustible mixtures," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 25, no. 4, p. 043002, May 2016, doi: 10.1088/0963-0252/25/4/043002.
- [77] S. B. Leonov, D. A. Yarantsev, A. P. Napartovich, and I. V. Kochetov, "Plasma-Assisted Ignition and Flameholding in High-Speed Flow," 2006.
- [78] S. Leonov, D. Yarantsev, and C. Carter, "Experiments on Electrically Controlled Flameholding on a Plane Wall in a Supersonic Airflow," <https://doi.org/10.2514/1.38002>, vol. 25, no. 2, pp. 289–294, May 2012, doi: 10.2514/1.38002.

- [79] K. Criner, A. Cessou, J. Louiche, and P. Vervisch, "Stabilization of turbulent lifted jet flames assisted by pulsed high voltage discharge," *Combust Flame*, vol. 144, no. 1–2, pp. 422–425, Jan. 2006, doi: 10.1016/j.combustflame.2005.09.010.
- [80] E. I. Mintoussov, S. V. Pancheshnyi, and A. Y. Starikovskii, "PROPANE-AIR FLAME CONTROL BY NON-EQUILIBRIUM LOW-TEMPERATURE PULSED NANOSECOND BARRIER DISCHARGE," 2004.
- [81] Y. Matsubara, K. Takita, and G. Masuya, "Combustion enhancement in a supersonic flow by simultaneous operation of DBD and plasma jet," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 34, no. 2, pp. 3287–3294, 2013, doi: 10.1016/j.proci.2012.07.001.
- [82] S. Barbosa *et al.*, "Influence of nanosecond repetitively pulsed discharges on the stability of a swirled propane/air burner representative of an aeronautical combustor", doi: 10.1098/rsta.2014.0335.
- [83] A. Shoshyn *et al.*, "Burning velocity measurement of lean methane-air flames in a new nanosecond DBD microplasma burner platform Citation for published version (APA): Elkholy Burning velocity measurement of lean methane-air flames in a new nanosecond DBD microplasma burner platform A R T I C L E I N F O," 2018, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2018.01.011.
- [84] "A_Threshold_Selection_Method_from_Gray-Level_Histograms".
- [85] Q. Xiong, A. Y. Nikiforov, M. Á. González, C. Leys, and X. P. Lu, "Characterization of an atmospheric helium plasma jet by relative and absolute optical emission spectroscopy," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 22, no. 1, p. 015011, Dec. 2012, doi: 10.1088/0963-0252/22/1/015011.
- [86] A. V. Omran *et al.*, "Cold atmospheric single plasma jet for RONS delivery on large biological surfaces Cold atmospheric single plasma jet for RONS delivery on large biological surfaces IOP Publishing Journal Title Journal XX (XXXX) XXXXXX <https://doi.org/XXXX/XXXX xxxx-xxxx/xx/xxxxxx> 1 Cold atmospheric single plasma jet for RONS delivery on large biological surfaces," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 2020, no. 10, p. pp, doi: 10.1088/1361-6595/abaffd.
- [87] T. Darny, J. M. Pouvesle, V. Puech, C. Douat, S. Dozias, and E. Robert, "Analysis of conductive target influence in plasma jet experiments through helium metastable and electric field measurements," *Plasma Sources Sci Technol*, vol. 26, no. 4, Mar. 2017, doi: 10.1088/1361-6595/aa5b15.
- [88] S. L. Sheehe and S. I. Jackson, "Identification of species from visible and near-infrared spectral emission of a nitromethane-air diffusion flame," *J Mol Spectrosc*, vol. 364, Oct. 2019, doi: 10.1016/j.jms.2019.111185.
- [89] M. J. Hargather, M. J. Lawson, G. S. Settles, and L. M. Weinstein, "Seedless velocimetry measurements by schlieren image velocimetry," *AIAA Journal*, vol. 49, no. 3, pp. 611–620, Mar. 2011, doi: 10.2514/1.J050753.

Annexe A

BOSCH

Injecteurs et porte-injecteurs A 5

Injecteurs à trous

Figure 4: injecteur à trou borgne.

1 téton de pression, 2 butée de levée d'aiguille, 3 canal d'arrivée, 4 cône d'attaque, 5 fût d'aiguille, 6 dôme d'injecteur, 7 fût de corps d'injecteur, 8 portée de corps d'injecteur, 9 chambre de pression, 10 guide-aiguille, 11 épaulement du corps d'injecteur, 12 trou pilote, 13 surface d'étanchéité, 14 portée de la tige de pression.

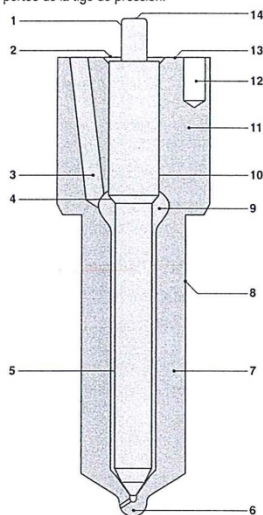


Figure 5: formes du trou borgne.

a) cylindrique avec dôme rond, b) cylindrique avec dôme conique, c) trou borgne et dôme coniques. 1 collet, 2 arête de siège, 3 portée d'aiguille, 4 pointe d'aiguille, 5 trou d'injection, 6 bord du trou d'injection, 7 trou borgne, 8 rayon de gorge, 9 cône du dôme d'injecteur, 10 siège du corps d'injecteur, 11 cône d'amortissement.

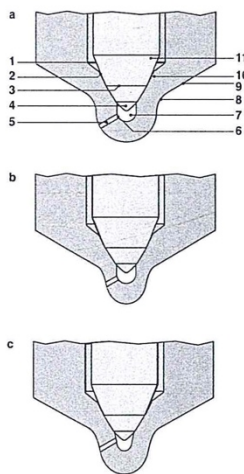


Figure 6: injecteur à siège perforé.

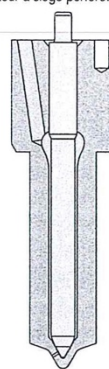
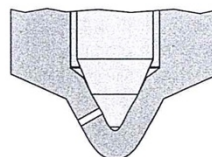


Fig. 7: forme du dôme d'un injecteur à siège perforé.



Applications

Les injecteurs à trou(s) sont utilisés en liaison avec les pompes en ligne sur les moteurs à injection directe.

On distingue les variantes suivantes:

- injecteurs à trou borgne et
- injecteurs à siège perforé.

Versions

Injecteur à trou borgne

Les trous d'injection de ce type d'injecteur (fig. 4) sont disposés dans le sac d'injecteur (trou borgne). Dans le cas d'un dôme rond (fig. 5a), les trous d'injection sont percés par méthode mécanique ou électro-érosive (abrasion électrique de particules), en fonction de l'application prévue.

Le perçage des injecteurs à trou borgne et dôme conique (fig. 5b et 5c) s'effectue généralement par électro-érosion.

Ce type d'injecteur est proposé en diverses dimensions et avec un trou borgne présentant les formes suivantes:

- trou borgne cylindrique et
- trou borgne conique.

Injecteur à trou borgne cylindrique et dôme rond (fig. 5a):

la forme du trou borgne, qui présente une

partie cylindrique et une partie hémisphérique, offre une grande liberté de conception quant

- au nombre de trous,
- à la longueur des trous et
- à l'angle d'injection.

Le dôme de l'injecteur a la forme d'une demi-sphère et garantit ainsi, en liaison avec la forme du trou borgne, une longueur uniforme des trous.

Injecteur à trou borgne cylindrique et dôme conique (fig. 5b):

ce type d'injecteur est utilisé uniquement en association avec une longueur de trous de 0,6 mm. La forme conique contribue à l'amélioration de la résistance du cône grâce à une épaisseur de paroi plus importante entre le rayon de la gorge et le siège du corps d'injecteur.

Injecteur à trou borgne et dôme coniques (fig. 5c):

le volume du trou borgne conique de ce type d'injecteur est moins important que celui d'un injecteur à trou borgne cylindrique. Grâce à sa forme conique, le volume du trou borgne est situé entre celui d'un injecteur à siège perforé et celui d'un injecteur à trou borgne cylindrique. Afin d'obtenir une épaisseur de paroi uniforme, le dôme et le trou borgne présentent une forme conique.

Injecteur à siège perforé

En vue de minimiser le volume restant - et donc les émissions de HC -, l'entrée des trous d'injection se trouve dans le cône du siège du corps d'injecteur; elle est largement recouverte par l'aiguille lorsque l'injecteur est fermé.

Il n'y a donc pas de liaison directe entre le trou borgne et la chambre de combustion (fig. 6 et 7). Par rapport à un injecteur à trou borgne, le volume du sac de cet injecteur est donc bien plus faible. Comparés aux injecteurs à trou borgne, les injecteurs à siège perforé présentent une limite de contrainte nettement plus basse et ne peuvent donc être réalisés qu'en taille P avec une longueur de trou de 1 mm. Pour des raisons de stabilité, le dôme présente une forme conique. En général, le perçage des trous d'injection s'effectue par électro-érosion.

Fathia MANSEUR

ETUDE DE L'INTERACTION DE DISPOSITIFS MULTI JETS PLASMA À LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE AVEC DES ÉCOULEMENTS NON-RÉACTIFS ET RÉACTIFS POUR L'AMÉLIORATION DES PERFORMANCES EN COMBUSTION

Résumé :

Cette thèse concerne l'utilisation de plasma non-thermique pour améliorer la combustion de flammes. Les possibilités de génération d'espèces réactives, de modifications d'écoulements et d'apport thermique très limité, caractéristiques des jets de plasma froids, tels qu'utilisés pour les applications biomédicales ou environnementales ont conduit à étudier, dans le cadre cette thèse, l'intégration d'un jet de plasma froid d'hélium dans un brûleur. Ce travail a ainsi exploré, pour la première fois, les possibilités offertes par ce nouveau type de plasma pour améliorer la stabilité d'une flamme de prémélange méthane-air. Deux configurations de plasma ont été testées : un mono-jet et multijets, associées à deux types de flammes coniques ou plates produites à partir d'un dispositif de type bec Bunsen en configuration de jet impactant. Une fois le dispositif expérimental mis en place, il s'agissait de mener une étude expérimentale pour caractériser l'interaction du jet plasma avec des écoulements non réactifs et réactifs, en utilisant des diagnostics d'imagerie et de spectroscopie. L'étude paramétrique a porté sur des paramètres propres à la combustion (débits et richesse des mélanges réactifs) et d'autres liés aux jets de plasma (fréquence, amplitude de tension, polarité, temps d'allumage et d'extinction de la décharge, composition du gaz plasmagène), pour comprendre leurs influences sur les caractéristiques à la fois des jets de plasma et de la flamme. Les résultats obtenus sont prometteurs, démontrant l'efficacité des jets de plasmas froids pour la stabilisation des flammes et mettant en évidence le rôle clef du rapport cyclique d'allumage des jets plasmas. L'étude souligne le rôle prépondérant des espèces réactives générées en amont des flammes par multijets plasma dans l'amélioration de la combustion

Mots clés : Combustion, Écoulements réactifs, Écoulements non-réactifs, Jets plasma, Flamme, Diagnostics optiques.

POTENTIALITIES OF THE INTERACTION OF PLASMA MULTIJETS DEVICES AT ATMOSPHERIC PRESSURE WITH NON-REACTIVE AND REACTIVE FLOWS FOR THE PERFORMANCE IMPROVEMENT OF COMBUSTION

Summary:

This thesis deals with the use of non-thermal plasma to improve the combustion of flames. The unique possibilities for the generation of reactive species, flow modifications and very limited thermal input, characteristics of cold plasma jets, as used for biomedical or environmental applications have led to study, within the framework of this thesis, the integration of a cold helium plasma jet into a burner. This work thus explored, for the first time, the possibilities offered by this new type of plasma to improve the stability of a methane-air premixed flame. Two plasma configurations were investigated: a single-jet and multijets, associated with two types of conical or flat flames produced from a Bunsen burner type device in an impacting jet configuration. Once the experimental device was set up, a large experimental study was performed to characterize the interaction of the plasma jet with non-reactive and reactive flows, using imaging and spectroscopy diagnostics. The parametric study focused on parameters specific to combustion (flow rates and richness of the reactive mixtures) and others linked to plasma jets (frequency, voltage amplitude, polarity, ignition and extinction time of the discharge, composition of plasma gas), to understand their influences on the characteristics of both plasma jets and flame. The results obtained are promising, demonstrating the effectiveness of cold plasma jets for stabilizing flames and highlighting the key role of the ignition duty cycle of plasma jets. The study highlights the preponderant role of reactive species generated upstream of the flames by the plasma multi

Keywords : Combustion, Reactive flows, Non-reactive flows, Plasma jets, Flame, Optical diagnostic.



GREMI – ORLÉANS, 14 Rue d'Issoudun, 45067, Orléans

