HAL
open science

Effet d'un champ magnétique et d'un champ électrique continu sur le comportement d'une flamme laminaire de diffusion. Impact sur les émissions des suies.

Wilfried Badat

▶ **To cite this version:**

Wilfried Badat. Effet d'un champ magnétique et d'un champ électrique continu sur le comportement d'une flamme laminaire de diffusion. Impact sur les émissions des suies.. Energie électrique. Université d'Orléans, 2020. Français. NNT : 2020ORLE3167 . tel-03496260

HAL Id: tel-03496260

https://hal.science/tel-03496260v1

Submitted on 27 Sep 2022

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

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

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité, et Environnement (ICARE)-CNRS

THÈSE présentée par :

BADAT Herisitraka

Soutenue le : **14 décembre 2020**

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

Discipline/ Spécialité : Energétique

Effet d'un champ magnétique et d'un champ électrique continu sur le comportement d'une flamme laminaire de diffusion. Impact sur les émissions des suies.

THÈSE dirigée par :

M. Brahim SARH	Professeur Émérite, CNRS-ICARE Univerité d'Orléans, directeur de thèse
Mme Virginie GILARD	Maitre de Conférences, CNRS-ICARE Univerité d'Orléans,, Co-encadrante

RAPPORTEURS :

Mme. Laure PILLIER	Chargée de Recherche, CNRS-PC2A, Université Lille Sciences et Technologie.
M. Mehrdad NIKRAVECH	Professeur – CNRS-LSPM Université Paris 13

JURY :

M. Mehrdad NIKRAVECH Président du Jury	Professeur, CNRS-LSPM Université Paris 13
Mme. Laure PILLIER	Chargée de Recherche, CNRS-PC2A Université Lille Sciences et Technologie.
M. Najib LARAQI	Professeur, CNRS-LTIE Université Paris Nanterre
M. Ahmed KHACEF	Ingénieur de Recherche CNRS – GREMI Université d'Orléans
M. Iskender GOKALP	Directeur de Recherche Émérite , CNRS- ICARE Orléans

Remerciements

Il me sera très difficile de remercier tout le monde, car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à la direction du Labex CAPRYSSES qui m'a octroyé le financement pour ce travail ainsi qu'à la direction du laboratoire ICARE, notamment Iskender GOKALP de m'avoir accueilli soutenu pendant 3 ans, ainsi que son successeur Philippe DAGAUT pour l'aide et les facilitées administratives qui ont suivies.

Je tiens à remercier les membres de jury, les deux rapporteurs Madame Laure Pillier et Monsieur Mehrdad NIKRAVECH, qui ont accepté la lourde tâche d'être rapporteurs de ce travail, le Président du Jury Monsieur Najib LARAQI et les examinateurs Messieurs Ahmed KHACEF et Iskender GOKALP pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de mon manuscrit et à l'évaluation de mon travail. Leurs remarques pertinentes et constructives ont permis d'améliorer ce manuscrit.

Je tiens vivement à remercier mon directeur de thèse, Brahim SARH, qui a cru en cette thèse malgré les nombreuses pauses. Je remercie également mes Co-encadrantes Virginie GILARD et Pascale GILLON.

Je souhaite également remercier l'ensemble du personnel, Administratifs, Ingénieurs et Techniciens du laboratoire ICARE pour leur gentillesse et leur aide.

Mes remerciements vont aussi à l'école doctorale de l'Université d'Orléans pour l'aide administratives prodiguées ainsi que les encouragements pour conclure ce travail.

Je remercie les membres de ma famille qui ont toujours été à mes côtés pendant cette thèse et qui m'ont toujours encouragé.

Un spécial remerciement à mes amies Charlotte et Dounia ainsi qu'aux doctorants d'ICARE avec lesquels j'ai passé les trois ans de ce travail.

Mes derniers remerciements vont à Amélie qui a tout fait pour m'aider, qui m'a soutenu et surtout supporté dans tout ce que j'ai entrepris.

Table des matières

Introduction 1

Chapitre I : Etude bibliographique 5

Nomenclature 5

I.1 Introduction 6

I.2 Flamme de diffusion 6

I.3 Flamme de jets coaxiaux 11

I.4 Flamme partiellement prémélangée 11

I.5 Stabilité de la flamme 12

I.6 Longueur de flamme 15

I.7 Oscillations de flamme ou Flickering 18

I.8 Luminosité : Chimiluminescence du CH* 22

I.9 Influence d'un champ magnétique sur une flamme 25

I.10 Influence d'un champ électrique sur une flamme 31

I.10.1 Etat électrique d'une flamme 31

1.10.2 Configurations pour générer un champ électrique sur une flamme 33

I.10.3 Effets sur une flamme 36

I.10.4 Vent ionique 40

I.10.5 Equations décrivant l'action d'un champ électrique sur un gaz faiblement ionisé. 45

I.10.6 Modèle cinétique pour la combustion incluant les espèces chargées 48

I.10.7. Effet sur la modification de formation des particules de suie dans une flamme 53

I.11. Formation des particules de suie 55

I.11.1 Processus de formation des particules de suie 55

I.11.2 Mesures non intrusives 60

I.12 Conclusion 63

I.13 Bibliographie 65

Chapitre II : Effet d'un champ magnétique sur une flamme laminaire de diffusion méthane/air 77

II.1 Introduction 77

II.2 Dispositif expérimental 77

II.2.1 Paramètres expérimentaux 81

II.2.2 Techniques de mesure 83

II.2.3 Traitement des images de flamme sous MATALB 84

II.3 Résultats 86

Effet sur la hauteur du décrochage et sur la longueur de flamme 86

Effet sur la fréquence de flickering de la flamme 89

Effet sur la luminosité de la flamme. Corrélation avec la production des particules de suie 95
II.4 Conclusion 96
II.5 Bibliographies 97

Chapitre III : Effet d'un champ électrique sur une flamme laminaire de diffusion méthane et méthane/air avec une instabilité de flickering 99
III.1. Introduction 99
III.2. Effet d'un champ électrique sur une flamme stable, laminaire de diffusion de jet simple de méthane 100
III. 2.1 Dispositif expérimental 100
III.2.2 Paramètres expérimentaux 101
III.2.3 Résultats 102
III.2.4 Conclusion 115
III.3 Effet d'un champ électrique sur une flamme laminaire de diffusion de jets coaxiaux méthane/air, accrochée ou liftée avec une instabilité de flickering, se développant dans l'air ambiant 117
III.3.1 Dispositif expérimental 117
III.3.2 Résultats 120
III.4 Conclusion 146
III.5 Bibliographie 149

Chapitre IV : Influence d'un champ électrique continu sur la modification de la production de particules de suie dans une flamme de diffusion de jet simple méthane/acétylène 152
IV.1 Spécificité des particules de suie dans une flamme de diffusion 153
IV.2 Mesures par extinction-diffusion laser et de la luminosité visible de la flamme 157
IV.3 Résultats 169
IV.4 Conclusion 182
IV. 5 Bibliographie 184

Conclusion et perspectives 188

Annexe 1 192

Annexe 2 196

Annexe 3 200

Annexe 4 203

Annexe 5 206

Introduction

L'étude des flammes laminaires de diffusion offre la possibilité d'accroître notre compréhension des mécanismes présents dans le couplage complexe entre le processus chimique de la combustion et la dynamique de l'écoulement. Ces flammes peuvent être stables, décrochées du brûleur (liftées), instables ou présentant un scintillement à leur extrémité haute qui est dû aux fluctuations périodiques de la pointe de la flamme, appelées également instabilité de flickering. Les origines de l'instabilité de flickering ont été attribuées aux forces de flottabilité initiées par les grands gradients de densité présents au front de la flamme. Ces gradients peuvent être accentués lorsque la flamme est soumise à un champ de gravité [Arai et al. (1999)]. En effet, les gaz chauds à l'intérieur de la flamme sont poussés vers le haut par flottabilité tandis que les gaz extérieurs froids sont chassés vers le bas créant une couche de cisaillement dans laquelle apparaissent des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Outre l'instabilité de flickering, on peut également observer un pincement de la flamme appelé pinch-off, correspondant à la rupture de la flamme en deux parties, avec le détachement de la flamme principale d'une poche de gaz qui brûle vers le haut [Carpio et al. (2012)]. Ces instabilités dans les flammes, sont connues pour influencer les émissions de particules de suie. En effet, les flammes ayant une instabilité de flickering sont capables d'émettre quatre fois plus de particules de suie qu'une flamme stable, et même sept fois dans le cas des flammes avec un pinch-off [Shaddix et al. (1994), Smyth et al. (1997)]. Une application d'un système de contrôle actif sur ces flammes, peut réduire l'intensité de ces instabilités et peut permettre de modifier la production des produits de combustion et des émissions polluantes. Différents types de contrôle actif peuvent être utilisés : champ magnétique, champ électrique, plasma thermique ou champ acoustique. C'est dans ce cadre que nous nous sommes intéressés à l'effet de l'application d'un champ magnétique et d'un champ électrique sur les instabilités de flamme, d'une part, et sur les mécanismes de modification des quantités de particules de suie dans ces flammes, d'autre part. En effet, la combustion dite assistée par champs ou décharges électriques, est un domaine en pleine émergence dans un contexte de recherche de l'amélioration des performances, tant du point de vue de l'efficacité énergétique que du contrôle de la pollution. Ce domaine prometteur est toutefois très complexe et nécessite des études importantes.

Cette thèse examine donc l'effet de l'application d'un champ magnétique et d'un champ électrique sur le comportement dynamique et la stabilité des flammes laminaires de diffusion à jet de méthane et à jets coaxiaux de méthane/air, accrochées ou décrochées du brûleur (liftées), présentant des instabilités de flickering. La partie de l'étude concernant les effets de l'application d'un champ magnétique sur une flamme laminaire de diffusion coaxiale vient compléter les différents travaux sur l'application d'un champ magnétique sur la combustion d'une flamme de diffusion laminaire, CH_4-Air, entrepris au sein du groupe champ magnétique

de l'équipe "Combustion et Turbulence" d'ICARE [Gilard et al. (2008), Delmaere (2008), Delmaere et al. (2010), May Chahine (2012), Gilard et al. (2014) Sarh et al. (2014), Gillon et al. (2016, 2018), Sayed Kacem et al. (2019)].

Enfin, nous abordons aussi dans cette thèse, l'étude de l'effet de l'application d'un champ électrique sur la production de particules de suie dans une flamme laminaire de diffusion d'un jet simple de méthane contenant une faible quantité d'acétylène (10%). En effet, les études portant sur la production de particules de suie dans une flamme laminaire de diffusion sous champ électrique restent peu nombreuses et les paramètres de combustion mis en jeu sont encore peu connus.

Le mémoire est divisé en quatre chapitres.

Le chapitre I, introduit une synthèse bibliographique sur les flammes laminaires de diffusion et sur l'effet de l'application d'un champ électrique et d'un champ magnétique sur ces flammes. La problématique et les mécanismes de stabilité de la flamme sont abordés. Un aperçu des différentes méthodes de diagnostics utilisées, comme la mesure du rayonnement de la flamme et la chimiluminescence du CH* pour déterminer la luminosité de la flamme est présenté.

Le chapitre II présente le dispositif expérimental du champ magnétique mis en œuvre au cours de ce travail. Les caractéristiques géométriques du brûleur de la flamme coaxiale de méthane/air, les caractéristiques de l'électroaimant, les valeurs de l'intensité du champ magnétique ainsi que les moyens de mesures utilisés, sont décrits. Ensuite, les résultats de l'effet du champ magnétique sur les modifications des longueurs de flamme, les hauteurs de décrochage, les fréquences des instabilités de flickering, la luminosité de la flamme sont exposés.

Le chapitre III, présente l'étude de l'application du champ électrique aux flammes laminaires de diffusion de jet simple de méthane et aux flammes laminaires de jets coaxiaux CH_4-Air avec et sans instabilités de flickering. La première partie de ce chapitre concerne l'effet d'un champ électrique sur une flamme stable de jet simple de méthane ayant un débit de méthane de 4,5 cm^3/s. Cette partie débute par la description du dispositif expérimental du brûleur utilisé et du moyen pour générer le champ électrique. La technique de mesure de la luminosité du CH* est celle décrite dans le chapitre 2. Ensuite, les résultats sont présentés pour deux champs électriques : ascendant (le potentiel positif est appliqué au brûleur) et descendant (le potentiel positif est appliqué à la grille). Les modifications de la structure de la flamme ainsi que l'évolution de la luminosité de la flamme en fonction de l'intensité du champ, pour quatre distances inter électrode, 50, 70, 140 et 180 mm sont présentées. Un diagramme de stabilité résumant les résultats expérimentaux obtenus est présenté.

La deuxième partie de ce chapitre, concerne l'étude de l'effet d'un champ électrique sur la flamme de jets coaxiaux de méthane/air, accrochée ou décrochée du brûleur, ayant une instabilité de flickering. Une seule distance inter électrode de 140 mm est utilisée. Deux cas de flammes sont étudiés :

- La flamme accrochée au brûleur ayant une instabilité de flickering. Pour cette flamme, dont le débit d'air est égal à zéro, deux débits de méthane sont testés, 4.5 et 6 cm^3/s.
- La flamme décrochée du brûleur ayant une instabilité de flickering. Pour cette flamme, deux débits de méthane, 4.5 et 6 cm^3/s associés chacun à deux débits d'air de 33 et 46 cm^3/s, sont retenus pour ce cas.

Dans cette deuxième partie on y trouve comme dans la première, une description du dispositif expérimental : brûleur, système de génération du champ électrique ainsi que celui de la mesure du courant induit dans la flamme. Ensuite, les résultats dynamiques de la longueur et de la luminosité de la flamme ainsi que sa fréquence d'oscillation en fonction de l'intensité du champ sont présentés pour chaque condition expérimentale de débits de méthane et d'air. Comme pour la première partie de ce chapitre un diagramme de stabilité vient clore cette seconde partie de l'étude.

Le chapitre IV, présente les résultats des mesures de particules de suie, par extinction/diffusion laser, obtenus lors de l'application du champ électrique sur la flamme laminaire de diffusion stable de jet simple de méthane (CH_4) plus 10% d'acétylène (C_2H_2). Le dispositif expérimental est celui qui a servi dans la première partie du chapitre 3. Le dispositif de mesures extinction /diffusion laser est détaillé. La théorie de la déconvolution de la luminosité de la flamme ainsi que la déconvolution de la transmittance est explicitée. Le programme écrit sur Matlab pour cette déconvolution est présenté en annexe. Les résultats de fractions volumiques ainsi que les diamètres moyens de particules de suie sont présentés.

La dernière partie présente une conclusion générale pour ce travail et rassemble les principaux résultats obtenus, ainsi que des perspectives pour continuer cette recherche.

Chapitre I : Etude bibliographique

Nomenclature

D : Diffusivité de masse ($m^2 \cdot s^{-1}$)	Y_f : Fraction massique du fuel
$D_{brûleur}$: Diamètre du brûleur (mm)	Y_i : Fraction massique locale
D_{th} : Diffusivité thermique ($m^2\ s^{-1}$)	Y_o : Fraction massique des oxydants
D_a : Nombre de Damköhler	$\dot{w}_0$: Terme source de l'oxydant
Fr : Nombre de Froude	$\dot{w}_F$: Terme source du fuel
I_i : Courant électrique (A)	$\dot{w}_t$: Terme source d'énergie chimique
L_e : Nombre de Lewis	$\dot{w}_k$: Taux massique de production ou de consommation des espèces
Lf : Longueur de flamme (mm)	α : Coefficient de diffusion massique ($m^2 s^{-1}$)
Lift : Hauteur du lift (mm)	α^0_D : Diffusivité thermique ($m^2 \cdot s^{-1}$)
M : Masses molaires ($kg.mol^{-1}$)	Φ : Richesse de flamme
m^e : Masse des électrons (kg)	ρ : Masse volumique ($Kg.m^{-3}$)
m^i : Masse des ions (kg)	λ : Conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)
Re : Nombres de Reynolds	P : Viscosité cinématique ($m^2 s^{-1}$).
S : Rapport stœchiométrique	v_i : Potentiel électrique (Volt)
Sc : Nombre de Schmidt	μ : Viscosité dynamique
St : Nombre de Strouhal	μ_i: Mobilités des ions (m^2/V s)
S^0_L : Vitesse de flamme laminaire à la stœchiométrie	μ_e : Mobilités des électrons (m^2/V s)
T_F : Température de flamme (K)	

I.1 Introduction

La maîtrise et la limitation de la production des particules dans les flammes d'hydrocarbure du secteur industriel, du transport mais aussi domestique, nécessitent des études approfondies. L'application d'un champ magnétique ou d'un champ électrique semble être l'alternative envisagée à cette limitation. Il a été montré depuis de nombreuses années que l'application d'un champ électrique modifie le comportement du processus de combustion. La combustion dite assistée par champs magnétique, électrique ou décharges électriques, est un domaine en pleine émergence dans un contexte de recherche de l'amélioration des performances tant du point de vue de l'efficacité énergétique que du contrôle de la pollution. Ce domaine prometteur est toutefois très complexe et nécessite des études importantes. C'est dans ce cadre que nous nous sommes intéressés au potentiel de ces champs pour assister un système en combustion.

I.2 Flamme de diffusion

Généralités et modèle théorique

On peut diviser les flammes en deux classes : la première où combustible et comburant sont prémélangés avant l'allumage et la seconde regroupant les flammes dites de diffusion où le combustible et le comburant arrivent séparément. On peut aussi avoir le cas le plus classique d'une flamme de diffusion à un seul écoulement de combustible qui brûle avec l'air ambiant. Dans le cas des flammes de diffusion, la réaction entre le combustible et le comburant ne peut se faire que dans des zones de mélange, qu'on appellera également front de flamme, où les limites d'inflammabilité sont assurées. La problématique principale est alors la mise en contact des espèces réactives, fortement liées dans une configuration réelle, à l'aérodynamique des écoulements et à la géométrie du brûleur et du foyer.

Une flamme de diffusion, qu'elle soit formée à partir d'un seul jet de carburant ou à partir de deux jets de carburant et de comburant (air), est composée de plusieurs zones (voir Figure I.1.2) :

- Une zone centrale (carburant) ;
- Autour de la ligne stœchiométrique, une zone de réaction qui délimite une zone d'inflammabilité localisée de part et d'autre de cette ligne où la combustion est incomplète et les molécules de carbone imbrulées donnent naissance à des particules de suie qui en rayonnant engendrent un panache jaune dans les flammes non prémélangées ;

- Une zone autour de la zone de réaction qui contient les gaz chauds, produits de combustion.

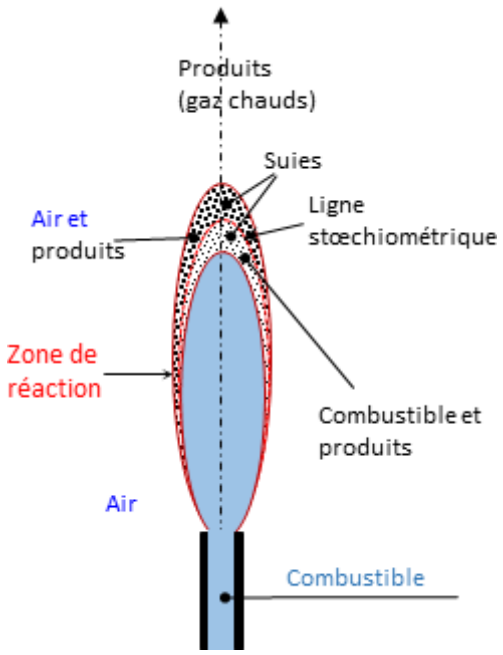


Figure I.1 : Structure d'une flamme de diffusion

L'une des premières interprétations physiques d'une flamme laminaire de diffusion a été effectuée par Burke et Schumann (1928). Plusieurs hypothèses ont été formulées afin de définir cette flamme :

- Le jet de carburant est considéré comme laminaire, stationnaire, axisymétrique et provient d'un injecteur circulaire.
- La réaction chimique est la suivante :

$$F + S.O \rightarrow (1 - S).P \qquad \text{I.1}$$

où F, O et P représentent respectivement le combustible, l'oxydant et les produits de combustion. S est le rapport stœchiométrique qui dépend des coefficients stœchiométriques ν_i, et des masses molaires, M_i.

Dans le cas d'un schéma plus complet à plusieurs réactions chimiques impliquant des espèces intermédiaires, la définition est basée sur les fractions de ces espèces intermédiaires, comme l'ont proposé Bilger et al. (1988).

$$S = \frac{M_0 \nu_0}{M_F \nu_F} \qquad \text{I.2}$$

- Les chaleurs spécifiques des espèces sont égales et les coefficients de diffusion sont égaux, ce qui revient à un nombre de Lewis (Le=α/D) égal à l'unité. α est le coefficient

de diffusivité thermique et D est le coefficient de diffusion ou coefficient de diffusivité de masse.

- Le flux de diffusion moléculaire suit la loi de Fick (nombre de Schmidt constant), c'est-à-dire qu'il est proportionnel au gradient de concentration.
- Le rayonnement est négligé.
- La diffusion de quantité de mouvement, de l'énergie thermique et des espèces est uniquement radiale, la diffusion axiale est négligée.
- La flamme est verticale et orientée vers le haut.
- La diffusion moléculaire des espèces due aux gradients de température, appelée effets Soret, et les flux de chaleur dus aux gradients des fractions massiques des espèces, appelés effets Dufour, sont généralement négligés dans les études de combustion.

Avec ces hypothèses les équations de conservation sont exprimées de la manière suivante :

Conservation de la masse :

$$\nabla.(\rho\vec{u}) = 0 \qquad \text{I.3}$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\nabla.(\rho\vec{u}u_i) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \nabla.\tau + \rho g \qquad \text{I.4}$$

où τ désigne le tenseur des contraintes visqueuses défini par $\tau = \mu(\nabla\vec{u})$

Equation de l'énergie :

$$\nabla.(\rho\vec{u}C_P T) = \nabla.(\lambda\nabla T) - \Delta H^o \dot{w}_i \qquad \text{I.5}$$

Y_i est la fraction massique locale des espèces, $\vec{u}$ la vitesse de diffusion, et $\dot{w}_t = -\Delta H^o \dot{w}_i$ est le terme source d'énergie chimique (chaleur dégagée par la combustion)

Equation d'espèces :

$$\nabla.(\rho\vec{u}Y_F) = \nabla.(\rho D\nabla Y_F) + \dot{w}_F \qquad \text{I.6}$$

$$\nabla.(\rho\vec{u}Y_0) = \nabla.(\rho D\nabla Y_0) + \dot{w}_0 \qquad \text{I.7}$$

$$\nabla.(\rho\vec{u}Y_p) = \nabla.(\rho D\nabla Y_p) + \dot{w}_p \qquad \text{I.8}$$

$$\dot{w}_0 = s\dot{w}_P \text{ et } \dot{w}_P = -(1+s)\dot{w}_F \qquad \text{I.9}$$

Y_i est la fraction massique locale des espèces et $\dot{w}_k$ le taux massique de production ou de consommation des espèces.

Le modèle est ainsi constitué de cinq équations de bilan : masse, quantité de mouvement axiale, énergie, espèces carburant et comburant, mettant en jeu cinq inconnues : $U_r(r,x)$, $U_x(r,x)$, $T(r,x)$, $Y_F(r,x)$, et $Y_O(r,x)$.

La détermination des cinq inconnues qui satisfont simultanément les cinq équations avec les conditions aux limites adéquates définit ainsi le problème. Une difficulté supplémentaire provient du fait que certaines conditions aux limites (concentration des espèces réactives) doivent être spécifiées sur le front de flamme, dont la position n'est pas connue à priori. Pour éliminer ce problème, les équations sont réécrites en utilisant une variable (la fraction de mélange ou variable de Zeldovich) qui permet de définir des conditions aux limites uniquement sur l'axe de la flamme, loin de la flamme et au niveau du brûleur. Le problème de Burke et Schumann est ainsi résolu avec le scalaire passif dit variable de Zeldovich Z_{SZ} :

$$Z_{SZ} = Y_F - \frac{Y_O}{Y_S} \qquad \text{I.10}$$

où Y_F est la fraction massique du fuel et Y_o celle de l'oxydant.

La variable Z adimensionné est :

$$Z = \frac{1}{\phi+1}\left[\phi\frac{Y_F}{Y_{F,0}} - \frac{Y_O}{Y_{O,0}} + 1\right] \qquad \text{I.11}$$

où ϕ est la richesse qui est définie par :

$$\phi = \frac{S\,Y_{F,0}}{Y_{O,0}} \qquad \text{I.12}$$

avec $Y_{F,0}$ et $Y_{O,0}$ sont les fractions massiques initiales du fuel et de l'oxydant.

Les conditions aux limites de la fraction de mélange Z sont :

Z = 1 du côté combustible.

Z = 0 du côté comburant.

A la stœchiométrie $\Phi = 1$ et $S.Y_{F,0} = Y_{O,0}$.

Pour une réaction de méthane/air S=17,11.

La réaction entre combustible et comburant est généralement contrôlée non seulement par la réaction chimique, mais aussi par le transport diffusif des réactifs les uns vers les autres : le combustible s'écoule le long de l'axe de la flamme, diffuse radialement vers l'atmosphère environnante et le comburant diffuse radialement vers l'axe de la flamme. Le transport est considéré très lent et la réaction chimique extrêmement rapide, donc combustible et comburant n'ont pas le temps de coexister.

Si la chimie est extrêmement rapide, on peut considérer que $Z = Z_{st,,}$ tel que :

$$Z_{st} = \frac{1}{1+\Phi} \qquad \text{I.13}$$

Dans ce cas, le temps de diffusion peut être caractérisé comme l'inverse de la dissipation scalaire, χ , à la stœchiométrie. Le temps caractéristique de mélange est donné donc par :

$$r_{mélange} = \chi_{st}^{-1} \qquad \text{I.14}$$

$$\chi = 2\,D\,|\nabla Z|^2 \qquad \text{I.15}$$

où D est la diffusivité moléculaire. Le nombre adimensionnel de Damköhler, D_a , est souvent utilisé pour caractériser l'écart entre le temps caractéristique de mélange, $r_{mélange}$, et le temps caractéristique de la chimie, r_{chimie} .

$$D_a = r_{mélange} / r_{chimie} \qquad \text{I.16}$$

Si la chimie est lente, c'est elle qui gouverne la flamme, dans ce cas $D_a \ll 1$. Par contre si la chimie est infiniment rapide, c'est la diffusion qui gouverne la flamme et dans ce cas $D_a \gg 1$.

La zone de réaction dans le modèle de Burke-Schumann est considérée comme une interface très mince entre le carburant et le comburant. Comme nous l'avons vu précédemment, la zone de réaction dans une flamme de diffusion est plus large et entoure la ligne stœchiométrique. La combustion se produit de part et d'autre de cette ligne. On aura donc une zone d'inflammabilité côté pauvre, au sens de la richesse, quand $Z<Z_{st}$, et côté riche quand $Z>Z_{st}$.

Lorsque les conditions de mélange dans la section initiale de sortie du brûleur sont favorables, et lorsque la vitesse d'éjection de l'écoulement reste inférieure à une valeur critique (vitesse de décrochage), la flamme de diffusion se stabilise au niveau des lèvres du brûleur. On dit alors que la flamme est accrochée au brûleur. Lorsque la vitesse de l'écoulement dépasse une valeur critique, la flamme se décroche du brûleur et se place à une hauteur (hauteur de décrochage, distance entre la section de sortie du bruleur et la base de la flamme) où les conditions d'écoulement et de richesse sont favorables pour lui permettre de se maintenir. On dit alors que la flamme est décrochée ou liftée. Si la vitesse de l'écoulement prend une autre valeur supérieure à la précédente, la flamme s'éloigne du brûleur et se positionne à une autre distance du brûleur. Par contre, lorsque la vitesse de l'écoulement devient importante, la flamme est soufflée.

Dans le cas des flammes laminaires, la nature du fuel utilisé (fluide de nombre de Schmidt, Sc), conditionne l'existence ou non du décrochage de la flamme. C'est la raison pour laquelle, lors de l'utilisation du méthane (son nombre de Schmidt est inférieur à 1) comme carburant dans une flamme de diffusion à jet simple, la flamme qui est accrochée au brûleur, est soufflée lorsque l'on augmente la vitesse d'éjection (absence de flamme décrochée). Pour avoir des flammes décrochées avec du méthane, on a recours à l'utilisation de jets coaxiaux de méthane/air (cette partie sera développée plus loin dans le paragraphe I.5).

I.3 Flamme de jets coaxiaux

Par rapport à la configuration de la flamme issue d'un jet libre, celle de la flamme issue de jets coaxiaux est considérée comme un moyen efficace pour mélanger les deux fluides et permet de fixer les conditions aux limites tant sur le fuel que sur le comburant. L'écoulement dans une configuration de jets axiaux est caractérisé par la présence de deux couches de mélange, la couche de mélange externe contiguë à l'air extérieur et la couche de mélange interne confinée entre le jet central de carburant et le jet annulaire de comburant. Le jet central est un jet rond simple de diamètre D_1 et de vitesse Ui, entouré d'un jet annulaire de vitesse initiale Ue et de diamètre initial D_2. Il est important de noter que les jets coaxiaux ont donc deux échelles distinctes de taille et de vitesse. Le rapport de diamètre $\beta = D_2/D_1$ aura une influence sur la longueur des cônes de potentiel des deux jets. Quant à la structure de l'écoulement, elle dépend des rapports des diamètres, des masses volumiques des deux fluides, et des vitesses de sortie des deux jets.

I.4 Flamme partiellement prémélangée

En combustion non prémélangée, il existe des zones où un prémélange partiel des réactifs peut avoir lieu en amont de la zone de réaction, donnant lieu à la coexistence dans la même flamme de deux régimes, prémélange et diffusion (cas des flammes décrochées, comme celle qu'on va étudier). Cet aspect de combustion peut se produire si l'écoulement est composé d'un mélange pauvre contigu à un mélange riche qui engendre un gradient de richesse. C'est le cas par exemple de la flamme de diffusion liftée qui présente une région à caractère propagatif et dont la base se maintient en équilibre avec la vitesse locale de l'écoulement. Ces conditions de gradient de richesse permettent d'obtenir des flammes partiellement prémélangées (Muniz et Mungal, 1997 ; Lyons et al. 2005). Ce régime se retrouve aussi dans le cas des flammes qui subissent des extinctions locales. Ces extinctions résultent d'une forte contrainte imposée à la zone de réaction par le champ de l'écoulement qui réduit la vitesse de combustion du fuel, faisant ainsi chuter le nombre de Damköhler en dessous d'une valeur d'extinction critique (Peters 2000).

Lorsque le gradient de richesse est faible, la flamme admet une structure particulière communément désignée par flamme triple. C'est en 1965 que Philips a montré expérimentalement une flamme triple dans une couche de mélange méthane-air (voir Figure I.2). D'autres études expérimentales et ou numériques ont suivi (Kioni et al. 1999, Lee et Chung 1997 et 2001, Puri et al. 2001).

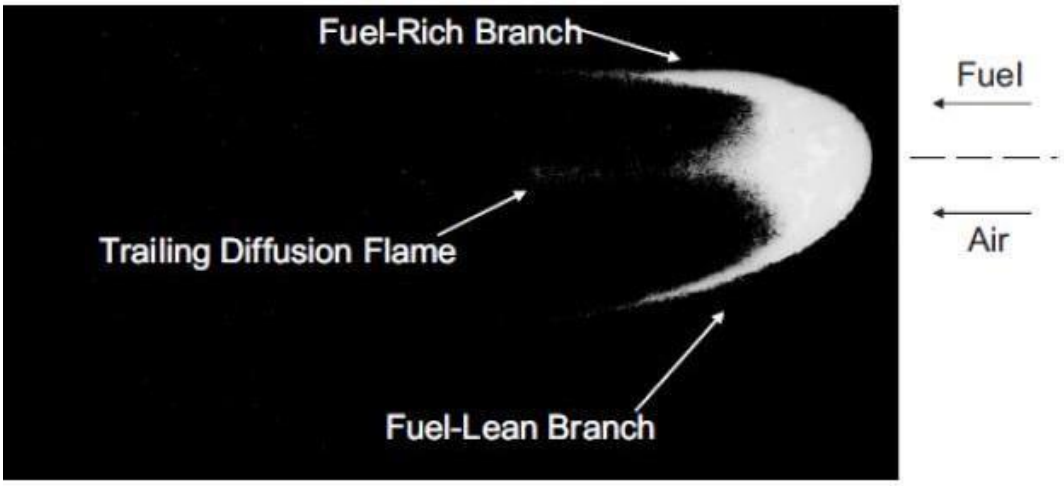


Figure I.2 : Structure d'une flamme triple (Phillips, 1965)

Les flammes triples sont constituées de deux branches prémélangées : riche en combustible, côté du combustible où il y a un excès en fuel, et pauvre en combustible, côté du comburant où il y a un excès en air ; et d'une flamme de diffusion ordinaire qui s'étend en aval de l'intersection des deux zones prémélangées. Ces trois flammes se rejoignent en un point appelé point triple. Le point triple est localisé au croisement de la ligne stœchiométrique et du contour de flamme. Les régions prémélangées permettent la propagation de la flamme contre le flux imbrûlé entrant, tout en ancrant la flamme de diffusion située en arrière. D'après Chung et Lee (1991) et Qin et al. (2004), la flamme liftée se stabilise à une hauteur où la vitesse de l'écoulement est du même ordre de grandeur que la vitesse de propagation d'un prémélange stœchiométrique, car la base de la flamme triple se propage le long de la ligne stœchiométrique. Deux paramètres interdépendants, le taux de dégagement de chaleur et la courbure du front de flamme contrôlent la flamme triple (Ruetsch et al. 1995). D'après ces auteurs, sous l'effet de l'expansion thermique, les lignes de courant de l'écoulement divergent en amont du point triple de la flamme où la vitesse de l'écoulement en ce point décroit pour égaler la vitesse d'une flamme plane laminaire à la stœchiométrie, (S_L^0). De même, cette vitesse de propagation décroit avec l'augmentation du gradient de la fraction de mélange (Ruetsch et al. 1995, Kioni 1993).

I.5 Stabilité de la flamme

Le concept de flamme triple a été souvent utilisé pour expliquer le mécanisme de stabilisation des flammes suspendues. Vanquickenborne et Van Tiggelen (1966) ont présenté une étude pionnière qui proposait que la stabilisation de la flamme décrochée résultât de l'équilibre entre la vitesse de combustion turbulente prémélangée et la vitesse moyenne du flux entrant dans la base de la flamme. Ils ont proposé une théorie selon laquelle, dans les flammes liftées, le combustible et l'air ambiant sont partiellement prémélangés.

Peters et Williams (1983) et Peters (1983) soutenaient que l'extinction laminaire de la flamme, plutôt que la propagation de la flamme prémélangée, était responsable de la stabilisation de la flamme liftée. Alternativement, les études présentées par Miake-Lye et Hammer (1988) suggéraient que la dynamique des structures à grande échelle régissait la stabilité des flammes de diffusion, à jet, liftées.

Chung et Lee (1991) ont montré qu'il existait une ligne le long de laquelle les proportions de comburant et de combustible correspondaient à la stœchiométrie et permettaient la réaction (combustion). Cette ligne stœchiométrique perdurait même lorsque la flamme est décrochée du brûleur.

La flamme triple joue aussi un rôle capital dans la propagation et la stabilisation des flammes non-prémélangées. Sa caractérisation peut donc être une première étape pour la compréhension du mécanisme de stabilité des flammes liftées. L'importance des flammes triples pour étudier les mécanismes de stabilité des flammes, notamment dans des problématiques de vitesse de propagation et d'accrochage de flamme, a été largement mise en évidence. La flamme suspendue devrait se stabiliser lorsque la vitesse d'écoulement est proche de la vitesse de propagation d'un pré mélange stœchiométrique. Cette vitesse a été notamment mesurée par Kioni et al. (1993) qui obtiennent effectivement des valeurs très proches de la vitesse de propagation d'une flamme plane laminaire stœchiométrique.

Lee and Chung (1997) ont rapporté que le nombre de Schmidt, Sc, rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement du fuel et la diffusivité de masse du fuel est un paramètre important pour déterminer l'existence d'une flamme laminaire liftée. A partir d'une analyse basée sur l'équilibre entre la vitesse de propagation de la flamme triple et la vitesse du jet, ils ont avancé que les carburants ayant un nombre de Schmidt compris entre 0.5 et 1, ne peuvent pas produire de flammes liftées stables dans le cas de flamme laminaire de diffusion à jet simple. Suivant les conditions d'injection ces flammes passent de l'état accroché à l'état de flamme soufflée. Par contre, les flammes ayant un nombre de Schmidt $Sc>1$ ou $Sc<0.5$ peuvent présentées plusieurs configurations : flamme accrochée, décrochée ou soufflée. Cette analyse théorique a été confirmée par une approche numérique proposée par Chung (2007). Ainsi, dans une configuration de jet simple, la flamme de méthane avec un nombre de Schmidt de 0.704, semble ne pas pouvoir présenter de régime stable de décrochage du brûleur. Seulement Ghosal et Vervisch (2001) ont montré des solutions analytiques de flammes laminaires décrochées stable pour $Sc<1$, lorsqu'ils prenaient en compte le taux de dégagement de chaleur issu de la flamme et la courbure du front de flamme qui modifient tous deux la vitesse de la flamme triple. Par contre, la plage d'existence de ces flammes est limitée et est restreinte à une zone plus proche de brûleur.

De même Won et al (2005) ont montré expérimentalement qu'une flamme laminaire de méthane dilué par l'azote ($Sc<1$), [vitesse de CH_4/N_2 de 0.2 m/s - vitesse du jet d'air 0.09 m/s,

fraction massique de CH_4 égale à 0.29, peut être décrochée [hauteur de suspension 12 mm] et exister dans le champ proche de la section de sortie du brûleur grâce au phénomène de flickering (oscillation verticale de la flamme). Le flickering génère une variation de vitesse périodique de l'écoulement du co-courant d'air, U_{coflow}, selon que cette dernière est inférieure ou supérieure à la vitesse de la flamme, et forme un cycle de stabilisation dynamique.

Pour étudier des flammes de diffusion décrochées de méthane, la solution est de mettre en mouvement l'air ambiant c'est-à-dire dans une configuration de jet de fuel entouré d'un co-courant d'air ou dans une configuration de jets coaxiaux, le jet d'air entourant le jet de fuel. Cette dernière solution offre l'avantage d'être utilisée dans les systèmes de combustion industriels, car facile à réaliser. Néanmoins, comparée à l'étude d'un jet simple de méthane débouchant dans de l'air ambiant stagnant, cette configuration est plus complexe car les couches de mélange (voir paragraphe plus haut) dépendent fortement de la structure de l'écoulement, particulièrement si les nombre de Reynolds des deux jets sont faibles. C'est le cas dans notre étude où les nombres de Reynolds ne dépassent pas 600.

Dans le cas d'une flamme de diffusion constituée par un jet central de méthane se développant dans un co-courant d'air, Yamashita et *al.* (1996), dans une étude numérique sur la stabilité de la flamme et l'importance du nombre de Damköhler dans les processus d'extinction ou de soufflage de la flamme, présentent trois formes d'instabilités de flamme : une extinction locale et occasionnelle au niveau de point de transition entre flamme laminaire et flamme turbulente ; une extinction complète au niveau de ce point laissant un bord de la flamme stable et court et un soufflage complet de la flamme. D'après ces auteurs, ces trois aspects dépendent du nombre de Reynolds Re (rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses) et du nombre de Damköhler Da (rapport du temps d'écoulement sur le temps de réaction). Dans le cas d'une flamme, ayant un nombre de Reynolds Re=2000, les trois types de comportement peuvent être observés suivant les valeurs de Da. Pour un nombre de Damköhler Da $=1{,}4 \times 10^7$, et un nombre de Reynolds Re=2000, il est montré que la flamme est directement soufflée.

Les couches de mélange entre les deux jets coaxiaux conditionnent aussi la position de la flamme décrochée. Wyzgolik et Baillot (2007), dans le cas d'une flamme issue de deux jets coaxiaux de méthane et d'air ont mis en évidence deux mécanismes de décrochage : le premier est un décrochage direct, et le second par extinction locale (la flamme se divise en deux parties : une partie décrochée du brûleur et une partie attachée au brûleur qui s'éteindra par la suite). Ils ont montré, par une mesure de l'épaisseur thermique E_{th}, que le mécanisme qui préside au lift, et au choix entre les deux modes de décrochage, est lié à l'échange de chaleur entre la flamme et les gaz frais. Cette épaisseur thermique sépare la flamme des gaz frais en fonction de la distance au brûleur. Elle décroît en augmentant l'une des vitesses d'injection. Une augmentation de la vitesse d'injection de méthane induit un entraînement d'air plus fort, tandis qu'une augmentation de celle de l'air induit une diminution de la diffusion thermique. La mesure des

longueurs des cônes de potentiels interne et externe a montré que c'est la longueur du cône de potentiel interne, là où la couche de mélange se développe, qui détermine la position de la flamme liftée.

I.6 Longueur de flamme

La longueur de flamme (notée Lf) est une donnée importante dans les systèmes industriels puisqu'elle définit la distance le long de laquelle la charge thermique pourra être extraite. La longueur de la flamme est définie comme la distance sur l'axe central, depuis sa base jusqu'au point extrême où tout le combustible a été consommé. Autrement dit, le sommet de flamme se trouve à l'intersection de la ligne stœchiométrique et de l'axe central. La longueur de flamme dépend d'un certain nombre de paramètres cités par Burke et Schumann en 1928 et Roper en 2000 :

- L'aérodynamisme des écoulements d'oxydant et de combustible
- Les propriétés du combustible
- La pression environnante
- La géométrie du brûleur
- La gravité environnante.

En régime de diffusion laminaire où la diffusivité moléculaire D est fixée, la longueur de flamme est proportionnelle au débit de combustible injecté ou au nombre de Reynolds du jet de combustible. Elle croît dans le régime laminaire à mesure que la quantité de combustible est augmentée. Ceci peut être expliqué par le changement de la nature de la diffusion au sein du mélange, basé sur la diffusion moléculaire dans le premier cas, et sur la diffusion turbulente, directement liée aux fluctuations de vitesse, dans le second. Des solutions analytiques pour L_f ont été recherchées.

Roper et al. (1977) ont développé des corrélations théoriques qui sont largement utilisées pour prédire les longueurs de flamme. Le calcul de la longueur de flamme était basé sur une solution analytique pour la hauteur de la zone de réaction dans le cas d'un brûleur à géométrie de sortie circulaire. Les équations de conservation des espèces, de l'énergie et de la quantité de mouvement ont été résolues avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

- La température et la diffusivité sont constantes.
- La combustion ne cause aucun changement du nombre de molécules.
- La diffusion axiale peut être négligée.

- Le nombre de Schmidt (rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité massique) et le nombre de Lewis (rapport de diffusivité thermique sur la diffusivité de masse) sont égaux à 1.
- La composante de vitesse du gaz, parallèle à l'axe de la flamme est considérée comme étant constante pour une certaine hauteur dans la flamme.

Cette longueur de flamme (équation I.17) pour un jet laminaire circulaire dépend du débit de combustible Q_F, de la température de l'oxydant T_∞, de la température de flamme T_f, de la température du combustible T_F à l'injection, du coefficient de diffusion massique D_∞ et du rapport stœchiométrique S. Il est montré que cette expression est applicable indépendamment de la gravité et qu'un co-courant (coflow) d'air n'a pas d'effet sur la longueur de flamme, tant que l'air est en excès, comme dans les flammes sur-ventilées. Ces calculs analytiques de la longueur de flamme ont été confrontés à des données expérimentales.

$$\frac{L_f}{Q_F} = \frac{(T_\infty / T_F)}{4\pi D_\infty} \left[\ln\left(1 + \frac{1}{S}\right)\right]^{-1} \left(\frac{T_\infty}{T_f}\right)^{0.67} \qquad \text{I.17}$$

Min et al. (2011) étudient l'effet de dilution du jet annulaire d'air avec de l'azote, du CO_2 et de l'argon sur le comportement, la stabilité et la longueur d'une flamme de diffusion issue de jets coaxiaux de méthane et d'air. La longueur de la flamme est déterminée avec plusieurs techniques. Ces techniques sont la fluorescence induite par laser plan des OH, l'incandescence des particules de suie induites par laser et l'émission directe de la flamme (maximum de luminosité sur l'axe Lf_{peak} et la longueur lumineuse totale). Les longueurs mesurées expérimentalement sont comparées aux longueurs de flammes théoriques calculées à partir des modèles proposés par Roper. Il est montré que la longueur de flamme lumineuse est surestimée dans le cas d'émission de particules de suie alors que, dans le cas de la méthode cherchant le maximum de luminosité sur l'axe de la flamme Lf_{peak}, la mesure est plus facile et plus fiable. Parmi les corrélations théoriques, celle de Roper (1977) donne la longueur la plus proche de la longueur stœchiométrique.

Mikofski et al. (2006) mesurent la longueur des flammes de diffusion laminaire inversées éthylène/air et méthane/air. Avec une méthode spectroscopique, ils déterminent la longueur de flamme, en excitant les radicaux OH par faisceau laser aligné verticalement avec l'axe central de la flamme (PLIF planar laser-induced fluorescence). La longueur de flamme stœchiométrique est déterminée entre la sortie du brûleur et la position de production maximale des radicaux OH. Le dispositif expérimental utilisé est un brûleur à jets coaxiaux, d'air au centre et d'éthylène ou de méthane autour, et un jet d'azote pour empêcher des flammes secondaires de se créer entre le combustible et l'air ambiant. La position sur l'axe de la flamme, où les radicaux OH sont en quantité maximale, coïncide avec la position d'intensité lumineuse maximale. Cette position est définie comme étant la longueur de flamme stœchiométrique. Au-

dessus, les radicaux OH commencent à diminuer en faveur des PAH. Il est montré que la longueur de flamme stœchiométrique est inférieure à la longueur de flamme lumineuse (Figure I.3). Dans leur étude, Mikofski et al. (2006) modifient la corrélation obtenue par Roper pour l'adapter aux flammes inversées. Cette corrélation devient pour les flammes de méthane :

$$\frac{L_f}{Q_F} = 0.157(s.\,cm^{-1})\left[\ln\left(1+\frac{1}{2}\right)\right]^{-1} \qquad \text{I.18}$$

L'étude d'une flamme inversée a permis de donner une indication sur la production des particules de suie mais également sur la croissance et la formation de précurseurs de suie. En effet, ces derniers ne sont pas oxydés et peuvent donc être repérés.

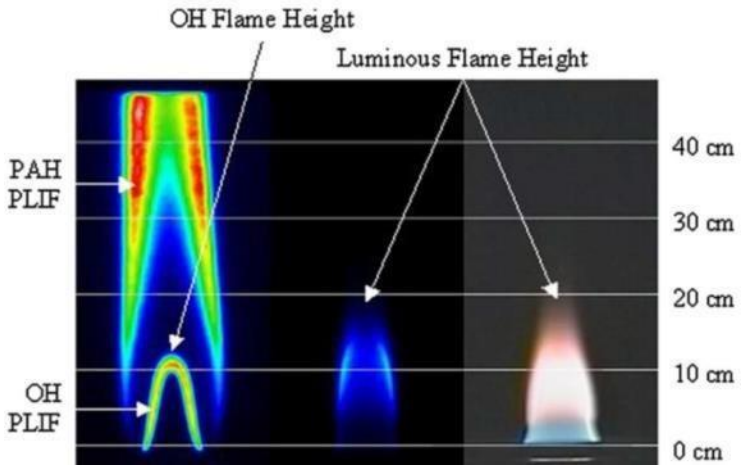


Figure I.3 : Longueur de flamme dans le visible et par PLIF OH* (Mikofski et al. (2006)

Dans une étude concernant l'effet de la gravité sur la longueur de la flamme, Altenkirch et al. (1976), en effectuant des études en gravité élevée, ont montré que la longueur de flamme obéit à la loi : $\frac{L_f}{d_0} = R_e^{/3} F_r^{/3}$ pour de faibles valeurs du nombre de Froude, et à $\frac{L_f}{d_0} = R_e^{/3}$ pour des valeurs plus importantes du nombre de Froude. Sunderland et al. (1999) ont effectué des études en microgravité et ont montré que le rapport $\frac{L_f}{d_0}$ est proportionnel au nombre de Reynolds.

Chahine (2012) a mesuré la hauteur de lift et la longueur de flamme dans des flammes de CH_4/air et CH_4/(air + O_2). La longueur de flamme, déduite à partir des mesures de la luminosité de la flamme pour plusieurs taux d'enrichissement en oxygène, a été comparée à la longueur théorique calculée selon la formule de Ropper. Elle a montré que la longueur de la flamme, L_f, présente une décroissance avec l'enrichissement en oxygène du fait de la modification du rapport molaire stœchiométrique et de l'augmentation de la température de flamme. Cette longueur, L_f, a été aussi comparée à longueur thermique de la flamme, L_{th}, déduite à partir des

mesures de température par thermocouples dans la flamme. Cette longueur thermique correspondait à l'endroit sur l'axe ou la température était maximale.

Sarh et al. (2014) ont étudié numériquement l'effet d'un gradient de champ magnétique vertical sur les longueurs stœchiométriques des flammes laminaires de diffusion de méthane-air liftées. L'étude a été développée pour comprendre l'évolution de ces longueurs lorsque la vitesse du jet d'air coaxial varie en maintenant constante la vitesse du combustible. Ils ont montré qu'à mesure que la vitesse du jet d'air augmente, le gradient de la fraction du mélange et de la hauteur de décrochage augmente et la longueur de la flamme diminue. Ces résultats sont présentés pour deux cas, avec et sans champ magnétique. Pour les mêmes conditions initiales d'écoulement, l'application du gradient de champ magnétique négatif entraîne une augmentation des longueurs stœchiométriques de la flamme et une réduction des hauteurs de décollage. Ils ont proposé pour la flamme liftée sous gradient de champ magnétique, un nombre de Froude modifié pour tenir compte de l'effet de flottabilité magnétique et ils ont montré que la corrélation proposée par Altenkirch et al. (1976) peut encore être appliquée pour représenter les longueurs ces flammes.

I.7 Oscillations de flamme ou Flickering

Les flammes de diffusion présentent une instabilité qui se déclenche naturellement et qui se manifeste par une déformation périodique le long du front de flamme et une oscillation de la longueur de flamme à une fréquence comprise entre 10 et 20 Hz. Cette instabilité est attribuée à la création de tourbillons toroïdaux externes qui se déplacent en aval le long de la flamme sous l'effet de la poussée d'Archimède. Un des critères de cette instabilité est le nombre de Froude, Fr, défini comme le rapport des forces d'inertie sur les forces de gravité ($Fr = U^2_{inj}/gD$ où U_{inj} est la vitesse d'injection, g le facteur de gravité et D le diamètre de l'injecteur).

Depuis la fin des années 1920, les caractéristiques de cette instabilité de flickering sont bien établies, à savoir : un mouvement périodique dont la fréquence est pratiquement indépendante du débit d'injection, la formation de poches de combustion détachées en haut de flamme (phénomène appelé pinch-off) et un mouvement descendant plus court que l'augmentation de la longueur de flamme au cours d'un cycle d'oscillation (Chamberlain et Rose, 1928). Deux approches théoriques ont été développées pour le mécanisme de cette instabilité : Buckmaster et Peters (1986) et, plus tard, Yuan et al. (1994) attribuent le flickering à un mécanisme de type Kelvin Helmholtz du fait de l'accélération par gravité de la couche extérieure de la flamme par rapport à l'ambiante. A partir d'une analyse de stabilité linéaire de la couche de cisaillement, Buckmaster et Peters montrent qu'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz modifiée est à l'origine des oscillations basse fréquence dans les flammes de diffusion. L'analyse repose sur le modèle « Infinite Candle » d'une flamme idéale plane où seule l'accélération du fluide chaud par gravité est prise en compte. Après la résolution des équations de conservation entre les bords de la flamme et les conditions ambiantes, l'analyse de stabilité montre l'existence d'une

instabilité et l'influence du nombre de Prandtl (rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité thermique) permet d'expliquer la dépendance de la fréquence d'oscillations avec le combustible choisi. D'autre part, une approche plus récente est développée où l'origine des tourbillons toroïdaux est attribuée au torque de la force d'Archimède entre le fluide chaud ascendant le long du front de flamme et le gaz ambiant froid à l'extérieur du fait des gradients radiaux de densité des gaz (Jiang et Luo (2000)).

Récemment Xia et Zhang (2018) ont revisité le problème classique des flammes de diffusion laminaire vacillante et oscillante en réalisant une analyse dynamique du tourbillon. Considérant les observations expérimentales précédentes selon lesquelles le scintillement de la flamme est synchronisé avec les tourbillons toroïdaux périodiques, ils ont cherché une modélisation mathématique plus poussée pour combler le fossé entre la mise à l'échelle de fréquence prédominante et la dynamique des tourbillons toroïdaux. En calculant la croissance et le détachement d'un tourbillon toroïdal, qui contribuent tous deux de manière essentielle à la périodicité du champ d'écoulement, ils ont déduit analytiquement une formule générale corrélant de manière rigoureuse la dynamique des tourbillons toroïdaux avec le scintillement (flickering) des flammes, en incorporant les paramètres physiquement définis qui expliquent la croissance du tourbillon à partir du jet initial, la correction de hauteur du tourbillon toroïdal et le détachement de celui-ci, respectivement. Leurs résultats montrent un accord convaincant avec les données de la littérature existante, en particulier pour les flammes de diffusion à jet avec un petit nombre de Froude.

Dans le cadre d'études expérimentales sur les instabilités de gravité des flammes de diffusion, Cetegen et Dong (2008) balaient un domaine important de nombres de Reynolds et de Froude et montrent qu'il existe deux modes d'instabilités : le mode variqueux et le mode sinueux. Leurs études confirment que le mécanisme est dû à la dynamique de l'écoulement du fait des mouvements de convection plutôt qu'à une instabilité de cisaillement de type Kelvin Helmholtz.

Ces résultats confirment les observations de Chen et al. (1988) qui par une technique de visualisation plane (diffusivité réactive de $TiCl_4$ avec la vapeur d'eau, H_2O, pour donner des particules d'oxyde de Titane, TiO_2, qui se forment au contact des produits de combustion de la flamme), obtiennent des informations détaillées sur les structures d'écoulement. La vitesse de co-flow d'air (0.15 m/s) est faible par rapport à celle du méthane injecté au centre (entre 0.79 et 4.02 m/s). Deux types distincts de vortex ont été observés : des vortex toroïdaux larges sur les bords extérieurs de la flamme lumineuse et de petits vortex sous forme d'enroulements à l'intérieur de la flamme lumineuse. Un des principaux résultats est la corrélation entre la fréquence des vortex toroïdaux dérivée de leur vitesse de convection et la fréquence d'oscillation de la flamme. La fréquence croît avec la vitesse d'injection de méthane ou la

vitesse de coflow d'air. Les résultats sont en accord avec la faible dépendance de la fréquence par rapport à la géométrie du brûleur.

Les différents paramètres influant sur l'instabilité de flickering dans le cas de flammes de diffusion ont fait l'objet d'études : le niveau de gravité (Sato et al., 2000), l'impact d'un coflow (Darabkhani et al., 2011), la variabilité du carburant (Li et Zhang, 2011) ou encore l'absence de flickering des petites flammes à bas nombre de Froude (Boulanger, 2010).

Arai et al. (1999) étudient l'effet de gravité sur le flickering d'une flamme de diffusion formée par un jet simple de propane. Différents états de la flamme sont observés : la flamme laminaire, la flamme oscillante et la flamme turbulente. Dans le cas d'une flamme oscillante, la fréquence d'oscillations, la longueur d'onde et la vitesse d'oscillation sont mesurées. A partir de ces paramètres, un nombre de Strouhal est défini St= f . L /U, où f est la fréquence d'oscillations, L est la longueur caractéristique et U la vitesse d'injection de propane. Une relation est proposée reliant le nombre de Strouhal et le nombre de Froude : St=0,48 Fr.

Legros et al. (2011) ont montré que l'application d'une force magnétique pouvait déclencher le scintillement (flickering) d'une flamme de diffusion de méthane laminaire issue d'un flux co-annulaire d'air enrichi en oxygène, malgré le faible nombre de Reynolds du flux de méthane et d'oxydant injectés. Ce phénomène résulte d'un mouvement de convection accru, d'une convection thermomagnétique entraînée dans l'air oxygéné environnant par la force magnétique exercée sur l'oxygène paramagnétique se superposant à l'instabilité convective de la flottabilité.

Gillon, Badat et al. (2016) ont montré que la fréquence de flickering d'une flamme de CH_4/air augmentait avec la vitesse de l'écoulement d'air (U_{air}), en présence et en l'absence du champ magnétique. D'ailleurs, pour le cas sans champ magnétique, ceci a été montré par Darabkhani et al. (2011). Pour le cas avec champ magnétique, deux positions de la flamme ont été expérimentées : une flamme positionnée à -170 mm par rapport à l'axe de symétrie du champ magnétique (gradient positif) et à +70 mm (gradient négatif). Si l'évolution de la fréquence de flickering en fonction de U_{air} est à peu près similaire dans le cas sans champ magnétique pour les deux positions, elle est différente dans le cas avec champ. En effet, dans le cas du gradient négatif (flamme à +70 mm) la pente de croissance de la fréquence de flickering est supérieure à celle sans champ magnétique alors que dans le cas du gradient positif (flamme à -170 mm), la pente est fortement réduite par rapport au cas sans champ. Ceci est dû à la combinaison de la convection due aux forces magnétiques et la convection due aux forces gravitationnelles. Dans le premier cas, la gravité effective est réduite alors qu'elle est accrue dans le second cas.

Pour accéder à des données temporelles et en particulier à l'influence des oscillations de flammes sur la production de particules de suie, un certain nombre d'auteurs déclenchent et entretiennent l'instabilité de flickering d'une flamme stable par une perturbation périodique de

l'alimentation en carburant à une fréquence proche de l'instabilité naturelle. Shaddix et al. (1994) ont ainsi pu faire l'étude comparée de la production de particules de suie d'une flamme stable et d'une flamme oscillante à différents stades de l'oscillation. Il est montré que dans le cas d'une flamme de méthane/air, la production de particules de suie moyennée dans le temps est quatre fois plus importante quand la flamme est perturbée par l'instabilité de flickering. Des travaux plus détaillés, basés sur la mesure de la fluorescence des HAP simultanément à celle des suies, ont mis en évidence les particularités de l'émission de suie d'une flamme de méthane instable comparée à celle de propane ou d'éthylène. L'augmentation significative de la fraction volumique de suie est attribuée à un temps de résidence plus long dans la flamme. Zhang et Megaridis (1998) ont comparé le diamètre des particules de suie primaires entre des flammes de méthane stables et des flammes oscillantes ; ils attribuent eux aussi l'augmentation du diamètre des particules de suie de flammes non prémélangées oscillantes à l'augmentation du temps de résidence de l'écoulement et au plus grand nombre de particules de suie naissantes dans de telles flammes comparées à celles qui sont stables.

Gillon, Badat et al. (2016), dans l'hypothèse où la production de particules de suie est corrélée avec la luminosité de la flamme, ont montré, pour une flamme de méthane/air placée dans un gradient positif d'un champ magnétique, que lorsque la fréquence de flickering décroit, la luminosité de la flamme et sa température augmentent, d'où une production de particules de suie accrue. Ceci est en accord avec les tendances obtenues par Jocher et al. (2015), qui ont observé une augmentation de la fraction volumique de suie d'une flamme continue d'éthylène dans un champ magnétique. Pour le cas du gradient négatif du champ magnétique, la luminosité de la flamme est réduite.

Jocher et al. (2015) ont étudié la modification de la production de particules de suie de flammes d'éthylène laminaires stables soumises à un champ magnétique croissant. Le dispositif expérimental comprenait un dispositif optique permettant de mesurer la fraction volumique de suie en deux dimensions dans la flamme. Ainsi, l'influence de la magnitude d'un gradient magnétique ascendant sur la production de particules de suie à l'intérieur de la flamme non prémélangée d'éthylène a été étudiée.

Jocher et al (2017) ont exploré le potentiel du gradient du carré de la densité de flux magnétique $\nabla(\mathbf{B}^2)$ pour contrôler la production de suie dans des flammes laminaires axisymétriques partiellement prémélangées pour trois rapports d'équivalence différents du mélange de carburant (ϕ = 5, 6,8 et ∞). Les flammes éthylène / oxygène riches et stables sont établies dans différents mélanges à co-écoulement, composés d'oxygène et d'azote, sur un brûleur de type Santoro, placé dans un électroaimant. La flamme subissait différentes magnitudes de $\nabla(\mathbf{B}^2)$ ascendant, allant de 0 à 18.2 T^2/m, ainsi que différentes teneurs en oxygène du coflow (de 21% à 50% en volume), et différents niveaux du rapport d'équivalence (allant de 5 à ∞). La température de la suie et la fraction volumique sont cartographiées dans la flamme par une

technique d'absorption / émission modulée (MAE). Le débit d'éthylène était ajusté à 2.19, 2.43 et 3.5 cm^3/s, respectivement, tandis que de l'oxygène est ajouté pour obtenir le débit constant du mélange de carburant. Ces flammes brûlent dans des flux d'oxydant de trois teneurs différentes en oxygène (X = 0.3, 0.4 et 0.5). Il a été montré, pour les flammes non prémélangées, que l'augmentation du gradient magnétique ascendant conduit systématiquement à une augmentation de la production de particules de suie.

Même si le flickering déclenché n'a pas exactement les mêmes caractéristiques que l'instabilité qui se développe naturellement dans une flamme, les informations obtenues à partir des oscillations déclenchées et/ou entretenues sont néanmoins importantes quant aux modifications des caractéristiques structurales et dynamiques de la flamme (longueur de flamme, hauteur de décrochage, fréquence de flickering) et des mécanismes de formation de particules de suie dans des conditions spécifiques de gradients de vitesse, de temps de séjour et de température. L'application d'un champ magnétique ou électrique sur la flamme permettra d'augmenter notre compréhension et de comprendre l'interaction de ces champs et leurs influences sur les modifications des caractéristiques dynamiques de la flamme. Nous aborderons aux paragraphes I.9 l'influence d'un champ magnétique et I.10 l'influence d'un champ électrique sur les flammes. Mais auparavant, comme nous avons réalisé des mesures de hauteur de décrochage et de longueur de flamme à partir de mesure chimiluminescence d'une flamme de diffusion de méthane, nous présenterons dans le paragraphe suivant l'état de l'art de cette technique.

I.8 Luminosité : Chimiluminescence du CH*

Dans une réaction de combustion, le mélange entre réactif se fait au niveau du front de flamme. Cette zone de mélange peut être identifiée par différentes caractéristiques physiques comme la température ou la luminosité. Une mesure expérimentale par imagerie par chimiluminescence permet, avec des moyens peu coûteux, de déterminer cette zone de front de flamme et de caractériser le processus de combustion. Ainsi, l'une des études expérimentales réalisées dans cette thèse porte sur l'évolution de la chimiluminescence d'une flamme de diffusion de méthane qui oscille.

Dans une flamme de diffusion, la réaction de combustion dépend majoritairement du phénomène de diffusivité (Di) des réactifs. La description du processus de transport par diffusion implique des coefficients de diffusion binaires, Dij, et requiert la résolution d'un système permettant d'avoir les vitesses de diffusion en utilisant la théorie cinétique des gaz. La complexité de celle-ci [Ern et Giovangigli (1994)] amène à travailler sur des lois de diffusion simples, généralement la loi de Fick, qui est utilisée dans la majorité des codes de combustion. Le coefficient de diffusion, D_k d'une espèce k est souvent caractérisé par le nombre de Lewis défini ainsi :

$$L_{ek} = \frac{\lambda}{\rho\, Cp\, D} = \frac{D_{th}}{D_k} \qquad \text{I.19}$$

où D_{th} est le coefficient de diffusivité thermique et λ est la conductivité thermique. Le nombre de Lewis, L_{ek}, compare les vitesses de diffusion thermique et de diffusion moléculaire des espèces. Bien qu'il s'agisse d'une quantité locale, il change très peu d'un point à un autre du milieu dans la plupart des gaz. Le facteur de diffusivité comme le nombre de Lewis sont déterminants dans la formation des imbrulés et des polluants dans une flamme de diffusion.

Au niveau expérimental, des marqueurs cinétiques de combustion comme la chimiluminescence du CH* et/ou du OH* dans le front de flamme permet de prédire différents paramètres de combustion notamment la richesse locale et la température. L'intensité lumineuse de la chimiluminescence du CH* donne une indication sur la température, la richesse ainsi que l'évolution de la pression locale dans une flamme de diffusion. Venketa et al. (2009) et Higgins et al. (2001) ont remarqué que la chimiluminescence du CH* augmente à l'approche du rapport d'équilibre stœchiométrique et que cette tendance est encore plus marquée pour une pression du milieu proche de celle de l'atmosphère. Un mélange initial contenant du gaz chaud voit le rapport intensité luminescent du CH* sur quantité de chaleur dégagée diminuer. Blevin et al. (1999) ont montré que la distribution du signal de la chimiluminescence du CH*suit la même distribution que la température pour une flamme de méthane partiellement pré-mélangée. Les deux pics du signal du CH* et de la température sont assimilés à une zone de réaction, appelée front de flamme (voir Figure 1.4).

Les mécanismes réactionnels impliqués dans les processus de combustion du méthane sont complexes et présentent un nombre important de réactions élémentaires mettant en jeu des radicaux libres, atomes ou molécules possédant un ou plusieurs électrons non appariés. Dans les zones de combustion, certaines réactions élémentaires produisent des radicaux directement sur des niveaux d'énergie excités. Ces espèces hors équilibre thermodynamique sur ces niveaux d'énergie, se relaxent spontanément et instantanément en émettant un photon caractéristique de la transition énergétique vers un niveau énergie inférieur (généralement le niveau fondamental). Ce « processus d'émission lumineuse dû à la relaxation radiative spontanée d'espèces chimiquement créées sur des états excités » est appelée chimiluminescence [Li et al. (2015)]. L'étude des spectres moléculaires a permis de définir les différents spectres de bandes émis par des radicaux présents dans la plupart des flammes d'hydrocarbures et de les assigner principalement à OH*, C_2* et CH*.

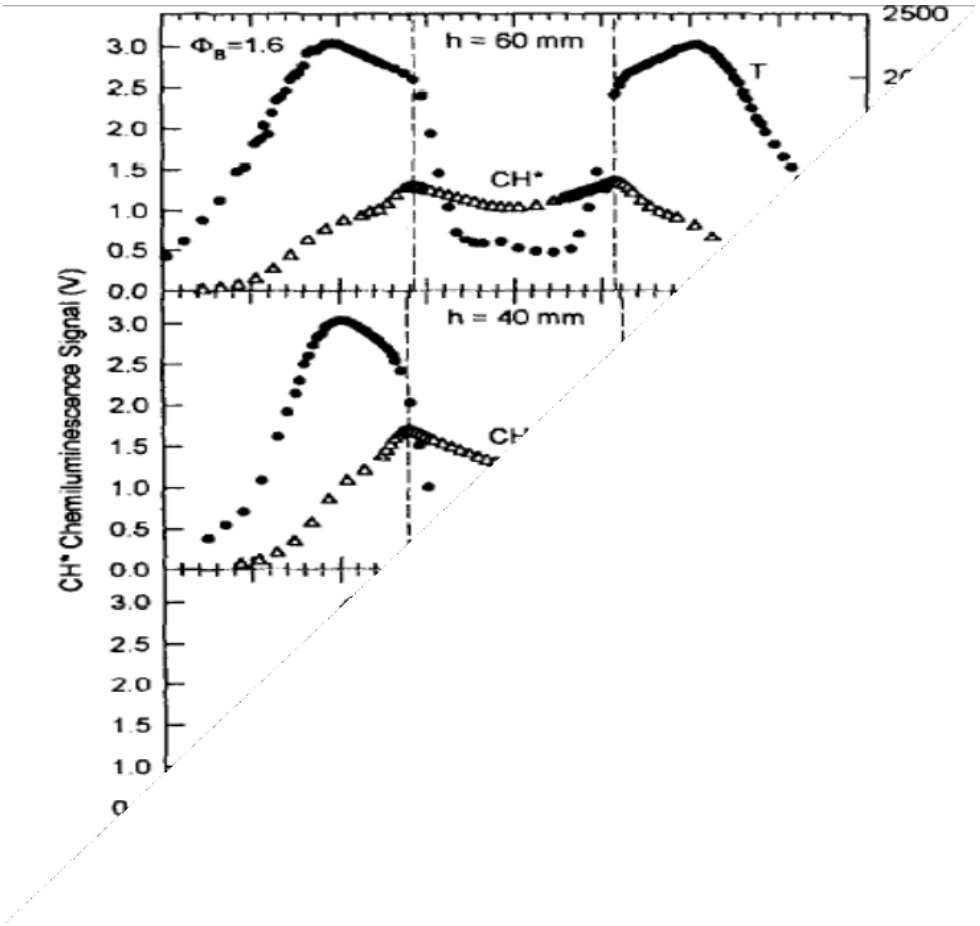


Figure I.4 : Evolution du signal de la chimiluminescence du CH*et de la température sur différentes hauteurs de flamme suivant l'axe du brûleur pour une flamme de méthane/air partiellement pré-mélangée. D'après Blevin et al. (1999).

De nombreuses études ont été réalisées pour déterminer les voies réactionnelles de formation de ces espèces émettrices. Les plus fréquemment mentionnées pour la formation des espèces excitées OH*, C_2* et CH* dans les flammes d'hydrocarbures sont présentées dans le Tableau 1. Les spectres émis par les radicaux OH*, C_2* et CH*, lors du processus de chimiluminescence, sont appelés spectres de bandes. Ils sont formés de raies se groupant par paquets et formant une « bande » [Eraslan et al. (1988)]. La chimiluminescence se compose de deux étapes :

1) Formation d'un radical excité (tableau 1)
2) La perte spontanée de son excès d'énergie pour atteindre son état fondamental par l'émission d'un photon :

$$A + B \rightarrow R^* + \text{autres}$$

$$R^* \rightarrow r + h\nu$$

telle que h représente la constante de Planck et ν la fréquence d'onde lumineuse.

Radical	Réaction chimique	k = A Tb Exp(-E/RT)	Longueur d'onde d'émission λ (nm)
OH* Luque et al. (2000)	R1 : $CH + O_2 \rightarrow CO + OH^*$ R2 : $H + O + M \rightarrow OH^* + M$ R3 : $OH + HO + H \rightarrow OH^* + H_2O$	A = 1,45E+06 b=0 E =0	282-310
CH* Luque et al. (2000)	R4 : $C_2H + O_2 \rightarrow CO_2 + CH^*$ R5 : $C_2H + O \rightarrow CO + CH^*$	A = 1,85E+06 b=0 E =0	390-430
C2* Kopp et al. (2012)	R6 : $CH_2 + C \rightarrow C_2^* + H_2$	A = 1,45E+06 b=0 E =0	514

Tableau 1 : Réactions amenant l'ionisation

Notons enfin, que Walsh et al. (1998) ont montré que la chimiluminescence du CH* et du OH* sont des marqueurs réactionnels, notamment, dans la quantification et la production des ions dans une flamme. Une mesure de la luminosité du CH* nous donnera donc une indication sur l'évolution qualitative des paramètres impliqués dans le processus de combustion de notre système, ainsi que des informations sur le comportement des grandeurs caractéristiques de la flamme lorsqu'elle sera soumise à un champ magnétique ou électrique.

I.9 Influence d'un champ magnétique sur une flamme

Les travaux de Faraday (1847) avaient montré qu'une flamme de bougie contournait la région d'un champ magnétique concentré entre les pointes d'un électroaimant. Ses expériences lui ont permis de constater que le phénomène observé est dû à la non homogénéité du champ magnétique et aux différentes natures magnétiques de la flamme et de l'air. Aujourd'hui, il est admis que l'oxygène contenu dans de l'air, substance paramagnétique, est attiré vers les champs magnétiques croissants, et que les substances diamagnétiques tels que les gaz de combustion d'une flamme sont repoussés vers les champs magnétiques décroissants. La susceptibilité diamagnétique est constante et très faible, souvent négligée dans les travaux. La force magnétique agissant sur une unité de volume constituée des espèces i, est donnée par l'expression :

$$F = \sum_{i}^{N} \frac{1}{2\mu_0} \cdot \rho \cdot \chi_{m,i} \cdot Y_i \cdot (B^2) \qquad \text{I.20}$$

Elle est proportionnelle au produit du gradient magnétique (B^2) , de la masse volumique ρ, de la susceptibilité magnétique massique χ_{mi} de l'espèce i, où χ_i est la susceptibilité magnétique de l'espèce i, et de la perméabilité du vide μ_0.

Pour les matériaux diamagnétiques, χ est une constante négative alors que pour les matériaux paramagnétiques χ=C/T où C, est la constante de Curie. Pour le dioxygène à 300 K, χ=1,8517. 10^{-6}.
Si on combine le signe de χ avec ❑(B^2) on trouve que les éléments diamagnétiques sont repoussés par les champs forts, alors que les éléments paramagnétiques sont attirés.

Par rapport au champ magnétique, nous nous mettons uniquement dans le cas où ❑(B^2) est de direction verticale, et qu'à l'échelle de la flamme, son module 2BdB/dz est constant.

Si l'on ne tient compte que du paramagnétisme de l'oxygène, son module est donné dans ce cas par :

$$F_m = \frac{1}{\mu_0} \cdot \rho \cdot \chi_{m,O_2} \cdot Y_{O_2} \cdot \frac{B\,dB}{dz} \qquad \text{I.21}$$

l'indice O_2 se réfère à l'oxygène.

Cette force est rotationnelle. Elle induit une poussée magnétique verticale π_m de même sens aussi bien dans la couche limite située entre le jet de flamme et l'ambiant ($\pi_{m\delta}$), que dans la flamme (π_{mf}). En général $\pi_{mf} > \pi_{m\delta}$, le mouvement de l'air est sans effet sur la dynamique de la flamme même lorsqu'il s'agit d'une flamme de diffusion et tant que sa vitesse reste faible par rapport à celle d'éjection du combustible (Roper et al. 1977, Lin et Faeth 1999). Aussi, seul l'effet de π_{mf} est considéré et le jet de flamme est soumis à l'action d'une poussée magnéto-gravitaire verticale π :

$$\pi = \pi_g + \pi_m \qquad \text{I.22}$$

avec la poussée gravitaire qui pousse le jet vers le haut et qui est égale à :

$$\pi_g = (\rho_f - \rho_0)g \qquad \text{I.23}$$

où ρ_f et ρ_0 sont les masses volumique des gaz chauds dans la flamme de température moyenne T_f et de l'air ambiant de température T_0. D'après la loi des gaz parfait incompressibles : = $T_f/T_0 = \rho_0/\rho_f$. La poussée magnétique qui sera noté π_m s'exprime d'une manière analogue à π_g :

$$\pi_m = -\rho_0 . \boldsymbol{g}_{m_0} \qquad \text{I.24}$$

où la force magnétique massique g_{m0} s'exerce sur l'air ambiant. Elle est similaire à l'accélération de la pesanteur, g. On peut la noter gravité magnétique :

$$g_{m0} = \chi_{m0} \frac{B\,dB/dz}{\mu_0} i_z \qquad \text{I.25}$$

avec $\chi_{m_0} = \chi_{m_{O_{20}}} . Y_{O_{20}}$ est la susceptibilité magnétique massique de l'air ambiant.

Théoriquement, la poussée combinée peut produire les mêmes effets qu'une poussée gravitaire équivalente de gravité artificielle g* :

$$g^* = g\,(1 + \frac{\alpha}{\alpha - 1}\frac{g_{m_0}}{g}) \qquad \text{I.26}$$

On peut introduire le coefficient G tels que : G = g* /g, et donc :

$$G = (1 + \frac{\alpha}{\alpha - 1}\frac{g_{m_0}}{g}) \qquad \text{I.27}$$

G, est le taux de gravité artificielle dû au champ magnétique relativement à l'accélération de la pesanteur, g.

De nombreux travaux dans le domaine de l'interaction champ magnétique-combustion ont démarré au début des années 1980. Hayashi (1982) s'est intéressé à l'effet magnétique sur les paires de radicaux en combustion en réalisant des mesures spectroscopiques sur des flammes de prémélange d'hydrogène/oxygène et propane/oxygène, placées dans un champ magnétique d'induction maximale de 1,5 T. Ces résultats montraient une influence du champ magnétique sur l'intensité d'émission du radical OH sans que les intensités de CH et C_2 soient affectées.

Ueno et Harada (1986) ont montré le rôle du gradient de champ magnétique et de l'oxygène sur la variation de température lors de la combustion catalysée de différents alcools.

Ueno et Harada (1987) ont montré qu'une flamme de diffusion soumise à un gradient de champ magnétique croissant pouvant aller jusqu'à 300 T^2/m se déformait pour échapper au champ magnétique. Il y a formation d'un rideau d'air par la pression magnétique qui agit sur l'oxygène. Ueno (1989) et Ueno et al. (1993) ont avancé un modèle de dynamique moléculaire pour expliquer la formation de ce rideau d'air.

Wakayama et al. (1991) ont montré expérimentalement que le gradient de champ magnétique agissait sur l'écoulement de différents gaz dans l'air. Lorsque le gaz possédait une concentration élevée en oxygène, il était attiré à l'intérieur de l'aimant en direction du champ magnétique croissant. Par contre, quand il n'était constitué que d'azote et d'argon, il était repoussé en direction du champ magnétique décroissant. La différence de susceptibilité entre les gaz et l'air ambiant permettait à la force magnétique d'influencer l'écoulement aux abords de l'entrefer de l'électroaimant.

Concernant l'effet d'un champ magnétique sur les émissions de radicaux OH en combustion dans une flamme d'hydrogène/Air, Yamada et al. (2002 et 2003) ont montré que l'application d'un champ produisait une diminution des OH à la périphérie extérieure de la flamme par comparaison avec la distribution sans champ. Yamada et al. 2003, ont réalisé, dans la même flamme, des mesures de distribution de OH* par chimioluminescence et par fluorescence induite par laser qui montraient que les radicaux OH migraient au centre de la flamme sous l'effet du champ magnétique (changement de la vitesse de l'écoulement dû à la présence d'une quantité plus importante d'oxygène qui transporte la distribution des radicaux OH).

Baker et Calvert (2003), ont réalisé des expériences sur une flamme de propane/air où ils ont étudié le comportement d'une flamme de diffusion sous trois configurations de champ magnétique avec des aimants permanents. Ils ont montré à partir d'une combinaison des nombres de Grashof et Grashof magnétique, et de Froude et Froude magnétique, un comportement universel des flammes qui peut être utilisé pour prédire la longueur des flammes sous champ magnétique.

Khaldi (2004) a réalisé une étude numérique et expérimentale sur une flamme de diffusion de propane/air soumise à un fort gradient magnétique. La flamme était placée dans l'entrefer d'un aimant de type résistif, axisymétrique et vertical, au laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (LCMI) à Grenoble. L'intensité du champ fournie était de 13 Teslas. Le brûleur était en acier inoxydable avec un diamètre intérieur de 0.7 mm, un diamètre extérieur de 1.1 mm et une longueur de 100 mm. Les débits volumiques expérimentés variaient entre 9.7 et 23.2 cm^3/min. Il a montré que le champ magnétique jouait un rôle important sur les mécanismes de convection en créant une convection magnétique. Cette convection magnétique pouvait amplifier ou annuler l'effet de convection naturelle. Ainsi lorsque la convection magnétique s'opposait à la convection naturelle, il observait des flammes dont la forme était similaire aux flammes observées en microgravité. Si la convection magnétique devenait plus intense que la convection naturelle, la flamme se retournait en raison du mouvement convectif descendant. Lorsque la convection magnétique amplifiait la convection naturelle, les flammes obtenues décrochaient du brûleur.

Gilard et al. (2008) ont étudié expérimentalement, en utilisant un aimant permanent, l'influence des champs magnétiques sur les propriétés de décrochage du brûleur et d'extinction d'une flamme de diffusion coaxiale méthane/air. Cette étude a montré que les gradients magnétiques sont capables de minimiser la hauteur de décollement de la flamme et d'augmenter la plage de débit au-dessus duquel la flamme s'éteint. Cette augmentation observée de la stabilité des flammes décrochées est attribuée à la force magnétique qui se développe sur l'oxygène paramagnétique dans les gradients magnétiques. Deux mécanismes sont fournis pour expliquer l'extension de la stabilité de la flamme décrochée. En diminuant localement la vitesse de l'air en amont de la flamme, la force magnétique, résultant d'un champ magnétique décroissant, modifie la fraction du mélange combustible au bord de la flamme, réduisant ainsi la hauteur de décollage de la flamme. Le deuxième mécanisme est lié à la variation de la susceptibilité magnétique en fonction de la température et de la fraction massique d'oxygène, ce qui déclenche un phénomène de convection magnétique dans l'air au voisinage de la flamme.

Les travaux de Delmaere (2008) ont porté sur l'étude expérimentale des effets magnétiques sur le décrochage et le soufflage d'une flamme de diffusion laminaire méthane/air. Cette étude paramétrique a été menée pour différents débit de méthane et d'air dans les cas avec et sans champ magnétique. L'aimant utilisé est un aimant permanent avec une intensité du champ

maximum de 0.395 T. L'étude expérimentale a montré qu'à débit de méthane fixé, la hauteur de décrochage de la flamme croît en augmentant le débit d'air et qu'en présence du champ magnétique, quel que soit le signe du gradient du champ, cette hauteur est inférieure à celle du cas sans champ. De même, la longueur de flamme Lf augmentait avec l'intensité du champ magnétique. Parallèlement à cette étude expérimentale, une étude numérique de calcul de cette flamme a été conduite pour déterminer les caractéristiques de la flamme liftée en présence et en absence d'un champ magnétique de 30 T^2/m. Le modèle était basé sur les équations couplées de conservation de la masse, de l'énergie, des espèces et de la quantité de mouvement, dans lesquelles la force magnétique agissant sur l'oxygène paramagnétique a été introduite dans le terme source. Le calcul a été réalisé avec le logiciel Fluent 6.3.2.

Delmaere et al. (2010) ont montré dans une étude numérique que, lorsque le gradient de fraction massique du méthane d'une flamme de méthane/air liftée décroît, la vitesse de propagation de la flamme croît, ce qui rapproche la flamme du brûleur expliquant ainsi la réduction de la hauteur de décrochage de la flamme entre le cas sans et avec champ magnétique. Il a été montré aussi que le rayon stœchiométrique d'une flamme laminaire de méthane/air se trouvait réduit lorsqu'elle était placée dans un champ magnétique vertical.

Les travaux de Chahine (2012) sur la mesure de la hauteur de décrochage et de la longueur de flamme Lf dans une flamme de méthane/air et de méthane/(air + O_2) sous champ magnétique vertical, obtenus à partir d'images recueillies par vidéo couplées à une mesure du maximum de température sur l'axe par thermocouple, ont montré que :

- Pour la flamme de méthane/air, la hauteur de lift et la longueur de flamme diffèrent entre la flamme positionnée dans le gradient magnétique positif et celle positionnée dans le gradient magnétique négatif. En définissant un niveau de gravité g* qui combine gravité naturelle et magnétique, comme proposé par Khaldi (2004), elle a pu comparer les résultats mesurés de longueur de flamme sous champ magnétique avec les études réalisées sur l'influence de la gravité sur les flammes de diffusion (Altenkirch et al. 1977, Villermaux et Durox 1992, Arai et al. 1999, Sato et al. 2000).

- Pour la flamme de méthane/(air + O_2), les instabilités de l'écoulement en amont de la flamme, dues à la différence de vitesse entre les deux jets, les instabilités de front de flamme, la variation de la hauteur de lift avec le temps, et les instabilités du sommet de la flamme (flickering) ont été mesurées sous l'effet du champ magnétique et sous l'effet de l'enrichissement de l'air en oxygène [Gillon, Chahine et al. (2012)]. Elle a montré que l'effet de l'enrichissement en oxygène se traduit par une augmentation de la distance d'apparition des instabilités, due à l'augmentation de la densité et de la viscosité du jet annulaire qui retarde l'apparition des instabilités de jets. Concernant les instabilités de front de flamme, la fréquence et l'amplitude d'oscillations du front de flamme diminuent en présence du champ magnétique, car la convection thermogravitaire est réduite du fait de la force magnétique. Ce même effet a été

observé lors de l'enrichissement de l'air en oxygène. Notons que Gilard et al. (2014) ont montré que les oscillations d'une flamme de méthane/air sont réduites lors de l'ajout d'oxygène dans le jet coaxial d'air. Ces oscillations disparaissent pour une teneur élevée en oxygène.

Enfin pour chacune de ces deux configurations de flammes, elle a proposé des diagrammes de stabilité pour des flammes en présence et en absence du champ magnétique.

Une autre étude récente de Hosseinpour et Mahdavy-Moghaddam (2020) s'est intéressée à l'effet du champ magnétique uniforme d'intensité 0.5, 1, 1.5, 2 et 3 teslas appliqué sur trois sections de la buse du jet de carburant, avec un mélange hydrogène-azote (30% d'hydrogène et 70% d'azote par fraction volumique) afin d'étudier numériquement (en utilisant ANSYS FLUENT) la forme de la flamme non prémélangée, la température, la vitesse maximale, la chaleur de réaction ainsi que les fractions molaires d'imbrûlés H_2, OH, H_2O et O_2. La flamme étudiée était une flamme de diffusion à jet laminaire axisymétrique bidimensionnel. Le champ magnétique génère une force de Lorentz qui freine l'écoulement de carburant dans la buse, générant une forme convergente-divergente résultant en une augmentation de vitesse au centre de la buse. Ils ont montré que l'application du champ magnétique à la sortie de la buse conduit à un meilleur mélange et à une réduction de la consommation de carburant qui est interprétée comme une combustion plus complète. De même, l'hydrogène non brûlé et l'OH ont diminué par rapport au cas sans champ. Cependant, lorsque le champ magnétique était appliqué aux sections initiale et médiane de la buse, il n'y avait aucun changement dans les fractions molaires d'hydrogène non brûlé. Ils ont également montré que la chaleur de réaction ne change pas en appliquant un champ magnétique sur la section médiane ou sur la section d'extrémité de la buse. Cela est expliqué par le flux secondaire lorsque le champ magnétique est appliqué à ces sections. Une fois le champ magnétique appliqué à la section médiane de la buse, le flux de carburant se développe dans la buse avant d'entrer dans la région de la flamme, ce qui n'entraîne aucun changement dans la flamme ou la chaleur générée.

En ce qui concerne l'étude que nous allons présenter dans le chapitre 2, sur l'effet d'un champ magnétique sur une flamme laminaire de diffusion, on peut signaler que c'est une continuité des travaux de recherche entamés dans le dernier chapitre de la thèse de Chahine. L'objectif ici, étant de montrer, dans le cas d'un seul débit de CH_4, et pour deux positions de la flamme dans les gradients magnétiques positif et négatif, le lien entre la fréquence de flickering de la flamme, à travers le nombre de Strouhal, et le nombre de Froude modifié qui prend en compte à la fois la gravité et la force magnétique en convection. De plus, une analyse de l'effet du champ sur la luminosité de la flamme, placée dans ces deux gradients magnétiques, et une corrélation de ces effets avec une modification de la production de particules de suie au sein de la flamme seront étudiées.

I.10 Influence d'un champ électrique sur une flamme

Les flammes, lorsqu'elles sont soumises à un champ électrique, peuvent être classées dans la catégorie des plasmas en équilibre thermique, faiblement ionisés, caractérisés par une température des électrons, T_e, une température des particules neutres, T_n, une température des ions, T_i, une densité d'électrons (nombre de particules par unité de volume), n^e, et un degré d'ionisation, $\alpha=n^e/(n^n+n^e)$ où n^n est la densité des particules neutres, dans les gaz faiblement ionisés $\alpha<10^{-4}$. Habituellement dans les flammes, la température des électrons, T_e, est du même ordre de grandeur que la température des neutres, T_n, soit environ 0.1 à 0.2 eV (1eV=1.6022 10^{-19} Joule, ce qui correspond environ à une température de 11600 K) et la densité d'électrons, n^e, est comprise entre 10^{14} et 10^{17} par m^3.

I.10.1 Etat électrique d'une flamme

Les premières études sur l'état électrique d'une flamme datent du 18ème siècle où la conductivité d'un gaz, placé non loin d'une flamme, a été mise en évidence par le Comte Alessandro Volta en 1760. Ce sont les porteurs de charges (ions et électrons), produits au sein de la flamme pendant la combustion, qui sont à l'origine de cette conductivité. Ensuite, Brande (1814) dans son traité sur « de nouveaux phénomènes électrochimiques », a présenté le transfert de masse et de chaleur qui s'opère entre une flamme de bougie et des électrodes lors de l'application d'un champ électrique. Il releva l'influence que produit un champ électrique, sur les quantités de suies dans la flamme, qui sont attirées vers l'électrode négative. Ricker (1916), a travaillé sur la conductivité électrique d'une flamme de bunsen pour des petites distances entre électrodes. Malinovsky (1924) a montré que la propagation d'une flamme hydrogène/air à 1 atmosphère est complètement supprimée lorsqu'on lui applique un champ électrique continu (DC). De même, la vitesse de propagation des flammes d'hydrocarbures est réduite par un champ électrique alternatif (AC) de fréquences allant jusqu'à environ 10 MHz. Jaggers and Von Engel (1971) qui ont mesuré les vitesses de combustion de plusieurs flammes soumises à des champs électriques : continu, alternatif et hautes fréquences, agissant à travers un tube vertical rempli d'un mélange de gaz naturel ou d'éthylène et d'air à 1 atm, ont montré que la vitesse de propagation de la flamme est supérieure à sa valeur en champ électrique nul. Quant à la formation des ions dans les flammes, les hypothèses avancées alors, attribuaient la formation des ions à un processus thermique. C'est Calcote (1957) qui a apporté des explications sur le mécanisme de formation des ions dans les flammes, qui se faisait par un processus de chimionisation. L'ion précurseur CHO^+ est formé lors de la réaction :

$$CH + O \rightarrow CHO^+ + e^- \qquad \text{I.28}$$

Lawton et Weinberg. (1964 et 1969) ont montré que des ions positifs tels que CHO^+, H_3O^+, $C_2H_3O^+$ et CH_5O^+, étaient générés pendant le processus de combustion avec une concentration comprise entre 10^9 et 10^{12} cm^{-3} en présence d'un champ électrique.

L'arrivée des méthodes de mesures telles que les sondes et les spectroscopies de masse ont permis de déterminer les espèces chimiques présentes dans la flamme. C'est ainsi que Peeters et Vinckier (1969) ont montré que, dans les flammes méthane/oxygène et éthylène/oxygène, la concentration ionique est proportionnelle au produit des concentrations [CH].[O]. Comme la formation d'ions et d'électrons dans les flammes d'hydrocarbures se produit via l'interaction des radicaux CH et O, la présence de ces deux radicaux est nécessaire pour déterminer correctement la distribution des espèces chargées. C'est ainsi que différents modèles de chimionisation pour la combustion du méthane ont été étudiés, permettant de compléter la cinétique chimique de combustion en rajoutant les radicaux ionisés (voir paragraphe 1.10.6).

Les mesures par spectrométrie de masse de Goodings et al. (1979a et 1979b) sur deux flammes de prémélange méthane/oxygène de composition pauvre et riche en carburant, brûlant à la pression atmosphérique, ont mis en évidence la prédominance des ions CHO^+ et H_3O^+. Les profils pauvres en combustible forment des groupes dans essentiellement trois régions le long de l'axe de la flamme. Commençant en amont, le premier implique l'initiation de CHO+ par chimionisation. Le deuxième groupe principal est dominé par le transfert de protons vers une grande variété d'espèces neutres présentes dans la zone de réaction. Dans la troisième région en aval, H_3O^+ persiste à travers le gaz brûlé avec des signaux détectables de O_2^+ et O^+. Pour la flamme riche en combustible, les deux premières régions sont essentiellement similaires. La quatrième région, persistante à travers le gaz brûlé, est à nouveau dominée par H_3O^+ mais avec un équilibre mesurable de CHO^+, qui ensemble, initient un autre régime de transfert de protons conduisant à la détection d'espèces ioniques supplémentaires. Concernant les ions négatifs, ils s'initient en amont comme O_2^- par attachement électronique à O_2 dans les deux flammes. Dans la zone de réaction se produit des réactions de transfert de charge avec une concentration d'espèces intermédiaires neutres et des anions OH^- et O^- majoritaires.

On voit bien, que depuis les résultats des mesures de mobilité ionique dans les flammes données par Wilson (1931) et Kinbara & Ikegami (I956), qui ont suggéré des magnitudes pour les ions positifs de 1 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$ et pour les ions négatifs (électrons) de 103 $cm^2\ V^{-1}\ s^{-1}$, il a été nécessaire de tenir compte de la notion d'ionisation dans la flamme soumise à un champ électrique. Ainsi un champ de 10 V/cm suffira à produire un effet de vitesse élevée sur un ion négatif et si l'on applique un champ d'une dizaine de kV/cm sur un ion positif, sa vitesse peut atteindre le tiers de la vitesse du son [Payne et Weinberg (1958)]. On trouvera donc dans une flamme, une diversité ionique qui provient essentiellement de réactions de transfert de protons pour les cations et d'attachements électroniques pour les anions. Dans des flammes proches de la stœchiométrie d'hydrocarbures ou d'alcools, on mesure des concentrations d'environ 10^{10} à 10^{11} ions/cm^3. Plus la flamme est riche (présence de particules de suie) et plus la répartition des ions est complexe.

S’appuyant sur les vitesses que peuvent acquérir les ions dans une flamme, Payne et Weinberg (1958) ont mené une étude sur la possibilité d’utiliser, d’une part le mouvement des ions dans une flamme qui est provoqué par un champ électrostatique appliqué, et d’autre part, les forces agissant sur les gaz de flamme en raison de ce mouvement d'ions, comme un moyen de gérer et d'améliorer certains processus de combustion. Ils ont conduit des travaux expérimentaux préliminaires sur deux exemples spécifiques, à savoir l'effet des champs électriques sur le transfert de chaleur des gaz de flamme aux corps solides, et, sur le dépôt de carbone des flammes de diffusion. Les augmentations du transfert de chaleur dans le premier et les changements d'ampleur, d'emplacement et de forme de dépôt dans le second, ont été décrits.

Plus récemment, Fialkov (1997) a publié une revue très complète sur l'étude des ions dans les flammes s'intéressant notamment, à l'effet d'un champ électrique sur une flamme que ce soit sur la vitesse de propagation ou sur la formation des particules de suie, ce qui correspond aux deux effets initialement observés par Brande en 1814.

1.10.2 Configurations pour générer un champ électrique sur une flamme

D’une manière générale, l’effet d’un champ électrique sur la combustion a été largement démontré. Des effets sur la dynamique et le processus de combustion ont été visualisés sur une flamme de diffusion comme sur une flamme de prémélange.

Dans le cas d’interactions électriques sur une flamme de combustion, on distingue deux grandes familles : l’interaction de la flamme avec un plasma thermique ou avec un plasma non thermique. Le plasma thermique consiste à emmener de l’énergie thermique afin d’ioniser la flamme par plusieurs méthodes (impulsion laser, ondes de choc…). Le plasma, dit non thermique, consiste à faire passer un courant dans la flamme, ce qui amène un mouvement des électrons présents en faibles quantités dans le milieu. La dérivation de ces électrons provoque une ionisation du milieu. La méthode la plus connue est la décharge corona, ou encore décharge à barrière diélectrique (DBD).

Dans le cas d’un plasma dit non thermique, une comparaison sur des tensions positives et tensions négatives pour la stabilisation d’une flamme de diffusion turbulente par haute tension continue et alternative a été réalisée dans la thèse de Karine Criner (2008). Les électrodes utilisées sont une électrode dite « fil-fil » et une électrode dite « cercle ». L’électrode est placée au-dessus du brûleur comme montré sur la Figure I.5. Deux types de combustibles ont été utilisés, le propane et le méthane. Deux générateurs de tension continuent positive et négative, délivrant chacun une tension réglable jusqu'à +20 kV et -20 kV, avec un courant maximum de 0.5 mA pour chacun des champs électriques positif et négatif, ont servi à cet effet. Une flamme liftée accrochée et une flamme liftée turbulente sont visualisées grâce à la chimiluminescence du OH* afin d’étudier le comportement de chacune d’elles pour ces différents combustibles. Une meilleure stabilisation de la hauteur du lift a été observée avec la tension négative pour la

flamme de propane, tandis que la tension positive amène une meilleure stabilisation de la flamme de méthane liftée et une hauteur de stabilisation plus basse. Les deux potentiels conduisaient à une stabilisation de la flamme et agissaient de la même manière sur la flamme.

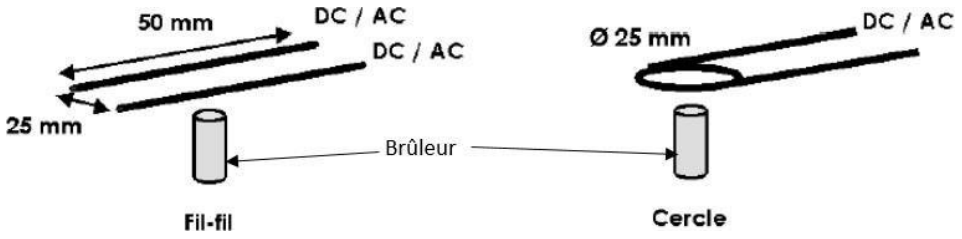


Figure I.5 : Géométrie d'électrode en DC et AC [Criner (2008)]

Deux autres types de configurations d'électrodes sont régulièrement adoptés : circuit fermé et circuit ouvert. Dans le cas de la première configuration, comme le montre la Figure I.6, Wisman et al. (2007) ont utilisé deux électrodes : l'une est placée horizontalement près ou dans la flamme, et l'autre est positionnée au niveau de l'injecteur.

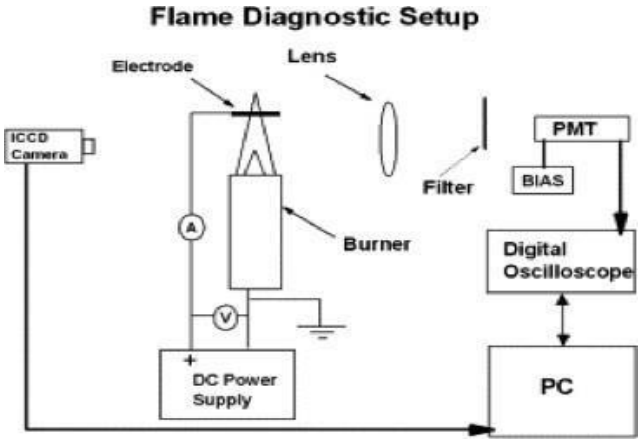


Figure I.6 : Schéma expérimental d'une configuration double-électrode [Wisman et al. (2007)]

Ce positionnement induit des courants plus importants. Cependant il pourrait poser des problèmes tels que la limitation géométrique et la contamination de l'électrode placée dans la flamme, à cause de son exposition aux gaz brûlés chauds. À cet égard, une configuration à une seule électrode (c'est-à-dire sans électrode de masse), dans laquelle l'injecteur métallique sert d'électrode haute-tension, a été proposée (voir Figure I.7) par Lee et al. (2005), et Kim et al. (2010). Cette configuration ressemble à la situation de la configuration à deux électrodes avec une des électrodes placées à l'infini.

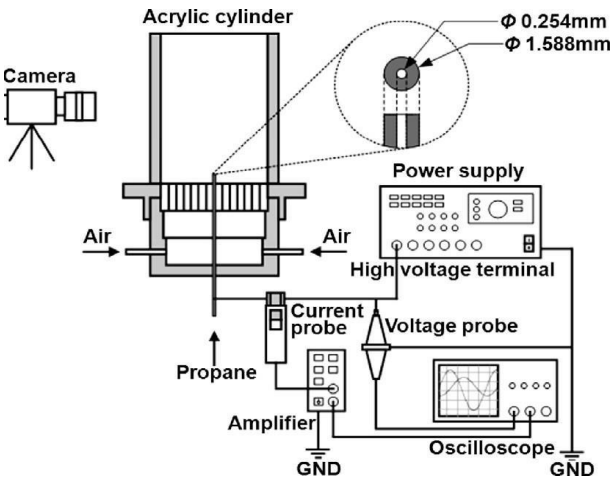


Figure I.7 : Schéma du montage expérimental d'une configuration mono-électrode de Lee et al. (2005)

La configuration mono-électrode a été étudiée par Lee et al. (2005), Won et al. (2007) sur une flamme de propane liftée respectivement turbulente et laminaire. Tout d'abord, les auteurs ont observé une diminution de la hauteur de stabilisation avec l'augmentation de la tension en polarité alternative, impliquant un prolongement de la plage des vitesses pour laquelle la flamme est stable. Néanmoins, l'effet est peu visible lors de l'application de la tension continue. Dans le deuxième article, l'effet du champ électrique alternatif sur les caractéristiques (hauteur et vitesse) de raccrochage a été démontré. Il a été constaté que le champ électrique permettait le raccrochage de la flamme liftée même à des vitesses très élevées. Par ailleurs, les résultats présentés sur les deux articles, concernant la dépendance des effets de la fréquence, semblent contradictoires. En effet, les auteurs ont observé une plus forte modification des caractéristiques de stabilisation quand ils augmentaient la fréquence du générateur, alors que dans le second article, la modification est d'autant plus notable que la fréquence était faible. Won et al., n'ont pas proposé d'interprétation physique pour expliquer cette différence.

L'analyse de l'effet d'un champ électrique alternatif sur la vitesse de propagation de la base de la flamme liftée montre un comportement non linéaire du processus de raccrochage. Cette vitesse de propagation est définie dans cette étude, comme étant la somme vectorielle de la vitesse de déplacement du front de flamme dans le repère de laboratoire et de la vitesse axiale locale de l'écoulement. Cette dernière est calculée à partir des solutions de similitude des jets à coflow adoptées dans des travaux antérieurs [Ko et al. (1999), Lee et al. (2003)], tandis que la vitesse de déplacement de la base de flamme est définie comme la vitesse avec laquelle la hauteur de suspension varie au cours du temps. L'amélioration des limites de raccrochage a été attribuée à l'augmentation de la vitesse de propagation sous l'effet du champ électrique. Dans une configuration similaire du même groupe de recherche, en appliquant des tensions continues positives et négatives, Won et al. (2003) ont ainsi observé des améliorations de la vitesse de propagation similaires à celles observées en polarité alternative. Ces variations sont supposées être la cause de l'amélioration des caractéristiques de stabilisation en polarité alternative dans

leur étude précédente. Néanmoins, malgré les changements de la vitesse de propagation en polarité continue dans la nouvelle étude [Won et al. (2008)], les champs électriques continus avaient un effet minime sur le comportement des flammes dans le premier travail. Aucune analyse claire n'a été réalisée pour expliquer cette contradiction.

Dans notre cas, l'application d'un champ électrique continu sera néanmoins préférée à un champ électrique alternatif. Xiong et al. (2014) ont montré une zone de recirculation des ions dans la flamme sous l'effet d'un champ électrique alternatif et pouvant induire un effet magnétique. La circulation des ions sous champ électrique alternatif rend difficile l'interprétation de l'influence réelle d'une force électrique sur les forces convectives présentes dans la flamme.

I.10.3 Effets sur une flamme

De nombreuses études ont montré que l'application d'un champ électrique modifie le processus de combustion sur une flamme de diffusion mais également sur une flamme de prémélange. Différentes études ont été conduites avec soit du propane soit du méthane ou de l'acétylène.

L'étude de l'effet d'une tension continue positive (maximum +20 kV) et négative (maximum -25 kV) sur une flamme de prémélange CH_4-air de type bec bunsen, laminaire, a été réalisée en 2001 par Vinogrdov et al. (2001). Le brûleur était mis à une haute tension et une grille, placée au-dessus de la flamme à une hauteur variable, était mise à la masse. En polarité positive, lorsque le potentiel est augmenté, les auteurs ont observé une diminution de la hauteur de la flamme et le développement d'instabilités menant à l'extinction de cette dernière. En polarité négative, ils ont observé une diminution identique de la hauteur de flamme mais pour une polarisation plus élevée sans observer d'instabilités. Ces effets ont été attribués par les auteurs au vent ionique, dû à la différence de comportement entre les deux polarités et par le fait que ce ne sont pas les mêmes ions qui pilotent le déplacement. La différence de mobilité des ions concernés (notamment H_3O^+ et O_2^-) permettrait d'expliquer les différences observées entre les deux polarités.

Une autre étude effectuée par Marcum et Ganguly (2005) sur une flamme de prémélange propane-air de type bec-bunsen a montré les principaux effets de l'application d'un champ électrique. Le brûleur est utilisé comme électrode de masse et une électrode de haute-tension est placée au-dessus de la flamme, de telle sorte que le champ électrique soit dirigé de l'électrode au brûleur. Différentes valeurs de tensions continues de potentiel positif ou négatif ont été appliquées, mais seule l'application d'un champ électrique positif semble modifier le comportement de la flamme. Il a été conclu que les espèces chargées négativement jouent un rôle peu significatif sur la flamme sous champ électrique.

Sous champ électrique positif (polarité positive), ils ont observé une augmentation de la vitesse de propagation du front de flamme, et une instabilité caractérisée par des plissements est perçue au niveau du front de flamme. Ils concluent que le vent ionique[1] ne peut pas seul expliquer ces instabilités mais attribuent une partie de ces incidences observées aux instabilités thermo-diffusives. La présence d'un champ électrique modifie les processus de recombinaisons et de dissociations des ions dans la flamme et induit une production des radicaux légers essentiellement dans la zone de préchauffage (au niveau du brûleur). D'après les auteurs, cela provoque la réduction du nombre de Lewis. Les résultats ainsi observés dans leurs études sont caractéristiques des flammes ayant des nombres de Lewis globaux inférieurs à 1. Cette augmentation de la vitesse de propagation est également visible dans le cas d'une flamme liftée, comme dit précédemment par Won et al. Les effets observés sur une flamme de diffusion liftée sont cohérents avec les résultats trouvés sur une flamme de prémélange. Kim et al. (2010) ont quant à eux estimé que l'effet d'un champ électrique continu DC est moins visible que celui d'un champ électrique alternatif AC sur la stabilité de la flamme liftée (accrochage).

Le travail effectué par Borgatelli et al. (2012) sur une flamme de diffusion de méthane montre également une instabilité sous l'effet d'un champ électrique positif dans un régime de courant appelé saturation. L'objectif de cette étude est de caractériser la réponse et l'évolution des ions présents dans la flamme sous l'effet d'un champ électrique. En se basant sur une étude initiale effectuée par Lawton et Weinberg (1969), différents comportements de flamme sont observés suivant la réponse du courant mesurée. Cette partie sera développée plus en détails dans notre caractérisation du courant dans la flamme qui sera présentée dans le chapitre III.

En 1981, Kono et al. (1981) étudiaient la modification de la luminosité de la flamme de diffusion d'acétylène et sur la formation de particules de carbone (particules de suie) lorsqu'elle est soumise à l'application d'un champ électrique continu (DC) et d'un champ alternatif (AC) jusqu'à 10 MHz. Deux types de brûleurs ont été utilisés, un brûleur pour générer une flamme de diffusion à contre-courant (C_2H_2+N_2)/air et l'autre pour générer une flamme jet simple de prémélange de C_2H_2 + air. Ils ont montré que la luminosité de la flamme dans le visible dépend de la fréquence du courant, de l'intensité et de la nature du champ électrique ainsi que du débit de gaz.

Speelman et al. (2015) ont mis en évidence la saturation du courant suivant la tension appliquée. Ils ont également prédit l'évolution de cette saturation en fonction de la richesse dans le régime de combustion pauvre.

[1] Un vent ionique, ou vent d'ions, est un courant d'un fluide ionisé généré par un champ électrique.

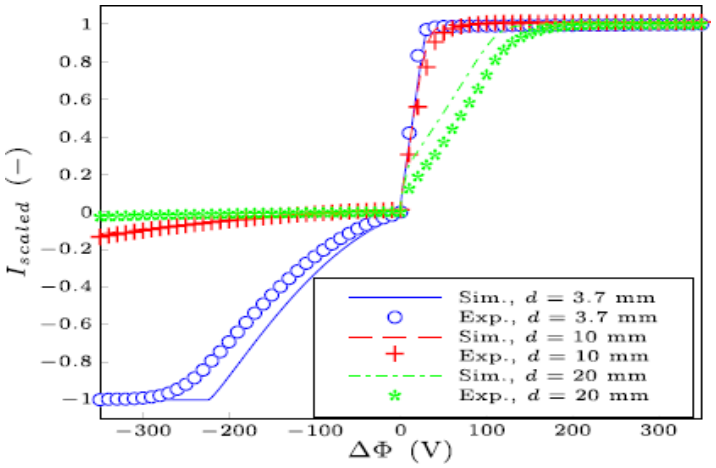


Figure I.8 : Comparaison des courants électriques simulés avec les valeurs expérimentales, d'après Speelman et al. (2015)

Dans cette étude, il semblerait que l'intensité du courant de saturation est indépendante des coefficients de diffusion et dépend uniquement du nombre total de particules créées dans le front de flamme chargé. La déviation trouvée dans les valeurs absolues des courants est attribuée à la constante de vitesse de la réaction de chimionisation pour plusieurs distances inter-électrodes (voir Figure I.8). Ces valeurs sont mises à l'échelle avec leurs valeurs maximales trouvées dans le régime de saturation positif.

La réduction des émissions polluantes comme les particules de suie est l'un des effets recherchés dans le contrôle d'une flamme de combustion sous champ électrique. C'est ainsi que Saito et al. (1999) ont constaté expérimentalement (Figure I.9) une forte modification de la forme et de la température des flammes de diffusion d'acétylène, accompagnée d'une diminution de la quantité de particules (imbrulés) captées au-dessus de la flamme lorsqu'il y a une augmentation de l'intensité du champ électrique. La quantité des particules collectées diminue de 90 % avec le champ positif, tandis qu'elle diminue de 70 % avec le champ négatif. Cette étude conclut que la réduction des suies par application du champ électrique est la conséquence de l'oxydation de ces particules due à l'augmentation de la température. Les auteurs attribuent cette hausse de température à l'entraînement d'air favorisé par le vent ionique (le phénomène de vent ionique sera décrit dans la section suivante).

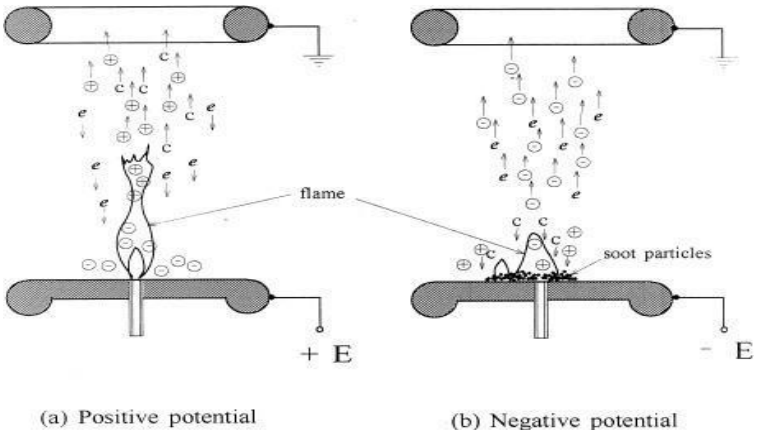


Figure I.9: Champ électrique positif et négatif d'après Saito et al. (1999)

Xie et al. (1992) ont constaté que la fraction volumique de suie diminue drastiquement sous l'effet d'un champ électrique et que celle-ci est dépendante de la température de flamme.

Différentes études ont été menées avec un champ électrique alternatif ou continu sur la stabilisation d'une flamme liftée. L'analyse de l'effet d'un champ électrique alternatif sur la vitesse de propagation de la base de la flamme liftée montre un comportement non linéaire du processus de raccrochage. Cette vitesse de propagation est définie dans cette étude, comme étant la somme vectorielle de la vitesse de déplacement du front de flamme dans le repère de laboratoire et de la vitesse axiale locale de l'écoulement. Cette dernière est calculée à partir des solutions de similitude des jets à coflow adoptées dans des travaux antérieurs [Ko et al. (1999), Lee et al. (2003)], tandis que la vitesse de déplacement de la base de flamme est définie comme la vitesse avec laquelle la hauteur de suspension varie au cours du temps. L'amélioration des limites de raccrochage a été attribuée à l'augmentation de la vitesse de propagation sous l'effet du champ électrique. Dans une configuration similaire du même groupe de recherche, en appliquant des tensions continues positives et négatives, Won et al. (2003) ont ainsi observé des améliorations de la vitesse de propagation similaires à celles observées en polarité alternative. Ces variations sont supposées être la cause de l'amélioration des caractéristiques de stabilisation en polarité alternative dans leur étude précédente. Néanmoins, malgré les changements de la vitesse de propagation en polarité continue dans la nouvelle étude [Won et al. (2008)], les champs électriques continus avaient un effet minime sur le comportement des flammes dans le premier travail. Aucune analyse claire n'a été réalisée pour expliquer cette contradiction.

Le champ électrique peut affecter aussi la stabilité de la combustion. Ce sujet a fait l'objet de plusieurs études. Kim et al. (2010) ont étudié l'effet du champ électrique AC et DC sur la flamme de diffusion de jet. Ils ont distingué trois régimes différents en fonction de la tension

alternative appliquée, où la vitesse de détachement varie avec la tension alternative et la fréquence. Ils ont étudié expérimentalement l'effet des champs électriques sur l'instabilité des flammes à jet laminaire non prémélangées en appliquant un courant alternatif (AC) à une buse de jet afin d'élucider l'origine du scindement d'une flamme de jet laminaire en double flammes à jet liftées. Les résultats ont indiqué qu'une double flamme liftée provenait de l'instabilité du jet froid, causée par des interactions entre les ions négatifs dans le flux du jet via l'attachement d'électrons comme $O_2 + e \rightarrow O_2^-$, lorsque des champs électriques alternatifs étaient appliqués. Afin d'apporter des explications à ce phénomène, ils ont conduit une expérience paramétrique, sur le jet froid, incluant différents composant gazeux dans le jet et en appliquant différentes polarités du courant continu (DC) à la buse. En utilisant deux plaques de déflexion installées en parallèle avec le jet, ils ont constaté que seul un courant continu négatif sur la buse pouvait charger négativement les molécules de dioxygène. Cette instabilité du jet froid ne s'est produite que pour les jets contenant de l'oxygène. Avec l'application du courant alternatif (AC) à la buse, l'instabilité de l'écoulement du jet a pu être observée à l'aide de la technique PIV. L'instabilité du jet s'est produite avec des fréquences appliquées jusqu'à 70 Hz, exposant un phénomène de doublement de fréquence. Au-delà de 80 Hz, le jet ne répondait plus au courant alternatif. Ceci indique qu'un temps minimum d'induction de débit (temps de réponse) est requis pour que l'instabilité du jet apparaisse. Cette instabilité était engendrée par les interactions entre les ions négatifs dans le volume d'écoulement du jet et la buse sous application de champ électrique alternatif (AC).

Dans notre cas, l'application d'un champ électrique continu sera néanmoins préférée à un champ électrique alternatif. Xiong et al. (2014) ont montré une zone de recirculation des ions dans la flamme sous l'effet d'un champ électrique alternatif et pouvant induire un effet magnétique. De plus, la circulation des ions sous champ électrique alternatif rend difficile l'interprétation de l'influence réelle d'une force électrique sur les forces convectives présentes dans la flamme.

I.10.4 Vent ionique

Les changements observables dans la structure de la flamme et dans l'émission de polluants lorsqu'une flamme est exposée à un champ électrique sont principalement attribués au vent ionique, bien que la modification de la température de la flamme qui en résulte suite à l'application de ce champ est encore un sujet de recherche ouvert. En effet, l'influence générale des champs électriques sur les flammes est connue depuis de nombreuses années, mais les mécanismes sous-jacents ne sont pas encore complètement identifiés.

Le vent ionique est défini comme étant un mouvement d'un fluide au moyen d'une décharge électrique. La première étude scientifique a été portée par Chattock et al. (1899), bien que son

existence soit connue avant cette date. Le vent ionique est généralement étudié dans le cas d'une décharge corona utilisée notamment dans le cas des propulsions hors atmosphère des satellites.

Lawton et Weinberg. (1964, 1969) ont conclu que l'accélération, due à la force de Lorentz, sur les particules générées pendant le processus de combustion sous champ électrique (CHO^+, H_3O^+, $C_2H_3O^+$ et CH_5O^+) induisait un effet de collision et un transfert d'impulsion avec des particules neutres. La dynamique de ces particules provoquait un flux unidirectionnel appelé vent ionique. Des ions négatifs tels que O_2^-, OH^-, O^-, C_2^- sont également générés lors de la combustion [Calcote et al. (1965)], provoquant un autre écoulement induit dans la direction opposée, ce qui crée un vent ionique bidirectionnel [Park et al. (2016), (2017)].

Le premier modèle de vent ionique fut apporté en 1961 par Robinson (1961). Celui-ci relie de manière empirique la vitesse v_i du vent ionique à l'intensité du courant de décharge i par une équation de type $v_i = \sqrt{I_i}$. Cette expression empirique a été améliorée, ajoutant un terme de force électrique aux équations de la mécanique des fluides bidimensionnelle et stationnaire, couplées à l'équation de Poisson et à la conservation de la charge. Cette force est cependant portée uniquement par les ions positifs et la décharge n'est pas simulée au moyen d'un modèle de cinétique chimique. La résolution de l'équation électro-hydro-dynamique (EHD) peut être faite de manière numérique.

Selon la relation empirique donnée par Li et al. (2015) pour la génération d'un vent ionique dans la condition d'une décharge corona nous avons :

$$v_i = c\sqrt{\frac{I_i}{\rho_a \mu^{i,air}}} \qquad \text{I.29}$$

telle que la masse volumique de l'air ρ_a vaut 1.2 kg/m^3, la mobilité électronique de l'air $\mu^{i,air}$ vaut 0,0002 m^2/(V.s) et « C » est un coefficient dépendant de la géométrie des électrodes. Sigmond et Lagstadt (1993) ont suggéré que la constante $C \approx G^{1/2}\pi$, telle que G est ici une distance inter-électrodes. Cette relation est valable pour un écoulement EHD mais pourrait servir à prédire le comportement de la tension traversant la flamme dans le cas où celle-ci est considérée comme un écoulement EHD.

Dans le cadre de l'application d'un champ électrique sur une flamme de combustion et dans l'approximation des ions H_3O^+ majoritaires dans une flamme, on exprime le vent ionique avec la mobilité des ions [Karnani et al (2011), Carleton et al. (1993)] :

$$V_{elec} = \left(\frac{2jx}{\rho_{gaz} k}\right)^{1/2} \qquad \text{I.30}$$

telle que j est la densité électronique (A/m^2), ρ_{gaz} la densité du gaz telle que cette densité est égale 1.2 kg/m^3 dans une flamme de méthane, k est la mobilité des ions H_3O^+. Sa valeur est 2,9.10^{-4} m^2/(V.s).

Une étude plus récente menée par Jacob et Xu (2016) sur la mesure de densité des ions H_3O^+ dans une flamme de prémélange de méthane montre qu'on peut calculer la force de densité du vent ionique dans la flamme. Une sonde de Langmuir, de diamètre 0.15 mm et de longueur 4.7 mm, est utilisée [Figure I.10] ainsi que la théorie de mesure appliquée dans un milieu plasma. Ainsi, l'équation de la force électrique donnée par Lawton et Weinberg est :

$$F = Een_i \qquad \text{I.31}$$

Et à partir de l'équation donnée par Clements et al. (1994), nous avons la densité des ions ni :

$$n_i = \left(\frac{I}{5.3\left(\varepsilon_0 K\right)^{0.25} V_b^{0.5} r_p^{0.25} l_p}\right)^{1/0.75} * \frac{1}{eU} \qquad \text{I.32}$$

où I est le courant, ε_0 la permittivité du vide et K la mobilité électronique des ions H_3O^+, et telle que V_b, r_p et l_p sont respectivement le biais, le rayon de la sonde et la longueur de la sonde de Langmuir. La charge élémentaire des ions H_3O^+ est e, et U est la vitesse du fuel en sortie de brûleur.

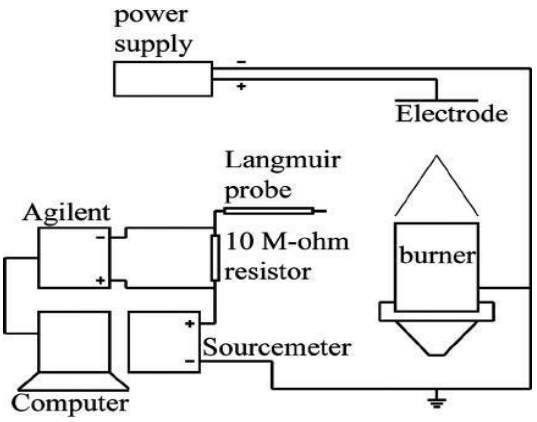


Figure I.10 : Montage expérimental pour la mesure de densité de courant réalisée par Clements et al. (1994)

Cette étude menée montre que la répartition de la densité ionique est concentrée au niveau du front de flamme et d'autre part que la gaine ionique formée proche de la cathode diminue l'effet du vent ionique.

Le calcul de vent ionique de manière expérimentale nécessite une approximation par rapport à la théorie développée pour le plasma. La théorie de base développée à partir d'une flamme de méthane, et qui est largement reprise dans de nombreuses publications, permet d'établir quelques points :

- L'équation de transport ainsi que les interactions des espèces ionisées sont identiques à l'équation des espèces neutres.
- L'ion majoritaire dans la flamme est le cation H_3O^+.
- Un champ électrique induit un déplacement des espèces ionisées et neutres appelées vent ionique.
- Ce vent ionique modifie la stœchiométrie, la dynamique ainsi que la température de la flamme.

Karnani et Dunn-Rankin (2015) ont défini le courant ionique comme étant le déplacement des particules dû aux collisions des ions et des molécules de gaz neutres, qui modifient l'intensité de combustion, la formation de particules de suie, et le taux de production d'ions d'une flamme de diffusion. Ils ont montré qu'il existe une relation entre le courant ionique de saturation et la chimioluminescence CH*. Cette découverte est compatible avec les voies cinétiques suggérant que la chimionisation est initiée par une réaction impliquant l'oxydation de CH* et de CH en CHO^+ [Pederson et al. (1993) et Dyke et al. (1995)]. Karnani et Dunn-Rankin ont montré que l'émission thermo-ionique de la surface du brûleur dans le cas du champ positif contribue au courant ionique mesuré au-delà de la saturation. Avec un champ négatif, le début de l'ionisation secondaire avec l'augmentation de l'espace entre les électrodes suggère que des collisions ionisantes en phase gazeuse sont responsables. Leur étude a montré que les champs électriques positifs et négatifs stabilisaient les flammes. La stabilité du champ négatif résultait des ions positifs à faible mobilité et du vent ionique résultant dirigé vers la surface du brûleur. La stabilité du champ positif apparaît finalement - après avoir initialement déstabilisé la flamme - lorsque des porteurs de charges négatifs (électrons) se fixent à des molécules neutres dans la zone de refroidissement à basse température de la flamme. Ces ions négatifs à faible mobilité produisent un vent capable d'atténuer les effets du vent positif. Au cours de cette transition, la flamme présentait un comportement oscillatoire.

Il est généralement admis que le vent ionique a une direction identique aux mouvements des ions positifs, c'est-à-dire vers l'électrode de potentiel inférieur (cathode) [Marcum et al. 2005, Wisman et al. 2007]. Cependant, d'autres études récentes [Park et al. 2016, Park et al. 2017] ont rapporté que, sous certains mélanges et des conditions de champ électrique, le vent ionique peut être dirigé vers les deux directions cathode et anode. L'étude expérimentale et numérique récente menée par [Belhi et al. 2019] démontre l'importance du radical CH dans la formation d'ions majoritaires dans la flamme. Ils intègrent néanmoins les ions négatifs dans leurs calculs car il semblerait que leurs grandes diffusivités influencent le sens du vent ionique.

Luo et al. (2017) ont étudié expérimentalement et numériquement le comportement d'une petite flamme de diffusion d'éthanol sous champs électriques DC et AC. Ils ont montré que le champ électrique appliqué modifie les caractéristiques de la flamme principalement en raison des

forces corporelles agissant sur les particules chargées qui sont accélérées dans le champ électrique appliqué, ce qui entraîne une augmentation de la vitesse d'écoulement. Ils ont constaté que le champ électrique appliqué favorise le mélange combustible / comburant, améliorant ainsi le processus de combustion et conduisant à une température de flamme plus élevée.

Park et al. (2017) ont étudié les comportements dynamiques des flammes et du vent ionique en présence de champs électriques en courant continu (DC) et en courant alternatif (AC) dans des flammes de diffusion et dans des flammes de prémélange avec un brûleur placé entre deux électrodes parallèles. Ils ont observé que sous un champ électrique continu ou sous un champ électrique alternatif, la flamme se déplaçait selon un vent ionique bidirectionnel qui a conduit à une modification de l'écoulement tridimensionnel en raison de l'entraînement d'air ambiant. L'inclinaison de la flamme vers la cathode pourrait être le résultat du fait que les ions positifs sont plus nombreux que les ions négatifs, ce qui entraîne une force électrique nette vers la cathode. Néanmoins, les ions négatifs, O_2^- et H_2O^-, en particulier générés par l'attachement d'électrons à O_2 et H_2O, lorsque les électrons naissants sont évacués de la zone de réaction et forcés de se déplacer vers l'anode, devraient rester importants pour le vent ionique.

Kuhl et al. (2017) ont réalisé des mesures de distributions de température dans une flamme de type Bunsen prémélangée laminaire, pour différents mélanges air-carburant en utilisant la spectroscopie Raman vibrationnelle cohérente-anti-Stokes point par point (vibration-CARS) lorsqu'un champ électrique statique est activé. De plus, CH_2O^- et OH^-PLIF (fluorescence induite par laser planaire) et vélocimétrie d'image de particules (PIV) ont été appliqués pour identifier les emplacements les mieux adaptés pour les mesures de température et pour visualiser les changements dans la structure de la flamme, induits par le champ électrique pour clarifier les mécanismes sous-jacents. Leurs résultats montraient que le champ électrique conduisait à une augmentation des températures de gaz frais et des températures maximales de flammes et que cet effet était plus distinct pour les flammes prémélangées riches. Les expériences PIV / PLIF et CARS confirmaient que la flamme était étranglée et poussée vers le brûleur en raison du vent ionique, ce qui expliquait l'augmentation de la température du gaz frais et des gaz d'échappement. L'augmentation des températures du brûleur et du gaz frais en raison du vent ionique a été vérifiée par des mesures de thermocouple supplémentaires. Le vent ionique était maximal pour la flamme riche en carburant, ce qui s'expliquait par la résistance électrique la plus faible due à une concentration élevée de porteurs de charge et une plus grande surface de flamme, réduisant l'espace entre la flamme et l'électrode chargée positivement. De plus, un élargissement net de la région des gaz d'échappement chauds a été mesuré, ce qui augmentait la combustion de l'UHC (Unburned HydroCarbon) et du CO rapportée dans la littérature. Cet effet augmentait le temps de séjour qui pourrait également contribuer à une modification des émissions de polluants pour les flammes sous l'influence des champs électriques. Ils concluaient que le changement de la température de la flamme était principalement le résultat du champ de

vitesse modifié induit par le vent ionique. Par conséquent, le vent ionique est le mécanisme dominant pour de nombreux effets observés dans les flammes lors de l'application de champs électriques faibles.

Dans notre cas, nous n'avons pas réalisé des mesures de température dans la flamme à cause des difficultés à placer un thermocouple entre les deux électrodes où règne une haute tension. Néanmoins, on s'appuiera sur les conclusions de cette étude pour étayer certaines de nos explications concernant nos résultats expérimentaux. Concernant le vent ionique, nous avons réalisé une estimation de ce dernier pour la flamme liftée avec instabilité de flickering (voir Chapitre III, paragraphe III.3.2.1.1).

I.10.5 Equations décrivant l'action d'un champ électrique sur un gaz faiblement ionisé

Dans un écoulement de flamme laminaire sous champ électrique, les ions présents dans la flamme sont soumis à un déplacement spécifique au milieu des particules neutres dominant le gaz. Ce sont alors les collisions entre une espèce chargée se déplaçant sous l'effet du champ électrique et une particule neutre qui déterminent la dynamique des particules ionisées. Différents modèles d'équations permettant de décrire cette dynamique de flammes soumises à des champs électriques sont utilisés. Certains de ces travaux incorporent des modèles décrivant l'impact du champ électrique sur la chimie. Le nombre d'études numériques est très petit comparativement aux études expérimentales. Parmi ces études on peut citer les travaux de Hu et al. (2000), Papac et Dunn-Rankin (2008), Yamashita et al. (2009), Belhi et al. (2010, 2019), Speelman et al. (2014). Nous présenterons une description succincte des équations régissant la flamme soumise à un champ électrique avec une approche électro-hydrodynamique (Belhi 2012). Le problème est gouverné par les équations de transport classiques pour un flux réactif compressible, gazeux à plusieurs composants dont la présence de forces électriques. Le gaz est de densité ρ et de composantes de vitesse d'écoulement u_i.

En présence d'un champ électrique, une force électrique s'exerçant sur les molécules chargées doit être considérée. La formulation de cette force peut être déterminée par la loi de Coulomb (1785). Elle décrit la force de l'interaction électrique entre deux particules mobiles et chargées électriquement, k et s, de la façon suivante :

$$F_{ks} = \frac{1}{4\pi g_0} \frac{q_s q_k}{r_{ks}^2} \vec{r}_{k\to s} \qquad \text{I.33}$$

où q_k et q_s sont les charges électriques, r_{ks} la distance entre les deux particules k et s, $\vec{r}_{k\to s}$ est le vecteur unitaire orienté de k vers s.

La force électrique résultante, s'exerçant sur n'importe quelle particule chargée, est égale à la somme vectorielle des forces exercées par les diverses autres molécules chargées du système :

$$f_k = \sum f_{ks} = \frac{q_s}{4\pi g_0} \sum \frac{q_k}{r_{ks}^2} \vec{r}_{k\to s} \qquad \text{I.34}$$

$$\vec{E} = \sum \frac{q_s}{r_{ks}^2} \vec{r}_{k\to s} \qquad \text{I.35}$$

L'équation de conservation de masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \text{I.36}$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial c_{ij}}{\partial x_i} + F_i \qquad \text{I.37}$$

où t représente le temps, x_i les coordonnées de l'espace, p la pression statique, calculée par les lois du gaz parfait et τ_{ij} est le tenseur de contrainte donnée par :

$$r_{ij} = -\frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \qquad \text{I.38}$$

où m la viscosité dynamique et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Les composantes Fi de la force du corps électrique qui est exercée sur les porteurs de charge lorsqu'un champ électrique est appliqué, sont déterminées à partir des composantes E_i de l'intensité du champ électrique et des concentrations des espèces chargés n^+, n^- :

$$F_i = e\, E_i(n^+ - n^-) \qquad \text{I.39}$$

où le n+ et n- sont respectivement la quantité de porteurs de charges positives et négatives et e est la charge de l'électron.

L'intensité du champ électrique est reliée à la différentielle du potentiel électrique V par :

$$E_i = -\frac{\partial V}{\partial x_i} \qquad \text{I.40}$$

L'équation de Poisson décrivant la répartition de potentiel électrique qui évolue dans le temps avec des concentrations d'espèces chargées, doit être résolue à chaque pas de temps :

$$\nabla^2 V = -\frac{e\,(n^+ - n^-)}{s_0} \qquad \text{I.41}$$

avec μ_0 la perméabilité de l'espace. Le moment transféré des particules chargées vers le gaz neutre est dû à la collision entre ces particules chargées et les particules neutres. Dans cette approche, on suppose que le moment gagné par les ions à partir du champ électrique est transféré totalement et instantanément dans le gaz neutre.

L'équation de transports pour les espèces chimiques, neutres ou chargées, présents dans l'écoulement est donnée par :

$$\frac{\partial \rho Y^k}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_k(u_i + \bar{V}_i))}{\partial x_i} = \sum_s \Delta_{ks} |m_k| \qquad \text{I.42}$$

avec le terme à droite de cette équation représente la variation de masse de l'espèce k par collision. La quantité $\Delta_{ks}|m_k|$ représente la variation de la quantité mk au cours de la collision de deux particules (k et s).

Par le principe de la conservation de la masse.

$$\sum_s \Delta_{ks}|m_k| = 0 \qquad \text{I.43}$$

Par définition nous avons également :

$$\sum_s \rho_k \bar{V}_k = 0 \qquad \text{I.44}$$

telle que pour les espèces chargées l'équation précédente, I.43, devient :

$$\frac{\partial \rho Y^k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y}{\partial x_j} = -\frac{\partial \rho Y^k V^k_j}{\partial x_j} + w_k \qquad \text{I.45}$$

où $w^{\cdot}_k$ représente le terme source de l'espèce k. L'expression de la vitesse de diffusion, V^k, dépend de k représentant une espèce neutre, un ion ou un électron. Pour les espèces neutres, le flux de diffusion est simplement représenté par la loi de Fick avec un nombre de Schmidt constant de 0.7. Pour les espèces chargées, la relation suivante est utilisée :

$$\rho Y^k V^k_j = -\rho D^k \frac{\partial Y^k}{\partial x_j} + S^k \rho \mu^k Y^k E_j \qquad \text{I.46}$$

où Sk est négatif si l'espèce est chargée négativement et positif si l'espèce est chargée positivement. Pour le transport des espèces dans un milieu ionisé, il a été établi que le coefficient de diffusion D^kdes espèces neutres est égal :

$$D^k = D = \frac{\mu}{\rho Sc} \qquad \text{I.47}$$

où Sc est le nombre de Schmidt.

En introduisant les espèces ionisées, nous pouvons prendre en compte leur déplacement et leur interaction avec le coefficient de diffusion. Pour un milieu faiblement ionisé comme une flamme, le coefficient de diffusion de l'électron est :

$$D^k = \left(\frac{m^i}{m^e}\right)^{0.5} D^i \qquad \text{I.48}$$

m^e représente la masse de l'électron et m^i la masse moyenne des ions. Les valeurs des mobilités des ions et des électrons notées respectivement μ^i et μ^e, ont un impact direct sur l'intensité du vent ionique agissant sur la flamme. L'estimation du vent ionique a été traitée empiriquement dans la condition électrodynamique et sera expliquée en détails dans la partie vent ionique. En utilisant la relation d'Einstein, les mobilités des électrons et des ions sont données par :

$$\mu^e = \left(\frac{D^e}{D^i}\right) \mu^i \qquad \text{I.49}$$

Ici, $\dot{w}_k$ représente la variation de la masse de l'espèce *k* par collisions (réactions chimiques par exemple). Par définition, c'est le terme source de l'espèce *k*. Ces équations servent à modéliser l'effet du vent ionique sur la combustion.

Enfin l'équation pour l'énergie est :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i E}{\partial x_i} = -\frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \frac{\partial (c_{ij} - p\delta_{ij}) u_i}{\partial x_j} + Q + f \qquad \text{I.50}$$

q_i est le flux de chaleur calculé à partir des loi de Fourier. Le terme source, $\dot{Q}$, correspond au dégagement de chaleur dû à la combustion. La contribution de la force électrique, f, dans l'équation de transport d'énergie totale est donnée par :

$$f = \sum_{k=1}^{N_c} e\, n^k\, S^k\, E_{ij}\, (u_j + V_j{}^k) \qquad \text{I.51}$$

avec N_c le nombre d'espèce chargées et n^k la concentration en particules par m^3. L'impact de cette contribution n'est pas significatif puisque le champ électrique appliqué est très faible par rapport à la variation d'énergie totale. Le chauffage par joule est absent de l'équation I.50, tant que les tensions appliquées utilisées restent assez faibles (inférieures à 20 kV) et les pertes résistives du courant électrique induit peuvent alors être négligées.

I.10.6 Modèle cinétique pour la combustion incluant les espèces chargées

Différentes approches pour aborder la chimie des ions dans les flammes de mélange CH_4/air peuvent être trouvées dans la littérature. Starik et Titova (2002) ont décrit un mécanisme détaillé de la cinétique des ions lors de la combustion d'un mélange méthane/air. Ce mécanisme comprend environ 208 réactions comprenant des ions positifs et négatifs. Prager et al. (2007) ont proposé une cinétique tenant compte de 67 réactions différentes, où les ions positifs et négatifs sont inclus et 200 réactions pour les particules neutres. Hu et al. (2000) et Yamashita et al. (2009) ont utilisé des mécanismes réactionnels avec moins de réactions, respectivement 31 (28 pour les particules neutres et 3 pour les ions) et 39 (28 pour les neutres et 11 pour les ions), et ils ont négligé les ions négatifs. Pedersen et Brown (1993) excluent toujours les anions de leur mécanisme qui comprend 86 réactions. Ces auteurs comparent les performances de leur mécanisme à des mesures expérimentales pour quatre flammes laminaires prémélangées unidimensionnelles différentes. Les principales valeurs cinétiques des espèces neutres sont assez bien prédites tandis que pour l'espèce chargée, H_3O^+, qui a la concentration la plus élevée, les valeurs de crête sont obtenues avec un facteur de deux entre la simulation et l'expérience. Belhi et al. (2010) ont utilisé le mécanisme détaillé gri-mech 3.0 [Frenklach et al. (1996)] pour la combustion du méthane/air, qui présente une compilation de 325 réactions chimiques élémentaires et les expressions des taux associés avec les paramètres thermochimiques de 53

espèces qui y participent. Ainsi, sa performance a été validée pour une vaste gamme de conditions de combustion : une température allant de 1000 à 2500 K, une pression variante entre 0.01 et 10 atm, et une richesse de 0.1 à 5. Starikovskii et al. [9] ont établi un modèle unidimensionnel et bidimensionnel de la flamme laminaire prémélangée CH_4/air sous l'action du champ électrique DC, et ont étudié l'influence de la force volumique générée par le champ électrique sur la structure de la flamme.

Pedersen et al. (1993) ont effectué une étude numérique sur l'évolution de la chimie des ions dans des flammes de méthane pauvres, stœchiométriques et riches, brûlant à pression atmosphérique. L'objectif de cette étude était de prédire l'effet d'un champ électrique sur la structure ionique unidimensionnelle d'une flamme de méthane. Dans cette étude, cinq ions positifs sont inclus, mais encore une fois les ions négatifs sont exclus du mécanisme qui est composé de 13 réactions ioniques. La procédure de calcul a consisté à résoudre une équation de Poisson pour évaluer l'intensité locale de champ électrique ambipolaire généré naturellement dans la flamme à cause de la présence des espèces chargées. L'intensité de champ électrique résultant est ensuite utilisée pour calculer les contributions des courants ioniques dans les flux de la masse globale des ions. Dans cette approche, la diffusion et la mobilité des ions sont deux processus distincts. Les principales espèces neutres sont assez bien prédites. Les espèces chargées majoritaires sont les ions H_3O^+. Les valeurs de concentrations obtenues diffèrent d'un facteur deux entre la simulation et l'expérimentation. Les espèces neutres sont les précurseurs des espèces chargées, qui sont en très faibles concentrations en comparaison avec la concentration en espèces neutres.

Patyal et al. (2016) ont étudié numériquement les effets d'un champ électrique, appliqué extérieurement sur une goutte de combustible à symétrie sphérique. Un mécanisme cinétique chimique réduit en trois étapes qui reflète le processus de chimionisation pour les hydrocarbures généraux a été proposé afin de capturer la production et la destruction d'ions à l'intérieur de la zone de flamme. En raison de la symétrie imposée, l'effet du vent ionique n'engendrait que la modification du champ de pression. Leur étude se concentrait exclusivement sur les effets de l'échauffement ohmique et les effets cinétiques sur le processus de combustion. Ainsi, ils ont analysé les effets du champ électrique sur les caractéristiques de combustion de la flamme de diffusion ainsi obtenue, y compris la structure de la flamme, le taux de combustion massique et les caractéristiques d'extinction de flamme. Deux limites distinctes de champ faible et fort sont identifiées, mettant en évidence la force relative de la charge interne par rapport au champ appliqué de l'extérieur. Pour les deux limites, une augmentation du taux de combustion massique, avec un petit changement de température de la flamme, ainsi que des distributions d'espèces chargées significativement différentes ont été observées avec l'augmentation de la force du champ électrique dans les deux limites. De même, l'augmentation des tensions externes

du champ électrique éloignait la flamme de la gouttelette et provoquait un renforcement de la flamme avec une réduction du nombre de Damkhöler d'extinction.

Cinétique des espèces chargées

Les termes source des espèces chargés, ω_k (équation I.45), sont calculés par la loi d'Arrhenius à partir des concentrations des espèces neutres participant aux réactions ioniques et extraite de la table chimique (les espèces chargées n'ont aucun effet sur la chimie des espèces neutres, hypothèses qui se justifie par la très faible concentration molaire des espèces chargées par rapport à la plus petite concentration molaire des radicaux neutres).

Dans les flammes, cations, anions et électrons sont produits par le mécanisme de chimionisation. On peut distinguer deux types d'ionisation : la chimionisation et l'ionisation par collision.

Ionisation par collision :

$$A + e^- = A^+ + e^- + e^- \qquad \text{I.52}$$

Formation de H_3O^+ par chimionisation :

$$CH + O = HC0^+ + e^- \qquad \text{I.53}$$

Ce premier cation subit des réactions de transfert de protons et se transforme rapidement en un autre cation (H_3O^+) plus abondant dans la flamme [Godings et al. (1979)]

$$HCO^+ + H_2O = CO + H_3O^+ \qquad \text{I.54}$$

Suivent 4 réactions importantes :

$$H_3O^+ + e^- = H_2O + H \qquad \text{I.55}$$

$$H_3O^+ + e^- = OH + H + H \qquad \text{I.56}$$

$$H_3O^+ + e^- = H_2 + OH \qquad \text{I.57}$$

$$H_3O^+ + e^- = O + H_2 + H \qquad \text{I.58}$$

Certains auteurs comme Brown et Eraslan (1988), Pedersen et Brown (1993), Yamashita et al. (2009) ne retiennent que la première réaction (équation I.48), d'autres comme Belhi (2012) utilisent dans leur modèle une seule équation : $H_3O^+ + e^- =$ Espèces neutres. Le diagramme décrivant le cheminement de l'ensemble de ces étapes est schématisé sur la Figure I.17.

Concernant les ions négatifs, dans les flammes d'hydrocarbures, le rapport important entre la concentration d'électrons et la concentration d'ions négatifs a été trouvé important [Calcote et al. (1965) Goodings et al. 1979b)], et les électrons sont généralement considérés comme les

principaux porteurs de charge négative. Dans beaucoup d'études, les auteurs ont négligé les ions négatifs. Cependant, dans la région à basse température en amont de la base de la flamme, l'attachement d'électrons à l'oxygène moléculaire peut être le principal processus de transformation d'espèces chargées négativement [Gooodings et al. (1979a et 1979b), Prager (2007)]. Dans cette région, O_2 est alors le principal porteur de charge négative. Si la densité électronique en amont de la base de flamme est négligée, les ions négatifs tels que O_2^- ne sont pas susceptibles de se former. Ainsi les seules espèces chargées négativement qui sont retenues dans les modèles des études sont les électrons.

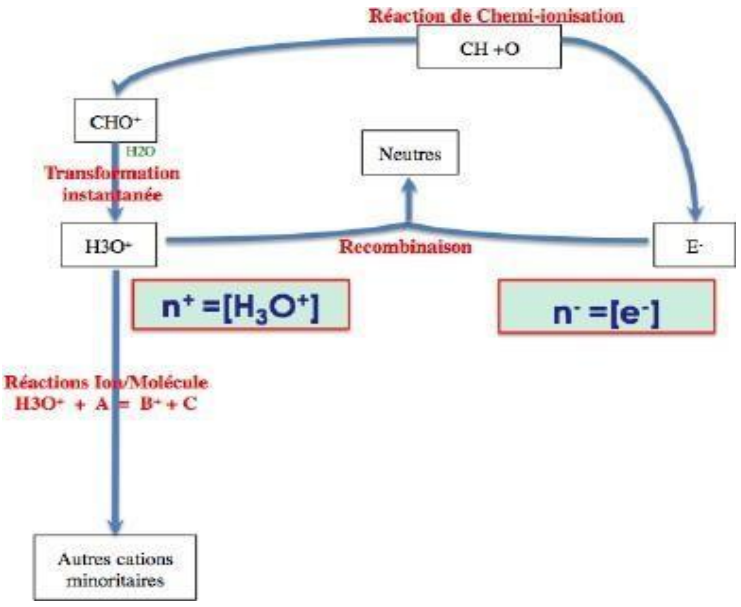


Figure I.11 : Schéma simplifié de la production des ions positifs d'après Belhi (2012)

Plusieurs modèles de réaction permettent d'intégrer les ions provenant de la réaction de combustion dans le schéma cinétique. Ces études ont pour but de prédire la quantité d'ions majoritaires responsables de l'effet vent ionique qui est considéré comme étant le principal phénomène responsable de la modification de la flamme. Notre étude ne porte pas sur la cinétique chimique de la combustion, mais cette bibliographie nous permettra de faire un lien entre la mesure de la chimiluminescence du CH* et l'état ionique de la flamme sous champ électrique.

Enfin avant de conclure cette section, on peut citer les modèles et mécanismes cinétiques utilisés dans les travaux sur la combustion assistée par plasma ou sur le reformage du méthane par plasma-catalyse. Ainsi Takana et al. (2012) ont utilisé un mécanisme simplifié de décharge CH_4/air pour simuler numériquement la dynamique d'écoulement de la décharge diélectrique de gaz mixte CH_4/air et l'évolution spatio-temporelle des particules actives. Du et al. (2010) ont établi un modèle de cinétique de plasma à décharge dans l'air et ont effectué des simulations

numériques sur des décharges uniques et répétées dans l'air. Mao (2018) a étudié la combustion du gaz mixte CH_4/O_2 par le mode de décharge mixte de la décharge impulsionnelle nanoseconde et de la décharge DC, et a étudié le processus d'évolution et le chemin de réaction des particules actives. Il est trouvé que la concentration de particules actives peut être améliorée soit par une augmentation de la concentration initiale d'électron, ou la réduction de l'intensité du champ et de la fréquence de décharge. Zhang (2014) a étudié le mécanisme cinétique de l'allumage amélioré par plasma et a découvert que l'O^- et son état excité peuvent exciter la combustion du méthane.

Rahmani (2018) et Rahmani et Nikravech (2018) ont développé sur le logiciel commercial ANSYS CHEMKIN un modèle numérique global 0D pour étudier la cinétique du RSM (Reformage Sec du Méthane) et identifier les différents processus qui régissent ce procédé. Un modèle cinétique comprenant 62 espèces (19 molécules, 22 espèces chargées et 21 radicaux libres) reliées par 559 réactions (117 réactions d'impact électronique, 322 réactions radicalaires, et 120 réactions impliquant des ions) a été développé afin de déterminer les paramètres du plasma et l'évolution temporelle des espèces réactives ainsi que les processus de conversion du biogaz. Un procédé de Décharge à Barrière Diélectrique Surfacique a été réalisé pour la transformation de mélange de CH_4 et de CO_2 représentatif du biogaz [Rahmani et Nikravech (2017)]. La comparaison des résultats de ce modèle avec les résultats expérimentaux obtenus a été réalisée.

Wang et al. (2019) ont étudié le mécanisme de l'excitation du plasma sur la réaction de combustion CH_4/air, En utilisant le logiciel CHEMKIN, un modèle de décharge CH_4/air et un modèle de calcul dynamique zéro dimension de la combustion CH_4/air assistée par plasma ont été établis. Par le calcul de la simulation, ils ont obtenu le temps de retard d'allumage, la loi d'évolution de la concentration en particules actives, le chemin de réaction chimique, la consommation d'OH et la sensibilité des réactions élémentaires. Les résultats montrent que lors de la décomposition de la décharge de gaz mixte CH_4/air, un grand nombre de particules à l'état excité sont générées, dans lesquelles N_2 (ap) réagit le plus fortement avec CH_4 pour favoriser la réaction. L'effet de dissociation du N_2 (C3) sur le CH_4 est le plus important dans la réaction de combustion. De plus, ils ont constaté qu'à l'ajout de plasma, l'augmentation de la température d'allumage et l'augmentation de la pression de réaction peuvent raccourcir le temps de retard d'allumage et augmenter la limite supérieure de l'élévation de température. Dans la réaction de combustion, $H + O_2 = O + OH$ jouent un rôle majeur dans la promotion de la réaction.

Enfin sur une recherche associant champ électrique et champ magnétique, une étude portant sur le traitement par plasma non thermique (NTP) des hydrocarbures, de l'alcool ou de la biomasse visant à améliorer le rendement de la production de gaz de synthèse (gaz de synthèse : H_2 + CO) dans un réacteur à plasma constitué de deux électrodes en graphite de forme conique séparée d'une distance de 10 mm, a été conduite par Khacef et al. (2013). Un système qui

produit une intensité de champ magnétique maximale de 140 mT au centre du réacteur a été associé à un système de décharge directe, créée à l'aide d'un transformateur élévateur HV sinusoïdal 15 kV-50 Hz avec flux de fuite délivrant un faible courant (155 mA). La décharge électrique produisait dans le mélange liquide éthanol/eau, qui a été injecté en continu dans le réacteur, un gaz riche en hydrogène. Cependant, en raison de l'érosion des électrodes, due à des chocs ioniques à la cathode sous une intensité de champ électrique élevée, des jets de particules quittant les électrodes avec une vitesse de 10 m/s ont été observés, ce qui a provoqué une augmentation de la densité des particules de carbone dans la zone de décharge. L'application d'un champ magnétique aux électrodes a permis d'homogénéiser l'érosion de ces dernières en réduisant la vitesse des jets de particules, à une valeur de 0.5 m/s.

I.10.7. Effet sur la modification de formation des particules de suie dans une flamme

L'influence générale des champs électriques sur les flammes est connue et il a été prouvé que ces champs affectent la dynamique de la flamme et les émissions de polluants, notamment la croissance des particules de suie qui reste encore un sujet ouvert. Les mécanismes sous-jacents de cette croissance ne sont pas encore définitivement identifiés. Les changements observables dans la structure de la flamme et l'émission de polluants lorsqu'une flamme est exposée à un champ électrique sont principalement attribués au vent ionique, bien que la température de la flamme qui en résulte sous l'influence de ces champs reste aussi un sujet de recherche ouvert. Nous avons signalé dans le paragraphe I.10.4 certaines études sur le vent ionique et les modifications constatées sur les quantités de particules de suie observées en fonction de l'application des différents champs électriques.

En 1981, Kono et al. (1981) étudiaient la modification de la luminosité de la flamme de diffusion d'acétylène et sur la formation de particules de carbone (particules de suie) lorsqu'elle est soumise à l'application d'un champ électrique continu (DC) et d'un champ alternatif (AC) jusqu'à 10 MHz. Ils ont montré que la luminosité de la flamme dans le visible dépend de la fréquence du courant, de l'intensité du champ électrique et du débit de gaz.

Kono et al. (1989) ont étudié les effets des champs transitoires, en courant continu et 50 Hz en courant alternatif, agissant sur une flamme de diffusion d'acétylène comportant des particules de suie, qu'ils ont comparé à un champ continu. Le but était de séparer les vitesses des particules de suie chargées de celles du vent ionique en utilisant la différence de leurs temps d'évolution relatifs. Ils ont montré en utilisant des méthodes laser Doppler et de diffusion pour déterminer les vitesses et les tailles des particules, que les particules de suie de l'ordre de 10 µm de diamètre se sont avérées avoir des mobilités de l'ordre de 5×10^{-6} m^2 $s^{-1}V^{-1}$ et nulle pour les particules exposées à un flux de porteurs de charges positives et négatives, respectivement. Des

perturbations majeures de l'écoulement dues aux effets du vent ionique s'installent après un retard de l'ordre de 10 ms. Des résultats similaires ont été obtenus si les transitoires ont suivi la mise en marche d'un champ continu ou se sont produits pendant le cycle à 50 Hz du champ alternatif.

L'effet du plasma non thermique sur les flammes de diffusion dans les jets à co-courant a été étudié expérimentalement par Cha et al. (2005), en adoptant une technique de décharge diélectrique (DBD). Le réacteur à plasma avait des électrodes de type fil-cylindre avec une alimentation en courant alternatif fonctionnant à 400 Hz. L'effet de la flamme sur le comportement de la décharge électrique a d'abord été étudié pour identifier le régime de génération de plasma, la tension de début de décharge et la puissance délivrée au réacteur au niveau du réacteur plasma. Ils ont montré que la luminosité jaune due au rayonnement des particules de suie a été considérablement diminuée. La température des gaz brûlés, les concentrations des principales espèces et les distributions spatiales du radical OH, des HAP et des particules de suie ont été mesurées. La formation de HAP et des particules de suie a été sensiblement influencée par le plasma non thermique, tandis que la température de la flamme et la concentration des principales espèces n'ont pas été beaucoup influencées par la génération de plasma. Les résultats ont démontré que l'application de plasmas non thermiques peut supprimer efficacement les HAP et la formation des particules de suie dans les flammes avec une faible consommation d'énergie, même de l'ordre de 1 W.

Park et al. (2014) ont étudié expérimentalement les effets des champs électriques DC sur les flammes d'éthylène non prémélangées dans un brûleur à contre-courant en mettant l'accent sur la réduction des particules de suie. L'expérience a été menée en connectant une borne haute tension et une borne de masse à une buse inférieure (carburant) puis supérieure (oxydant). Ils ont appliqué des potentiels de courant continu (DC) dans une plage de -5 kV <Vdc <5 kV. Des champs électriques uniformes ont ensuite été générés dans l'espace entre les deux buses. Les conditions expérimentales ont été sélectionnées pour couvrir à la fois les flammes de formation de suie (SF) et d'oxydation de formation de suie (SFO). Les flammes soumises aux champs électriques négatifs se sont déplacées vers la buse de carburant à cause d'un vent ionique dû à la force de Lorentz agissant sur les ions positifs dans les flammes. De plus, la luminosité jaune a considérablement diminué, indiquant des changements dans les caractéristiques des particules de suie. Pour analyser les caractéristiques des particules de suie sous les champs électriques, ils ont utilisé des techniques d'incandescence induite par laser plan (PLII) et de fluorescence (PLIF) pour visualiser des particules de suie, les hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) et les radicaux OH. Les limites des particules de suie en termes de fractions molaires de carburant et d'oxygène ont été mesurées. Aucune formation substantielle des particules de suie due aux effets des champs électriques DC pour la gamme testée de tensions et de fractions

molaires de réactif n'a pu être identifiée, aucun signal PLII n'a pu être détecté, indiquant que les particules de suie ont été réduites de manière significative en appliquant des tensions négatives.

Sayed-Kacem et al. (2019) ont utilisé de l'éthylène, combustible bien adapté pour l'analyse de la formation et la croissance des particules de suie, dans une flamme de jets coaxiaux, laminaire de diffusion pour étudier l'effet d'un champ électrique externe, positif et négatif, sur la modification de la production des particules de suie. Le débit d'éthylène était de 3.1 cm^3/s correspondant à une vitesse en sortie d'injecteur de 6.47 cm/s, et le débit d'air était de 72 cm^3/s conduisant à une vitesse de 6.1 cm/s. La flamme avait une longueur de 67 mm et était placée sous une différence de tension élevée uniforme. Des techniques d'extinction / diffusion laser ont été utilisées pour les mesures de la fraction volumique de suie, le diamètre des particules et la concentration en nombre de particules à différents endroits dans la flamme. Les auteurs ont relevé que lorsqu'un potentiel de 8 kV était appliqué, la flamme semblait de plus en plus courte, la fraction volumique de suie diminuait tandis que le diamètre des particules augmentait sous l'effet du champ électrique. Ils ont avancé que le vent ionique serait la principale cause des modifications géométriques de la flamme qui sont dues à l'augmentation de la vitesse de combustion et à l'accélération des espèces chargées.

Récemment Gillon et al. (2019) ont étudié l'influence d'un champ électrique sur la stabilité et l'émission des particules de suie dans une flamme de diffusion laminaire longue (88 mm) d'éthylène qui brûle dans l'air ambiant. Le débit d'éthylène était de 4.2 cm^3/s et la vitesse à la sortie du brûleur est de 5.3 cm/s. Les mesures de la fraction volumique de suie in situ, réalisées par extinction laser, à des hauteurs dans la flamme comprise entre 20 et 80 mm, montrent que dans un champ électrique négatif, la fraction volumique moyenne de la suie mesurée sur un axe de flamme stable diminue, alors que les oscillations de la flamme entraînent une augmentation de la production des particules de suie lorsqu'on augmente la valeur du champ électrique.

I.11. Formation des particules de suie

I.11.1 Processus de formation des particules de suie

Le langage commun désigne par suie, la matière épaisse et noire déposée par la fumée après un processus de combustion. Dans notre cas, nous appellerons ainsi les particules générées par une combustion incomplète, sans distinction du lieu où elles sont observées : dans la flamme ou déposées sur un substrat après avoir été prélevées dans la flamme. Les suies sont produites dans les régions où le mélange est riche et la température suffisante. Tout système qui n'est pas prémélangé, comme une flamme de diffusion, présente localement de telles propriétés, même si globalement le mélange est pauvre.

Les suies sont à l'origine de la couleur orangée typique des flammes présentant une combustion incomplète. Leur rayonnement est si intense qu'il occulte facilement l'émission bleue due à la chimiluminescence des radicaux C_2 et CH. Cette dernière émission est celle qui nous permet de distinguer la forme de la flamme de prémélange. Il ne faut pas se fier au degré de brillance de la flamme du fait de la forte sensibilité du rayonnement à la température locale comme montré par Shaddix et Smyth (1997). Celui-ci dépend également de la fraction volumique locale, et les régions riches en particules de suie sont souvent moins brillantes que des régions plus pauvres dont la température est plus élevée. Une étude de l'évolution de la luminosité dans le visible sous champ électrique sera effectuée et corrélée avec la présence de particules de suie sous champ électrique dans la flamme.

D'un point de vue morphologique, les particules de suie sont des agrégats de particules sphériques de faible diamètre (10 à 100 nm). On sait qu'une réaction de combustion d'hydrocarbure incomplète produit des particules imbrulées notamment les particules de suie. Ces particules rayonnent sous l'effet de la chaleur donnant à la flamme une couleur jaune caractéristique. La formation des particules de suie est un phénomène très complexe de conversion des molécules d'hydrocarbure en agglomérats de particules carbonées (particules dites primaires). Kent et al. (1990) ont démontré que pour une flamme de diffusion laminaire d'éthylène, la formation des particules de suie se produit principalement pour des fractions de mélange comprises entre 0.10 et 0.18 et des températures comprises entre 1400 et 1700 K. Les principales étapes de formation des particules de suie sont connues (Figure I.12) et sont détaillées dans des nombreuses publications.

Pyrolyse

Lors des processus de combustion, les molécules d'hydrocarbures situées dans les zones à température élevée, c'est-à-dire au niveau du front de flamme, subissent d'abord une pyrolyse : ce processus donne des hydrocarbures moins saturés et plus légers ainsi que des hydrocarbures polycycliques aromatiques (HAP). Les réactions de pyrolyse sont en général endothermiques ce qui rend leur vitesse très dépendante de la température. Or, il a été montré que l'application d'un champ électrique tend à modifier la température de la flamme.

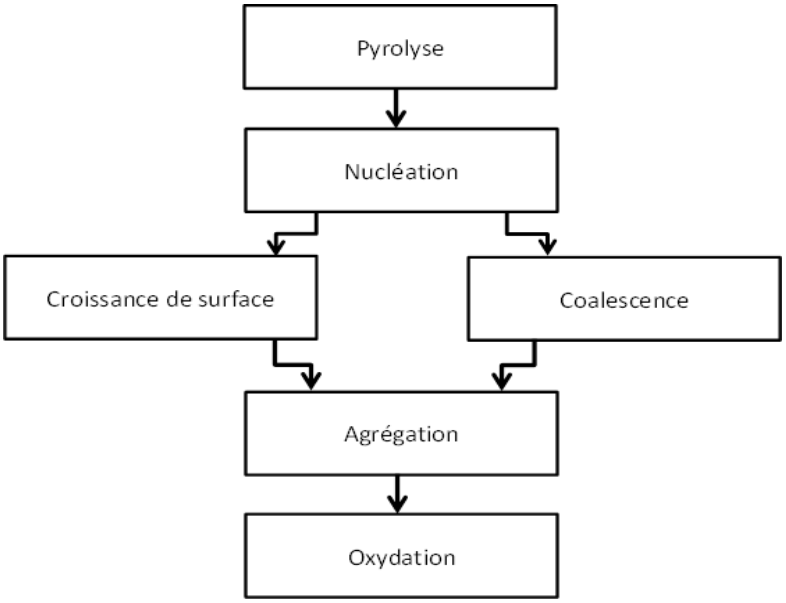


Figure I.12 : Différentes étapes de la vie d'une particule de suie

Nucléation

C'est la formation des particules primaires, se produisant dans la zone la plus réactive de la flamme : les produits résultant de la pyrolyse ou de l'oxydation des hydrocarbures (acétylène ou encore hydrocarbures aromatiques polycycliques notés HAP) se condensent et forment des particules appelées nucléi. Celles-ci sont produites en quantité importante et ont un diamètre voisin de 2 nm. De nombreux auteurs présentent les hydrocarbures aromatiques polycycliques (ou HAP) comme les précurseurs des particules de suie. Ils sont formés de plusieurs noyaux aromatiques (3 à 5 cycles accolés pour la plupart des HAP) et proviennent d'une combustion incomplète. D'autres hypothèses relatives au processus de création existent (Celui-ci n'est pas détaillé ici). L'objectif de notre étude est de lister les paramètres influençant la production des particules de suie. Le mécanisme le plus connu et le plus utilisé pour la formation du HAP et des nucleis, est le mécanisme HACA (Hydrogen Abstraction Condensation Acetylene) développé par Frenklach et al. (1984) et décrit comme suit :

Un premier cycle benzénique est formé, la modélisation de la croissance HAP jusqu'à la création de particules est essentiellement basée sur l'addition de petites unités, comme C_2H_2 au cycle benzénique. Ensuite nous avons une extraction d'un atome d'hydrogène et un radical d'absorption de C_2H_2. La figure I.13 représente les différentes étapes formant le HACA :

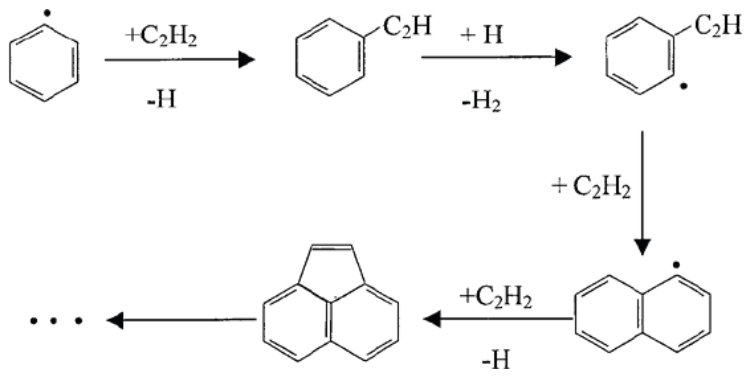


Figure I.13: Schématisation du processus HACA décrit par Frenklach et al. (1984)

Croissance de surface

La surface des nucléis réagit avec des espèces cycliques fortement hydrogénées, présentes en phase gazeuse dans la flamme, entraînant une augmentation du rayon des nucléis passant à une dizaine de nanomètres. Cette étape n'a pas de conséquences sur le nombre de particules qui est maintenu constant alors que leur masse et leur volume augmentent.

Coagulation et agglomération

Ce sont des phénomènes différents issus des collisions inter-particulaires qui vont dicter la morphologie des agrégats. Lorsque les particules sont encore « jeunes », c'est-à-dire de faible diamètre (de l'ordre de 10 nm), et que la croissance de surface est encore rapide, deux particules entrant en collision peuvent fusionner. En effet, du fait de la forte concentration et du fort mouvement brownien dû à la température dans la flamme, les particules entrent en collision et leur structure interne encore mobile peut se réorganiser. On assiste, suite à cette collision, à un phénomène de coalescence. Pour des particules « plus âgées » et de diamètre plus important (supérieur à 10 nm) la structure interne se réorganise et les particules vont se coller sans fusionner : c'est le phénomène d'agglomération (Figure I.14). C'est au cours de ce phénomène que la morphologie complexe des particules de suies apparaît et que la distribution granulométrique des particules s'établit. Au cours de ces deux phénomènes de collisions, la masse totale de l'aérosol n'évolue pas tandis que le nombre de particules diminue. A noter que ces deux phénomènes ne se déroulent pas forcément en même temps, la coagulation peut intervenir dès la formation des nucléis contrairement à l'agglomération.

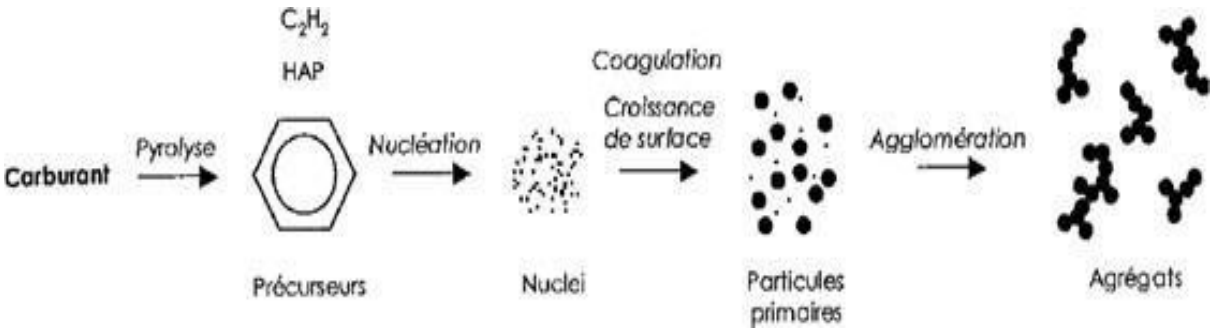


Figure I.14 : Processus chimique amenant aux agrégats de suies

Dans des flammes laminaires, Williams et al. (2007) reportent ainsi, après observation TEM de particules prélevées par thermophorèse, des diamètres de particules primaires de 36 nm pour l'éthylène et de 41 nm pour le kérosène.

La complexité et la taille des agrégats dépendent notamment du temps de résidence (Figure I.15) des molécules amenant la formation des particules de suie. Ce temps de résidence a été défini comme étant le rapport entre la longueur de flamme et la vitesse des comburants. Konsur et al. (1999) ont notamment déterminé expérimentalement que la fraction volumique de suie diminue lorsque le temps de résidence diminue, comme montré par Legros et al. (2009).

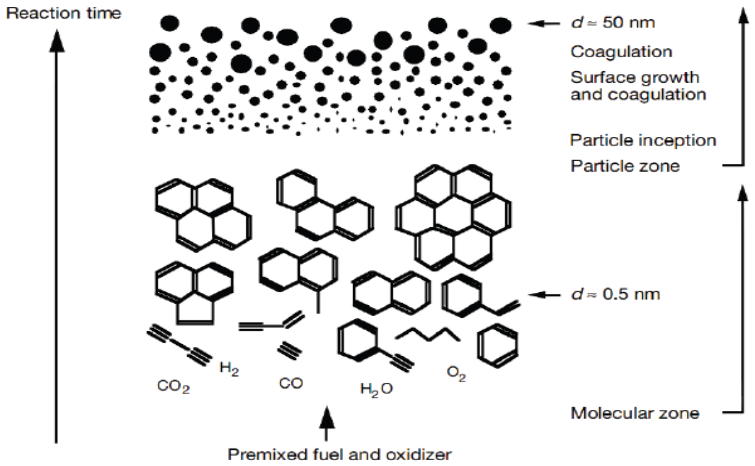


Figure I.15 : Evolution des particules de suies dans le temps et dans l'espace pour une flamme de pré mélange [Williams et al. (2007)]

<u>Oxydation des particules de suie</u>

L'oxydation de la particule de suie peut résulter de l'action de différentes espèces : CO_2, NO, H_2O, O_2, OH. Neoh et Col. (1981) ont montré que l'oxydation des particules de suie dans une flamme de prémélange de méthane est essentiellement due au radical OH et, dans une proportion moindre, à l'oxygène moléculaire O_2. Garo et al. (1988) sont parvenus à la même conclusion dans l'étude d'une flamme de diffusion de méthane.

Afin de caractériser et mesurer les particules de suies dans la flamme, de nombreuses techniques de diagnostic optique ont été mises en place. Deux catégories de mesures existent : les mesures

intrusives d'une part, et non intrusives d'autre part, comme la LII (Incandescence induit par laser), la technique d'extinction laser, la technique d'émission deux couleurs ou encore la technique d'extinction diffusion. L'application d'un champ électrique ne permet pas d'utiliser les techniques intrusives. Seules les mesures non intrusives sont détaillées dans la suite.

I.11.2 Mesures non intrusives

La mise en place d'un dispositif expérimental permettant de ne pas perturber la flamme, est un enjeu majeur dans le diagnostic de flamme. En effet, les appareils de mesure pourraient influer sur les procédés de réaction de la flamme, le transfert de chaleur ainsi que les conditions d'écoulement des combustibles. Les techniques de mesures pour examiner l'émission de particules de suie d'une flamme doivent être non-intrusives. Des techniques non intrusives basées sur les mesures lasers permettent des mesures d'extinction de la lumière, de la diffusion élastique de la lumière ou encore de l'émission des particules de suie par le LII.

Les particules de suies se composent d'une large distribution de tailles, de formes et de températures. Ces particules de suies peuvent être déterminées par plusieurs paramètres. L'un de ces paramètres est la taille des agrégats. La taille peut être décrite par le diamètre des particules primaires. Une autre façon de décrire la taille des particules est de considérer que l'agrégat de suie est équivalent à une sphère de diamètre d. Le second paramètre est la répartition spatiale de suie. La distribution de suie dans une flamme peut être décrite avec la fraction volumique des suies Fv. Elle peut également être décrite par la densité des nombres Np (également connue sous le nom de concentration), qui représente la quantité de particules de suie primaires par unité de volume.

<u>Extinction</u>

La mesure par extinction laser permet de mesurer la concentration de particules de suies comprises dans un volume donné, appelée aussi fraction volumique de suie. La mesure de la fraction volumique de suie peut se faire avec un laser continu de type Argon [Applel et al. (1996)], un laser He-Ne [Shaddix et al. (1994)] ou encore avec une lampe de tungstène équipée de filtres [Choi et al. (1994)]. Le montage optique permet d'obtenir le coefficient d'extinction. Les avantages de cette technique sont un coût relativement bas et une facilité de mise en place. En revanche, elle présente une faible sensibilité (minimum : 0,1 ppm) et les mesures se font en intégrant le signal sur tout le trajet du faisceau laser. Celui-ci doit être déconvolué par des techniques d'inversion dans les conditions d'une flamme symétrique.

La connaissance des propriétés optiques (indice optique) des particules de suie est nécessaire pour établir une proportionnalité entre le coefficient d'extinction et la fraction volumique de suie. Ces indices optiques dépendent en général du type du combustible utilisé et de la longueur

d'onde du laser comme montré par Smyth et al. (1996), Dalzell et al. (1969) et Dalzell et al. (1970).

Longueur d'onde

Le choix de la longueur d'onde du laser est strictement lié aux conditions expérimentales particulières visées pour l'étude, c'est-à-dire aux réactifs, à la température et à la plage de pression. La technique d'extinction est appliquée pour mesurer la concentration des particules de suie. La contribution à l'absorption de particules carbonées doit être discriminée à celle due à d'autres espèces présentes dans la flamme. Un système de combustion est un milieu très complexe, caractérisé par la présence de différentes espèces en phase gazeuse, comme par exemple les hydrocarbures aromatiques polycycliques. Ces molécules présentent une large bande d'absorption caractéristique dans la région UV-visible. En fonction des conditions expérimentales, la contribution à l'extinction de ces espèces absorbantes pourrait ne pas être négligeable. Pour surmonter ce problème, les longueurs d'onde proches de la région du spectre IR devraient être choisies. En cela, pour notre partie expérimentale de mesures de particules de suie, un laser de longueur d'onde 632,8 nm est utilisé.

Diffusion Rayleigh

On peut obtenir des informations supplémentaires sur les particules de suie en couplant les deux techniques précédentes. Dans de nombreuses études, la technique d'extinction combinée avec la diffusion a été utilisée pour obtenir les fractions volumiques, le diamètre et le nombre de densité moyen des particules [Alessio et al. (1992)]. L'exploitation de ce couplage est cependant différente selon la théorie de la diffusion élastique considérée (particules séparées ou agrégats). Certaines grandeurs sont accessibles à partir du rapport des mesures de diffusion sur l'extinction. Différentes études [Santoro et al. (1983), Kellerer et al. (2000), Charalampopoulos (1987)] ont notamment montré qu'on peut caractériser le diamètre des particules de suie avec le coefficient de diffusion et d'extinction. Toutefois, il est important de noter que les mesures absolues de fractions volumiques sont liées à un calibrage par CRDS dépendant de l'indice de réfraction. L'incertitude sur la mesure de l'indice de réfraction peut être de deux ordres : le pourcentage d'erreur sur la valeur donnée (généralement de 5 % sur n et de 5 à 20 % sur k) mais également la dispersion des indices donnés dans la littérature (estimée à ± 20% sur E(m) d'après la gamme d'indice à 532 nm entraînant une incertitude globale maximale sur la fraction volumique, fv, d'environ ± 30%).

La technique de la diffusion Rayleigh permet de déterminer les diamètres des particules de suie et la densité en nombre en tenant compte des sphérules isolées et des particules de suie de petit diamètre. Cependant, l'analyse TEM de la morphologie des particules de suie montre que les particules de suie sont principalement composées d'agrégats de particules primaires

individuelles. Deux paramètres importants doivent d'être préalablement définis dans le cas d'une diffusion Rayleigh : la section efficace et l'angle de diffusion.

Section efficace

Les phénomènes de diffusion et d'absorption sont quantifiables grâce à des grandeurs appelées sections efficaces. Une section efficace est le rapport entre l'énergie transformée au cours de l'interaction et l'éclairement de la particule (énergie reçue par unité de surface). On note la section efficace d'absorption C_{abs} et la section efficace de diffusion totale C_{vv}. On distingue la diffusion angulaire de la diffusion totale. La diffusion angulaire correspond à la lumière diffusée par la particule selon un angle donné et par unité d'angle solide. La section efficace de diffusion angulaire se note d $C_{vv}d(\theta)$.

Angle de diffusion

L'angle de mesure du faisceau diffusé modifie le volume du faisceau laser donc l'intensité détectée par le PM (photo multiplicateur). L'angle de mesure de diffusion est à 90°, ce qui correspond au plus grand volume de diffusion. Dans notre manipulation, les résultats de dissymétrie ne seront pas discutés et seules les données de diffusion de la lumière pour 90° seront présentées.

La technique d'extinction diffusion est peu coûteuse et fiable, nous l'utiliserons pour mesurer la production de particules de suie dans une flamme de diffusion sous champ électrique. Une brève présentation des deux techniques non intrusives très utilisées mais coûteuses est présentée ci-dessous.

L'Incandescence Induite par Laser (LII)

Lorsque l'on expose des particules de suie contenues dans une flamme à un faisceau laser pulsé suffisamment intense, celles-ci absorbent une partie de l'énergie du faisceau en s'échauffant fortement. Les particules peuvent atteindre des températures très supérieures à celle du milieu environnant (environnement 4000 K) conduisant à la sublimation du carbone. Celles-ci rayonnent comme un corps noir. Ce rayonnement thermique est détecté par une caméra rapide synchronisée avec l'impulsion laser. Un filtrage et une porte temporelle adaptés à l'émission LII permettent des mesures précises de la fraction volumique des particules de suie Fv [Schulz et al. (2006)]. L'analyse du déclin temporel du signal LII est en relation (non directe) avec la distribution en taille des particules primaires.

Small Angle X-ray Scattering – SAXS

La SAXS est une technique non intrusive qui exploite un faisceau de rayons X à la place de la lumière visible. C'est une diffusion élastique. Les très faibles longueurs d'ondes permettent d'accéder à des informations sur la taille et la structure de nanoparticules à des échelles inférieures à 100 nm avec un angle de collection bien inférieur (la détection se fait sur un capteur CCD), et sans qu'il soit nécessaire de connaître les propriétés optiques des particules.

Cette technique a déjà été appliquée aux particules produites par combustion [Stasio et al. (2006)] et s'est montrée particulièrement efficace pour la compréhension des étapes de croissance des particules primaires. Néanmoins, cette technique est très coûteuse et mal adaptée pour les particules dont la taille est de l'ordre de 100 nm.

I.12 Conclusion

Ce chapitre bibliographique présente les mécanismes et les paramètres mis en jeu dans le processus de combustion pour une flamme de diffusion de méthane. Ainsi, nous avons vu que pour une flamme à jet simple, le débit d'injection et le type de combustible amènent à des comportements différents de la flamme de diffusion. Cette modification de comportement peut être caractérisée par la longueur de flamme ou encore la luminosité de flamme. Cette longueur de flamme peut osciller (instabilité de flickering) et dans le cas des jets coaxiaux nous pouvons avoir une flamme avec une instabilité de flickering décrochée du brûleur (liftée), appelée également flamme partiellement prémélangée. Ces instabilités de flammes impactent significativement la production des particules de suie dans une flamme de diffusion.

Les marqueurs luminescents de réaction de combustion, tels que CH*, OH* et C_2*, permettent de quantifier la réaction de combustion et de mieux comprendre l'impact de l'application d'un champ magnétique et d'un champ électrique sur une flamme de diffusion.

Dans le cadre de l'application d'un champ électrique sur une flamme de diffusion, nous avons rappelé les propriétés électriques d'une flamme. La flamme est définie comme étant un plasma froid, et, des mesures effectuées par spectroscopie de masse dans une flamme sur les espèces ionisées ont permis de montrer que les ions majoritaires sont les cations H_3O^+. Il a également été montré que l'application d'un champ électrique modifie la formation de ces ions et influe sur la stabilité de la flamme. De nombreuses études ont montré que l'application d'un champ électrique alternatif tend à raccrocher la flamme initialement décrochée du brûleur. Dans le cas de l'application d'un champ électrique continu, le résultat sur la flamme liftée n'a pas été démontré et aucune étude n'a été faite sur l'instabilité de flickering et sur la production de particules de suies pour une flamme de diffusion de méthane. Dans le cas de l'application d'un champ magnétique, la bibliographie a montré que ce dernier impacte la stabilité de la flamme liftée et le flickering d'une flamme de diffusion de méthane.

En complément de ces études, cette thèse étudie le couplage entre la stabilité d'une flamme de diffusion de méthane et la production de particules de suies, pour une flamme soumise à un champ électrique ou un champ magnétique.

I.13 Bibliographie

Altenkirch R.A., Eichhorn, Hsu N.N., Brancic A.B., Cevallos N.E., “Characteristics of laminar gas jet diffusion flames R. under the influence of elevated gravity” Proceedings of the Combustion Institute 16 (1976), 1165–1174.

Applel J., Jungfleisch B., Marquardt M., Suntz R., Bockhom H., “Assessment of Soot Volume Fractions from Laser-Induced-Incandescence by Comparison with Extinction Measurements in Laminar Premixed Flat Flames”, Proceedings of the Combustion Institute 26 (1996), 2387-2395.

Arai M., Sato H., Amagai K., “Gravity effects on stability and flickering motion of diffusion flames”, Combustion and Flame 118 (1999), 293–300.

Baker J., Calvert M. E., « A study of the characteristic of slotted laminar jet diffusion flames in the presence of non-uniform magnetic fields» Combustion and Flame 133 (2003), 345-357.

Belhi M., “ Simulation numérique de l'effet de champ électrique sur la stabilité des flammes de diffusion ”, Université de Rouen, 2012.

Belhi M., Domingo P., Vervisch P., "Direct numerical simulation of the effect of an electric field on flame stability", Combustion and Flame 157 (2010) 2286–2297.

Belhi M., Lee B.J., Chaa M.S., Ima H.G., “Three-dimensional simulation of ionic wind in a laminar premixed Bunsen flame subjected to a transverse DC electric field”, Combustion and Flame 202 (2019) 90-106.

Bilger R.W., “The structure of turbulent nonpremixed flames”, Proceedings of the Combustion Institute 22 (1988), 475–488.

Bittencourt J., Fundamentals of Plasma Physics, Springer Verlag, 2004.

Blevins L. G., Renfro M. W., Lyle K. H., Laurendeau N. M., Gore J. P., “Experimental study of temperature and CH radical location in partially premixed CH4/air coflow flames”, Combustion and Flame 118 (1999) 684–696.

Borgatelli F., Dunn-Rankin D., “Behavior of a small diffusion flame as an electrically active component in a high-voltage circuit”, Combustion and Flame 159 (2012)210–220.

Boulanger J., “Laminar round jet diffusion flame buoyant instabilities: Study on the disappearance of varicose structures at ultra-low Froude number”, Combustion and Flame 157 (2010) 757–768.

Brande W.T., “On some new electro-chemical phenomena”, Phil. Trans. R. Soc. 104 (1814)51–61.

Broadwell, J. E., Dahm, W. J. A., and Mungal, M. G., *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1984, pp. 303–310.

Brown R.C., Eraslan A.N., “Simulation of ionic structure in lean and close-to-stoichiometric acetylene flames”, Combustion and Flame 73 (1988)1-21.

Buckmaster J., Peters N., “The infinite candle and its stability- a paradigm for flickering Diffusion flames”, Symposium (International) on Combustion 21 (1986) 1829-1836.

Buckmaster, J., "Edge-flames and their stability". Combustion Science and Technology, 115, Issue 1-3 (1996) 41-68

Burke S.P., Schumann T.E.W., “Diffusion flames”, Industrial & engineering chemistry” 20 (1928) 998-1004.

Calcote H. F., “Mechanisms for the formation of ions in flames”. Combustion and Flame, 1 (1957) 385-403.

Calcote, H. F., Kurzius S. C., and Miller W. J., "Negative and secondary ion formation in low-pressure flames". Symp. (Int) Combust., 10 (1) (1965) 605–19.

Carleton F. B., Dunn-Rankin D., and Weinberg F. J., “The optics of small diffusion flames in microgravity”, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute 27 (1998) 2567–2572.

Cetegen B.M., Dong Y., “Experiments on the instability modes of buoyant diffusion flames and effects of ambient atmosphere on the instabilities”, Exp. Fluids 28 (2000) 546–558.

Cha M.S., Lee S.M., Kim K.T., Chung S.H., “Soot suppression by nonthermal plasma in coflow jet diffusion flames using a dielectric barrier discharge”, Combustion and flame 141 (2005) 438-447.

Chahine M., "Etude des effets magnétiques et des effets de l’enrichissement en oxygène sur la combustion d’une flamme de diffusion laminaire CH_4-Air. Optimisation de l’efficacité énergétique", Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans. Soutenue le 18 avril 2012.

Chamberlain D.S., Rose A., “The flicker of luminous flames”, Ind. Eng. Chem. 20 (1928), 1013–1016.

Charalampopoulos T.T., “Morphology and dynamics of agglomerated particulates in combustion systems using light scattering techniques”, Progress in Energy and Combustion Science 18 (1992) 13-45.

Chen L.D., Seaba J.P., Roquemore W.M., Goss L.P., “Buoyant diffusion flames”, Symposium (International) on Combustion (1988) 677-684.

Choi M. Y., Hamins A., Mulholland G. W., Kashiwagi T., “simultaneous optical measurement of soot volume fraction and temperature in premixed flames” Combustion and Flame 99 (1994) 174-186.

Chung S.H and Lee B.J., “On the characteristics of laminar lifted flames in a non-premixed jet”, Combustion and Flame 86 (1991) 62-72.

Chung S.H., “Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames”, Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007) 877-892.

Clements R., Rizvi S., Smy R., “Langmuir probe characteristics in a high pressure” IEEE Transactions on Plasma Science 22, Issue: 4, (1994).

Criner K., “ Stabilisation de la flamme de turbulentes assistée par plasma hors équilibre et par champ électrique”, Thèse Université de Rouen, 2008.

D'Alessio A., D'Anna A., D'Orsi A., Minulto P., Barbella R., Ciajolo A., “Precursor formation and soot inception in premixed flames”, Twenty-Fourth Symposium on Combustion 24 (1992), p 973-980.

Dalzell W. H., and Sarofim A. F. J., “Optical Constants of Soot and Their Application to Heat-Flux Calculations”, Heat Transfer 91 (1969)100-104

Dalzell W. H., Williams G.C. and Hottel H.C., “A Light-Scattering Method for Soot Concentration Measurements”, Combustion and Flame 14 (1970)161-169.

Darabkhani H. G., Wang Q., Chen L., Zhang Y., “Impact of co-flow air on buoyant diffusion flames flicker”, Energy Conversion and Management 52 (2011) 2996–3003.

Delmaere T. (2008), “Etude de l’effet d’un gradient de champ magnétique sur le développement de flammes laminaires de diffusion ”, Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans. Soutenue le 8 décembre 2008.

Delmaere T., Sarh B., Gillon P. “A numerical study of the magnetic influence on coaxial jets flow upstream from lifted flames”, Combustion Science and Technology, 182 (2010) 1933-2010.

Di Stasio, Mitchell S., J., Le Garrec J., Biennier L. et Wulff M., "Synchrotron saxs in situ identification of three different size modes for soot nanoparticles in a diffusion flame", Carbon 44 (2006) 1267–1279.

Du Y., Nayak G., Oinuma G., Peng Z., Bruggeman P. J., “Effect of water vapor on plasma morphology, OH and H2O2production in He and Ar atmospheric pressure dielectric barrier discharges”. *Journal of Physics D: Applied Physics,* 50**, (**2017) 145201.

Eraslan A.N., Brown R.C., “Chemiionization and ion-molecule reactions in fuel-rich acetylene flames”, Combustion and Flame. 74 (1988) 19–37.

Ern A. and Giovangigli V., “Multicomponent Transport Algorithms”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 24 (1994).

Faraday M., "On the diamagnetic conditions of flame and gases" The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 31, 210, 101-421, (1847).

Fialkov A.B., “Investigations on ions in flames”, Progress in Energy and Combustion Science 23 (1997) 399-528.

Franklin R.N., “Basic relationships in electronegative plasmas with a multiplicity of negative and positive ion species”, Journal of Physics D: Applied Physics 36 (2003) 823-827.

Frenklach M., Bowman T., Smith G., Gardiner B., http ://www.me.berkeley.edu/gri-mech/. xi, 31, 32, 91, 92, 115.

Frenklach M., Clary D. W., Gardiner W. C., Stein S. E., “Detailed kinetic modeling of soot formation in shock-tube pyrolisis of acetylene”, Twentieth Symposium (International) on Combustion 20 (1984), p 887-901.

Frenklach M., Wang H., Bowman C.T., Hanson R.K., Smith G.P., Golden D.M., Gardiner W.C., and Lissianki V., GRI-Mech 3.0. (1996). http://www.me.berkely.edu/gri-mech. 64, 129

Garo A., Lahaye J., Prado G., “Mechanisms of Formation and Destruction of Soot Particles in a Laminar Methane-Air Diffusion Flame”, Proceedings of the Combustion Institute 21 (1988), 1023-1031.

Ghosal S. and Vervich L., “Stability diagram for lift off and blow out of round jet laminar diffusion flame”, Combustion and flame, 123 (2001), 646-655.

Gilard V., Gillon P., Blanchard J.N., Sarh B. “Influence of horizontal magnetique field on cofflow methane/air diffisuion flame”, Combustion Science and Technology, 180 (2008), 1920-1935.

Gilard V., Gillon P., Sarh B., "Experimental Study of A Flickering Methane Diffusion Flame with Coflow of Oxygen-Enriched Air", Combustion Science and Technology, 186 (2014) 1478-1490.

Gillon P. , Chahine M., Sarh B. , Blanchard J.N., Gilard V., “Stabilization of Lifted Laminar Co-Flow Flames by Oxygen-Enriched Air”, Combustion Science and Technology, 184 issue 4,(2012).

Gillon P., Gilard V., Sarh B., "Magnetic effects on flickering methane air coflow jet diffusion flames", 9th Mediterranean Combustion Symposium, MCS9, Rhodes, Greece (2015).

Gillon P., Badat W., Gilard V., Sarh B.,"Magnetic Effects on Flickering Methane/Air Laminar Jet Diffusion Flames", Combustion Science and Technologie, 188:11-12, (2016) 1972-1982, DOI: 10.1080/00102202.2016.1213532

Gillon P., Gilard V., Idir M., Sarh B., "Electric field influence on the stability and the soot particles emission of a laminar diffusion flame", Combustion Science and Technology, 191 (2019) 325-338.

Goodings J. M., Bohme D.K., Ng C.W., “Detailed ion chemistry in methane oxygen flames. Negative ions”, Combustion and. Flame 36 (1979) 45-62.

Goodings J.M., Bohme D.K., Chun-Wai Ng.,”Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. positive ions”, Combustion and Flame 36 (1979) 27-43.

Hayashi H., "The external magnetic field effect on the emission intensity of the $A^2E+\Diamond X^2II$(0-0) transition of the OH radical in flames". Chemical Physics Letters, 87 (2) (1982) 113-116.

Higgins B., McQuay M.Q., Lacas F., Candel S., “An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chimiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames”, Fuel 80 (2001) 1583-1591.

Hosseinpour J. and Mahdavy-Moghaddam H. “Computational study of magnetic field effects on the nozzle of hydrogen micro flame”, Combustion and Flamme 220 (2020) 247–256.

Hu J., Rivin B., Sher E., “The effect of an electric field on the shape of co-flowing and candle-type methane–air flames”, Experimental Thermal and Fluid Science, 21 (2000) 124–133.

Jacobs S. V., Xu K. G., “Examination of ionic wind and cathode sheath effects in a E-field premixed flame with ion density measurements”, Physics of Plasmas 23 (2016), 043504.

Jaggers A.H. and Von Engel A. "The effect of electric fields on the burning velocity of various flames”, Combustion and Flame, 16 (1971) 275-285

Jiang X., Luo K. H., “Combustion-induced buoyancy effects of an axisymmetric reactive plume”, Combustion Institute, (2000) 1989–1995.

Jocher, A., Pitsch, H., Gomez, T., and Legros, G. "Modification of sooting tendency by magnetic effects". Proc. Combust. Inst., 35 (2015), 889.

Khacef A. , Arabi K. , Aubry O., Cormier J.M., "Atmospheric Pressure Low-Current Plasma for Syngas Production From Alcohol", Transactions on Plasma Science, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 39 (2011) 2914-2915.

Karnani S., Dunn-Rankin D., “Detailed characterization of DC electric field effects on small non-premixed flames”, Combustion and Flame 162 (2015) 2865–2872.

Karnani S., Dunn-Rankin D., F. Takahashi, Z-G. Yuan, D. Stocker, “simulated gravity using electric fields in microgravity combustion”, 23 ICDERS July 24–29, 2011.

Katta V. R., Roquemore W. M.,” Role of inner and outer structures in transitional jet diffusion flame”, Combustion and Flame 92 (1993) 274-282.

Kee nad R. J., Rupley F. M., Miller J. A., Coltrin M. E., Grcar J. F., Meeks E., Moffat H. K., Lutz A. E., DixonLewis G., Smooke M. D., Warnatz J., Evans G. H., Larson R. S., Mitchell R. E., Petzold L. R., Reynolds W. C., Caracotsios M., Stewart W. E., Glarborg P., Wang C., and Adigun O., CHEMKIN Collection, Release 3.6. Reaction Design, Inc., San Diego, CA (2000) 31.

Kellerer H., Koch R., Wittig S., “Measurements of the Growth and Coagulation of Soot Particles in a High-Pressure Shock Tube”, Combustion and Flame 120 (2000) 188-199.

Kent J. H., Honnery D. R., "Soot formation rate map for a laminar ethylene diffusion flame", Combustion and Flame 79 (1990) 287-298.

Khaldi F. (2004), “Flammes de diffusion laminaires dans un gradient magnétique vertical”, Thèse de l’Institut National Polytechnique de Grenoble.

Kim M.K., Ryu S.K., Won S.H., and Chung S.H., “Electric fields effect on liftoff and blowoff of nonpremixed laminar jet flames in a coflow”, Combustion and Flame, 157 (2010) 17–24.

Kinbara T. and Ikigami H., “On the positive and negative ions in diffusion flames”, Combustion and flame 1 (1957) 199.

Kioni P., B. Rogg, K. Bray, A. Liñán, ”Flame spread in laminar mixing layers : the triple flame”, Combustion and Flame 95 (1993) 276-290.

Kioni, P. N., Bray, K. N. C., Greenhalgh, D. A., and Rogg, B., *Combust. Flame* 116:192–206 (1999).

Ko Y. S. and Chung S. H., “Propagation of unsteady tribrachial flames in laminar nonpremixedjets”, Combustion and Flame 118 (1999) 151–163.

Kono M., IInuma K., Kumagai S., “The effect of dc to 10 MHz electric field on flame luminosity and carbon formation”, Symposium (International) on Combustion 18 (1981) 1167-1174.

Kono M., Carleton F.B., Jones A.R., Weinberg F.G., “The effect of nonsteady electric fields on sooting flames”, Combustion and Flame 78 (1989) 357-364

Konsur B., Megaridis C. M., Griffin D. W., “Soot aerosol properties in laminar soot-emitting microgravity nonpremixed flames”, Combustion and Flame 118 (1999) 509-520.

Kopp M., Brower M., Mathieu O., Petersen E., Güthe F., "CO_2 chemiluminescence study at low and elevated pressures", Appl. Phys. B 107 (2012), 529–538.

Kuhl J., Seeger T., Zigan L., Will S., Leipertz A., “On the effect of ionic wind on structure and temperature of laminar premixed flames influenced by electric fields”, Combustion and flame 176 (2017) 391-399.

Lawton, J., and F. J. Weinberg. "Electrical aspects of combustion". Oxford: Clarendon Press. (1969).

Lawton, J., and Weinberg F. J., "Maximum ion currents from flames and the maximum practical effects of applied electric fields". Proc. R. Soc. Lond. A, 277 (1964) 468–497.

Lee J., Chung S.H., “Stabilization of lifted tribrachial flames in laminar nonpremixed jet”, Combustion and Flame 109 (1997) 163-172.

Lee J., Won S.H., Jin S.H., Chung S.H., Fujita O., and Ito K., “Propagation speed of tribrachial (triple) flame of propane in laminar jets under normal and microgravity conditions.”, Combustion and Flame 134 (2003) 411–420.

Lee S. M., C. S. Park, M. S Cha, and S.H. Chung. “Effect of electric fields on the liftoff of nonpremixed turbulent jet flames”, IEEE Trans. Plasma Sci. 33 (2005) 1703–1709.

Legros G., A. Fuentes, S. Rouvreau, P. Joulain, B. Porterie, J.L. Torero, “Transport mechanisms controlling soot production inside a non-buoyant laminar diffusion flame”, Proceedings of the Combustion Institute 32 (2009) 2461–2470.

Legros G., Gomez T., Fessard M., Gouache T., Ader T., Guilbert P., Sagaut P., Torero J.L. “Magnetically induced flame flickering”, Proceedings of the Combustion Institute, 33 (2011) 1095-1103.

Li J., Durox D., Richecoeur F., Schuller T., “Analysis of chemiluminescence, density and heat release rate fluctuations in acoustically perturbed laminar premixed flames”, Combustion and Flame 162 (2015) 3934–3945.

Li J., Zhang Y. "Fuel mixing effect on the flickering of jet diffusion flames", Proc IMechE Part C J. Mech. Eng. Sci. 225 (2011) 155–161.

Li L., Lee S. J., Kim W., Kim D., “An empirical model for ionic wind generation by a needle-to-cylinder dc corona discharge”, Journal of Electrostatics 73 (2015) 125-30.

Lin K.C. and Faeth G.M. "Shapes of non-buoyant round luminous laminar jet diffusion flames in coflowing air" AAIA Journal, 37 (1999) 759-765.

Luo Y., Gan Y. Jiang X., “Investigation of the effect of DC electric field on a small ethanol diffusion flame”, Fuel 188 (2017) 621-627.

Luque J., Jeffries J., Smith G., Crosley D., Walsh K., Long M., Smooke M., "CH(A-X) and OH(A-X) optical emission in an axisymmetric laminar diffusion flame", Combust. Flame 122 (2000), 172–175.

Lyons K.M., K.A. Watson, C.D. Carter, J.M. Donbar « On flame holes and local extinction in lifted-jet diffusion flames » Combustion and Flame 142 (2005) 308-313

Marcum S.D., Ganguly B.N., “Electric-field-induced flame speed modification”, Combustion and Flame 143 (2005) 27–36.

Malinovsky A.E., Journal de Chimie Pysique, Paris, 21 (1924) 469.

Miake-Lye, R. C., and Hammer, J. A., *Twenty-Second Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1988, pp. 817–824.

Mikofski M.A., Williams T.C., Shaddix C.R., L. G. Blevins, “Flame height measurement of laminar inverse diffusion flames”, Combustion and Flame 146 (2006) 63–72.

Min J., Baillot F., Guo H., Domingues E., Talbaut M., Patte-Rouland B., “Impact of CO2, N2 or Ar diluted in air on the length and lifting behavior of a laminar diffusion flame”, Proceedings of the Combustion Institute 33 (2011) 1071-1078.

Muller, C. M., Breitbach, H., and Peters, N., *Twenty-Fifth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1994, pp.1099–1106.

Muniz L., Mungal I.M.G., "Instantaneous flame stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames". Combustion and Flame 111 (1997) 16-31

Neoh K. G., J. B. Howard, A. F. Sarofim, “Soot oxidation in flames”, Particulate Carbon (1981) 261-282.

Nori.Venkata N., Seitzman J.M., “CH^* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics.”, Proceedings of the Combustion Institute 32 (2009) 895-903.

Park, D. G., B. C. Choi, M. S. Cha, and S. H. Chung. "Soot reduction under DC electric fields in counterflow non-premixed laminar ethylene flames". Combust. Sci. Technol. 186 (4–5): (2014) 644–56. doi:10.1080/00102202.2014.883794.

Park, D. G., S. H. Chung, and M. S. Cha. "Bidirectional ionic wind in nonpremixed counterflow flames with DC electric fields. Combust. Flame 168 (2016)138–46.

Park D. G., Ho C. S., Cha M.S. "Visualization of ionic wind in laminar jet flames", Combustion and Flame, Volume 184 (2017) 246-248. dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.06.011

Patyal A., Kyritsis D., Matalon M., "Electric field effects in the presence of chemi-ionization on droplet burning" Combustion and Flame 164 (2017) 99-100.

Payne K. G., Weinberg F. J., "A preliminary investigation of field-induced ion movement in flame gases and its applications", Proceedings of the Royal Society of London. vol 250 (1958) 316-339.

Pedersen T. and Brown R.C., "Simulation of an electric field effects in premixed methane flames". Combustion and Flames 94 (1993) 433-448

Peeters J., Vinckier C., "Formation and behaviour of chemi-ions in flames", Oxidation and combustion reviews, 3 (1969) 93-132 lirias.kuleuven.b

Peters N. « Turbulent Combustion » Cambridge Univ. Press, New York (2000)

Peters, N., and Williams, F. A., "Liftoff characteristics of turbulent jet diffusion flames" *AIAA J*. 21:423–429 (1983).

Peters, N., "Local Quenching Due to Flame Stretch and Non-Premixed Turbulent Combustion", *Combust. Sci. Technol*. 30:1–17 (1983).

Phillips H., "Flame in a buoyant methane layer", Proceedings of the Combustion Institute 10 (1965) 1277–1283.

plasma in the presence of convection and ionization", IEEE Trans. Plasma Sci. 22 (1994) 435-441.

Prager J., Riedel U., Warnatz J., "Modelling ion chemistry and charged species diffusion in lean methane-oxygen flames" Proc. Combust. Inst. 31 (2007) 1129–1137.

Qin X., Choi C.W., Mukhopadhyay A., Puri I.K., Agarwal S.K. and Katta V.R. « Triple flame propagation and stabilization in a laminar axisymetric jet » Combustion Theory and Modelling", 8 (2004) 293-314.

Rahmani A. « Mise en oeuvre d'un procédé plasma–catalyse destiné à la valorisation du biogaz (CH_4+CO2) en carburants liquides. Etude expérimentale et modélisations ». Thèse de doctorat de l'Université Paris 13, Institut Gallilée. (2018).

Rahmani A., Nikravech M., "Impact of Argon in reforming of ($CH_4 + CO_2$) in surface dielectric barrier discharge reactor to produce syngas and liquid fuels". Plasma Chemistry and Plasma Processing, 38 (2018), 517–534

Rahmani A., Nikravech M., "Reformage du Biogaz dans une Décharge à Barrière Diélectrique Surfacique DBDs. Influence de l'argon sur la distribution des produits liquides" Récents Progrès en Génie des Procédés, Numéro 110 - 2017 ISSN : 1775-335X ; ISBN: 978-2-910239-85-5, Ed. SFGP, Paris, France.

Ricker N.H. "The Electrical Conductivity of a Bunsen Flame for Small Distances between the Electrodes" Phys. Rev. 8 (1916) 626.

Robinson M., "Movement of air in the electric wind of the corona discharge", AIEE Transaction 80 (1961) 143-150.

Roper F.G., "The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part I. Theoretical Model", Combustion and Flame 29 (1977) 219-226.

Roper F.G., Smith C., Cunningham A.C., "The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part II. Experimental verification.", Combustion and Flame, 29 (1977) 227-234.

Rozhanski V., Tsendin L., "Transport Phenomena in Partially Ionized Plasma", CRC, 2001

Ruetsch, G. R., Vervisch, L., and Lin˜a´n, A., *Physics of Fluids* 7:1447–1454 (1995).

Saito M., Arai T., Arai M., "Control of soot emitted from acetylene diffusion flames by applying an electric Field", Combustion and Flame 119 (1999) 356–366.

Santoro R. J., H. G. Semerjian, R. A. Dobbins, "Soot particle measurements in diffusion flames" Combustion and Flame 51 (1983) 203-218.

Sarh B. Gillon P. Gilard V. Bodele E., "Lengths of Lifted Laminar Flames Under Vertical Magnetic Field Gradient", Combustion Science and Technology 186 (2014) 1422-1433

Sato H., Amagai K., Arai M., "Diffusion flames and their flickering motions related with Froude numbers under various gravity levels", Combustion and Flame 123 (2000) 107–118.

Sayed-Kassem A., Gillon P., Idir M. Gilard V. "On the Effect of a DC Electric Field on Soot Particles' Emission of a Laminar Diffusion Flame", Combustion Science and Technology, (2019) https://doi.org/10.1080/00102202.2019.1678901

Schulz C., Kock B. F., Hoffmann M., Michelsen H., Will S., Bougie B., Suntz R., Smallwood G., "Laser-Induced Incandescence: recent trends and current questions", Applied Physics B 83 (2006) 333-354.

Shaddix C. R., Smyth K. C., "Laser-induced incandescence measurements of soot production in steady and flickering methane, propane, and ethylene diffusion flames", Combustion and Flame vol 107 (1997), p 418—452.

Shaddix C.R., Harrington J.E., Smyth K.C., "Quantitative measurements of enhanced soot production in a flickering methane/air diffusion flame", Combusion and. Flame 99 (1994) 723-732.

Sigmond R. S., I.H. Lagstadt, "Mass and species transport in corona discharges", High Temp Journal of Chem. Processes 221 (1993) 221-229.

Smyth K.C., C. R. Shaddix, “The Elusive History of m = 1.57 - 0.56i for the Refractive Index of Soot”, Combustion and Flame 107 (1996) 314-320

Smyth K.C., Shaddix C.R., and Everest D.A. "Aspects of Soot Dynamics as Revealed by Measurements of Broadband Fluorescence and Flame Luminosity in Flickering Diffusion Flames", Combustion and flame 111 (1997) 185-207

Speelman N, de Goey L.P.H. and van Oijen J.A. "Development of a numerical model for the electric current in burner stabilized methane-air flames” Combust. Theory Modelling 19 (2015) 159–87

Speelman N., Kiefer M., Markus D., Maas U., De Goey L.P.H., Van Oijen J.A., “Validation of a novel numerical model for the electric currents in burner-stabilized methane–air flames”, Proceedings of the Combustion Institute 35 (2014) 847–854.

Stari A. M., Titova N. S., “Kinetics of ion formation in the volumetric reaction of methane with air”, Combustion Explosion and Shock Waves 38 (2002) 253-268.

Starik A.M., Titova N.S., “Kinetics of Ion Formation in the Volumetric Reaction of Methane with Air” Combust. Explo. Shock Waves 38 (2002) 253–268.

Starikovskii A., Skoblin M., Hammer T. "Influence of weak electric fields on flame structure”, AIAA-2008-995, 2008.

Sunderland P.B., Mendelson B.J., Yuan Z.G., Urban D.L., “Shapes of buoyant and nonbuoyant laminar jet diffusion flames”, Combustion and Flame, 116, (1999) 376-386.

Takana H., Ogawa H., Shoji T., Nishiyama H., “Computational simulation of cold spray process assisted by electrostatic force”, Powder Technology 185 (2008) 116-123.

Ueno S. "Quenching of flames by magnetic fields". J. Appl. Phys., 65 (3) (1989), 1243-1245.

Ueno S. and Harada K., "Experimental difficulties in observing the effects of magnetic fields on biological and chemical processes" IEEE Transactions on Magnetics 22 (5) (1986) 868-873.

Ueno S. and Harada K., “Effects of magnetic fields on flames and gas flow» IEEE Transactions on Magnetics”, 23 (5): (1987) 2752-2754.

Ueno S., Iwasaka M., Eguchi H., Kitajima T., “Dynamic behaviour of gas flow in gradient magnetic fields”, IEEE Transactions on Magnetics 29 (6): (1993) 3264-3266

Vanquickenborne L., Van Tiggelen A., “The stabilization mechanism of lifted diffusion fames”, Combustion and Flame 10 (1966) 59-69.

Villermaux E., Durox D. (1992) “On the physics of jet diffusion flames”, Combustion Science and Technology, vol.84 (1992), p.279/294.

Vinogradov J., Sher E., Rutkevich I., Mond M., “Voltage-curent characteristics of flame-assisted unipolar corona”, Combustion and flame 127 (2001) 2041-2050.

Wakayama N. I. (1991) "Behaviour of gas flow under gradient magnetic fields" J. Appl. Phys. 69:4 (1991) 2734-2736.

Walsh K. T., Long M. B., Tanoff M. A., Smooke M. D., “Experimental and computational study of CH, CH*, and OH* in an axisymmetric laminar diffusion flame”, Symposium (International) on Combustion 27 (1998), 615–623.

Wang S., Yu J., Cheng W., Ma Y., Zheng R., Huang D., Wei Q. "Chemical kinetic analysis of plasma excited methane combustion" Chemical Physics Letters 730 (2019) 399–406

Williams T. C., Shaddix C. R., Jensen K. A., Suo-Anttila J. M., “Measurement of the dimensionless extinction coefficient of soot within laminar diffusion flames”, International Journal of Heat and Mass Transfer 50 (2007), 1616–1630.

Wilson, H. A. Rev. Mod. Phys. 3, (1931) 156.

Wisman D. L., Marcum S. D., Ganguly B. N.,” Electrical control of the thermodiffusive instability in premixed propane-air flames”, Combustion and Flame 151 (2007), 639–648.

Wyzgolik A. Baillot F., “Response of the non-premixed lifted flame to coaxial jet mixing layers”, Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007) 1583-1590.

Won S. H., Cha M. S., Park C. S., and Chung S. H., “Effect of electric fields on reattachment and propagation speed of tribrachial flames in laminar coflow jets”, Proc. Combust. Inst. 31 (2007), 963–970.

Won S.H., Kim J., Hong K.J., Cha M.S., and Chung S.H., "Stabilization mechanism of lifted flame edge in the near field of coflow jets for diluted methane", *Proceedings of the Combustion Institute*, 30 (2005) 339–347.

Won S.H., Ryu S. K., Kim M. K., Cha M. S., and Chung S. H.,” Effect of electric fields on the propagation speed of tribrachial flames in coflow jets”, Combustion and Flame 152 (2008), 496–506.

Xia X., and Zhang P., "A vortex-dynamical scaling theory for flickering buoyant diffusion flames". Journal of Fluid Mchanics 855 (2018), 1156-1169.

Xie L., T. Kishi, M. Kono, “Investigation on the effect of electric fields on soot formation and flame structure of diffusion flames “, Symposium (International) on Combustion 24 (1992), 1059-1066.

Xiong Y., Cha M. S., Chung S. H.,” AC electric field induced vortex in laminar coflow diffusion flames”, Proceedings of the Combustion Institute 35 (2015), 3513–3520.

Xu K. G., "Plasma sheath behavior and ionic wind effect in electric field modified Flames", Combustion and Flame 161 (2014), 1678–1686.

Yamada E., Shinoda M., Yamashita H., Kitagawa K., (2002), "Numerical analysis of hydrogen-oxygen diffusion flame in vertical and horizontal gradient of magnetic field" Combustion Science and Technology 174:9 (2002), 131-146.

Yamada E., Shinoda M., Yamashita H., Kitagawa K., “Experimental and numerical analyses of magnetic effect on OH radical distribution in hydrogen-oxygen diffusion flame”, Combustion and Flame 135, (2003) 365-379

Yamashita H., Shimada M., Takeno T., “A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames”, Twenty-Sixth Symposium on Combustion, The combustion Institute (1996) 27-34.

Yamashita K., Karnani S., Dunn-Rankin D., “Numerical prediction of ion current from a small methane jet flame”, Combustion and Flame 156 (2009), 1227–1233.

Yuan T., D. Durox, E. Villermaux, “An analogue study for flame flickering”, Exp.Fluids 17 (1994), 337–349.

Zhang J., C. M. Megaridis, "Soot microstructure in steady and flickering laminar methane/air diffusion flames", Combustion and Flame 112 (1998), 473-484.

Chapitre II : Effet d'un champ magnétique sur une flamme laminaire de diffusion méthane/air

II.1 Introduction

Cette étude fait suite aux travaux de recherche réalisés dans le laboratoire ICARE au sein de l'équipe Champ Magnétique dans le cadre des deux thèses de DELMAERE (2008) et CHAHINE (2012), décrites au chapitre précédent.

L'objectif étant d'étudier l'effet d'un champ magnétique sur le flickering d'une flamme coaxiale de méthane/air et de quantifier l'impact du champ sur l'évolution du flickering de la flamme ainsi que sur la modification de la production de suie dans ces flammes. Dans ce chapitre, nous présenterons les travaux expérimentaux réalisés à cet effet. Le brûleur à jets coaxiaux, où le méthane est issu du canal central et l'air du canal annulaire est placé dans l'entrefer d'un électroaimant. L'étude est menée dans les deux cas : en absence et en présence d'un gradient de champ magnétique.

II.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est celui mis en place précédemment lors de la thèse de Mai CHAHINE (voir Figure II.1). Dans ce dispositif, le champ magnétique est généré par un électroaimant constitué de deux bobinages d'axe horizontal x se terminant par deux flasques polaires de rayon 150 mm et espacés au niveau de leur centre de 76 mm.

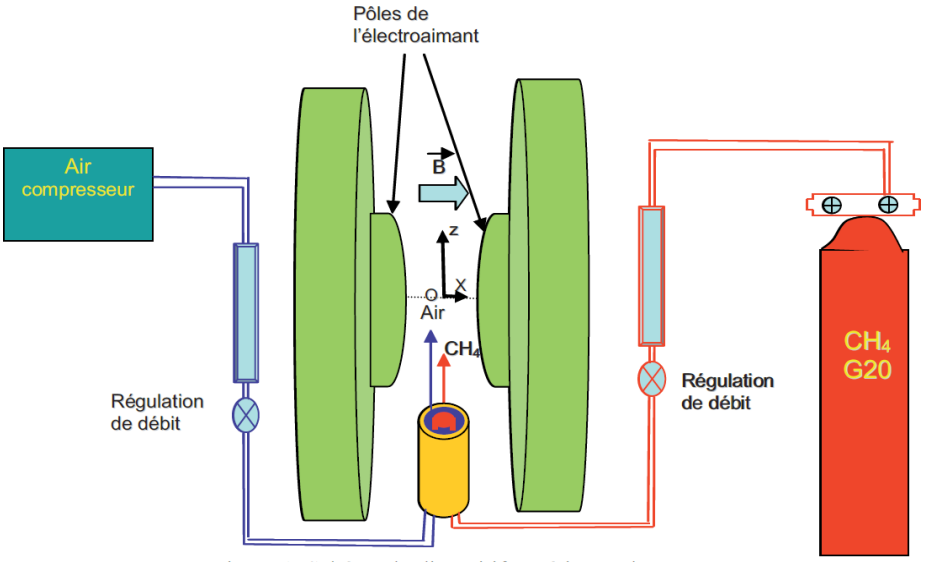


Figure II.1 : Schéma du dispositif expérimental

Le champ magnétique est horizontal et d'intensité 2,3 T. Son gradient maximal (B.dB/dz) est de 14 T^2/m. Le champ magnétique n'est pas uniforme le long de l'axe Oz ; ceci induit un gradient de champ magnétique qui change de sens de part et d'autre du centre de l'électroaimant. Sur la Figure II.2, sont tracées les distributions du champ et de son gradient suivant l'axe vertical, z, correspondant l'axe du brûleur et de la flamme. Les valeurs d'induction magnétique sont mesurées en utilisant un gaussmètre (BM241 Brochaus Messtechnik), la sonde magnétique étant placée sur une platine de translation verticale.

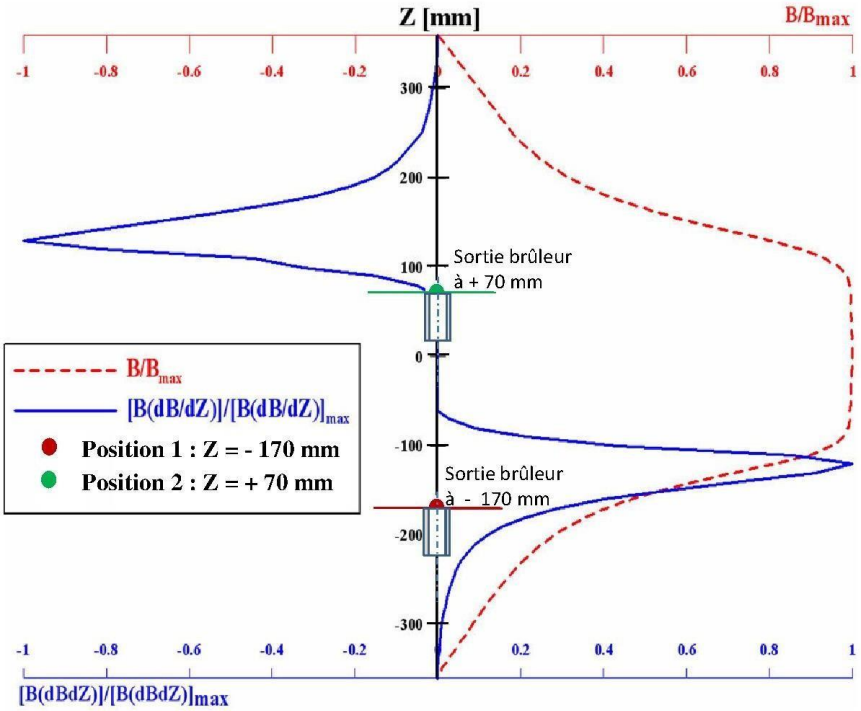


Figure II.2 : Distribution suivant l'axe de brûleur du champ magnétique normalisé B/B_{max} et de son gradient normalisé $(B.dB/dz)/(B.dB/dz)_{max}$

Lorsque le brûleur est déplacé verticalement dans le sens ascendant vers l'axe horizontal de l'aimant, en entrée dans la zone de champ magnétique, la force magnétique sur les paramagnétiques est dirigée vers les z positifs puisqu'elle attire les gaz paramagnétiques vers la zone de concentration du champ magnétique, alors que sur les diamagnétiques elle est dirigée vers les z négatifs repoussant ces gaz de la zone du champ (voir Figure II.3).

En sortie de la zone de concentration du champ magnétique, la force magnétique sur les paramagnétiques est dirigée vers les z négatifs, attirant les gaz paramagnétiques dans la zone de champ, tandis que la force exercée sur les diamagnétiques, elle est dirigée vers les z positifs, repoussant ces gaz de la zone du champ.

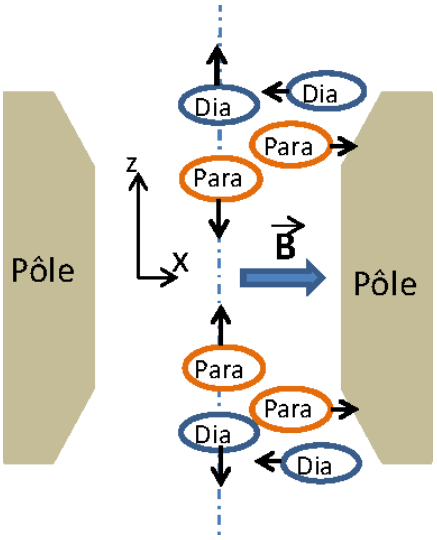


Figure II.3 : Action du champ sur un fluide paramagnétique ou diamagnétique

Deux types de mouvement convectifs seront observés :

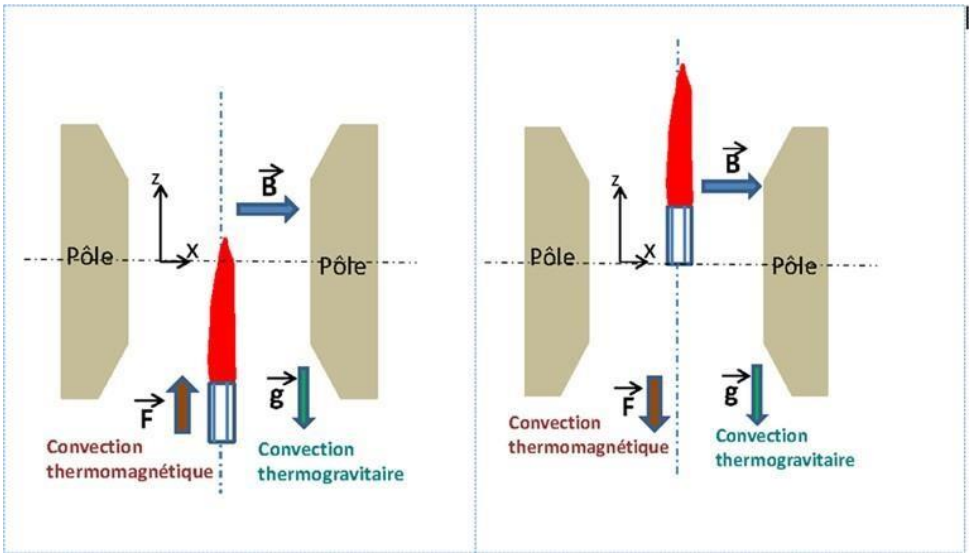
- La convection thermogravitaire due à la température des gaz chauds qui sous l'effet de la gravité auront un mouvement ascendant et près des pôles de l'aimant, région de faibles températures, ces gaz se refroidiront et redescendront sous l'effet de leur masse volumique.

- La convection thermomagnétique due au champ magnétique. La susceptibilité magnétique des gaz paramagnétiques étant aussi inversement proportionnelle à la température d'après la loi de Curie. Les gaz paramagnétiques chauds auront une susceptibilité inférieure. Ces gaz se déplaceront donc dans le sens inverse de la force magnétique.

Dans le cas d'une force magnétique dirigée vers les z négatifs, résultant d'un gradient de champ négatif, le comportement des gaz est similaire à celui causé par la convection gravitaire. Nous pouvons dire que la convection gravitaire est accélérée par la convection magnétique. Dans le cas d'une force magnétique dirigée vers les z positifs, résultant d'un gradient de champ positif, le comportement est inverse : les gaz chauds, seront dirigés dans le sens inverse de la force magnétique donc dans le sens descendant, et puis ascendant au contact d'une paroi froide. Dans ce cas, nous pouvons dire que la convection gravitaire est ralentie par la convection magnétique (voir Figure II.4).

Le brûleur qui est placé entre les pôles de l'électroaimant décrit ci-dessus, est constitué de deux tubes coaxiaux (voir Figure II.5). Le jet central de méthane est entouré d'un jet annulaire d'air. Le tube central, de diamètre intérieur 4 mm et extérieur 6 mm, est placé au centre du tube externe de diamètre intérieur 10 mm et de diamètre extérieur 40 mm. L'extrémité du tube central est effilée sur une longueur de 2 mm intérieurement et extérieurement. Les diamètres intérieur

et extérieur en section de sortie sur la partie effilée sont de 4,8 et 5,2 mm respectivement. Les tubes ont une longueur de 150 mm.



Flamme dans un gradient positif Flamme dans un gradient négatif

Figure II.4 : Mouvement de convection autour de la flamme

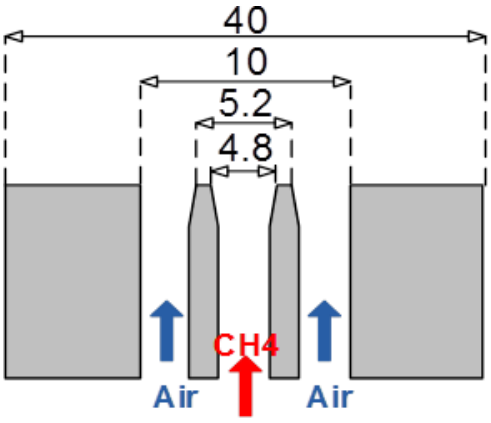


Figure II.5 : Vue en coupe du brûleur

Compte tenu de la longueur et des diamètres internes de chaque tube, on peut déterminer le nombre de Reynolds de chacun des deux écoulements, CH_4 et air à ne pas dépasser si l'on souhaite avoir un écoulement pleinement développé. Pour l'écoulement laminaire dans le tube central de méthane, Langhaar (1942), propose que pour qu'un écoulement laminaire dans une canalisation circulaire soit pleinement développé, il faut que :

$$\frac{L}{d} \geq 0{,}06\, Re$$

avec L : la longueur de la canalisation (dans notre cas 150 mm)

d : le diamètre de la canalisation (dans notre cas 4 mm)

Re : le nombre de Reynolds de l'écoulement dans la canalisation

Donc le nombre de Reynolds à ne pas dépasser pour l'écoulement de CH_4 est de 625. Pour l'écoulement laminaire d'air, Tehrmina et Mojtabi (1988), propose pour une canalisation annulaire de petit rayon R_1 et de grand rayon R_2 le critère suivant pour qu'un écoulement soit pleinement développé :

$$\frac{L}{r_m} = \left[\frac{r_m}{R_1} - 1\right]^{1,85} \mathrm{Re}^{0,8} \quad avec \; r_m = \sqrt{\frac{R_2^2 - R_1^2}{2\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}}$$

avec L : la longueur de la canalisation (dans notre cas 150. 10^{-3} m)

R_1 : le rayon interne de la canalisation d'air (dans notre cas 3.10^{-3} m)

R_2 : le rayon externe de la canalisation d'air (dans notre cas 5.10^{-3} m)

Re : le nombre de Reynolds de l'écoulement dans la canalisation

Donc le nombre de Reynolds à ne pas dépasser pour l'écoulement d'air est de 1320.

Les deux tubes du brûleur sont connectés aux alimentations en gaz, le tube central à une bouteille de méthane (G20), pureté > 98%, et le tube coaxial au compresseur du laboratoire qui délivre de l'air comprimé [air sec (20,5±0,5% d'oxygène et 78±0,5% d'azote)]. Trois entrées d'air, prévues sur ce tube, sont alimentées par l'intermédiaire d'un répartiteur à une entrée et trois sorties. Les débits de méthane et d'air sont régulés par l'intermédiaire de débitmètre à col sonique dont l'orifice est calibré. Un étalonnage des cols soniques utilisés est effectué au préalable. Le dispositif de contrôle de débit de chacun des gaz, comporte une vanne pointeau Ouverte/Fermée, un col sonique, un manomètre permettant l'affichage de la pression, et une vanne permettant la régulation de débit.

II.2.1 Paramètres expérimentaux

Les caractéristiques des gammes de débits de méthane et d'air sont données sur le Tableau 2.1 ci-dessous. Dans ce tableau sont indiqués : la vitesse de chaque écoulement (CH_4 et air), le nombre de Reynolds, le nombre de Froude, le rapport de vitesse, r, entre l'oxydant (air) et le fuel (CH_4), le rapport d'équivalence, richesse dans la section d'injection qui indique si le mélange combustible-comburant est riche, pauvre ou stœchiométrique (Turns 2000) :

$$\emptyset = \frac{(A/F)_{stoic}}{(A/F)}$$

avec $(A/F)_{stoic}$ le rapport stœchiométrique air-méthane. Les autres expressions des paramètres exprimés dans ce tableau sont :

$$Re_{CH_4} = \frac{U_{CH_4} \cdot d_{CH4}}{\nu_{CH_4}} \qquad Re_{air} = \frac{D_{e,air} - D_{i,air}}{2} \cdot \frac{U_{air}}{\nu_{air}} \qquad Fr = \frac{U_{CH_4} \cdot \rho_{CH4}}{(\rho_\infty - \rho_{CH_4})\, g\, d_{CH_4}}$$

avec ν_{CH4}, la viscosité cinématique du méthane et ν_{air} celle de l'air, D_e : le diamètre du tube coaxial (indices e : extérieur et i : intérieur), g : l'accélération de la pesanteur, ρ_∞ : la masse volumique de l'ambiant (air), ρ_{CH4} : la masse volumique du méthane.

Gaz	Débit Q (cm^3/s)	Vitesse U (m/s)	Re	Fr	$r=U_{air}/U_{CH4}$	Φ
CH_4	15	0,83	232	19,13	-	-
Air	0 à 59,3	0 à 1	0 à 564	-	0 à 1,2	5,1 à 2,38

Tableau 2.1 : conditions expérimentales

Deux positions verticales du brûleur à l'intérieur de l'aimant, entre les flasques polaires, sont testées. La première position est située à z = –170 mm dans le gradient magnétique positif (induction magnétique croissante) et la seconde position est située à z = +70 mm dans le gradient magnétique négatif, comme indiqué sur la Figure II.2 et 2.4 ci-dessus. La Figure II.6 montre des images de l'ensemble brûleurs et flammes et leur position dans l'électroaimant pour ces deux positions z.

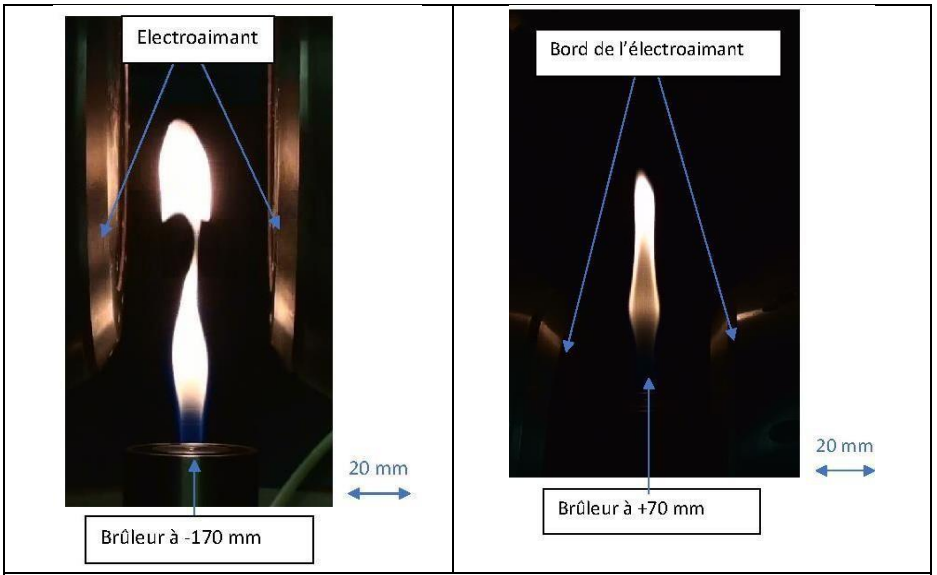


Figure II.6 : image du dispositif électroaimant, brûleur et flamme à deux positions du brûleur z=70 et -170 mm.

On peut s'attendre d'ores et déjà qu'à ces deux positions du brûleur, on n'obtiendra pas des conditions de flammes similaires lorsque le champ magnétique est nul en raison du flux d'air entre l'électroaimant.

Les effets magnétiques sont ensuite déduits de la comparaison des mesures effectuées dans les deux positions sans et avec le champ magnétique appliqué.

II.2.2 Techniques de mesure

Les caractéristiques de la flamme sont déterminées à partir d'images recueillies par vidéo et analysées. Une caméra numérique haute vitesse (Princeton Instruments, Pimax2) cadencée à 100 Hz fournit des images noir et blanc 8 bits (1024 × 1024 pixels^2). Un objectif NIKKON MICRO NIKKOR, de 105 mm f/2,8 monté sur l'appareil photo se concentre sur l'axe du graveur, ce qui donne une échelle de 0,2 mm^2 de superficie × 5 mm de profondeur par pixel. Les images de flammes ont été enregistrées dans deux ensembles de conditions d'enregistrement : un premier ensemble avec un temps d'exposition fixe de 5 ms, permettant d'identifier les caractéristiques géométriques de la flamme : longueur, hauteur de décrochage (lift), hauteur du pincement et un deuxième ensemble pour les mesures de luminosité.

Afin de pouvoir comparer une expérience à une autre, les paramètres d'enregistrement ont été maintenus constants dans le premier ensemble tout au long des différents enregistrements. Dans le second jeu, la durée d'exposition et l'ouverture de l'objectif sont ajustées afin d'éviter toute saturation. Les paramètres d'enregistrement ne sont maintenus constants que pour un ensemble donné de paramètres d'injection, ce qui permet de comparer la luminosité des images prises dans des conditions identiques. Pour chaque condition expérimentale, (la vitesse d'injection d'air, le gradient magnétique), la longueur de la flamme (Lf), la hauteur de décrochage (lift) et la luminosité (lum) ont été déterminées à partir d'une analyse d'image (voir paragraphe II.2.3 Traitement des images de flammes sous MATLAB).

Pour déterminer la hauteur de lift, distance de l'injecteur à la flamme, la base de la flamme est communément prise comme l'apparition de l'émission bleue intense, même si celle-ci se produit après le début de la zone de réaction. Du fait de la nature fluctuante de la flamme liftée, la base de la flamme présente des mouvements axiaux variables dans le temps, c'est pourquoi il est préférable de déterminer une position moyenne dans le temps. Pour cela, les images de flammes sont additionnées pour obtenir une image de flamme moyenne.

En plus des phénomènes de scintillement de la flamme (caractérisés par des oscillations de son extrémité), dans certaines conditions, la flamme peut se briser de manière répétée en deux parties de la combustion (pincement de la flamme [pinch]), comme illustré par les images de flammes montrées sur la Figure II.7 pout t= 0 ,01 s (temps). Dans ces cas, deux longueurs de flamme sont définies : la longueur de la partie flamme principale, appelée Lf, et la longueur totale de la flamme, y compris les deux parties de combustion, appelée pincement Lf. La hauteur de lift (décrochage) de la flamme correspond à la position du premier pixel lumineux et les longueurs de flamme sont déterminées sur l'axe de la flamme par la détection de la position du dernier pixel au-dessus d'une valeur de seuil donnée.

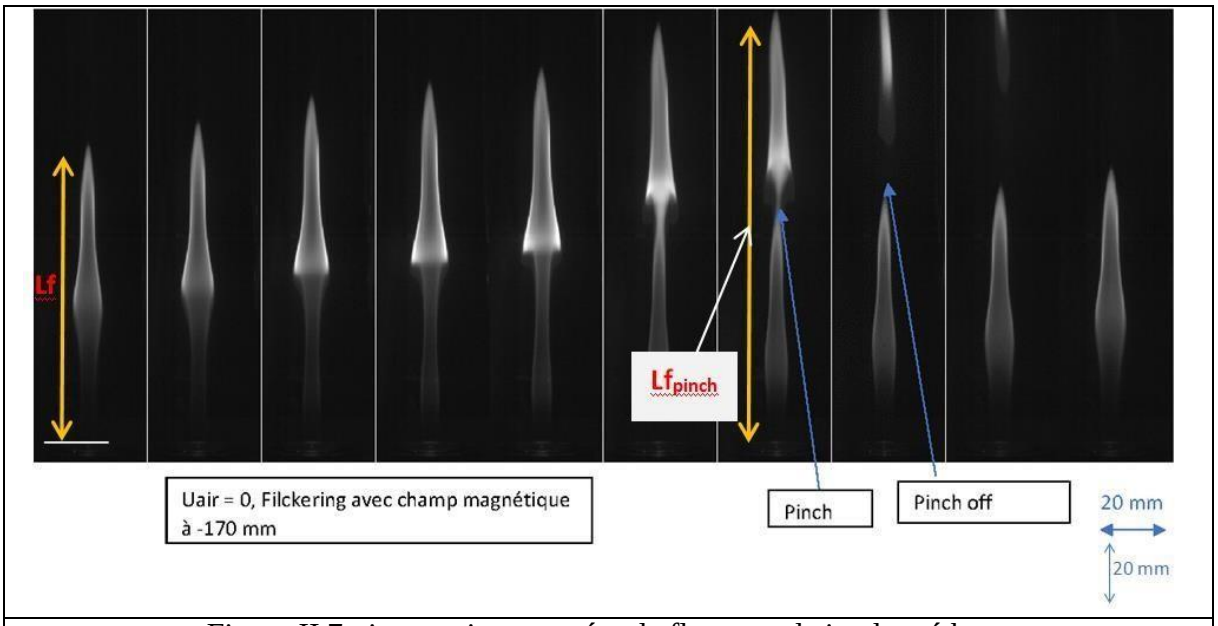


Figure II.7 : images instantanées de flammes de jet de méthane

II.2.3 Traitement des images de flamme sous MATALB

Les différentes images acquises sont traitées sur MATALB afin d'obtenir l'évolution dans le visible de la longueur de flamme (L_f), la hauteur du Lift (H_l) et la luminosité (Lum). Une série d'images de flammes (1024 × 1024 pixels) sont enregistrées pendant 10 s à une cadence de cadrage de 100 Hz, avec un temps de pose adapté à chaque configuration. Les points inférieur et supérieur de la flamme sont détectés dans chaque image. Nous avons pour cela utilisé la méthode de seuil basée sur la forme de l'histogramme (Min et al., 2011). Un programme permettant cette analyse d'images a été développé à cet effet sur le logiciel MATLAB (Voir Annexe 1). L'intensité lumineuse est traduite sur des niveaux de gris sur un pixel. On définit une zone de flamme sur l'image moyenne pour ne prendre en compte que la luminosité de la flamme (Figure II.8). La valeur de la luminosité sera obtenue en faisant la somme des intensités lumineuses pixel par pixel.

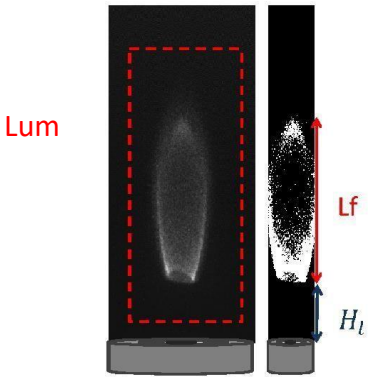


Figure II.8 : Longueur de flamme, lift et luminosité définis
après un seuillage en niveau de gris

Pour la longueur de flamme, Lf, on choisit un seuil de niveau de gris afin de déterminer la zone contenant la flamme. Le programme MATALB effectue ensuite un balayage pixel par pixel de l'image afin de déterminer son contour. Le point pixel le plus haut contenant la flamme est la coordonnée à partir de laquelle nous allons calculer notre longueur de flamme. Le point le plus bas correspond à la coordonnée de la hauteur du lift par rapport au brûleur. Une image avec une très faible luminosité (Figure II.9), peut engendrer des erreurs dues au choix du seuillage. On définit un fort gradient d'intensité entre 2 pixels pour détecter la flamme. De ce fait, l'erreur que l'on ajoute sur la détection de base est estimée à ± 1 pixel.

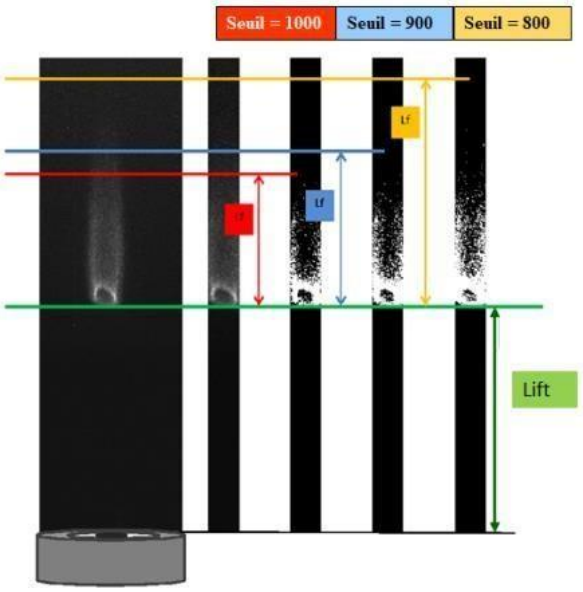


Figure II.9 : Méthode de traitement pour déterminer la hauteur de décrochage (lift) et la longueur de flamme (Lf)

Afin d'accéder à la fréquence de scintillement (Flickering) de la flamme, 1024 images ont été enregistrées pour une analyse à transformée de Fourier rapide (FFT) et pour assurer la fiabilité des valeurs moyennes. Des erreurs liées aux bruitages électroniques et à la dynamique de la caméra sont prises en compte dans nos mesures. Pour chaque image, on soustrait le bruit électronique de la caméra (image électronique du bruit). Cette image est obtenue en allumant la caméra sans ôté l'obturateur. Les incertitudes relatives sur les points inférieur et supérieur de la flamme qui permettent d'accéder aux caractéristiques de la flamme (longueur moyenne de la flamme lumineuse Lf et hauteur de décrochage, Hl (hauteur de lift) ont été estimées à 0,5 mm pour les mesures de distance et à 0,2 Hz pour la mesure de fréquence.

Pour une flamme liftée, la longueur de la flamme correspond à la différence de coordonnée du point le plus haut et de la coordonnée du lift. Pour une flamme non liftée, la longueur de la flamme correspond à la différence de coordonnée du point le plus haut et de la coordonnée de la sortie du brûleur. D'une manière assez générale les erreurs sont estimées à moins de 5%.

Nous définissons la luminosité de la flamme comme la somme de l'intensité lumineuse pixel par pixel (Lum) de la zone contenant la flamme. On définit Hl et Lf respectivement comme étant la hauteur du lift et la longueur de la flamme. La variation de la luminosité et de la longueur de flamme sont notées respectivement RMS_{Lum} et RMS_{Lf}, correspondant à l'écart par rapport à la moyenne soit à l'amplitude de variation. La Figure II.8 et II.9 sont des images étalons qui ont servis à tester la robustesse de notre code MATLAB, la difficulté à déterminer une zone de flamme pour de très faibles luminosités (ici avec un filtre passe bande CH* de 430 nm qui sera utilisés dans le chapitre 3) est mises en évidence ici.

II.3 Résultats

Nous présentons ci-après les résultats de mesure des hauteurs de décrochage (lift) et des longueurs de flammes réalisées dans les flammes en présence et en absence du champ magnétique. Ces mesures sont obtenues pour deux positions du brûleur à savoir z = -70 mm (gradient du champ positif) et Z = +70 mm (gradient du champ négatif) pour un débit de méthane Q_{CH4} égal à 15 cm^3/s ce qui correspond à une vitesse d'éjection du CH_4 de 0,83 m/s. Pour chaque vitesse d'injection du méthane, la vitesse d'injection de l'air est augmentée par palier de zéro jusqu'à une valeur proche de la valeur de soufflage de la flamme.

Effet sur la hauteur du décrochage et sur la longueur de flamme

L'évolution du lift de la flamme en fonction de la vitesse de l'air, U_{air}, est représentée sur la Figure II.10, pour les cas sans et avec champ magnétique (CM) et pour les deux positions verticales du brûleur dans l'entrefer de l'électroaimant.

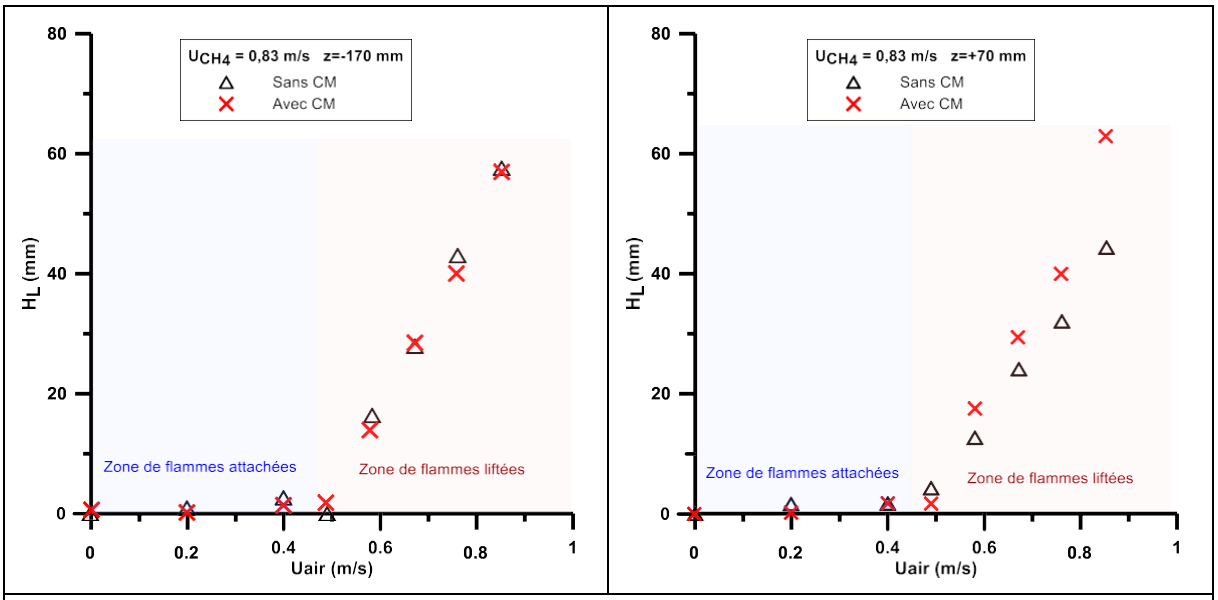


Figure II.10 : Hauteur de décrochage pour les deux positions du brûleur z=70 mm et z= -170 mm

Sur ces courbes, nous voyons que pour de faibles vitesses d'injection d'air comprise entre 0 et 0,5 m/s, la flamme est attachée au brûleur puis au-delà de cette valeur, la flamme se stabilise à une certaine distance du brûleur qui dépend de la vitesse d'air. On peut donc délimiter deux zones où la flamme est attachée (entre 0,4<Uair<0,45 m/s) et une zone où la flamme est liftée (0,45<Uair<1 m/s). Dans cette dernière zone, la hauteur de lift croit linéairement avec la vitesse d'injection d'air et elle est plus importante en présence du champ magnétique dans le cas z=+70 mm. Par contre pour le cas z=-170 mm, on n'observe pas de modification sur la hauteur du lift entre le cas avec et sans champ magnétique. Les mêmes évolutions de la hauteur de lift ont été relevées par CHAHINE (2012), à deux autres positions de gradients positif et négatif et pour d'autres débits de CH_4 à savoir Q_{CH4}=6 et 34 cm^3/s.

L'évolution de la longueur visible moyenne de la flamme, Lf, déduites des images de luminosité de la flamme naturelle pour les trois cas de gradients magnétiques appliqués positif (z=-170 mm), négatif (z=+70 mm) et nul (sans champ magnétique CM) en fonction de la vitesse de l'air, est montrée sur les planches de la Figure II.11.

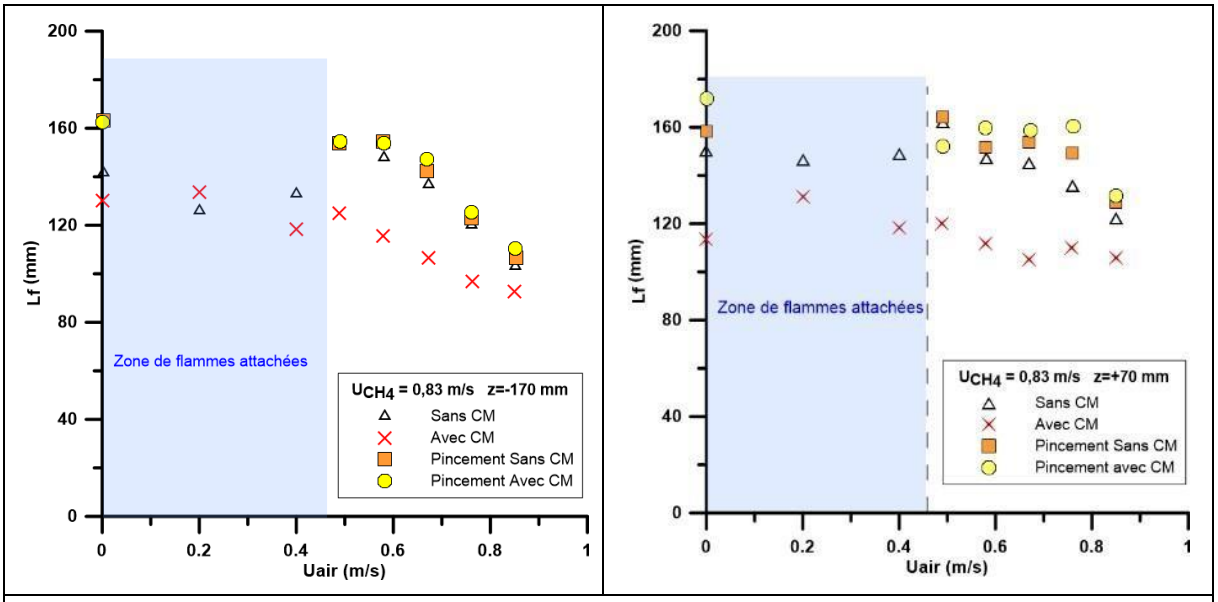


Figure II.11 : Longueur de flamme(Lf) pour les deux positions du brûleur z=+70 mm (à droite) et z=-170 mm (à gauche)

On observe que les longueurs de flammes sont trouvées réduites dans le cas avec champ comparativement au cas sans champ, et ceci pour les deux positions du brûleur, z=-170 mm (gradient positif) et z=+70 mm (gradient négatif). De plus, pour U_{air}=0, les longueurs de flammes à z=+70 et z=-170 mm sont différentes, les écarts sont de 6% pour $Lf_{sans\ CM}$ et 1,4% pour $Lf_{avec\ CM}$. Lorsque U_{air}=0, les oscillations verticales de la flamme du jet de méthane sont importantes (voir Figure II.12 ci-après). A cela se rajoute l'effet de contraction de l'écoulement entre les pôles de l'électroaimant qui influence beaucoup plus la flamme lorsque le brûleur se trouve à la position z=-170 mm que lorsqu'il se trouve à z=+70 mm où une partie de la flamme

se trouve en dehors des pôles de l'électroaimant. Lorsque l'on applique le champ magnétique, la flamme subit une gravité réduite pour z=-170 mm alors que pour z=+70 mm la force magnétique et la force de gravité ont même sens. Dans ce cas, la convection gravitaire est accélérée par la convection magnétique ce qui aura pour effet de freiner l'expansion verticale de la flamme. On peut dire que cet effet durera tant que la vitesse de l'air reste faible, c'est-à-dire lorsque l'on se trouve dans la zone où la flamme est attachée.

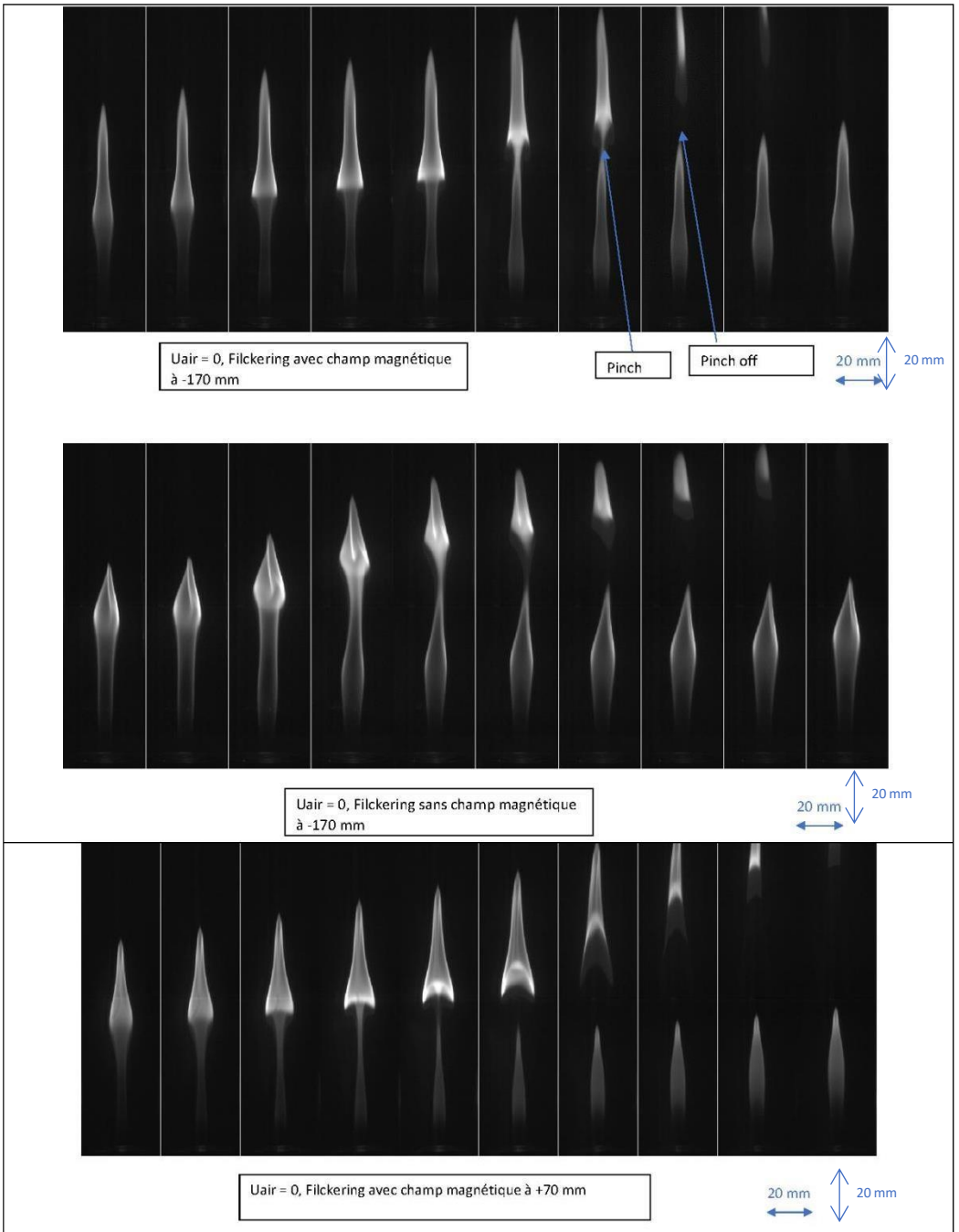


Figure II.12 : Images de flammes obtenues dans le cas d'une flamme de CH_4 (U_{air} = 0) aux deux positions z=+70 et -170 mm, avec et sans champ magnétique, Δt= 0,05 s.

D'ailleurs dans cette zone de flamme attachée, la valeur moyenne de Lf déduites des mesures de longueur de flamme présente une dispersion importante due aux difficultés de réaliser un bon seuillage et de l'image et au caractère fluctuant de la flamme qui présente des pincements importants (Figure II.13). Sur cette même Figure II.13, nous présentons les valeurs de la longueur de flammes lorsqu'il y a pincement (symboles rond jaune et carré orange). On peut dire que les flammes obtenues à z=+70 mm présentent une dispersion des valeurs de la longueur de flamme pincée (Lf_{Pinch}) par rapport au cas z=-170 mm.

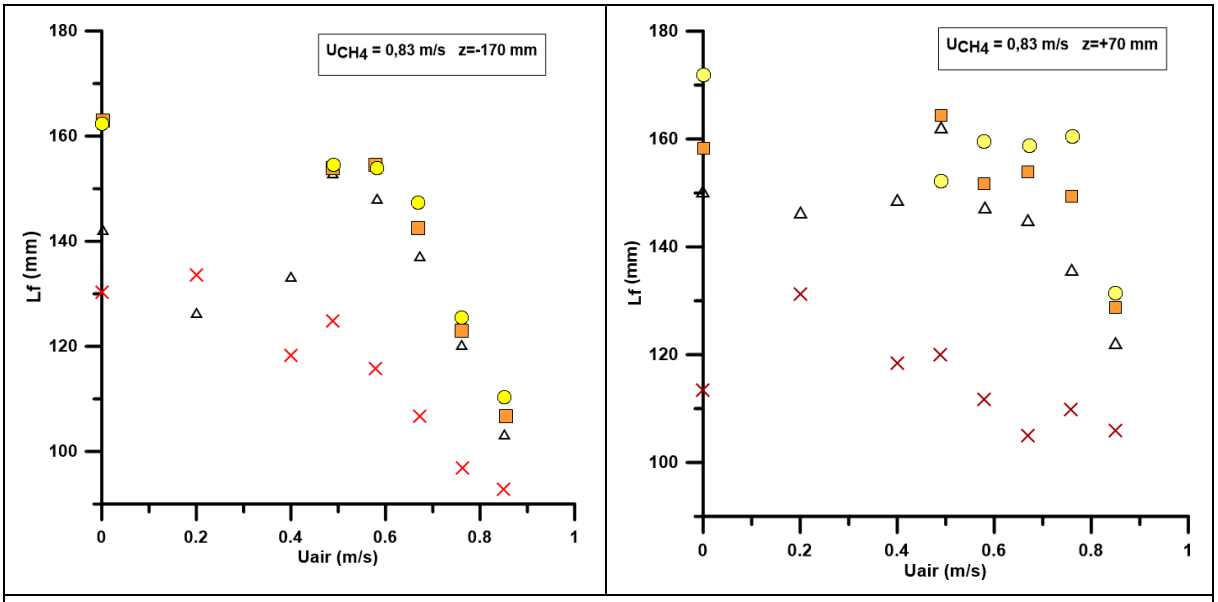


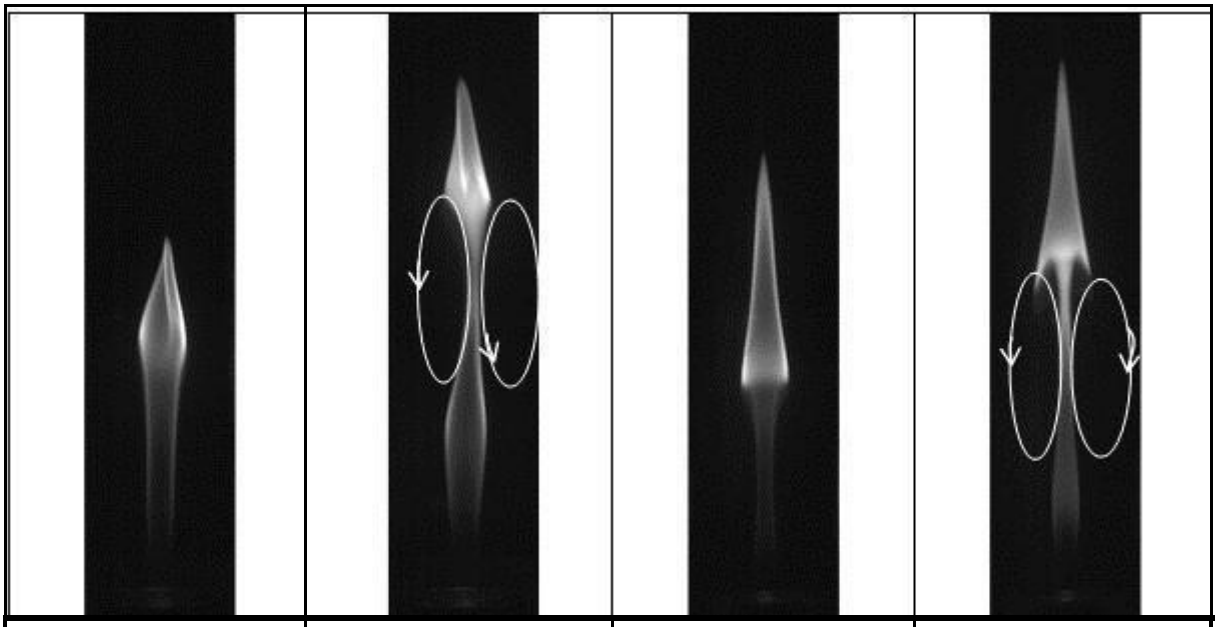
Figure II.13 : Echelle agrandie pour la Longueur de flamme(Lf) pour les deux positions du brûleur z=+70 mm et z=-170 mm. Même légende que dans la Figure II. 11

La morphologie des flammes obtenues à z=70 mm est différent de celles obtenues à z=-170 mm bien que le phénomène de pincement y est présent dans les deux positions (voir Figure II.14 et 2.15). On peut s'attendre à ce que les structures tourbillonnaires toroïdales qui se détachent des flammes à z=70 mm soient de dimensions plus importantes que celles qui se détachent à z=-170 mm, puisqu'elles ne sont pas freinées par les pôles de l'électroaimant. Ces structures toroïdales qui sont responsable du flickering de la flamme (Gharib et al. 1998, Chen et al. 1989, Katta and Roquemore 1993, Xia and Zhang 2018), dans le cas des flammes laminaires, font osciller la flamme à une fréquence voisine de 12 Hz (Durox et al. 1995).

Effet sur la fréquence de flickering de la flamme

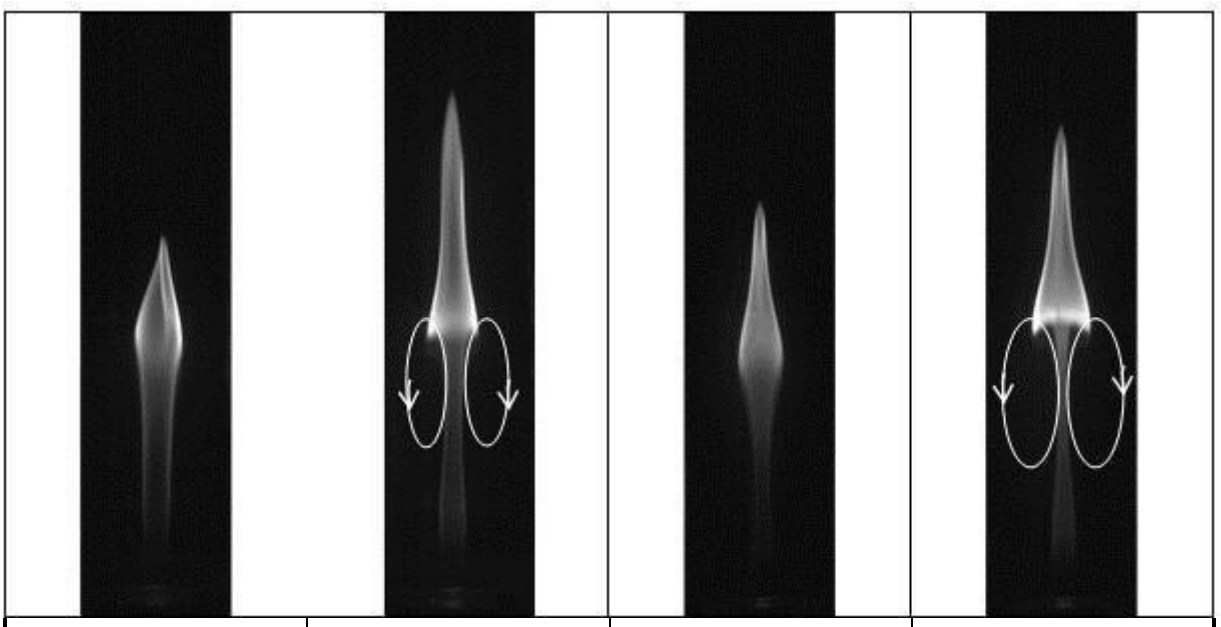
Afin de vérifier l'impact du champ magnétique sur la fréquence de flickering de la flamme, nous avons tracé sur la Figure II.16, l'évolution du battement de sa longueur en présence et en absence du champ magnétique, dans le gradient positif, à la position z=-170 mm. Nous avons déduit la fréquence des oscillations périodiques de la longueur de flamme. On remarque que le champ magnétique réduit cette fréquence qui est d'environ 11,5 Hz pour le cas sans champ et

10 Hz pour le cas avec champ. Les amplitudes des oscillations périodiques sont aussi modifiées, 40 mm dans le cas avec champ magnétique alors que dans le cas sans champ l'amplitude n'est que de 20 mm.



0 ms	Transition vers pincement à 65 ms	0 ms	Transition vers pincement à 65 ms
Uair = 0, Sans champ magnétique à -170 mm		Uair = 0, Sans champ magnétique à 70 mm	

Figure II.14 : Morphologie de flammes à z=+70 et -170 mm en absence du champ magnétique.



0 ms	Transition vers pincement à 70 ms	0 ms	Transition vers pincement à 40 ms
Uair = 0, Avec champ magnétique à -170 mm		Uair = 0, Avec champ magnétique à 70 mm	

Figure II.15 : Morphologie de flammes à z=+70 et -170 mm en présence du champ magnétique.

L'influence des gradients magnétiques positifs et négatifs sur la variation dans le temps des deux parties de la longueur de la flamme dans les deux positions gradient positif et négatif est illustrée sur la Figure 5 pour le cas d'absence de flux d'air (Uair = 0). La variation périodique de la longueur de la flamme est illustrée, montrant à la fois le vacillement vertical de la flamme et les caractéristiques de pincement.

Figure II.16 : Effet du champ magnétique sur l'évolution de la longueur de flamme en fonction du temps. Uair=0 m/s, U_{CH4} = 0,83 m/s, z=-170 mm.

Si la force magnétique semble augmenter l'amplitude de variation de la longueur de la flamme principale, son action principale est de déclencher et d'améliorer le développement du pincement de la flamme. C'est la différence entre la longueur de la flamme principale (Lf) et la longueur de la flamme pincée (Lf_{pinch}) qui met en évidence l'action de la convection magnétique dans l'air à côté de la flamme. Dans le gradient magnétique positif, la convection de la flottabilité est ralentie par la force magnétique. La variation est d'environ 85 mm entre la longueur de la flamme la plus basse et la position de la pointe de la flamme la plus élevée, y compris la position de la pointe de la poche de la flamme dans les conditions indiquées dans la Figure II.17. Dans le gradient magnétique négatif, l'amplitude de la variation est améliorée (environ 145 mm, Figure II.17). La flottabilité ajoutée à la force magnétique augmente la convection de l'air, ce qui entraîne un déplacement plus important du bout de flamme détaché vers le haut. La Figure II.17 montre également le décalage de la fréquence de scintillement (flickering) des longueurs de flammes en comparant les courbes avec et sans champ magnétique dans le temps.

L'effet magnétique sur la fréquence de scintillement de la flamme est confirmé dans la Figure II.18, qui indique la variation de la fréquence de flickering par rapport à la vitesse de sortie du flux d'air. À un champ magnétique nul (cas sans cham magnétique), on observe que la fréquence

de flickering augmente avec Uair, comme prédit par Gohari Darabkhani et al. (2011). De même, on observe que la fréquence est réduite dans le gradient magnétique positif et augmentée dans le gradient magnétique négatif ; la magnitude de l'effet étant liée à la position verticale relative de la flamme jusqu'au maximum du gradient magnétique, comme détaillé dans Gillon et al. (2015).

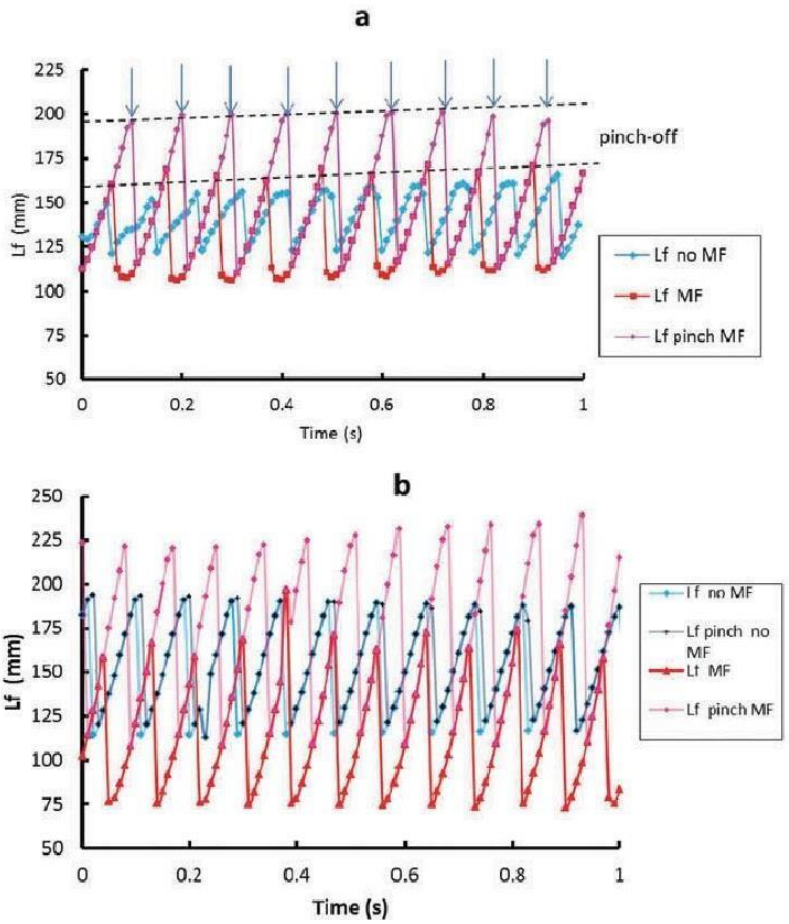


Figure II.17 : Effet du champ magnétique (MF) sur l'évolution des longueurs de flammes, Lf et Lf_{pinch}, en fonction du temps. Uair=0 m/s, U_{CH4} = 0,83 m/s.
(**a**) : z= -170 mm, (**b**) : z= +70 mm.

Les oscillations verticales de la flamme sont dues à une instabilité naturelle de la flottabilité qui déclenche des tourbillons (vortex) toroïdaux du côté air de la zone de réaction à haute température de la flamme, comme vue précédemment. Lorsque la flamme est soumise à une force magnétique, c'est la combinaison de la convection magnéto-flottabilité à la flottabilité gravitationnelle qui produit cet effet. Dans le gradient magnétique positif, brûleur à z = –170 mm, la force magnétique ascendante s'oppose à la gravité, la gravité effective est réduite et conduit à une convection réduite dans l'air le long de la flamme. Dans le brûleur à gradient magnétique négatif à z = +70 mm, la force magnétique descendante s'ajoute à la gravité pour

entraîner un mouvement de convection plus puissant dans l'air à la pointe de la flamme, ce qui correspond à une gravité effective accrue. Les résultats obtenus dans le gradient magnétique négatif présentent la même évolution de la fréquence de scintillement que celle obtenue par Sato et al. (2000) pour des flammes vacillantes verticalement de gravité accrue.

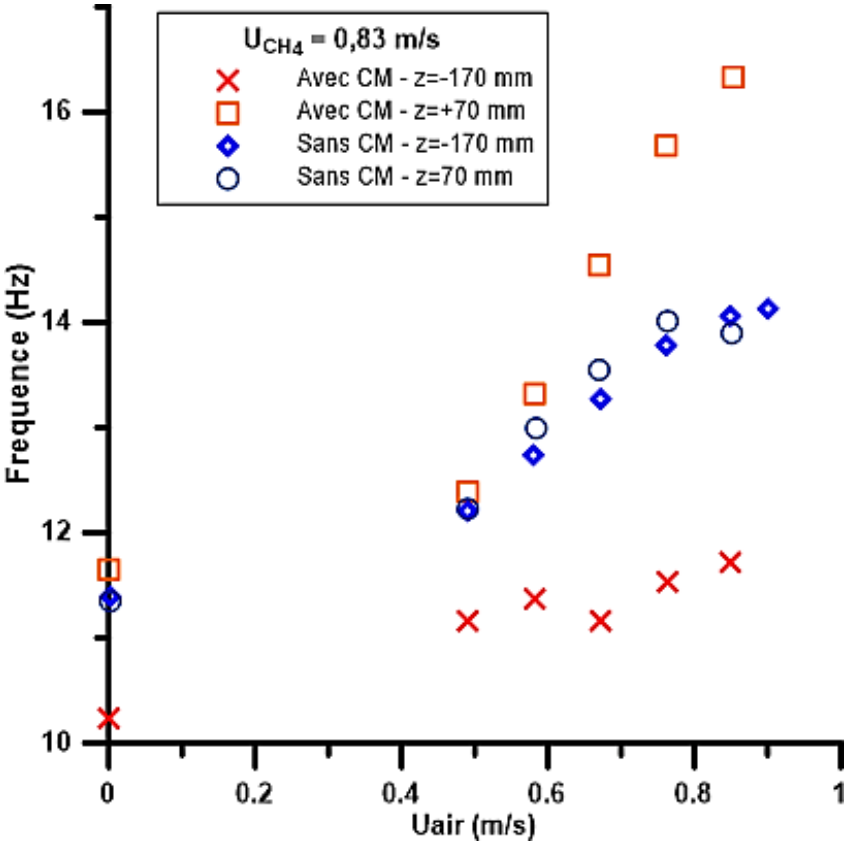


Figure II. 18 : Evolution de la fréquence de flickering en fonction de la vitesse Uair de l'écoulement d'air.

Pour prendre en compte à la fois la gravité et la force magnétique en convection, un facteur de gravité modifié g * est défini comme détaillé dans Khaldi et al. (2005) :

avec $G = 1 + \frac{\alpha}{(\alpha-1)}\left(\frac{gm_0}{g}\right)$ et $gm_0 = \frac{-m_{O2}}{\mu_0} \cdot \frac{BdB}{dz}$ $g* = G.g$ le signe – veut dire que le champ magnétique tend à attirer les gaz paramagnétiques dans le sens inverse de la gravité naturelle). Le coefficient G est égal à 1 en absence de champ magnétique (g*=g) et il est réduit en présence du champ magnétique ; dans le gradient positif G = 0,86 et dans le gradient négatif G = 1,21. La susceptibilité magnétique de l'oxygène est égale à $1{,}8028*10^{-6}$. $\alpha = T_f/T_\infty$, T_f est la température adiabatique de la flamme.

Le nouveau facteur de gravité est introduit dans un nombre de Froude modifié Fr * défini comme suit (Sato, 2000) :

$$Fr^{*} = U^{2} / (g \,.\, |G| \,.\, (-1)\, d)$$

La Figure II.19 indique l'évolution du nombre de Strouhal (St = d . f_{air}/Uair) par rapport au nombre de Froude modifié, Fr *, dans laquelle l'effet magnétique est pris en compte (Arai et al. 1999).

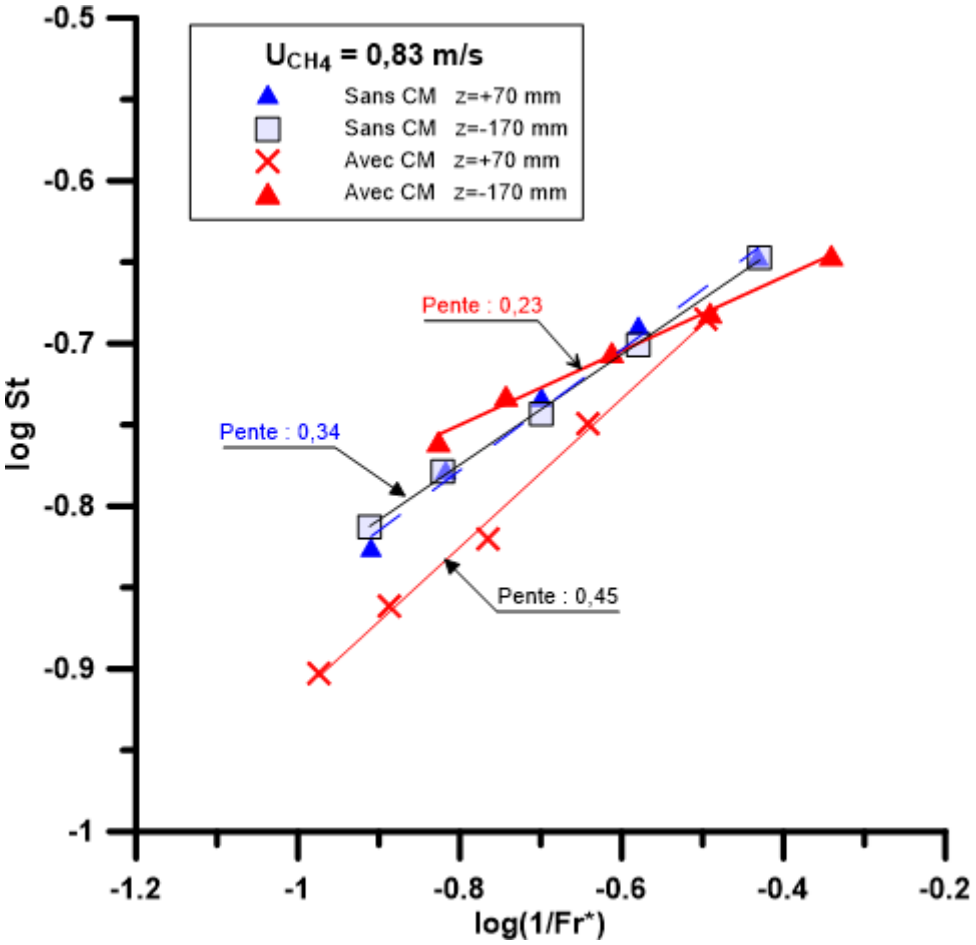


Figure II.19 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction de l'inverse du nombre de Froude modifié dans les cas avec et sans Champ magnétique

Cette représentation est inspirée de la corrélation présentée dans Arai et al. (1999) dans laquelle ils montrent une variation de Strouhal par rapport à Froude sous la forme St = $Fr^{-0,57}$ sur la base de la fréquence de flickering d'une flamme de méthane brûlant dans l'air ambiant. Dans leur cas, les nombres de Strouhal et de Froude sont basés sur la vitesse moyenne de sortie du carburant. Les courbes présentées à la Figure II.19 utilisent une analyse similaire, les nombres de Strouhal et Froude étant basés sur la vitesse moyenne de l'air. Comme il est montré que la fréquence dépend de la vitesse de l'air (voir Figure II.18), la variation de St avec Fr devrait être différente. Les résultats sont intéressants car il apparaît que St = $Fr^{0.34}$ en l'absence du champ magnétique et que St = $Fr^{0.23 \text{ à } 0.45}$ lorsque le champ magnétique est appliqué : variation qui

correspond à une convection renforcée et réduite lorsque l'effet magnétique dû au champ magnétique est introduit dans définition du nombre de Froude.

Effet sur la luminosité de la flamme. Corrélation avec la production des particules de suie

La Figure II.20 indique le pourcentage de variation de la luminosité naturelle de la flamme lorsque celle-ci est soumise à un gradient de champ magnétique, par rapport au cas où le champ magnétique est fixé à zéro. Dans le gradient magnétique positif, dans un champ magnétique croissant vers le haut, les flammes se révèlent plus lumineuses, tandis que dans le gradient magnétique négatif, les flammes sont moins lumineuses que la flamme dans le cas sans champ magnétique.

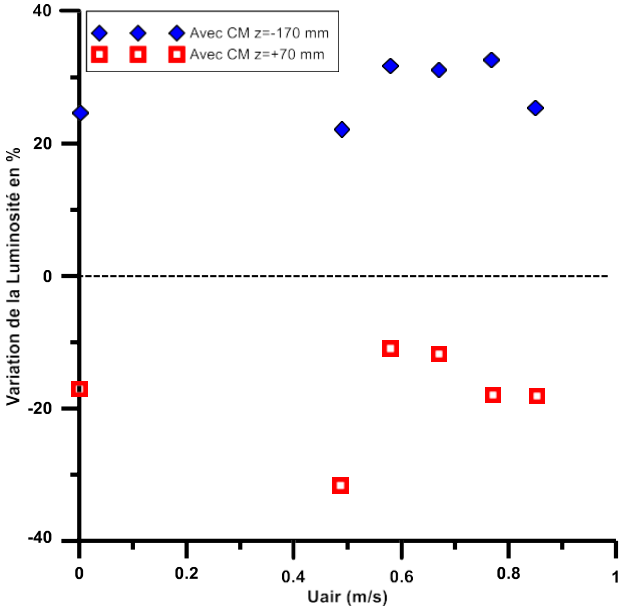


Figure II.20 : Evolution du pourcentage de luminosité visible de la flamme soumise au champ magnétique par rapport au cas sans champ en fonction de la vitesse d'air.

Dans l'hypothèse d'une corrélation entre la production de suie et la luminosité de la flamme naturelle l'augmentation de luminosité observée dans le gradient magnétique positif est en accord avec les tendances obtenues par Jocher et al. (2015), qui ont observé une augmentation de la fraction volumique de suie d'une flamme continue d'éthylène dans un champ magnétique croissant. Cet effet peut être attribué à divers effets magnétiques : l'un est l'apport complémentaire d'oxygène conduisant à une augmentation de la température de la flamme; une seconde est la convection réduite dans l'air latéral qui contribue également à une augmentation de la température de la flamme et la diminution de la fréquence de scintillement (flickering)

mettant en évidence une réduction de la flottabilité effective peut être liée à un temps de séjour accru des particules de suie à l'intérieur de la flamme. Une température locale plus élevée et un temps de résidence plus long sont favorables à la production de suie dans la flamme. Inversement, la diminution observée de la luminosité de la flamme dans le gradient magnétique négatif peut s'expliquer par l'argumentation inverse : moins d'oxygène au bord de la flamme (attesté par un décrochage plus petit) et une convection accrue dans l'air du côté de la flamme (attestée par une fréquence de flickering) entraînent une température de flamme plus basse, générant moins de suie et caractérisée par une diminution de la luminosité de la flamme (Gillon et al. 2016).

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une flamme laminaire CH_4/air a été étudiée. Pour une valeur de vitesse d'injection de méthane fixée, la vitesse d'injection de coflow d'air a été augmentée par palier, ceci pour deux positions de sortie du brûleur par rapport au centre d'électroaimant. En fonction de la vitesse de l'air, La flamme passe de l'état accrochée au brûleur, à l'état décrochée. Pour chacun des cas, la hauteur de lift et la longueur de flamme sont mesurées. Les valeurs moyennes de la hauteur d'élévation de la flamme, de la longueur de la flamme et de la luminosité de la flamme ont révélé les effets apparus lorsque des gradients de champ magnétique sont appliqués sur des flammes de diffusion laminaire oscillantes verticalement de méthane / air provenant d'une injection coaxiale. Un champ magnétique ascendant attire l'oxygène paramagnétique vers le haut et contrecarre le mouvement de convection gravitationnelle dans l'air en dehors de la zone de combustion chaude, tandis que le champ magnétique décroissant ascendant génère une force magnétique descendante sur l'oxygène, privant le bord de la flamme d'oxygène et renforçant la convection gravitationnelle dans l'air le long de la flamme.

Ces effets agissent sur l'interaction, dépendant du temps, des tourbillons toroïdaux autour de la flamme et les tourbillons latéraux externes, avec la structure de la flamme, comme le montre la variation de la fréquence de flickering qui influence la stœchiométrie locale, la température de la flamme et le temps de séjour de la suie. Afin d'évaluer le rôle des gradients magnétiques sur la production de suie, une étude détaillée de la variation temporelle de la production de suie dans des flammes oscillantes verticalement doit être entreprise.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication dans Combustion Science and Technology, d'une communication à un congrès international ICDERS 2015 et plusieurs posters lors de la journée des doctorants en combustion organisée par le Groupement Français de Combustion

II.5 Bibliographies

Langhaar H.L., “Steady flow in the transition length of a straight tube”, Journal of applied mechanics, 10 (1942) 55.

Tehrmina L., Mojtabi A., FEMM, chapitre 6, (1988)

www.sft.asso.fr/Local/sft/dir/user.../FEMM%20-%20chapitre%206b.pdf

Turns S.R., “An introduction to Combustion, Concepts and Apllications”, Chap.9 Laminar Difusion Flames, (2000), 331.

Kim M., Oh J., Yoon Y., “Flame length scaling in a non-premixed turbulent diluted hydrogen jet with coaxial air”, Fuel, 90 2624-2629 (2011).

Reid R.C., Sherwood T.K., “The Properties of Gases and Liquids, their estimation and correlation”, Chemical Enginnering Series, chapter 9 423. Ed. 1996

Khaldi F., Noudem J., and Gillon P., "On the similarity between gravity and magneto-gravity convection within a non-electroconducting fluid in a differentially heated rectangular cavity". Int. J. Heat Mass Transfer 48 (2005), 1350.

Gillon P., Gilard V., and Sarh B., "Magnetic effects on flickering methane air coflow jet diffusion flames". Presented at the Mediterranean Combustion Symposium MCS9 (2015), Rhodes, Greece, June 7–11.

Gohari Darabkhani H., Wang Q., Chen L., and Zhang Y., "Impact of co-flow air on buoyant diffusion flames flicker". Energy Manage. Convers 52 (2011), 2996.

Arai M., Sato H., and Amagai K., "Gravity effects on stability and flickering motion of diffusion flames". Combust. Flame 118 (1999), 293.

Sato H., Amagai K., and Arai M., "Flickering frequencies of diffusion flames observed under various gravity fields". Proc. Combust. Inst., 28, (2000) 1981.

Gharib M., Rambod M., and Shariff K. "A universal timescale for vortex ring formation" J. Fluid Mech. 360 (1998) 121-140.

Chen L.D., Seaba. J. P., Roquemore W.M, "Buoyant diffusion flames". Symp. Int. Combust. Proc. 22 (1) (1989) 677-684.

Katta V.R and Roquemore W.M, "Role of inner and outer structures in transitional jet diffusion flame" Combustion and Flame 92 (3) (1993), 274-282.

Durox D., Yuan T. Baillot F., Most J.M. (1995). "Premixed and diffusion flames in a centrifuge". Combustion and Flame 102 (4), 501-511.

Xia X. and Zhang P. (2018) "A vortex-dynamical scaling theory for flickering buoyant diffusion flames" J. Fluid Mech. 855, 1156-1169.

Gillon P., Badat W., Gilard V., Sarh B. (2016). "Magnetic Effects on Flickering Methane/Air Laminar Jet Diffusion Flames", Combustion Science and Technologie, 188:11-12, 1972-1982, DOI: 10.1080/00102202.2016.1213532

Chapitre III : Effet d'un champ électrique sur une flamme laminaire de diffusion méthane et méthane/air avec une instabilité de flickering

III.1. Introduction

Dans le chapitre I, nous avons présenté l'étude bibliographique sur l'application d'un champ électrique sur une flamme de diffusion laminaire. Il a été montré que le vent ionique constituait la principale explication des effets observés sur la structure de la flamme et les émissions de polluants lorsqu'elle est soumise à un champ électrique (Saito et al. (1999), Chung et al. (2014)). Ces différentes études ont également montré que le comportement de la flamme sous champ électrique dépend de plusieurs variables telles que le type de combustible, le sens du champ électrique, la disposition et la forme de l'électrode. D'autres études, principalement dans des flammes d'acétylène ou d'éthylène (Gillon et al. 2018), avancent un lien entre la production des suies et les courants ioniques générés par l'application d'un champ électrique sur une flamme, et montrent qu'une flamme de diffusion avec une instabilité de flickering produit quatre fois plus de suie qu'une flamme stable (Shaddix et al. 1993).

Dans le présent chapitre, nous allons présenter dans un premier temps, l'étude réalisée sur les effets d'un champ électrique à courant continu appliqué aux flammes de diffusion laminaires de méthane stables, se développant dans l'air ambiant. Cette étude est conduite pour plusieurs distances d, séparant la grille du brûleur. Dans un second temps, nous présenterons l'étude des effets d'un champ électrique sur une flamme de diffusion laminaire de jets coaxiaux méthane/air, accrochée ou liftée avec une instabilité de flickering, se développant dans l'air ambiant. Cette étude est réalisée pour une seule distance d, séparant la grille du brûleur.

Pour le cas de la flamme de méthane stable, deux champs électriques continus sont appliqués en modifiant la distance entre les deux électrodes. Le but étant d'étudier l'effet de la dynamique du vent ionique, dû à l'application du champ électrique sur la flamme stable grâce à deux dispositions du potentiel électrique :

- Un potentiel positif appliqué directement au brûleur tandis que la masse est connectée à une grille métallique au-dessus du brûleur. Cette configuration permet d'avoir un champ électrique dirigé vers le haut, par convention nous l'appellerons champ ascendant ($\vec{E}$ascendant), soit un vent ionique dû aux ions positifs dans le même sens que le jet inertiel du combustible.

- Le potentiel positif et la masse sont connectés respectivement à la grille métallique et au brûleur. Le champ électrique $\vec{E}$ est descendant , soit un vent ionique opposé au jet inertiel et à la convection naturelle.

Pour ces deux potentiels, l'acquisition des images des flammes de méthane dans le visible, pour plusieurs valeurs de tension appliquée, est réalisée par la caméra CMOS 25 (images/seconde) décrite au chapitre 2.

Pour le cas des flammes de diffusion laminaires de jets coaxiaux méthane/air avec une instabilité de flickering, la longueur de flamme, la luminescence du CH* et le lift sont obtenue par l'acquisition de 300 images effectuées à l'aide d'une caméra iCCD Princeton instrument (200 images/seconde) avec un filtre passe-bande centré sur 430 nm avec une largeur de bande de ± 20 nm.

III.2. Effet d'un champ électrique sur une flamme stable, laminaire de diffusion de jet simple de méthane

III. 2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, représenté sur la Figure III.1.1, est constitué :

- D'un brûleur, en acier inoxydable, de diamètres extérieur 40 mm et intérieur 10 mm et de longueur 60 mm. Le méthane est injecté par ce canal central de diamètre 10 mm ;

- D'une grille métallique placée à une distance d au-dessus du brûleur. Cette grille est de forme rectangulaire de dimensions 210 mm x 110 mm, ayant des mailles rectangulaires de surface 36 mm² ;

- D'un générateur à haute tension qui a été fabriquée et étalonnée au laboratoire. La tension appliquée est contrôlée sur un voltmètre intégré, et affichée sur un afficheur digital. Ce générateur, permet d'appliquer un potentiel positif ajustable (UT) de 0 à 20 kV et un courant maximum de 50 mA. Les électrodes sont la grille métallique et le brûleur. Cette grille métallique joue ainsi le rôle de la cathode ou de la masse en fonction du champ électrique ascendant ou descendant souhaité. On peut supposer que le champ électrique entre la grille et le brûleur est monodimensionnel, c'est-à-dire champ uniforme transversallement (voir Gillon et al 2019). La grille métallique peut influencer le comportement dynamique de la flamme, aussi elle sera constamment présente même lors de nos différentes études sans champ électrique. Le choix d'une grille plutôt que d'une plaque, est dicté par le fait que l'on souhaite ne pas avoir de dépôts de particules et ne pas créer un écoulement de stagnation des gaz chauds de combustion de la flamme.

Un système de déplacement à vis permet de déplacer le dispositif expérimental suivant deux axes : horizontalement et verticalement. Pour l'enregistrement des images, une caméra CMOS, placée à 650 mm du brûleur, permet d'obtenir des images, dans le visible, de la flamme (25 images/secondes). Les images de la luminosité visible de la flamme sont enregistrées et traitées avec le logiciel MATLAB. 300 images de flammes traitées donnent une moyenne convergente de la luminosité visible de flamme ainsi qu'une moyenne convergente de la longueur de flamme visible pour quatre distances entre les électrodes : d= 50, 70, 140 et 183 mm.

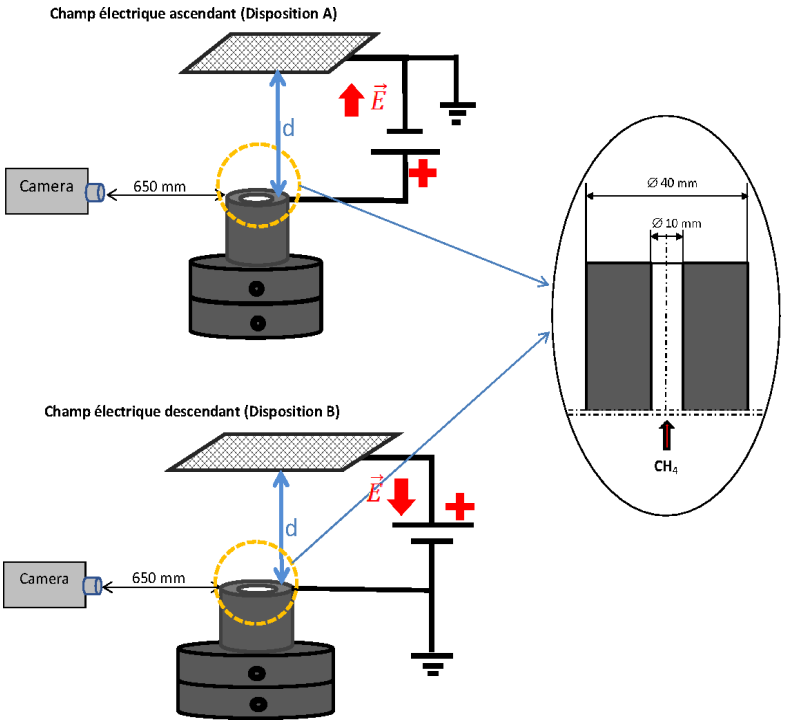


Figure III.1.1 : Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet du champ électrique ascendant et descendant sur une flamme laminaire de diffusion de jet de méthane

III.2.2 Paramètres expérimentaux

Dans cette expérience, le débit de méthane est régulé et sa valeur est de 4,5 cm^3/s. Les caractéristiques du jet de méthane sont données sur le Tableau 3.1 ci-dessous. Dans ce tableau sont indiqués : la vitesse de jet du CH_4, le nombre de Reynolds du jet, le nombre de Reynolds critique, critère pour avoir un écoulement pleinement développé (voir paragraphe 3 du chapitre 2), et le nombre de Froude. On voit que le nombre de Reynolds de l'écoulement est inférieur au nombre de Reynolds critique donc notre écoulement est pleinement développé. Concernant le nombre de Froude, au vu de sa valeur on peut dire que nous sommes en présence d'une flamme avec des effets de flottabilité importants.

Gaz	Débit Q (cm^3/s)	Vitesse CH_4 (m/s)	Re	Rec	Fr
CH_4	4,5	0,057	33	100	0,043

Tableau 3.1 : conditions expérimentales

La modification de la distance inter électrode d permet de modifier l'intensité du champ appliquée sur la flamme où le champ électrique E (kV /m) = Tension / distance inter électrode.

	Champ Electrique (kV/m)			
Tension appliquée (kV)	**D = 50 mm**	**D = 70 mm**	**D = 140 mm**	**D = 183 mm**
0	0	0,0	0,0	0,0
1	20	14,3	7,1	5,5
2	40	28,6	14,3	10,9
3	60	42,9	21,4	16,4
4	80	57,1	28,6	21,9
5	100	71,4	35,7	27,3
6	120	85,7	42,9	32,8
7	140	100,0	50,0	38,3
8	160	114,3	57,1	43,7
9	180	128,6	64,3	49,2
10	200	142,9	71,4	54,6
11	220	157,1	78,6	60,1
12	240	171,4	85,7	65,6
13	260	185,7	92,9	71,0

Tableau 3.2 : Champ électrique appliquée sur une flamme de diffusion

A noter que dans le cas d'un champ électrique ascendant, le champ électrique $\vec{E} = -E$, et dans le champ électrique descendant, $\vec{E} = E$

III.2.3 Résultats

III.2.3.1 Champ électrique ascendant

Dans cette configuration (voir Figure III.1.1, Disposition A), un potentiel positif est appliqué directement au brûleur tandis que la masse est connectée à une grille métallique au-dessus du brûleur. Comme nous l'avons signalé ci-dessus, cette configuration permet d'avoir un champ électrique $\vec{E}$ ascendant, soit un vent ionique dans le même sens que la convection naturelle et que le jet inertiel du combustible. Nous présenterons l'impact du champ électrique sur les évolutions des longueurs de flamme et de la luminosité visible de la flamme.

Longueur de flammes

La Figure III.1.2 montre, pour un champ électrique ascendant, la variation de la longueur de flamme moyenne en fonction de la tension appliquée, pour quatre distances inter-électrodes différentes. Ces courbes appellent les remarques suivantes :

- Des oscillations de longueurs de flamme apparaissent pour des tensions élevées lorsque la distance inter électrodes est grande. Ainsi des fluctuations importantes de la longueur de flamme n'apparaissent qu'à une tension de 12 kV pour les deux distances de 140 et 183 mm (E= -85,7 kV/m et -65,6 kV/m), alors que pour les petites distances elles apparaissent pour de faibles tensions (E= -85,7 kV/m à d = 50 mm) ;

- Pour la distance d=183 mm la longueur de flamme varie peu jusqu'à l'apparition d'une instabilité électrique ;

- La valeur du champ électrique qui permet d'observer une influence sur la longueur de flamme sans pour autant engendrer des oscillations ou des perturbations de flammes est la valeur de 10 kV pour soit un champ électrique de -54,6 kV/m.

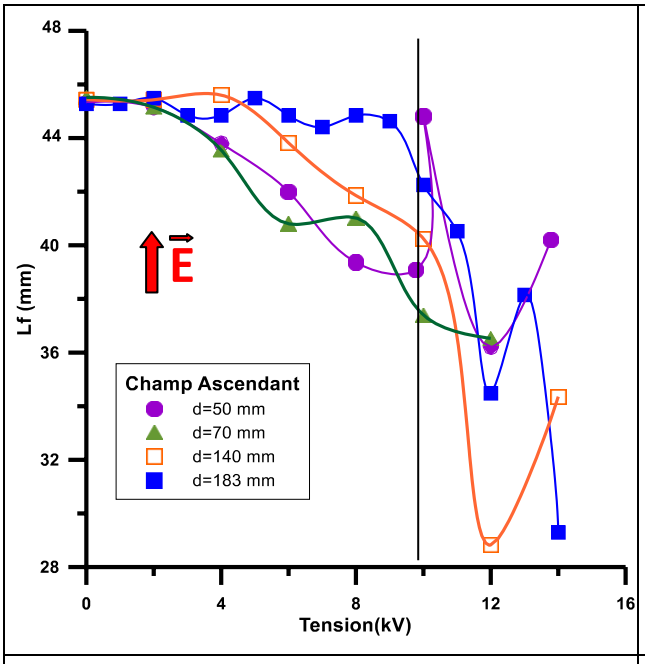


Figure III.1.2 : Evolution de la longueur de flamme en fonction de la tension électrique pour plusieurs distances inter électrodes (Champ Ascendant). Q_{CH4}=4,5 cm^3/s

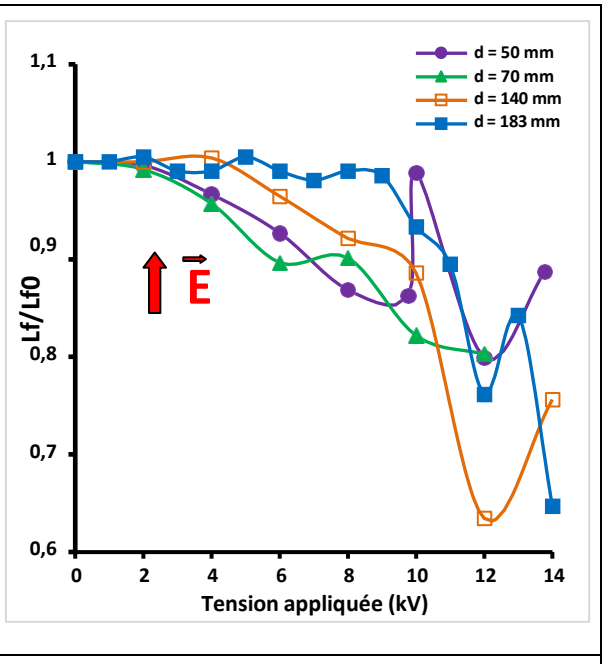
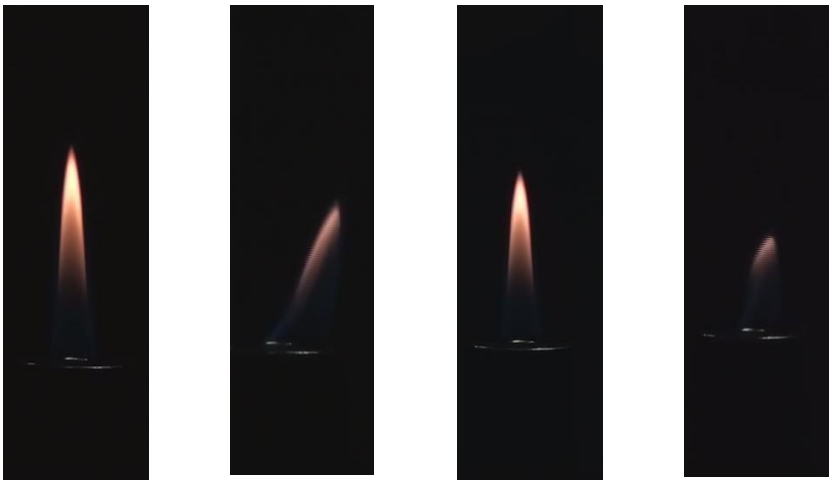


Figure III.1.3 : Evolution de la longueur de flamme normalisée en fonction de la tension électrique pour plusieurs distances inter électrodes (Champ Ascendant). Q_{CH4}=4,5 cm^3/s

Concernant ce dernier point, un régime d'instabilité est observé pour d=140 et 183 mm, avec notamment l'apparition de pointe de flamme à l'extrémité haute de la flamme lorsque la tension est supérieure à 10 kV, ainsi qu'une inclinaison de gauche à droite de la flamme (voir Figure III.1.4 et 3.1.6). Pour d=70 et 50 mm cette instabilité engendre des arcs électriques rendant les expériences dangereuses à plus de 10 kV (voir Figure III.1.5). A noter que le champ électrique

théorique de claquage est calculé à 261 kV/m (voir Annexe 3) et expérimentalement nous avons un champ électrique de claquage de 260 kV/m.



20 mm

4 kV stable	12 kV instable	4 kV stable	12 kV instable
d = 140 mm	d = 140 mm	d = 183 mm	d= 183 mm
E= -28,6 kV/m	E= -85,7 kV/m	E= -21,9 kV/m	E= -65,6 kV/m

Figure III.1.4 : Instabilité perçue à 12 kV pour d = 140 mm et 183 mm

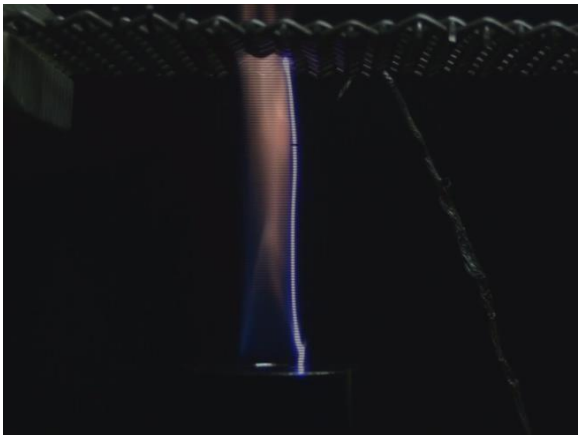


Figure III.1.5 : Arc électrique observé pour d=50 mm à une tension de 13 kV pour un champ électrique ascendant E= 260 kV/m.

Pour d=140 mm, et à une tension appliquée de 12 kV (E= -85,7 kV/m), on observe aussi la présence d'une flamme bleue entourant la partie radiative jaune de la flamme de méthane (voir Figure III.1.6). Ce type de flamme est appelé flamme stratifiée et elle serait due à la pénétration de l'oxygène dans la flamme jaune (au-delà du front de flamme) qui tend à amener une réaction d'oxydation et ainsi à créer une zone bleue autour de la flamme. Cette zone est assimilée à une zone de prémélange. Marcum et al. (2005) ont montré que, sous l'effet d'un champ électrique,

la diffusion moléculaire des espèces tend à augmenter et que, sous l'effet d'une pression provoquée par le vent ionique, le nombre de Lewis tend à diminuer. Cette augmentation de la diffusivité pourrait expliquer un meilleur mélange carburant/comburant dans la flamme de diffusion et tend à augmenter la température de la flamme réduisant ainsi la production de particules de suies. La Figure III.1.6 est intentionnellement surexposé à la lumière (sursaturation) afin d'avoir une visuelle de la flamme stratifiée, ce n'est en aucun cas les images utilisées pour mesurer la luminosité dans le visible de la flamme.

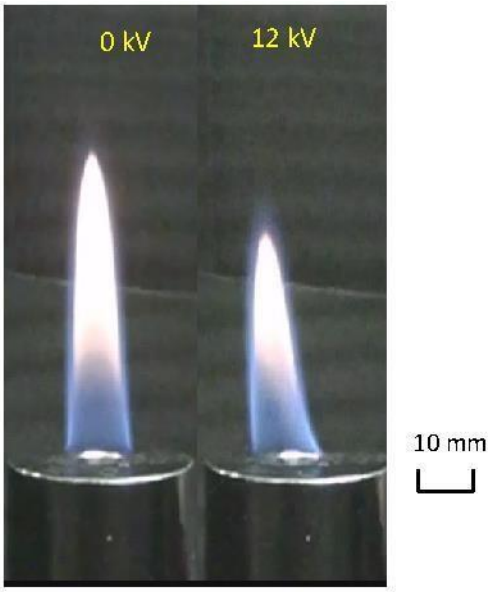


Figure III.1.6 : Apparition d'une couche de flamme bleue enveloppant la flamme jaune pour d =140 mm à 12 kV

Luminosité de la flamme

Les images de la luminosité visible de la flamme pour une tension variable entre 0 et 14 kV, dans le cas d'un champ électrique ascendant sont enregistrées et traitées. Cette luminosité de la flamme est la radiation lumineuse considérée comme provenant particulièrement des particules de suie dans la flamme. Cette luminosité, qui rend compte de la radiation de couleur jaune de la flamme, est considérée comme un marqueur pour la présence de suie dans une flamme, et est proportionnelle aux particules de suie présentes ou générées dans une flamme. La Figure III.1.7 représente deux images de la flamme à 0 et 12 kV pour une distance d=183 mm, mettant en évidence la luminosité et la longueur de la flamme (Lf) dans le visible.

C'est ce type d'images (pas de sursaturation) qui a servi à la détermination de la luminosité pour tous les flammes dans ce chapitre.

Afin de prendre en compte la variation de la luminosité due au champ électrique, on normalise la luminosité mesurée sous champ (Lum) par la luminosité mesurée sans champ (Lum_0). La

Figure III.1.8 montre la variation de la luminosité normalisée Lum/Lum_0 de la flamme en fonction de la tension appliquée, pour les quatre distances inter-électrodes d=50, 70, 140 et 183 mm. On remarque que la luminosité décroit avec l'augmentation de la tension du champ électrique mais aussi avec l'augmentation de la distance inter-électrode. Au-delà de 10 kV, on note une instabilité, pour la petite distance d=50 mm, sûrement due à la flamme qui arque avec la grille (voir Figure III.1.5).

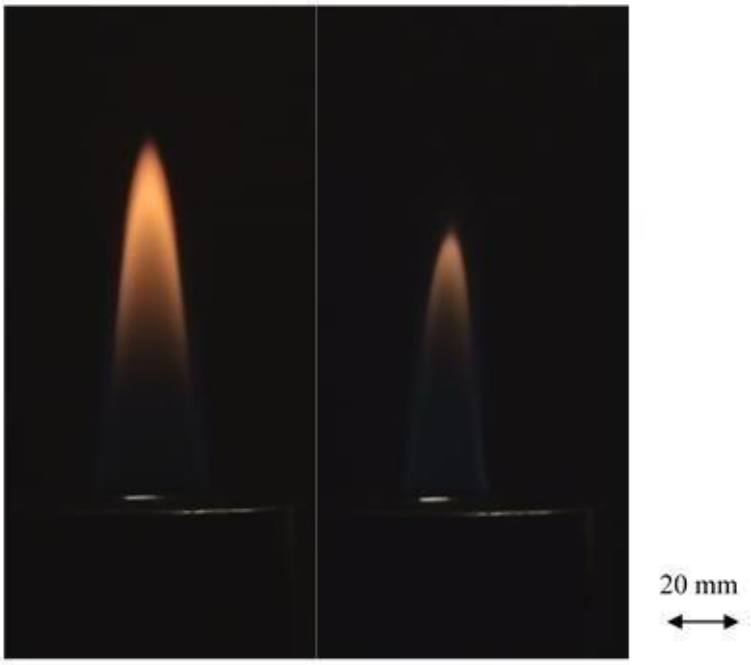


Figure III.1.7 : Flammes de méthane à 0 kV et 12 kV (-85,7 kV/m) pour d= 183 mm

Pour la distance d=183 mm, on observe que le champ électrique ne modifie pas la luminosité de la flamme entre 0 et 8 kV, et qu'à la distance d=140 mm, ce n'est qu'au-delà d'une tension de 6 kV que l'on observe une variation du rapport Lum/Lum_0. Pour d=183 mm, on voit sur la Figure III.1.7 qu'à 12 kV, la flamme est réduite en longueur, et sa luminosité diminue sauf au niveau de son sommet. Le champ électrique est ascendant, le potentiel est positif, il y a donc production d'ions (Payne and Winberg 1959). Dans cette configuration de champ électrique ascendant, les ions positifs et les particules de suies se déplacent vers la grille (masse) (Belhi et al. 2013). Saito et al. (1999) et Luo et al. (2017) avancent que le vent ionique s'écoule de l'électrode (brûleur) vers l'électrode opposée (masse). Étant donné que les directions des ions positifs et des particules de suie sont identiques à celles des gaz combustibles, ces ions et particules de carbone accélèrent le flux de gaz vers l'électrode de masse opposée (Weinberg et al. 2013). Ces déplacements favorisent le mélange du gaz combustible et de l'air environnant,

particulièrement à la base de la flamme, ce qui a pour effet d'augmenter la température du front de flamme. Cette augmentation de température a pour effet de favoriser nettement l'oxydation des suies formées dans la flamme (Kent et al. 1981, Bastin 1989) et par conséquent de diminuer de la quantité de suie dans la flamme, et de réduire la luminosité de la flamme (voir Figure III.1.7).

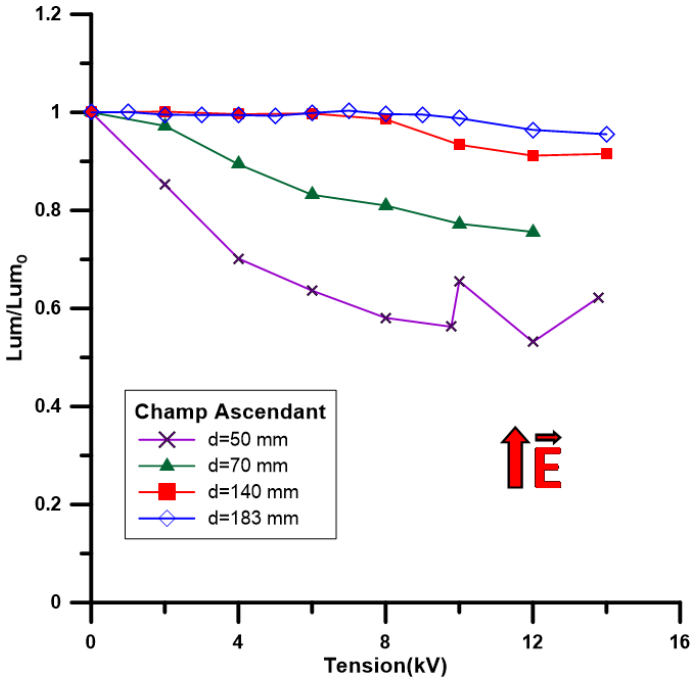


Figure III.1.8 : Variation de la luminosité normalisée de la flamme dans le visible, en fonction de la tension appliquée. Lum0 : luminosité de la flamme sans Champ électrique. Q_{CH4}=4,5 cm^3/s

Pour conclure cette partie sur le champ électrique ascendant, on peut noter que, plus la distance entre les électrodes est faible, plus la valeur de la tension à partir de laquelle la luminosité de la flamme diminue est faible. Ainsi, l'intensité du champ électrique modifie l'évolution de la luminosité dans le visible de la flamme. Cette disposition du champ ascendant (grille à la masse, potentiel sur le brûleur) pose quelques problèmes notamment quand la distance inter-électrodes est faible (présence d'instabilité électrique engendrant des arcs électriques pouvant endommager le brûleur).

III.2.3.2 Champ électrique descendant

Dans cette configuration, le potentiel positif est sur la grille et la masse est connectée au brûleur (voir Figure III.1.1, Disposition B). Le champ électrique est descendant, soit un vent ionique opposé au jet inertiel et à la convection naturelle. Pour cette disposition B, l'expérimentation est réalisée pour d=70 et 140 mm, pour d=180 mm les résultats ne sont pas significatives et

pour d = 50 mm, des fortes instabilités ont rendus les mesures non convergentes. Pour d=70 mm la flamme de méthane initialement stable devient très instable, avec l'apparition d'une instabilité électrique à partir de 5 kV (71,4 kV/m). Pour d= 140 mm, très peu d'instabilités ont été perçues avec une faible variation de la longueur de flamme.

Longueur de flammes

La Figure III.1.9 montre, pour un champ électrique descendant, la variation de la longueur de flamme sans champ, en fonction de la tension appliquée, pour les 2 distances inter-électrodes d=70 et 140 mm. On remarque que pour d=70 mm la longueur moyenne de la flamme subit une forte augmentation entre 0 et 2 kV avant de décroitre lorsque la tension augmente. A partir de 4 kV, la flamme devient très instable et les mesures sont arrêtées. Les images enregistrées de cette flamme à d=70 mm, présentées sur les Figures 3.1.10a (pour 2 kV) et 3.1.10b (pour 4 kV) montrent des instabilités électriques, oscillations verticales de la flamme conduisant à un facteur 4 entre la longueur minimale et maximale de la flamme, engendrant parfois un contact entre l'extrémité de la flamme et la grille. Alors que sur la Figure III.1.10c, on observe, pour une tension de 12 kV et une distance inter-électrodes d=140 mm (85,7 kV/m), un vrillage de la flamme avec par moment une inclinaison horizontale, ce qui rend la flamme asymétrique. Ceci a été observé par Park et al. 2017 pour des flammes laminaires de prémélange et de diffusion, courtes de 20 mm de hauteur.

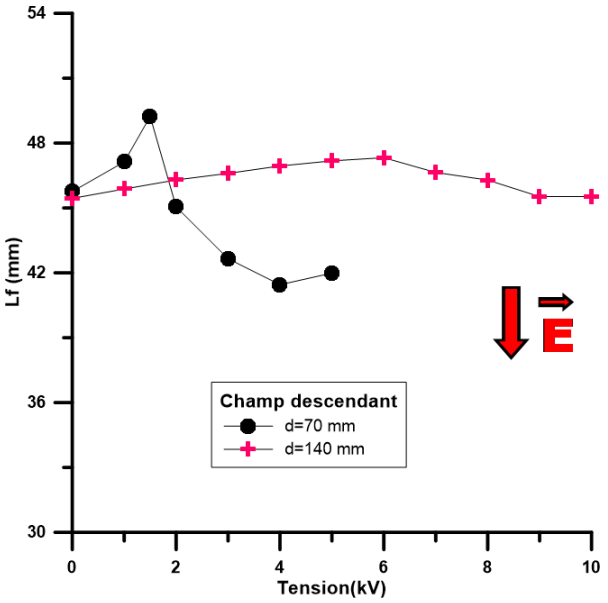


Figure III.1.9 : Evolution de la longueur moyenne de la flamme en fonction de la tension électrique pour deux distances inter électrodes (Champ Descendant). Q_{CH4}=4,5 cm^3/s

Pour d=140 mm, la longueur de la flamme varie peut avec la tension appliquée (nous sommes dans la plage d'incertitude). Les flammes sont stables jusqu'à la tension de mesure maximale de 10 kV. Nous n'avons pas relevé d'instabilité en fonction de l'augmentation de la tension.

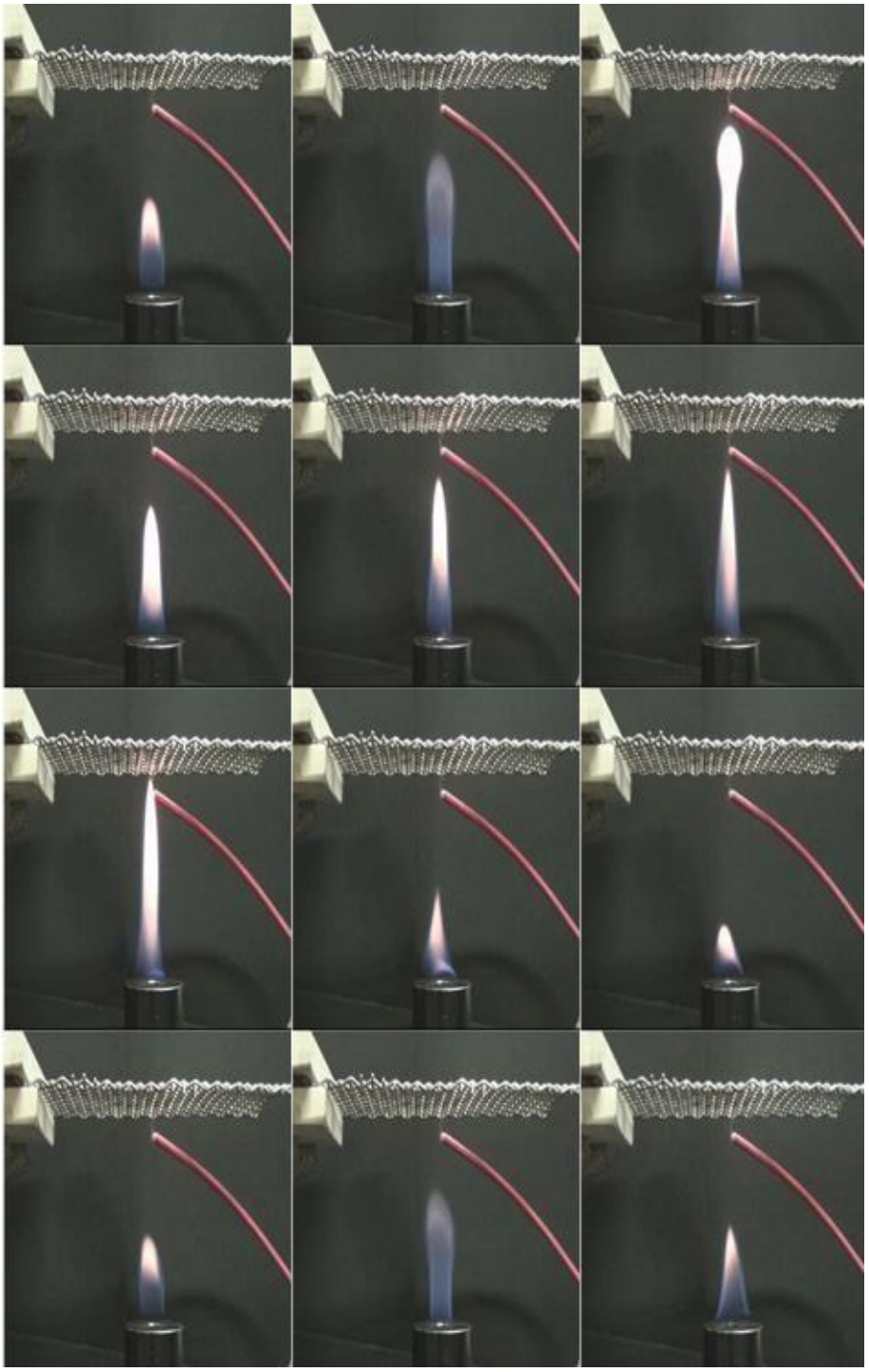


Figure III.1.10a : Instabilité électrique pour un potentiel électrique sur la grille à 2 kV (28,6 kV/m) et une distance d=70 mm avec un intervalle de temps de t=0,04 secondes (Champ descendant). Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s

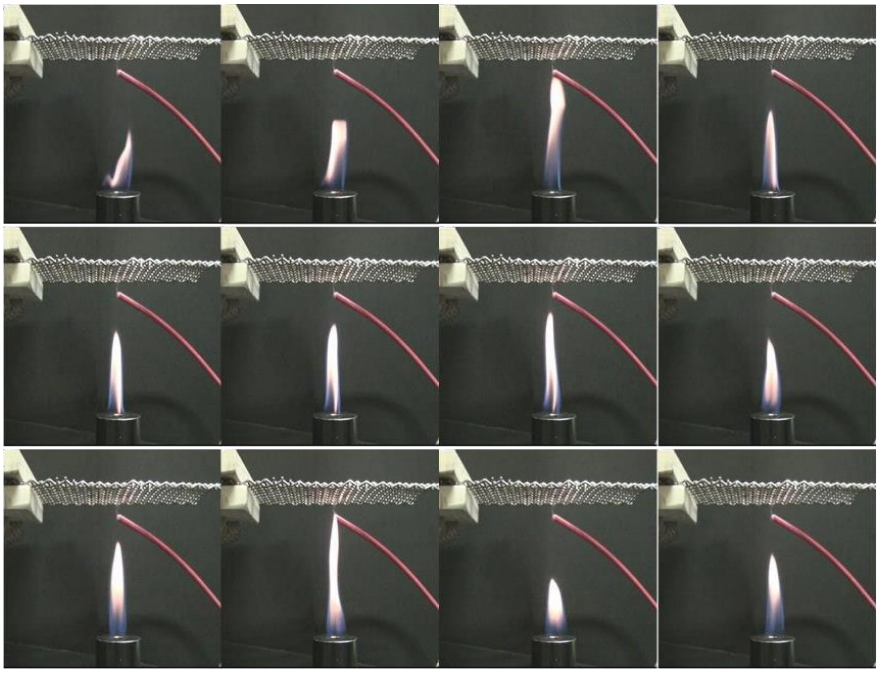


Figure III.1.10b : Instabilité électrique pour d= 70 mm à 3 kV avec un intervalle de temps de t=0.04 s pour un champ électrique descendant. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s

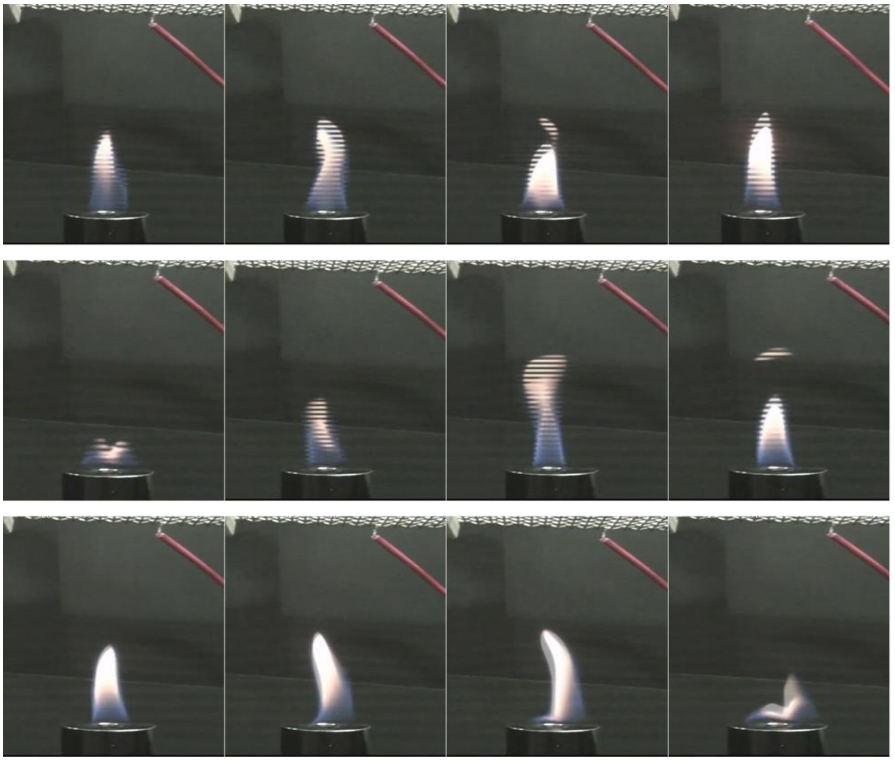


Figure III.1.10c : Instabilité électrique pour d= 140 mm à 12 kV avec un intervalle de temps de t=0,04 s pour un champ électrique descendant

Afin de comparer les évolutions des longueurs de flammes entre la disposition A (champ électriques ascendant) et la disposition B (champ électrique descendant), nous avons tracé l'évolution de la longueur moyenne de la flamme, normalisée par longueur de la flamme sans champ, Lf/Lf_0 pour les deux distances inter-électrode d=70 et 140 mm (voir Figure III.1.11). Pour d=70 mm, nous observons deux comportements différents entre les longueurs normalisées dans le cas des champs Ascendant -Descendant en fonction de la tension. Si pour la distance d=70 mm on observe une évolution de Lf/Lf_0 chaotique, à l'inverse à d=140 mm cette évolution est lente avec la tension quel que soit le champ.

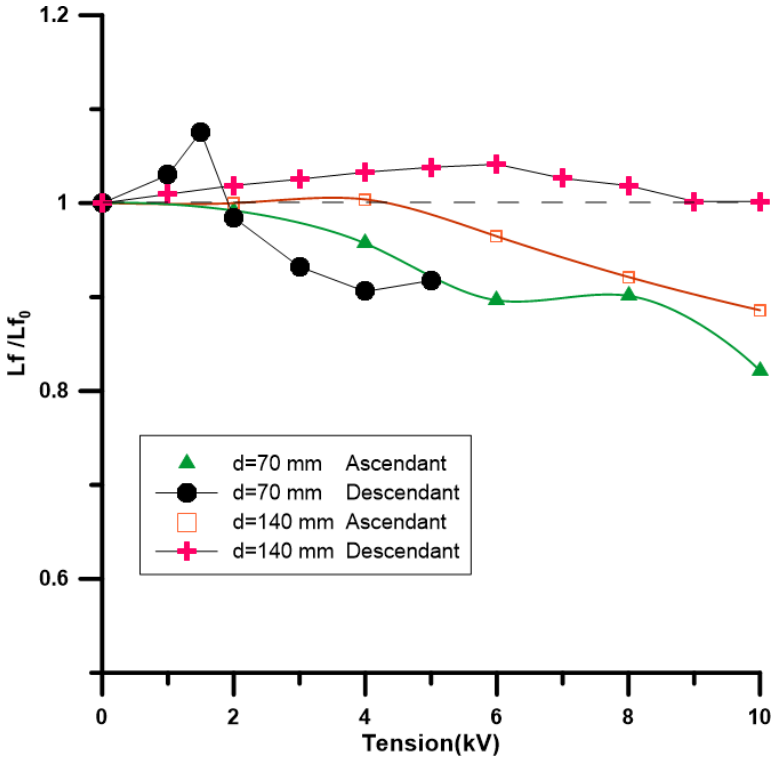


Figure III.1.11 : Longueurs de flammes normalisées, mesurées dans les cas champs Ascendant et Descendant, en fonction de la tension électrique pour deux distances inter électrodes. Q_{CH4}=4,5 cm^3/s

D'une manière générale, pour une flamme stable sous champ électrique ascendant et descendant, la longueur de flamme varie peu ou pas, car nous somme dans l'intervalle d'incertitude des mesures. Néanmoins, si les erreurs de mesures sur Lf sont identiques quel que soit la nature du champ, on observe une tendance d'évolution entre ces longueurs dans le cas du champ électrique ascendant et descendant. Par contre les variations de la longueur de flamme qui surviennent suite à l'application d'un fort champ électrique sont importantes.

Luminosité de la flamme

La conclusion ci-dessus peut être reconduite aussi pour les luminosités de la flamme dans le visible. En effet on observe les mêmes évolutions que les longueurs de flammes lorsque l'on

trace Lum/Lum_0 en fonction de la tension, entre 0 et 10 kV pour les deux champs ascendant et descendant (voir Figure III.1.12). On constate que dans les deux dispositions nous avons des réductions de la luminosité visible de la flamme. Pour d=140 mm (dans la zone de flamme stable), l'application d'un champ électrique descendant amène une diminution plus significative de la luminosité que l'application d'un champ ascendant. La modification de la convection naturelle et de la diffusivité de l'oxygène au niveau du front de flamme par le vent ionique pourrait expliquer la modification de la luminosité pour un champ ascendant et descendant. La différence entre les deux comportements peut être expliquée par le fait que ce ne sont pas les mêmes ions qui pilotent le déplacement ($H3O^+$, CHO^+ et CHO_2^-.et O_2^-)

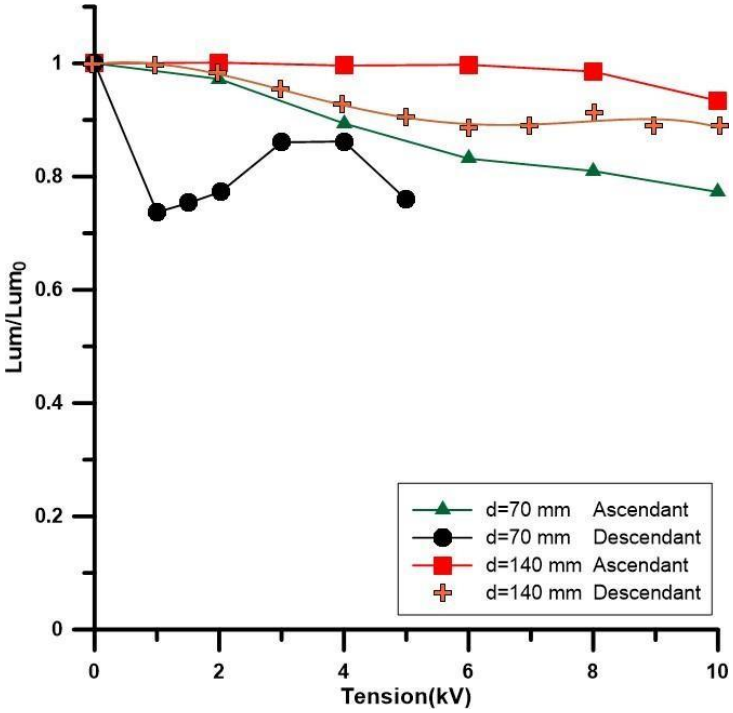


Figure III.1.12 : Comparaison entre les luminosités de flammes normalisées, dans les cas champs ascendant et descendant, en fonction de la tension électrique pour deux distances inter-électrodes. Q_{CH4}=4,5 cm^3/s

Dans le cas d'un champ électrique descendant, le sens du vent ionique va réduire la vitesse d'entrainement de l'air par le jet de carburant et augmenter le temps de résidences des particules carbonés, précurseurs de suies, au niveau du front de flamme. (Voir chapitre 4).

Dans l'hypothèse où la luminosité dans le visible est essentiellement due aux particules de suie, la diminution de la luminosité de la flamme suggère que la nucléation de la suie dans la zone de pyrolyse est fortement réduite (Saito et al. 1989). De Ris (1979) attribue l'augmentation de la luminosité de la flamme à l'augmentation de la fraction volumique de suie (c'est-à-dire à la taille des particules et/ou leur nombre) et à la température d'incandescence des particules de carbone. Dans notre cas, on ne sait pas, qui a le plus contribué à la réduction de la luminosité :

la réduction de la taille des particules de suie ou leur nombre. La réponse à cette question sera donnée au chapitre suivant sur les mesures de suie, par extinction diffusion, dans une flamme de méthane contenant 10% d'acétylène, représentée sur la Figure III.1.13. Quant à la différence perçue entre les deux dispositions, champ ascendant et descendant pour la variation de la luminosité dans le visible de la flamme, Xu (2014) avance l'explication que le champ ascendant (potentiel sur le brûleur) présente moins d'effets que le champ descendant (potentiel sur la grille), car en proche sortie du brûleur (la flamme étant accrochée sur le brûleur), les conditions de température et de vitesse d'ions sont suffisantes pour permettre la formation d'une gaine de plasma. Cette gaine de plasma tend à attirer les ions, présents initialement au niveau du front de flamme, vers le brûleur réduisant ainsi la probabilité de collision avec les particules neutres dans les gaz chauds et donc une réduction de l'intensité du vent ionique.

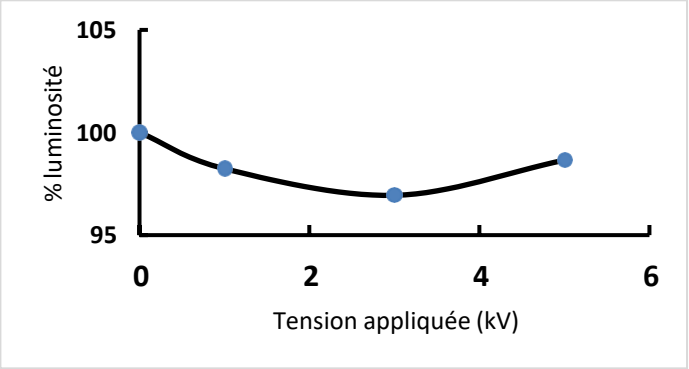


Figure III.1.14 : Evolution du pourcentage de luminosité globale de la flamme de méthane acétylène (10 %) en fonction de la tension. Q_{CH4}=4,05 cm^3/s, Q_{C2H2}= 0,45 cm^3/s

Figure III.1.13 : Flamme de diffusion de jet de méthane contenant 10% d'acétylène. Q_{CH4}=4,05 cm^3/s, et Q_{C2H2}= 0,45 cm^3/s

Pour cette flamme de méthane contenant 10% d'acétylène de la Figure III.1.13, nous présentons l'évolution de la mesure de la luminosité visible en fonction de la tension entre 0 et 5 kV. La Figure III.1.14, présente l'évolution du % de luminosité (par rapport à la luminosité à 0 kV). On peut dire que la variation de la luminosité globale est dans l'incertitude de mesure. La variation, entre 0 et 5 kV, du % de luminosité globale reste faible. Les études complémentaires de la luminosité déconvoluée de cette flamme seront étudiées dans le chapitre 4 et interprétées avec les mesures de fraction volumique de suies.

III.2.4 Conclusion

En conclusion, pour cette partie de l'étude des effets d'un champ électrique à courant continu appliqué aux flammes de diffusion laminaires stables de jet de méthane, se développant dans l'air ambiant, on peut retenir que les courtes distances (d=50 mm, champ ascendant et d=70 m champ descendant) présente des variations et des instabilités de la flamme lorsque le champ est appliqué. Quant à la grande distance d=183 mm, l'évolution des caractéristiques de la flamme se font à des valeurs de tension élevées. Aussi nous retiendrons, la distance d=140 mm pour réaliser l'étude des effets d'un champ électrique sur une flamme de diffusion laminaire de jets coaxiaux méthane/air, accrochée ou liftée avec une instabilité de flickering, se développant dans l'air ambiant. La disposition B, comprenant un champ électrique positif descendant, plus sécuritaire, est privilégiée car le brûleur est à la masse, ce qui évite ainsi un éventuel arc électrique entre les éléments constituant le brûleur. Si on se rapporte à notre situation de la flamme sous champ électrique, où l'électrode est à un potentiel positif ou négatif dans les gaz brulés, le potentiel auquel sera portée la flamme, sera celui plus proche de l'électrode lorsque celui-ci est positif que quand il est négatif. Ceci a été montré par Criner (2008) dans une flamme liftée de propane et de méthane (elle a obtenu de meilleures performances de stabilisation en polarité négative avec le propane et en polarité positive avec le méthane). Au niveau du front de flamme (ligne stœchiométrique), les espèces chargées majoritaires en amont de la zone de réaction de notre flamme de méthane, sont CHO^+, CHO_2^- et O_2^-. Ce dernier est produit par attachement des électrons avec O_2 dans les zones à faible température. Par contre dans la zone de réaction plus en aval, lieu où la température est plus élevée, l'espèce négative est constituée majoritairement d'électrons. Dans les gaz brulés, les électrons et les espèces ionisées majoritaires $H3O^+$ constituent ce qu'on trouve comme espèces majoritaires. Si la polarisation de la flamme est positive, le vent ionique dans les gaz frais à proximité de la flamme, responsable de la décélération de la vitesse de ces derniers, est provoqué par les ions CHO^+ dans le champ électrique présent à la frontière de la flamme. Lorsque la polarisation de la flamme est négative, c'est les ions CHO_2^- qui sont responsable de la création du vent ionique. Or ces derniers sont moins nombreux que les CHO^+ dans une flamme de méthane (Goodings et al. 1979a et 1979b). Donc l'effet d'un champ électrique positif sur la flamme aura plus d'effet qu'un champ électrique négatif.

III.3 Effet d'un champ électrique sur une flamme laminaire de diffusion de jets coaxiaux méthane/air, accrochée ou liftée avec une instabilité de flickering, se développant dans l'air ambiant

III.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour cette étude est celui représenté sur la Figure III.2.1 ci-dessous. Il s'agit du même circuit décrit précédemment auquel il a été rajouté un dispositif pour la mesure du courant circulant dans le circuit. Ce circuit électrique est réalisé avec la génératrice à haute tension dont la tension en sortie est notée U_T. Une résistance r de 3,3 MΩ est placée en série dans le circuit. La tension mesurée à ses bornes est notée Ur. Une sonde haute tension TEKTRONIC 1 : 1000 (divise la tension par mille) est utilisée pour mesurer la tension U_f entre la grille et le brûleur. On a dans ce cas :

$$U_T = U_r + U_f \qquad (1)$$

La valeur de U_f mesurée est la moyenne des fluctuations durant 0,5 seconde. Le tableau ci-dessous montre les résultats obtenus et les erreurs de mesures Uf.

Tension appliquée U_t (mV)	**Tension mesurée U_f (mV)**	**Ecart (%)**
1001	1010	0,89
2008	2020	0,59
3000	3020	0,66
4000	4040	0,990
5000	5060	1,18
6000	6090	1,4
7000	7110	1,55
8000	8120	1,48
9000	9140	1,53
10000	10200	1,96

Tableau 3.3 : Calibrage sonde et tension appliquée

Nous avons la relation $U_r = r.i$:

On peut déduire le courant circulant dans le circuit électrique, avec la flamme :

$$i = \frac{U_T - U_f}{r}$$

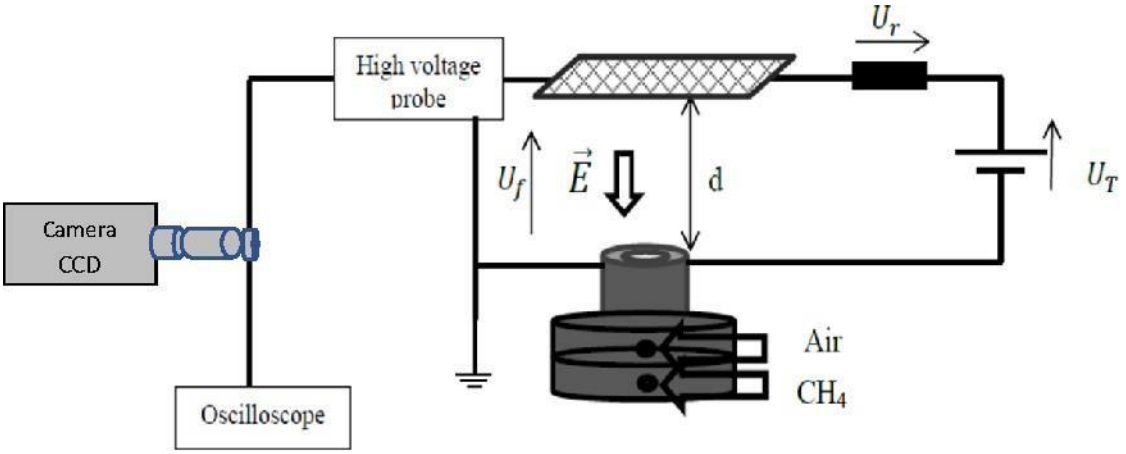


Figure III.2.1 : Schéma du montage expérimental

Les images de flamme avec la chimiluminescence du CH* sont obtenues par l'acquisition de 300 images effectuées à l'aide d'une caméra iCCD Princeton instrument (connectée à un ordinateur de contrôle) placée à 620 mm du centre du brûleur. Les 300 images de flamme permettent d'avoir une valeur de longueur de flamme moyenne convergente. La caméra est réglée pour un gain et un temps d'ouverture donnés fixe. Le gain et le temps d'ouverture sont déterminés au préalable pour l'ensembles des tensions à appliquer en enregistrant pour chaque couple (gain, temps d'ouverture) des images étalon qui permettent de fixer le meilleur couple, gain-temps d'ouverture, générant des images sans sursaturation et ayant un rapport signal sur bruit le plus haut possible.

Un objectif NIKON MICRO NIKKOR, est placé sur la caméra. Un filtre passe-bande centré sur 430 nm avec une largeur de bande de ± 20 nm permet d'obtenir l'émission de la chimiluminescence des radicaux CH*. Sur ce type de caméra les niveaux de gris varient de 0 à 65025. Le diagnostic de la flamme de combustion par la méthode de la chimiluminescence a été sujet à de nombreuses études pour sa simplicité et pour sa nature non intrusive, et il permet entre autres de déterminer l'état de la combustion (température, richesse…).

Les traitements des images sont identiques à ceux décrits dans le chapitre 2 champ magnétique. Les images présentées ci-dessous sont issues de MATLAB avec la fonction RGB (Red, Green, Blue) afin de visualiser la concentration de la luminosité du CH*. La modification de la taille de l'image (divisé par 10 pour assurer la lisibilité de la thèse) entraine quelque variation de colorie du fond bleu dont la valeur de niveau de gris pour chaque image est 0 dans les images ci-dessous.

Le brûleur utilisé est celui décrit au paragraphe 3.1.1, auquel on a ajouté un tube intérieur, de diamètre extérieur 4 mm et intérieur 2 mm. Le diamètre intérieur est effilé intérieurement sur 2 mm (voir Figure III.2.2). Le méthane est injecté par ce canal central et l'air par l'espace annulaire. Le débit de méthane est de 4,5 ou 6 cm^3/s, pour un débit d'air de 0, 33 et 46 cm^3/s. La distance entre le brûleur et la grille est fixée à une distance d= 140 mm (Figure III.2.1) pour un champ électrique descendant. Une mesure de courant est effectuée pour une flamme de méthane accrochée. Le tableau 3.2 donne les conditions expérimentales pour la flamme CH_4/air.

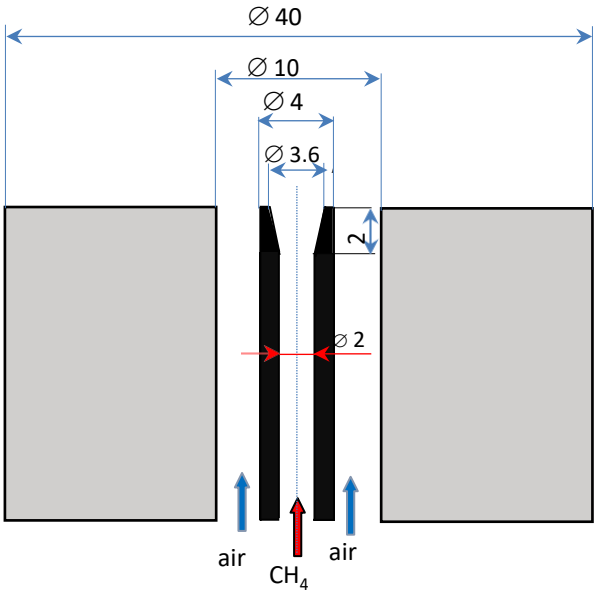


Figure III.2.2 : Schéma du brûleur à jets coaxiaux (dimensions en mm)

Gaz	Débit Q (cm^3/s)	Vitesse CH_4 (m/s)	Vitesse air (m/s)	Re	Re_c	Fr
CH_4	4,5	0,442	-	81	278	7,23
CH_4	6	0,590	-	108	278	9,66
Air	0 à 46	-	0 à 0,7	0 à 660	914	

Tableau III.4 : conditions expérimentales

Les autres expressions des paramètres exprimés dans ce tableau sont :

$$Re_{CH_4} = \frac{U_{CH_4} \cdot d_{CH4}}{\nu_{CH_4}} \qquad Re_{air} = \sqrt{D^2_{e,air} - D^2_{e,CH4}} \cdot \frac{U_{air}}{\nu_{air}} \qquad Fr = \frac{U_{CH_4} \cdot \rho_{CH4}}{(\rho_\infty - \rho_{CH_4})\, g\, d_{CH_4}}$$

avec ν_{CH4} : viscosité cinématique du méthane et ν_{air} celle de l'air, D_e : diamètre du tube coaxial (indices e : extérieur et i : intérieur), g : accélération de la pesanteur, ρ_∞ : masse volumique de l'ambiant (air), ρ_{CH4}: masse volumique du méthane, Re_c : Reynolds critique.

III.3.2 Résultats

III.3.2.1 Flamme laminaire de diffusion de jets coaxiaux CH_4/air, accrochée, avec une instabilité de flickering.

Pour cette flamme, les débits sont respectivement de 4,5 cm^3/s pour le méthane et 0 cm^3/s pour l'air. Les images de chimiluminescence du radical CH*, qui présentent un rapport signal sur bruit suffisamment élevé, sont présentées pour une tension de 0 kV sur la Figure III.2.3, pour des tensions de 3 et 5 kV (21,4 kV/m et 35,7 kV/m) sur la Figure III.2.4, et pour une tension de 6 kV sur la Figure III.2.5. Sur la Figure III.2.3 on voit que la flamme présente un début de pincement prononcé mais sans séparation (photo à 1s) et des sommets jaunes.

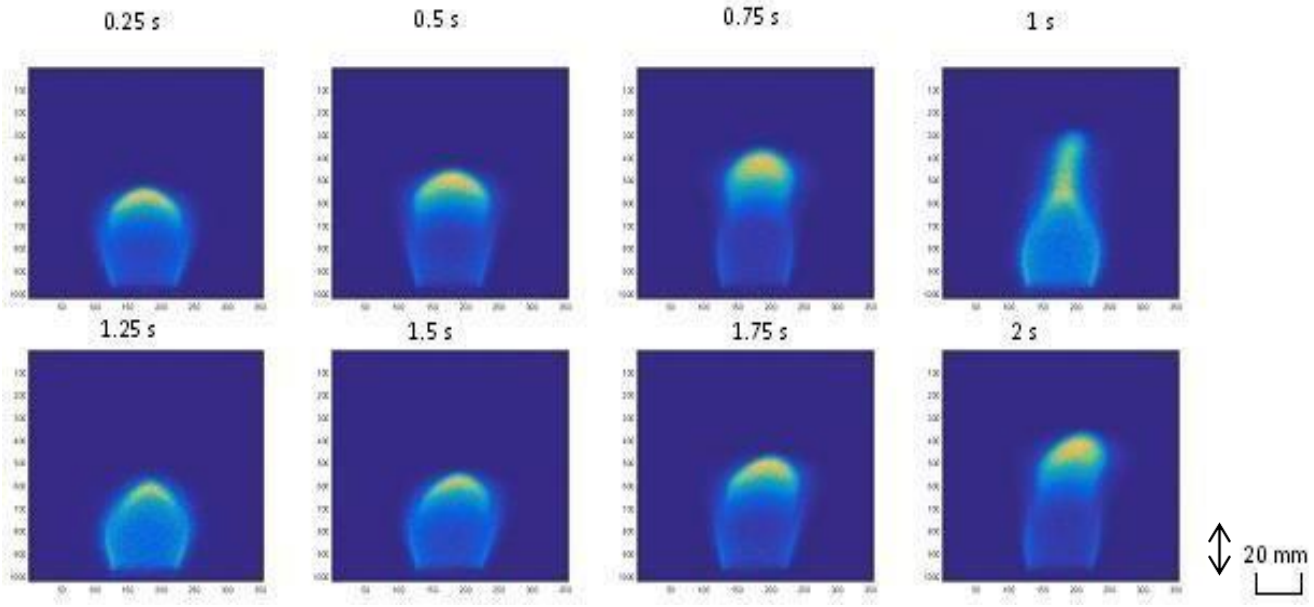


Figure III.2.3 : Images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane avec une instabilité de flickering pour une tension de 0 kV. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s et Q_{air} = 0 cm^3/s.

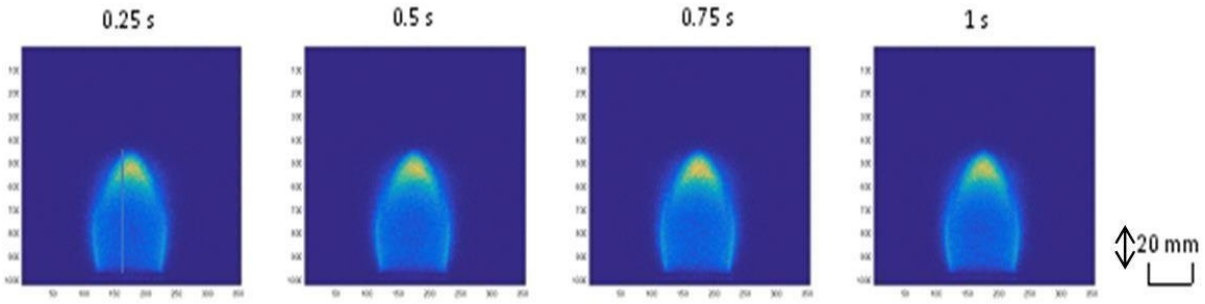


Figure III.2.4 : Image instantanée de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane stable pour une tension de 3 et 5 kV (21,4 kV/m et 35,7 kV/m). Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s et Q_{air} = 0 cm^3/s.

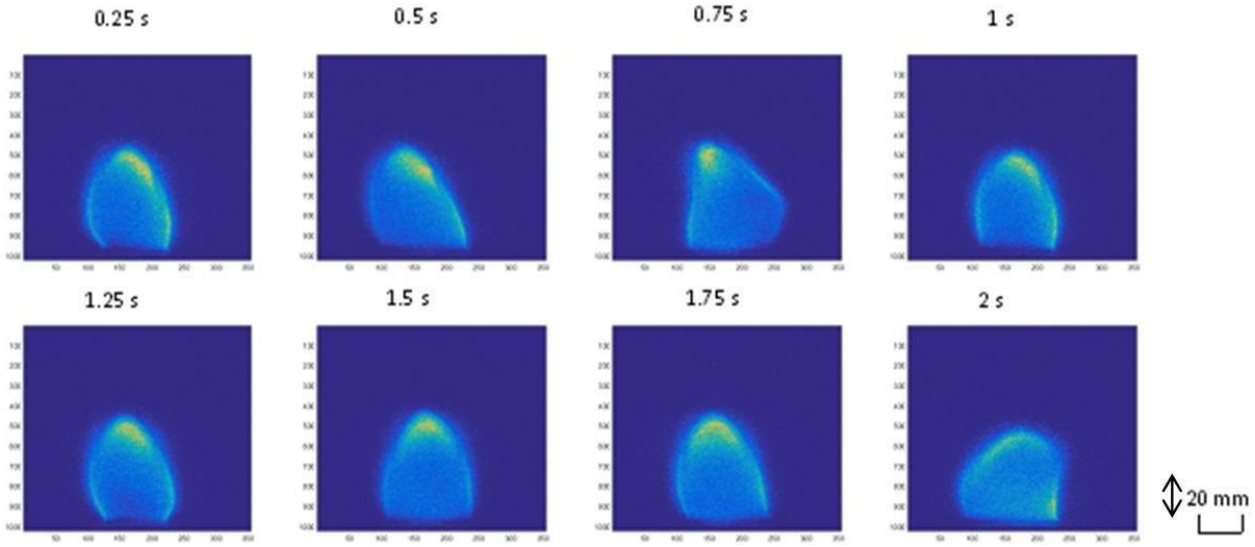


Figure III.2.5 : Images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane pour une tension de 6 kV (42,9 kV/m). Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s et Q_{air} = 0 cm^3/s.

Ces images montrent qu'une flamme avec une instabilité de flickering (Figure III.2.3) voit ses battements verticaux supprimées lorsqu'on applique un champ électrique descendant (Figure III.2.4). Au-delà d'une certaine valeur de la tension, des fluctuations d'une autre nature apparaissent (voir Figure III.2.5) : on observe une inclinaison de la flamme et un changement de sa forme puisqu'il semble qu'elle subit une inclinaison et une rotation sur son axe, ce qui la rend asymétrique voire tridimensionnelle lorsque le champ électrique est supérieure à 42,9 kV/m (voir la position du sommet jaune de la flamme sur les photographies à 0,5 s et à 2 s). Park et al. (2017) ont observé par PIV le même comportement dans une flamme de diffusion laminaire méthane/air dont le débit de CH_4 était de 2,2 cm^3/s et la vitesse du jet de 7,6 cm/s. Les jets de CH_4 et d'air étaient ensemencés par des particules de dioxyde de titane TiO_2. Un brouillard de gouttelettes d'huile était généré par un générateur de fumée pour visualiser les trajectoires des champs d'écoulement dans l'ambiant. Ils mettent en évidence

l'entraînement de l'air ambiant vers le bas au-dessus de la flamme ce qui conduit à la nature tridimensionnelle du vent ionique.

A partir des images enregistrées pour différentes flammes de CH_4, sous des tensions de 0, 9, 10 et 12 kV, nous avons déduit la longueur moyenne de la flamme avec un débit de méthane de 4,5 cm^3/s et sans coflow pour chaque tension. La Figure III.2.6 montre l'évolution de cette longueur, Lf, pendant une durée de 0,5 s pour différentes valeurs de tension appliquée. Lorsque la tension appliquée vaut 0 kV, on observe une oscillation périodique de la longueur de flamme caractéristique d'une instabilité de flickering dont la fréquence est de 12,2 Hz. Pour les tensions appliquées 9, 10 et 12 kV, l'évolution de la longueur de flamme est chaotique et la déduction d'une longueur de flamme à partir des images devient difficile.

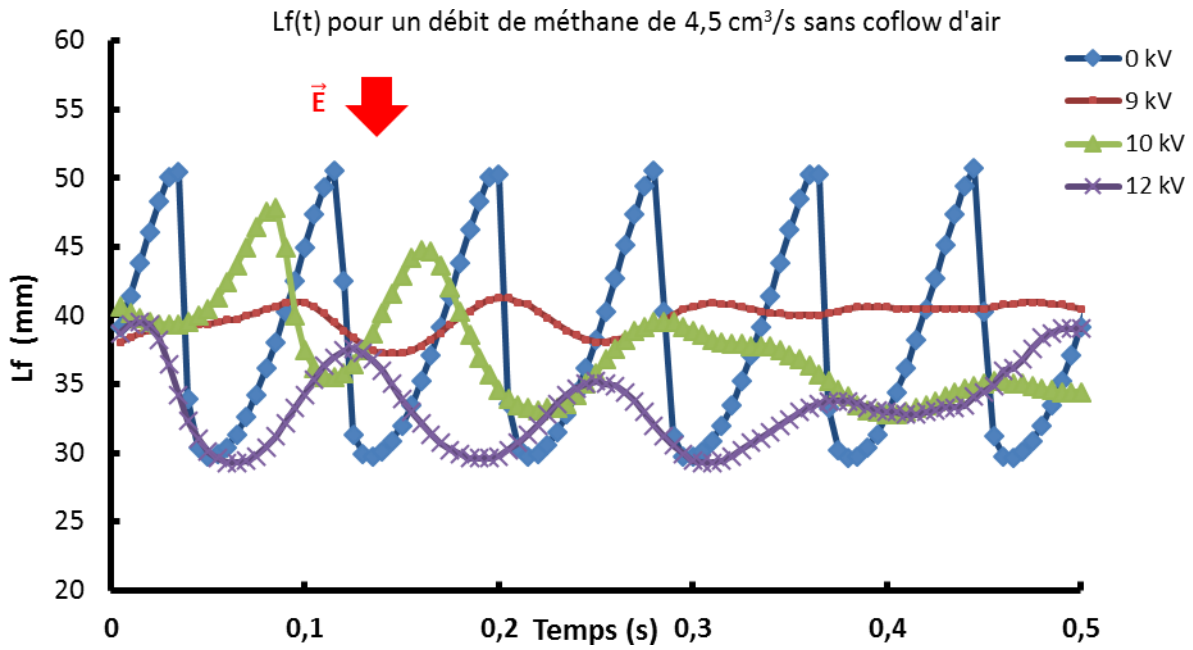


Figure III.2.6 : Evolution de la longueur de flamme de jet de méthane accrochée en fonction du temps, pendant une durée de 0,5 seconde (200 images/secondes), pour des tensions appliquées de 0, 9, 10 et 12 kV à une flamme (Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s et Qair= 0).

La Figure III.2.7 présente l'évolution de la longueur moyenne, Lf, et de sa moyenne quadratique (R.M.S.) en fonction du champ électrique entre 0 et 71,4 kV/m. On voit que la longueur moyenne de la flamme est presque constante jusqu'à 42,9 kV/m et on commence à observer une faible instabilité de flickering à partir de 50 kV/m. Par contre, on observe bien la suppression d'instabilités de flickering (valeur R.M.S égale à 0) entre 21,4 et 42,9 kV/m. Au-delà, la valeur R.M.S. de la longueur de la flamme augmente montrant de fortes oscillations verticales de la flamme qui apparaissent à partir de 50 kV/m.

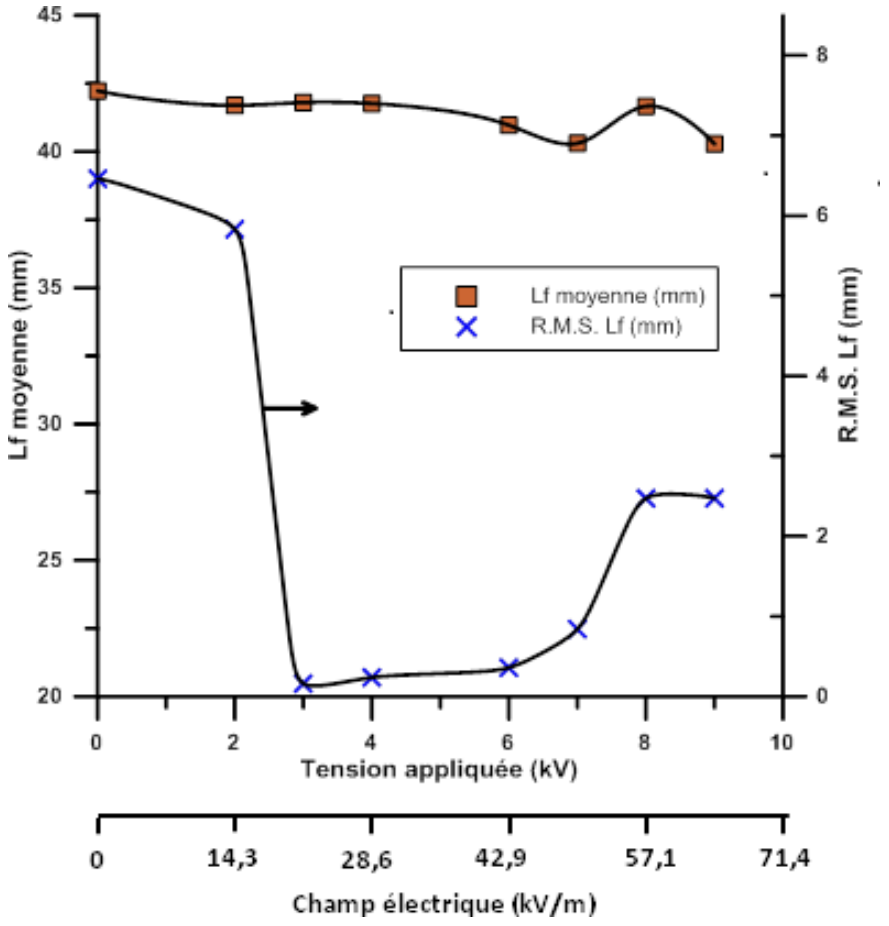


Figure III.2.7 : Longueur moyenne de la flamme et sa valeur R.M.S. en fonction du champ électrique. Q_{CH4}=4,5 cm^3/s et Q_{air}=0 m^3/s.

Si l'on regarde maintenant comment évolue la luminosité de la flamme (Lum CH*) avec la tension (voir Figure III.2.8), on s'aperçoit que la valeur moyenne de cette dernière ainsi que sa valeur R.M.S. décroissent d'une manière rapide avec le champ électrique à partir de 14,3 kV/m. Dès que la flamme commence à osciller verticalement à partir d'un champ électrique de 50 kV/m, la luminosité de la flamme (Lum CH*) et sa R.M.S. commence à croitre, la valeur R.M.S. beaucoup plus que la valeur moyenne du signal de CH* (Lum CH*).

Comment évolue maintenant ces caractéristiques de la flamme : flickering, longueur de flamme, Lf, et luminosité de CH* de la flamme, Lum CH*, pour un autre débit de méthane ? Pour répondre à cette question, nous avons conduit la même expérience que ci-dessus avec un débit de CH_4 de 6 cm^3/s qui permet de garder la flamme toujours attachée au brûleur. Le débit d'air du jet coaxial est toujours égal à zéro.

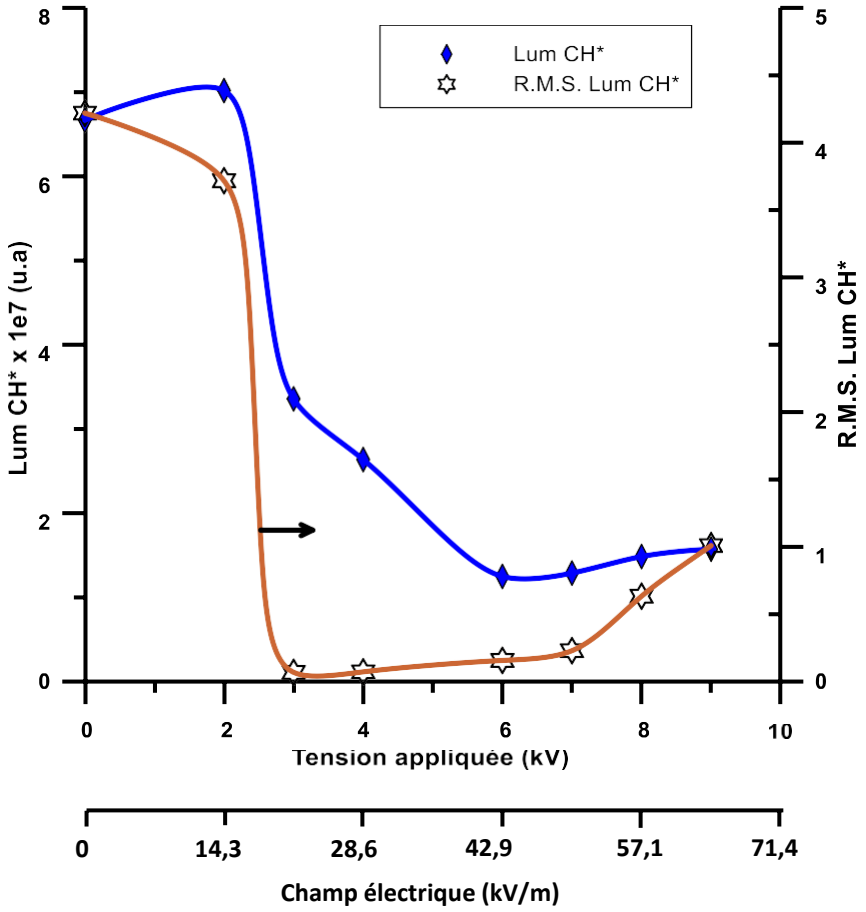


Figure III.2.8 : Luminosité CH* de la flamme et sa valeur R.M.S. en fonction du champ électrique. Q_{CH4}=4,5 cm^3/s et Q_{air}=0 cm^3/s .

La Figure III.2.9 présente les images de chimiluminescence du CH* de la flamme sur une période de 2 secondes. Cette figure montre que si la flamme pour une tension nulle et un débit de 4,5 cm^3/s oscillait verticalement mais restait compacte, au débit de 6 cm^3/s, elle présente une longueur de flamme plus importante avec pinch-off et une largeur réduite. Comme dans le cas d'un débit de méthane de 4,5 cm^3/s, une zone de stabilité est observée (sans instabilités de flickering) pour un débit à 6 cm^3/s et un champ électrique de 24,6 kV/m (voir Figure III.2.10). Une instabilité électrique est également observée (voir Figure III.2.11), caractérisée par l'asymétrie de la flamme.

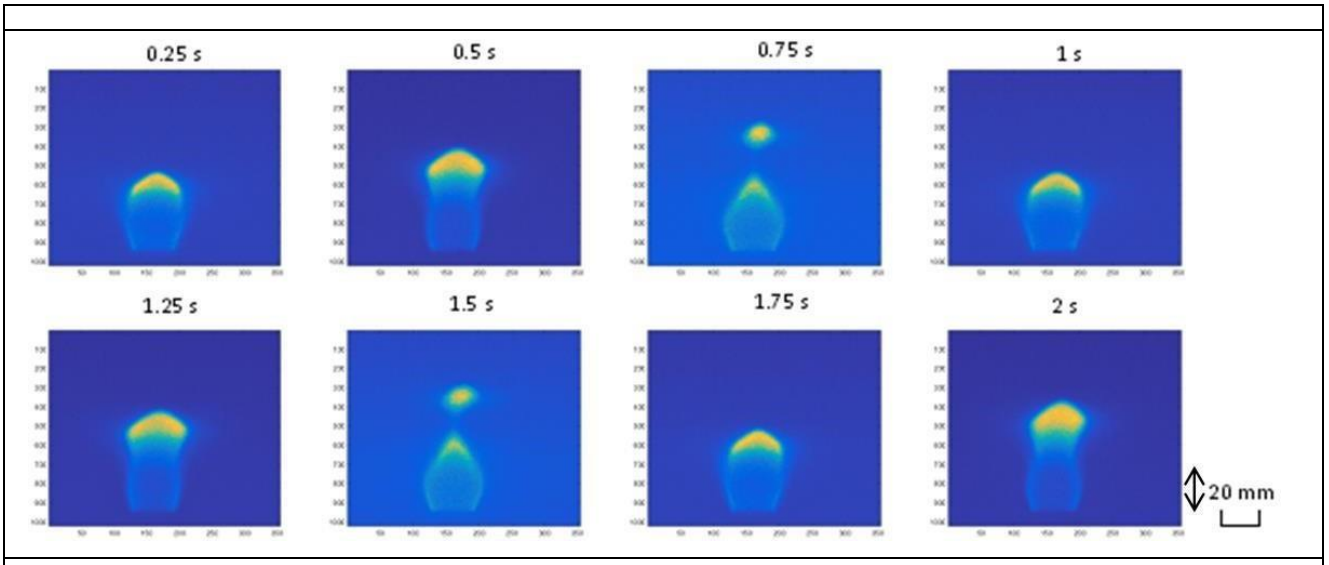


Figure III.2.9 : Images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de diffusion laminaire de méthane attachée au bruleur avec une instabilité de flickering (avec pinch off) pour une tension de 0 kV. Q_{CH4}=6 cm^3/s, Q_{air}= 0 cm^3/s.

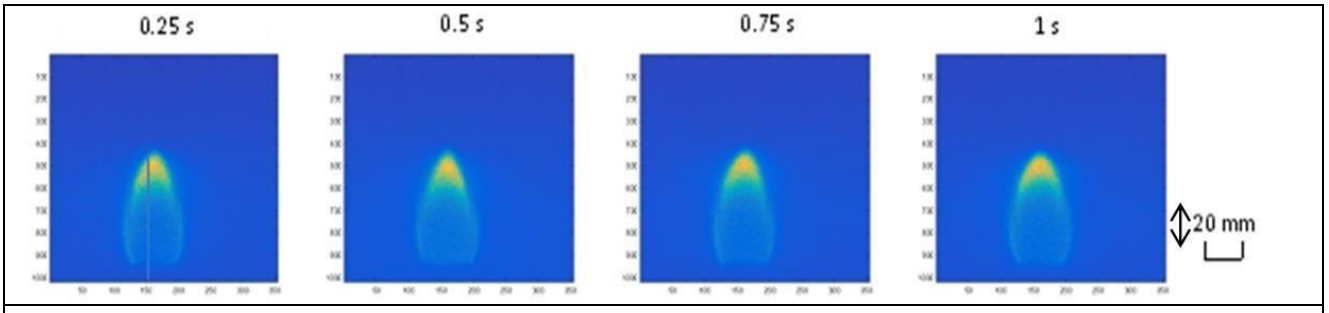


Figure III.2.10 : Images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane stable pour un champ électrique de 24,6 kV/m. Q_{CH4}=6 cm^3/s, Q_{air}= 0 cm^3/s.

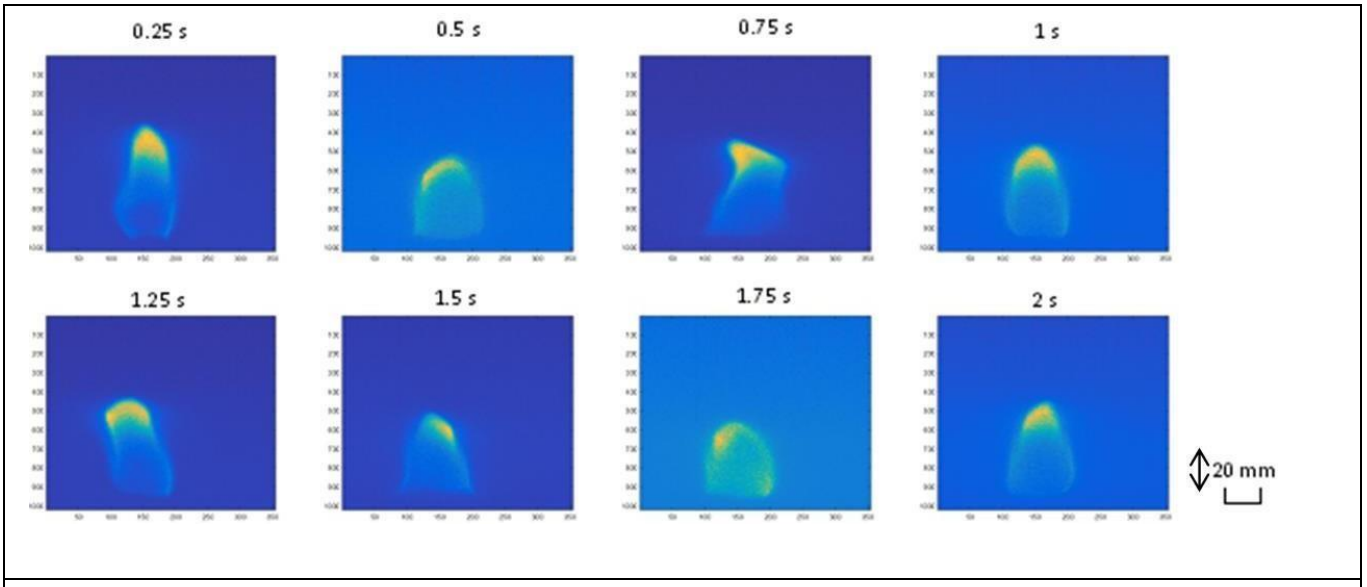


Figure III.2.11 : Images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane pour un champ électrique de 57,1 kV/m avec une instabilité prononcée. Q_{CH4}=6 cm^3/s, Q_{air}= 0 cm^3/s.

La Figure III.2.12 donne l'évolution de la longueur de flamme, Lf, et de sa valeur R.M.S. en fonction de la tension en kV. A noter que les longueurs de flamme mesurée pour ce débit de 6 cm^3/s de méthane incluent les pinch-off.

Nous avons reporté sur la même figure, les évolutions de ces grandeurs pour le débit de méthane de 4,5 cm^3/s. Ces courbes appellent les remarques suivantes :

- La tension à laquelle apparaissent des instabilités de la flamme à Q_{CH4}=6 cm^3/s (5 kV) est très inférieure à la tension d'apparition des instabilités de flamme pour le cas Q_{CH4}=6 cm^3/s (7 kV). Ces tensions correspondent aux points d'inflexion des courbes des valeurs R.M.S. des différents débits de méthane (7kV pour Q_{CH4}=4,5 cm^3/s et 5 kV pour Q_{CH4}=6 cm^3/s).

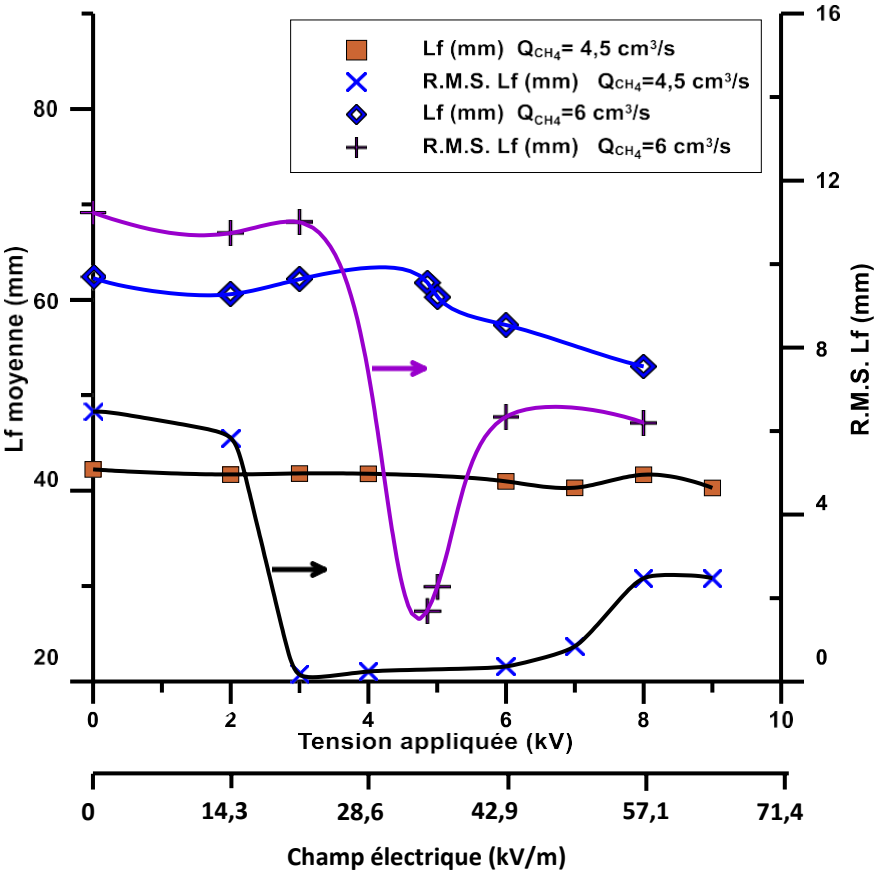


Figure III.2.12 : Longueur moyenne de la flamme et sa valeur R.M.S. en fonction de la tension. Q_{CH4}=6 cm^3/s et Q_{air}=0 m^3/s.

- La plage de suppression des phénomènes de flickering est plus large pour des faibles débits de méthane (entre 21,4 kV/m et 50 kV/m pour Q_{CH4}=4,5 cm^3/s, et à 35,7 kV/m pour Q_{CH4}=6 cm^3/s).

- L'apparition de nouveau instabilités de la flamme dépend, d'une part, du débit de méthane de la flamme, et d'autre part, de l'intensité du champ électrique, rapport entre la tension et la distance inter-électrode (35,72 V/mm pour Q_{CH4}=6 cm3/s et 50 V/mm pour Q_{CH4}=4,5 cm3/s).
- Pour les longueurs de flamme au-delà de 57,1 kV/m, pour Q_{CH4}=4,5 cm^3/s et 42,9 kV/m pour Q_{CH4}=6 cm^3/s, les fluctuations verticales de la flamme (R.M.S.) restent constantes bien que les longueurs des flammes décroissent lentement.

La Figure III.2.13 présente l'évolution de la luminosité de la flamme (Lum CH*) en fonction de la tension pour le débit de méthane Q_{CH4}=6 cm^3/s. Comme pour la longueur de flamme, nous présenterons aussi sur le même graphe, les résultats obtenus pour le débit Q_{CH4}=4,5 cm^3/s. On remarque que la luminosité de la flamme pour le débit de méthane de 6 cm^3/s est supérieure à celle correspondante au débit Q_{CH4}=4,5 cm^3/s. Deux évolutions sont à noter pour la luminosité de CH* pour ce débit de méthane de 6 cm^3/s :

- La première entre 0 et 35,7 kV/m où l'on observe une décroissance linéaire avec la tension.
- La deuxième entre 35,7 et 57,1 kV/m où Lum CH* présente une évolution constante en fonction du champ électrique.

La plage pendant laquelle la flamme ne change pas sa luminosité du CH* (R.M.S. voisin de 0) est réduite à un point, contrairement au débit Q_{CH4}=4,5 cm^3/s où cette plage s'étend entre 3 et 7 kV.

A 35,7 kV/m, il y a un saut de la luminosité du CH* et de sa valeur R.M.S. Au-delà, les fluctuations de la luminosité du CH* augmentent rapidement en fonction de la tension.

Pour expliquer ces différences de comportement, on peut s'intéresser aux ions H_3O^+ formés lorsque l'on applique un champ électrique à une flamme, et qui sont majoritaire dans une flamme de méthane. L'évolution de la luminosité du CH* pourrait être liée de manière qualitative à l'évolution des ions H_3O^+ dans la flamme.

On sait que l'instabilité de flickering correspond à une oscillation de la pointe de la flamme à une fréquence comprise entre 10 Hz et 20 Hz, même sans écoulement d'air. Cette oscillation est engendrée par le déplacement vers le haut d'un vortex créé par l'instabilité hydrodynamique du type Kelvin-Helmholtz. L'application d'un champ électrique continu descendant supprime cette instabilité de flickering qui est due à une modification des gradients de vitesse et de densité entre le front de flamme et l'air ambiant. Le changement de comportement de la flamme sous un champ électrique peut être également expliqué par l'aspect électrique de la flamme (présence des ions).

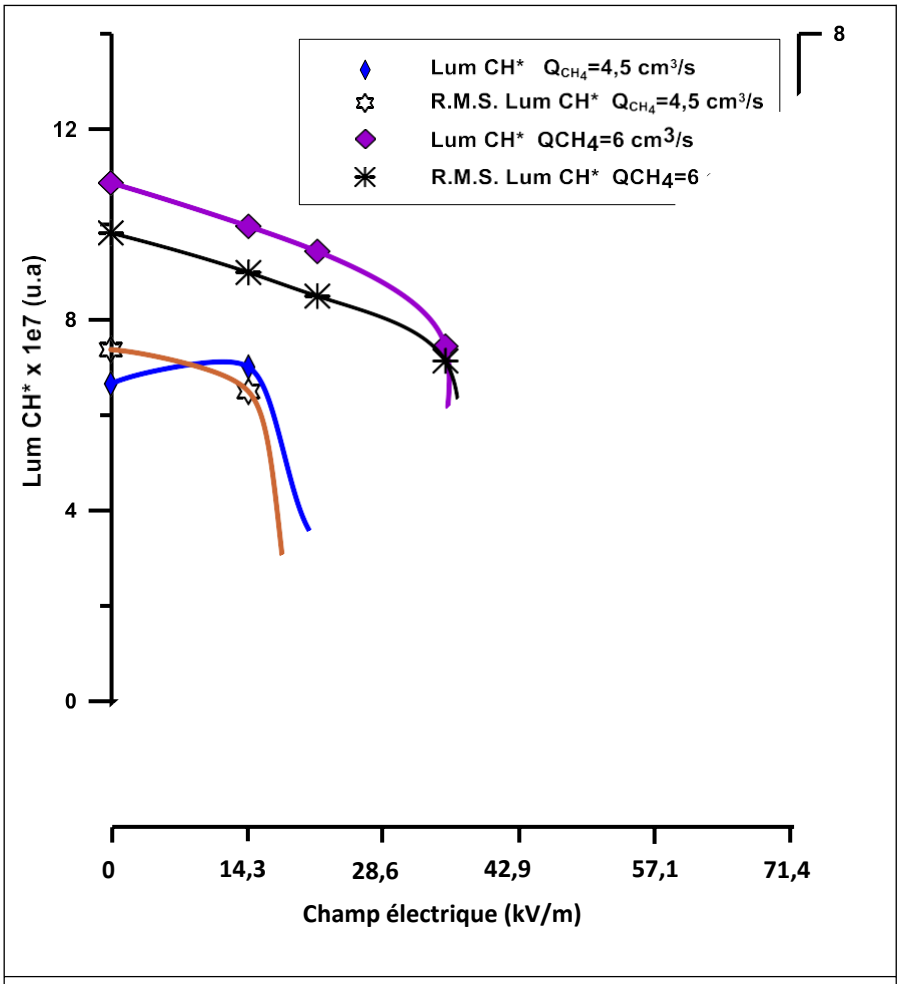


Figure III.2.13 : Luminosité CH* de la flamme et sa valeur R.M.S. en fonction de la tension. Q_{CH4}=6 cm^3/s et Q_{air}=0 cm^3/s .

Les effets du champ électrique sur une flamme de diffusion ont été démontrés dans plusieurs travaux. Lawton et Weinberg [7] sont les précurseurs des études d'un champ électrique et de leurs effets sur les comportements de la flamme. Ils ont montré que les formes de flamme et l'énergie thermique sont modifiées par la variation du champ électrique. Leurs études sur le courant circulant dans la flamme ont permis de démontrer l'effet du champ électrique sur le comportement des ions présents dans la flamme, et que celui-ci dépend notamment du rapport d'équivalence (richesse) de la flamme ainsi que de sa température. La force électrique Fi agit sur les espèces ionisées dans la flamme, lorsqu'un champ électrique est déterminé à partir des composantes Ei de l'intensité du champ électrique et des concentrations d'espèces chargées n^+ et n^- :

$Fi=e\ Ei(n^+ + n^-)$

Comme vue dans la partie vent ionique ce changement est interprété comme étant uniquement dû au vent ionique, soit à la collision entre particules neutres et particules chargées en

mouvement dans le sens du champ électrique comme schématisé sur la Figure III.2.14 pour un champ électrique descendant.

Figure III.2.14 : Schéma du déplacement des ions dans la flamme (Karnani et al (2015))

La présence de ce vent ionique modifie les distributions de vitesse dans la flamme et de diffusion des particules dans la flamme. Karnani et al. (2015) ont observé une modification de l'émission de CH* dans une flamme de méthane non prémélangée et identifient différents régimes de production d'ions en fonction de l'intensité du champ électrique continu. Cette évolution de la luminescence CH* est corrélée avec la production d'ions car la réaction de chimionisation est initialisée par réaction d'oxydation du CH (voir plus bas).

Afin d'étayer cela, nous avons réalisé des mesures de courant dans cette flamme de diffusion de méthane avec une instabilité de flickering, soumise à un champ électrique continu descendant, pour suivre les comportements des ions. La mesure du courant est réalisée pour le débit de méthane de 4,5 cm^3/s.

La Figure III.2.15 montre que l'évolution du courant moyen mesuré en fonction de la tension appliquée est identique à l'évolution de la stabilité de la flamme comme montré précédemment. Le courant mesuré dans la flamme suit trois comportements différents suivant l'intensité de la tension appliquée. Nous distinguons trois zones notées, I, II et III :

- Sous saturation (I): L'augmentation du courant est observée avec le champ électrique de 0 à 14,3 kV /m, cette zone correspond également à la présence d'instabilité de flickering dans la flamme de méthane.

- Saturation (II) : L'intensité du courant ne change plus avec l'augmentation du champ électrique entre 21,4 et 42,9 kV/m. La flamme, initialement soumise à l'instabilité de flickering, devient stable entre 21,4 et 42,9 kV/m.
- La sursaturation (III) : Le courant mesuré augmente avec la tension appliquée jusqu'à une valeur limite entre 42,9 et 71,4 kV/m. Une instabilité que nous avons nommée instabilité électrique apparaît. La fluctuation importante sur la tension U_f (tension mesurée) amène d'importantes erreurs de mesures.

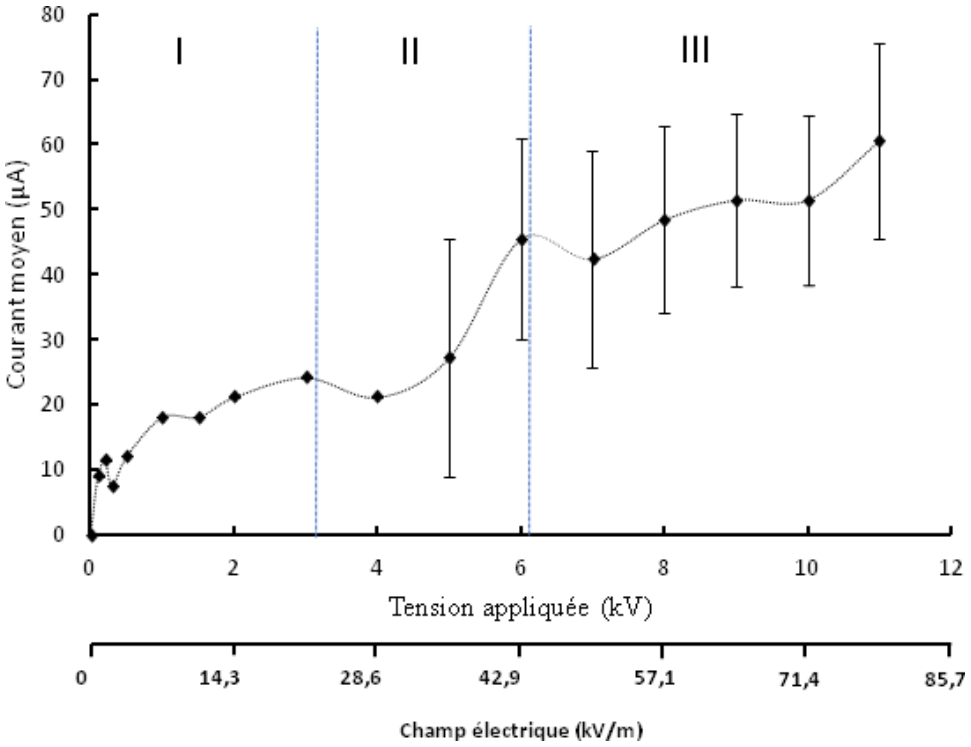


Figure III.2.15 : Variation du courant suivant la tension appliquée sur une flamme de méthane de débit 4,5 cm^3/s

Une des explications données à ce changement est liée à la quantité d'ions produits. En effet, dans les flammes, les cations, les anions et les électrons sont produits par un mécanisme de chimionisation et par ionisation par collisions. La source des ions présents dans la flamme provient de la réaction [Wilson (1912), Pederson et al. (1993), Howard et al. (2016)] :

$$CH + O \rightarrow CHO^+ + e^-$$

L'ion initial HCO^+ se transforme rapidement en l'ion H_3O^+ [Calcote 1960] :

$$HCO^+ + H_2O \rightarrow CO + H_3O^+$$

Ces ions créés, se recombinent par réaction de recombinaison dissociative avec des électrons. Prager et al. (2007) ont proposé quatre réactions (Figure III.2.17) :

$H_3O^+ + e^- = H_2O + H$

$H_3O^+ + e^- = HO + H + H$

$H_3O^+ + e^- = HO + H_2$

$H_3O^+ + e^- = O + H_2 + H$

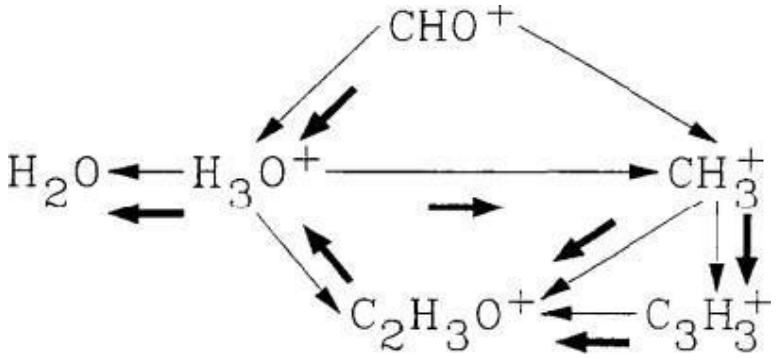


Figure III.2.16 : Chemin réactionnel de formation de H_3O^+

Speelman et al. (2015) prédisent une évolution du comportement de la flamme de méthane de prémélange avec le logiciel CHEMID1 et comparer avec les résultats expérimentaux. Ils utilisent le brûleur McKenna avec un débit de méthane de 0,25 L/min. Un champ électrique à courant continu est appliqué à cette flamme prémélangée de méthane, les résultats montrent trois régimes de courants différents. Ce comportement des courants dépend du mélange et de l'évolution de la diffusion de Fick des espèces dans le front de flamme. La saturation du courant est expliquée comme étant due à l'équilibre entre l'ionisation (chimi-ionisation) et la recombinaison.

Dans cette zone de saturation, l'application d'un champ électrique continu descendant induit une stabilisation de la flamme de flickering jusqu'à la sursaturation. La modification de la luminescence du CH* montre que la réaction de combustion dans le front de flamme est modifiée par l'effet du champ électrique, et, probablement la réaction d'ionisation de l'ion H_3O^+. La modification du comportement d'une flamme laminaire de méthane avec une instabilité de flickering pourrait être due à la modification du front de flamme sous champ électrique. Weinberg et al. (2009) explique également que la stabilisation du front flamme d'une flamme de diffusion de méthane sous un champ électrique continu positive entraine une pré-oxydation pouvant entrainer la diminution de la chimiluminescence du CH*. Cette réaction de pré oxydation pourrait également impacter la production de particules de suies au niveau du front de flamme.

Dans le paragraphe suivant, un coflow d'air, avec différents débits est ajouté au jet de méthane. Le comportement de la flamme de méthane initialement liftée est également modifié sous un champ électrique positif continu descendant.

III.3.2.1.1 Estimation vent ionique

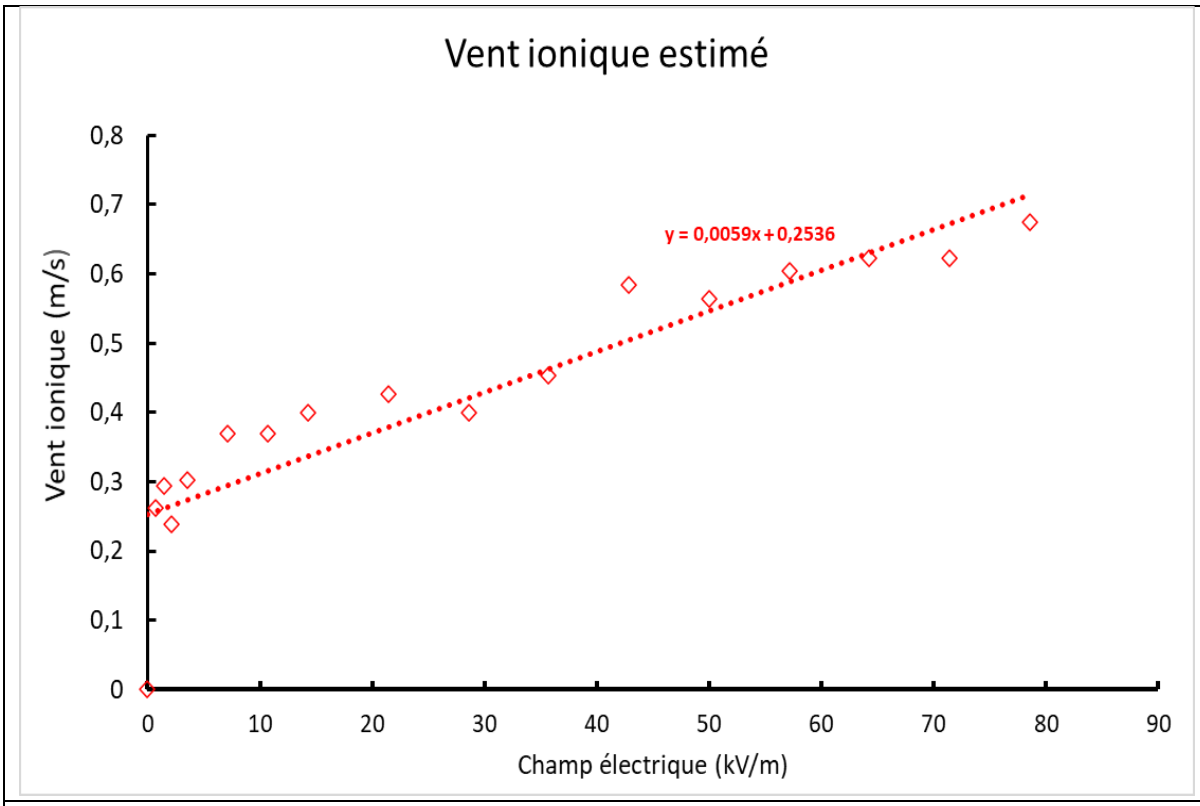


Figure III.2.17 : Variation du vent ionique en fonction du champ électrique appliqué sur une flamme de méthane de débit 4,5 cm^3/s

D'après la relation empirique donnée par Li et al. (2015) et Sigmond et Lagstadt (1993) sur le calcul du vent ionique, nous pouvons calculer le vent ionique v_i, à partir du courant I mesuré dans la flamme dans le cas d'une décharge corona [voir Thèse de Labergue (2007)] :

$$v_i = c\sqrt{\frac{I}{\rho_{gaz}\mu^{i,flamme}}}$$

Telle que $\mu^{i,flamme}$ est la mobilité ionique des ions majoritaires $H30^+$ dans une flamme de méthane. Cette valeur de mobilité ionique est estimée par [Bekstein, 2009] comme étant égale à 0,00028 $m^2.V^{-1}.s^{-1}$, valeur qui est largement reprise dans différentes simulations numériques. $\rho_{gaz} = \rho_{methane}$, soit 0,657 kg/m³

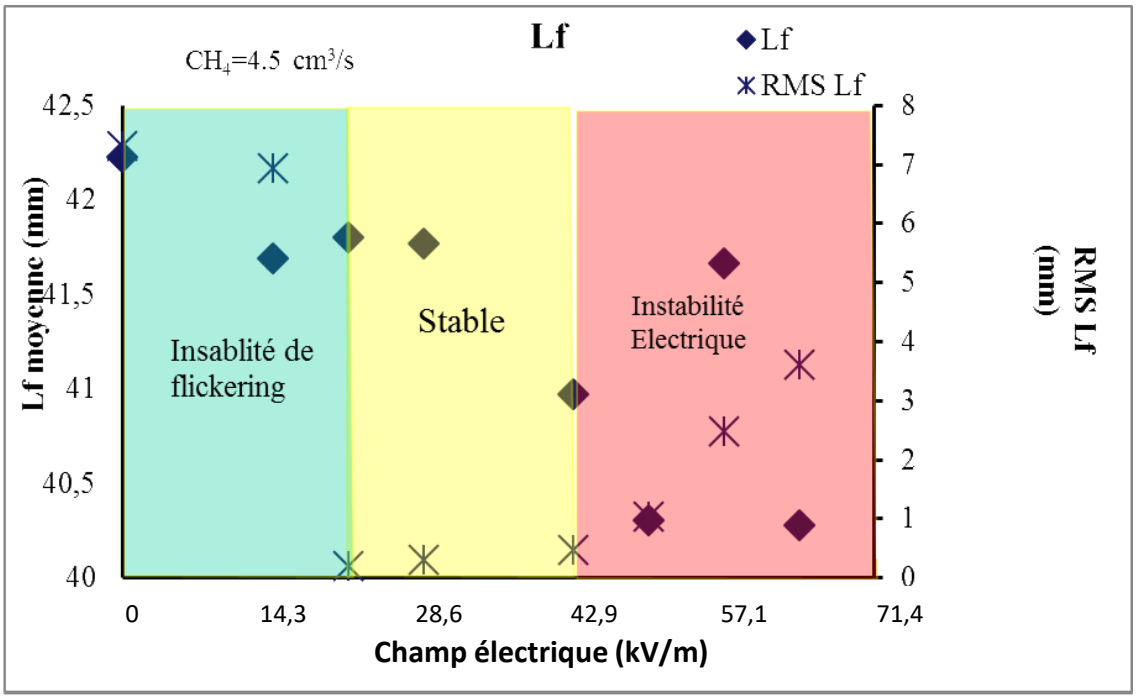
Pour un champ électrique de 650 kV/m [Zhang et al. 2015] estime un vent ionique de 6 m/s dans le cas d'une décharge corona. Dans notre cas, pour un champ électrique de 65 kV/m, soit 10 fois moins important, nous avons un vent ionique de 0,60 m/s.

Nos résultats semblent cohérents par rapport à ce qui est présenté dans les bibliographies. Néanmoins ils peuvent être sujets à contradiction, car nous prenons ici l'hypothèse d'une décharge électrique mono dimensionnelle (décharge corona). Nous avons pris pour nos calculs la mobilité de l'ion H_3O^+ dont la masse est estimée à 3.16 $.10^{-26}$ kg sans tenir compte des différentes interactions inter particulaires, origine de l'effet convective du vent ionique dans la flamme. Des calculs plus approfondis en simulation numérique sont nécessaires afin de prendre en compte les différents paramètres liés à une flamme de diffusion et à la décharge corona [Benard (2014) et Belhi (2012)].

Ces résultats montrent néanmoins que le vent ionique évolue suivant le champ électrique appliqué. Etant opposé à l'inertie du jet, avec une vitesse qui est du même ordre que la vitesse en sortie du brûleur du jet de méthane (U_{CH4} =0,57 m/s), le vent ionique modifie donc l'état et la forme de la flamme.

III.3.2.1.2 Diagramme de stabilité

Pour résumer cette partie de l'étude qui concerne la flamme de méthane/air, avec absence du débit d'air (Q_{air}=0 cm^3/s), flamme en situation de flickering, nous présentons sur la Figure III.2.18 un diagramme de stabilité qui résume les résultats expérimentaux obtenus à partir des mesures de longueurs de flammes. Ce diagramme renseigne sur les différents comportements de cette flamme de débit de méthane 4,5 cm^3/s, en fonction de l'intensité du champ électrique appliqués, et fait le lien avec le courant ionique mesuré. Trois régimes sont identifiés : flamme avec une instabilité de flickering, flamme stable et flamme avec une instabilité électrique. On remarque que ces zones de stabilités sont corrélées avec les zones I, II et III du courant induit par la flamme lorsqu'on lui applique un champ électrique. Ainsi la zone sous saturation où le courant augmente avec la tension, la flamme présente une instabilité de flickering. La zone où le courant n'évolue plus avec la tension correspond à la zone stable de la flamme (Longueur, Lf, constante). La zone où le courant croit avec la tension c'est la zone ou la flamme devient instable que nous avons intitulé Instabilité électrique.



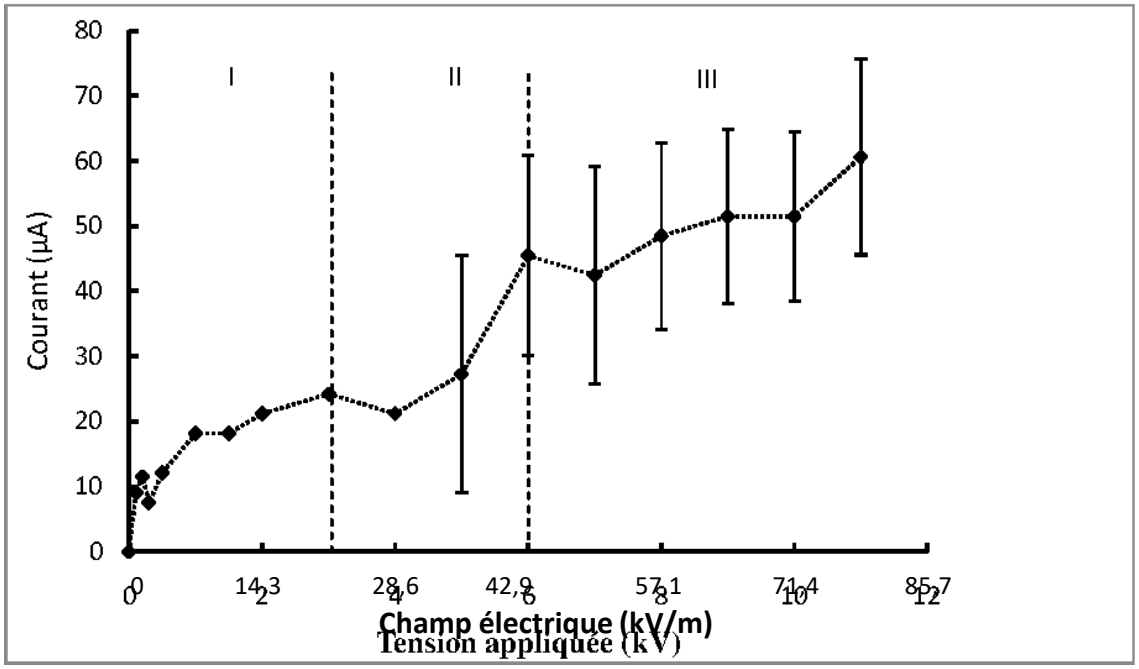


Figure III.2.18 : Diagramme de stabilité pour la longueur de flammes de méthane, Lf, et courant induit mesurer en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué.

Nous venons d'étudier dans cette première partie de ce chapitre III, l'influence d'un champ électrique sur une flamme de jet simple de méthane. La seconde partie sera consacrée à l'étude de l'influence d'un champ électrique sur une flamme de jets coaxiaux méthane/air, liftée avec une instabilité de flickering.

III.3.2.2 Effet d'un champ électrique sur une flamme laminaire de diffusion de jets coaxiaux méthane/air, liftée avec une instabilité de flickering

Pour cette flamme les conditions de débits sont : pour le méthane 4,5 cm^3/s et 6 cm^3/s et pour l'air 33 et 46 cm^3/s. Pour ces deux débits d'air, lorsque le champ électrique n'est pas appliqué, la flamme est décrochée du brûleur (liftée) et présente une instabilité de flickering. Les images de cette flamme obtenue par chimiluminescence du radical CH* sont présentées pour chacun des débits de méthane et d'air sur les figures suivantes.

Les images de flammes de méthanes/air décrochées du brûleur avec une instabilité de flickering sont présentées sur la Figure III.3.1, pour le débit de méthane de 4,5 cm^3/s et pour un débit d'air de 33 cm^3/s à un champ électrique de 0 kV/m. On voit sur les quatre images, entre 1,25 s et 2 s, que la longueur de la flamme et son rayon stœchiométrique sont modifiées.

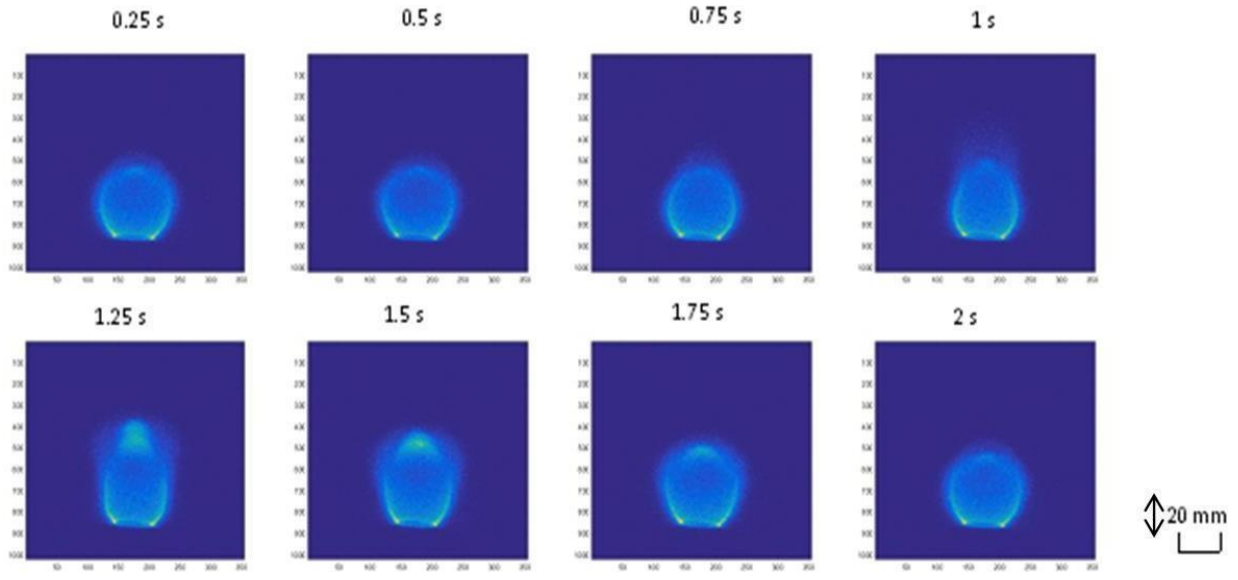


Figure III.3.1 : Images de chimiluminescence du CH* d'une flamme de méthane décrochée du brûleur avec une instabilité de flickering pour une tension de 0 kV. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 33 cm^3/s.

Sur la Figure III.3.2, nous présentons pour les mêmes débits d'air et du méthane que ci-dessus, les images obtenues lorsque l'on applique un champ électrique de 35,7 kV/m. On remarque que pour cette tension, le décrochage de la flamme est supprimé, par contre sa longueur continue à varier en fonction du temps (voir images entre 0,25 s et 1 s et entre 1,25 s et 2 s). D'autre part, on remarque que la luminosité du sommet de la flamme à augmenter par rapport au cas à 0 kV/m.

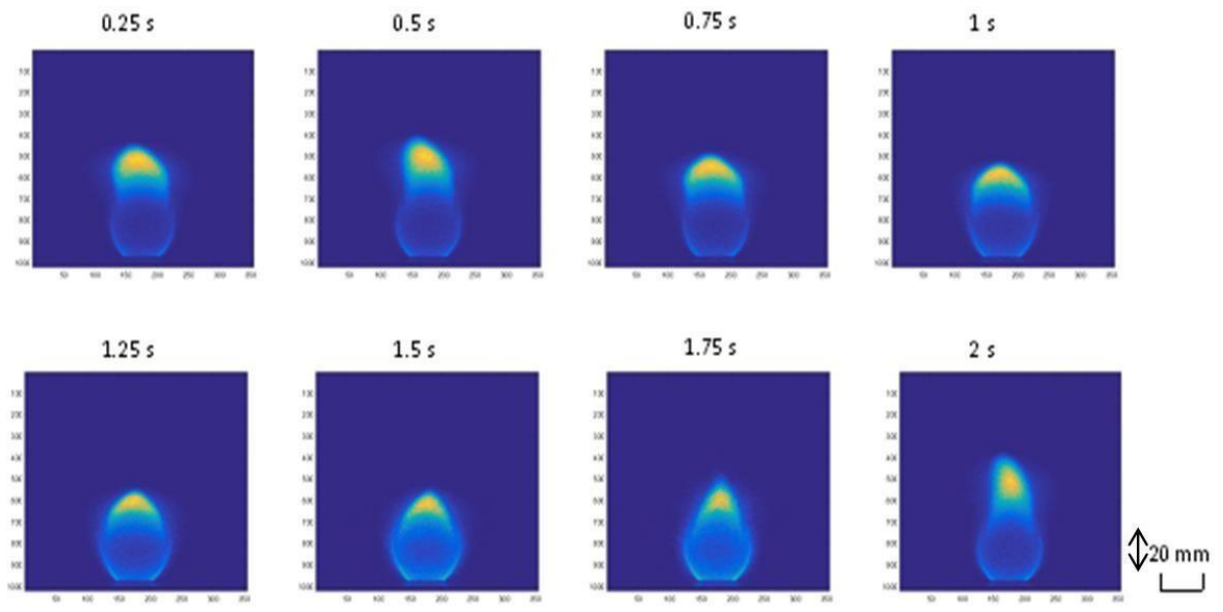


Figure III.3.2 : Images de chimiluminescence du CH* d'une flamme de méthane attachée au bruleur, avec une instabilité de flickering, pour un champ électrique 35,7 kV/m. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 33 cm^3/s.

Sur la Figure III.3.3, nous présentons pour le même débit de méthane de 4,5 cm^3/s et un débit d'air cette fois-ci de 46 cm^3/s, les images obtenues lorsqu'il n'y a pas de tension appliquée. On remarque que le décrochage de la flamme est supérieur à ce qu'il a été sur les images de la Figure III.3.1 (Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 33 cm^3/s. champ électrique = 0 kV/m). Par contre la longueur de la flamme est réduite comparativement aux images de la Figure III.3.1.

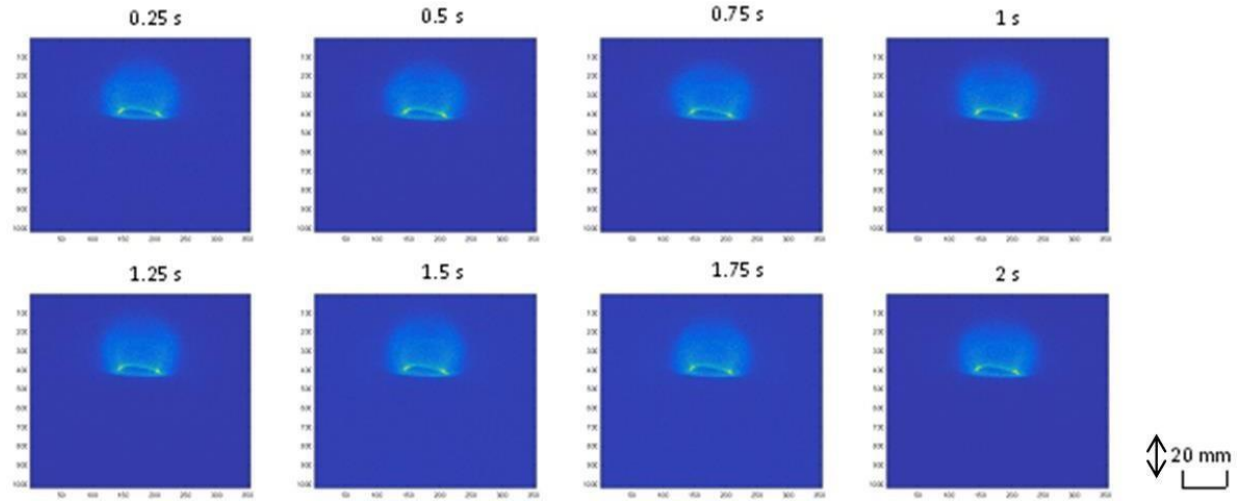


Figure III.3.3 : Images de chimiluminescence du CH* d'une flamme de méthane liftée, avec une instabilité de flickering, à un champ électrique de 0 kV/m. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 46 cm^3/s.

Pour avoir une flamme accrochée au brûleur pour ce même débit d'air de 46 cm^3/s, il faut augmenter le champ électrique à 57,1 kV/m, comme montré sur les images de la Figure III.3.4.

Par contre la flamme a une longueur réduite par rapport au cas de la flamme accrochée de la Figure III.3.2 (Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 33 cm^3/s et un champ électrique de 35,7 kV/m), mais (voir images à 0,25 s et 0,5 s puis 1,5 s et 1,75 s). La luminosité du CH* de la flamme semble réduite par rapport au cas de la flamme accrochée, du débit d'air de 4,5 cm^3/s.

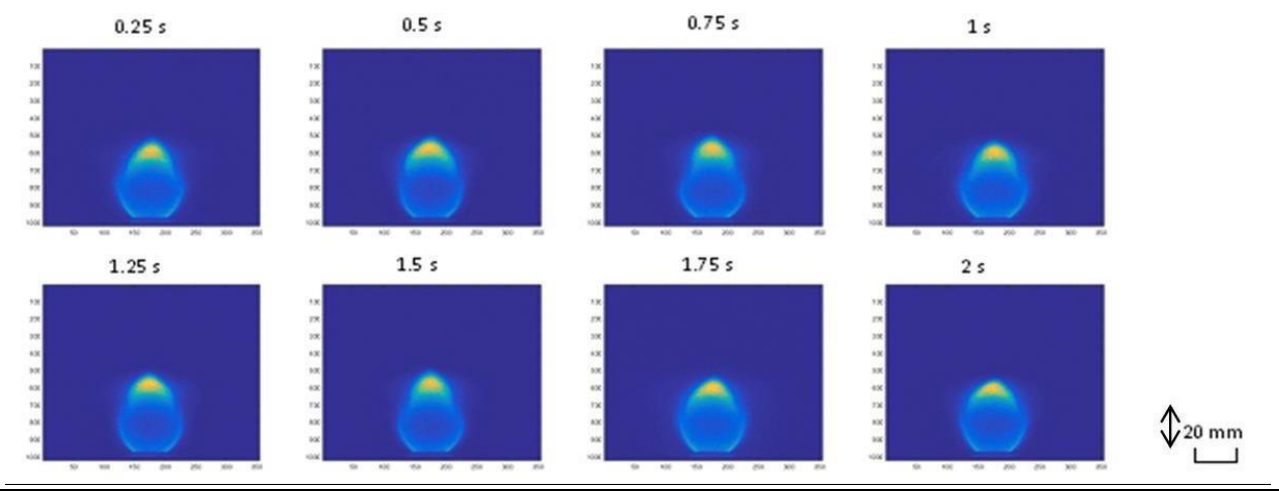


Figure III.3.4 : Images de chimiluminescence d'une flamme de méthane attachée au bruleur, avec une instabilité de flickering, pour une tension de 57,1 kV/m. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 46 cm^3/s.

Pour un champ électrique intermédiaire de 35,7 kV/m, la flamme qui est décrochée du brûleur (liftée) présente une longueur ainsi qu'une hauteur de décrochage (hauteur de lift) qui varient dans le temps (voir Figure III.3.5 ci-dessous).

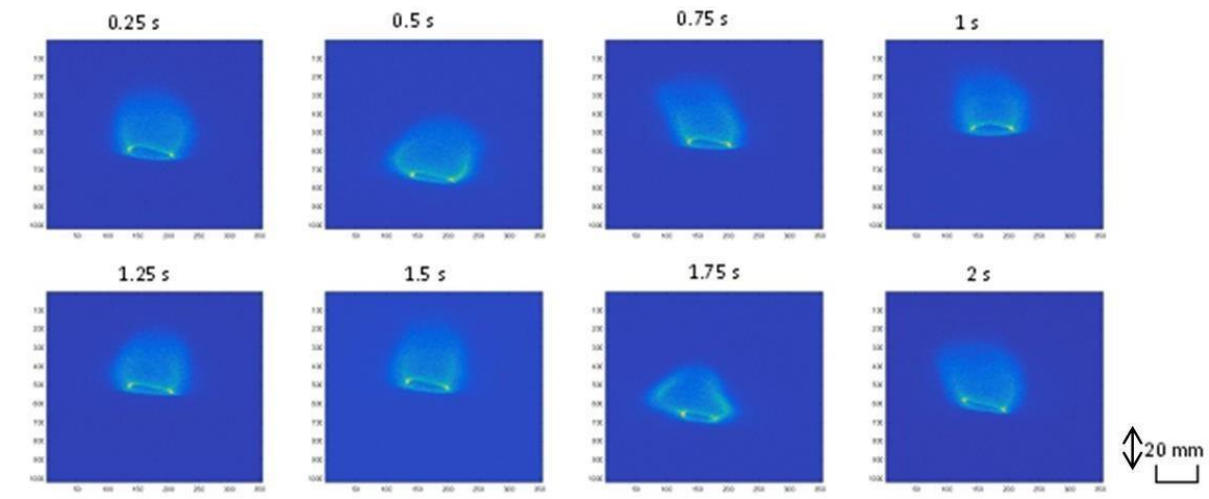


Figure III.3.5 : Images de chimiluminescence d'une flamme de méthane attachée au bruleur, avec une instabilité de flickering, pour un champ électrique de 42,9 kV/m. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 46 cm^3/s.

A partir de des images de chimiluminescence du radical CH*, nous avons déduits les hauteurs de lift ainsi que les longueurs de flammes pour différents champs électriques comprise entre 0 et 85,7 kV/m pour le débit de méthane de 4,5 cm^3/s et les deux débits d'air de 33 et 46 cm^3/s.

La Figure III.3.6, présente l'évolution des longueurs de flammes en fonction du temps, sur une durée de 0,5 s, pour des champs électriques comprises entre 0 et 85,7 kV/m. On remarque que plus la tension augmente plus la fréquence d'oscillation de la longueur de flamme augmente. Les fréquences relevées pour les différentes tensions représentées sur cette Figure III.3.6 sont présentées sur le tableau 3.3 suivant. On constate que plus la tension augmente plus la fréquence de flickering diminue. L'évolution de cette fréquence en fonction de la tension appliquée est tracée sur la Figure III.3.7. On constate que la fréquence présente deux évolutions linéaires avec la fréquence. La première entre 0 et 64,3 kV/m (pente = - 2,3 .10-2 Hz/(kV/m)) et la deuxième entre 64,3 et 85,7 kV/m (pente = -1,6 .10-1 Hz/(kV/m)).

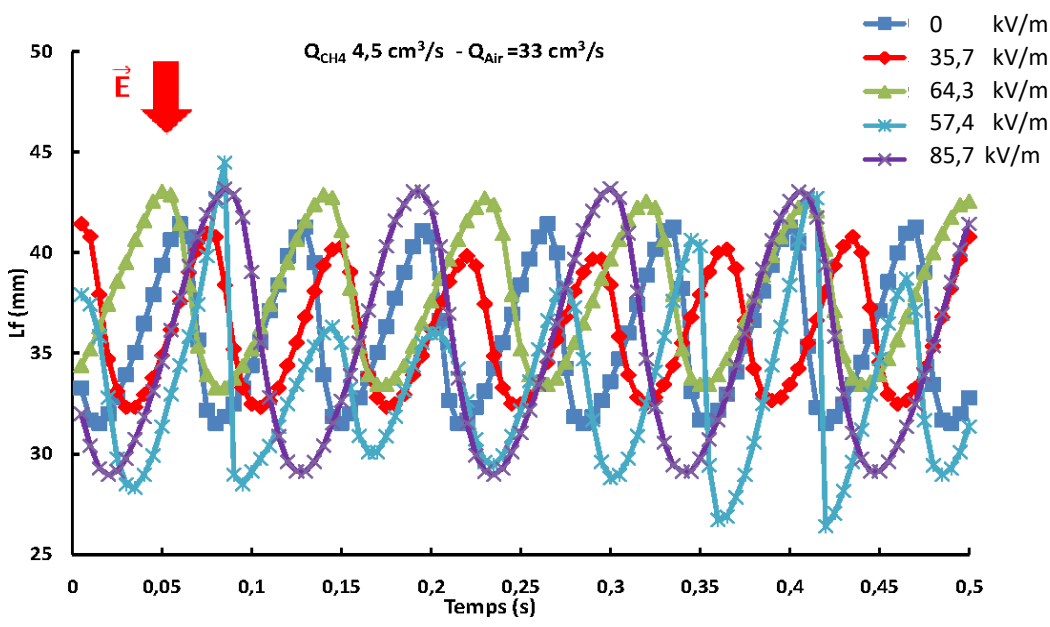


Figure III.3.6 : Evolution de la longueur de flamme en fonction du temps, pendant une durée de 0,5 seconde, pour des champs appliquées de 0 ;35,7 ; 64,3 ;57,4 et 85,7 kV/m

Intensité du champ électrique (kV/m)	0	35,7	64,3	57,4	85,7
Fréquence (Hz)	15	14	13,5	11,8	9,5

Tableau 3.3 Fréquence en fonction de la tension. Q_{CH4} = 4,5 cm^3/s, Q_{air} = 33 cm^3/s.

Comment évolue la longueur de flamme, sa valeur efficace (R.M.S. Lf), la hauteur de lift ainsi que la valeur efficace du Lift (R.M.S. H_L) en fonction du champ électrique ?

Pour répondre à cette question, nous avons tracé ces grandeurs en fonction de la tension pour chacun des débits d'air (33 et 46 cm^3/s) sur la Figure III.3.8.

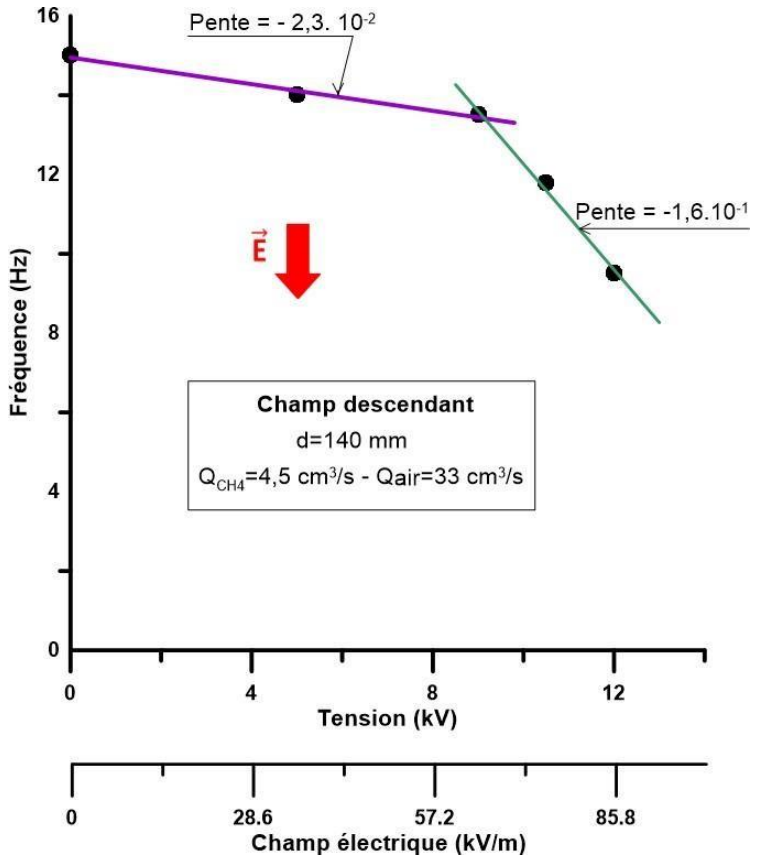


Figure III.3.7 : Evolution de la fréquence en fonction du champ électrique pour un débit de méthane Q_{CH4}=4,5 cm^3/s et un débit d'air Q_{air} = 33 cm^3/s.

Pour le débit d'air de 33 cm3/s, lorsque la tension appliquée augmente, la hauteur de décrochage moyenne, H_L, décroit d'une manière continue en fonction de la tension appliquée jusqu'à ce que la flamme se rattache au brûleur, pour un champ électrique de 25 kV/m. Alors que la longueur moyenne de la flamme, Lf, croit avec la tension appliquée jusqu'à atteindre un palier et rester quasiment constante. Le comportement de la longueur de flamme est dû au vent ionique entrainant la réduction de la hauteur de lift et par la suite le rattachement de la flamme au brûleur.

Pour le débit d'air de 46 cm^3/s, une transition est observée à la valeur de champ électrique à 40,4 kV/m ou l'on observe un saut dans la longueur de la flamme qui passe de 20 mm à 42,9 kV/m, à 38 mm à 40,4 kV/m. L'endroit où ce saut de la longueur de la flamme se produit coïncide avec la tension où la flamme s'est rattachée au brûleur (voir courbe H_L à Q_{air}=46 cm^3/s). Une fois la flamme attachée, la longueur de flamme moyenne ne semble plus évoluer. La valeur R.M.S. de la longueur de flamme nous montre qu'il y a présence d'instabilité

de flickering pour la flamme liftée ainsi que pour la flamme attachée, ceci quel que soit le débit d'air.

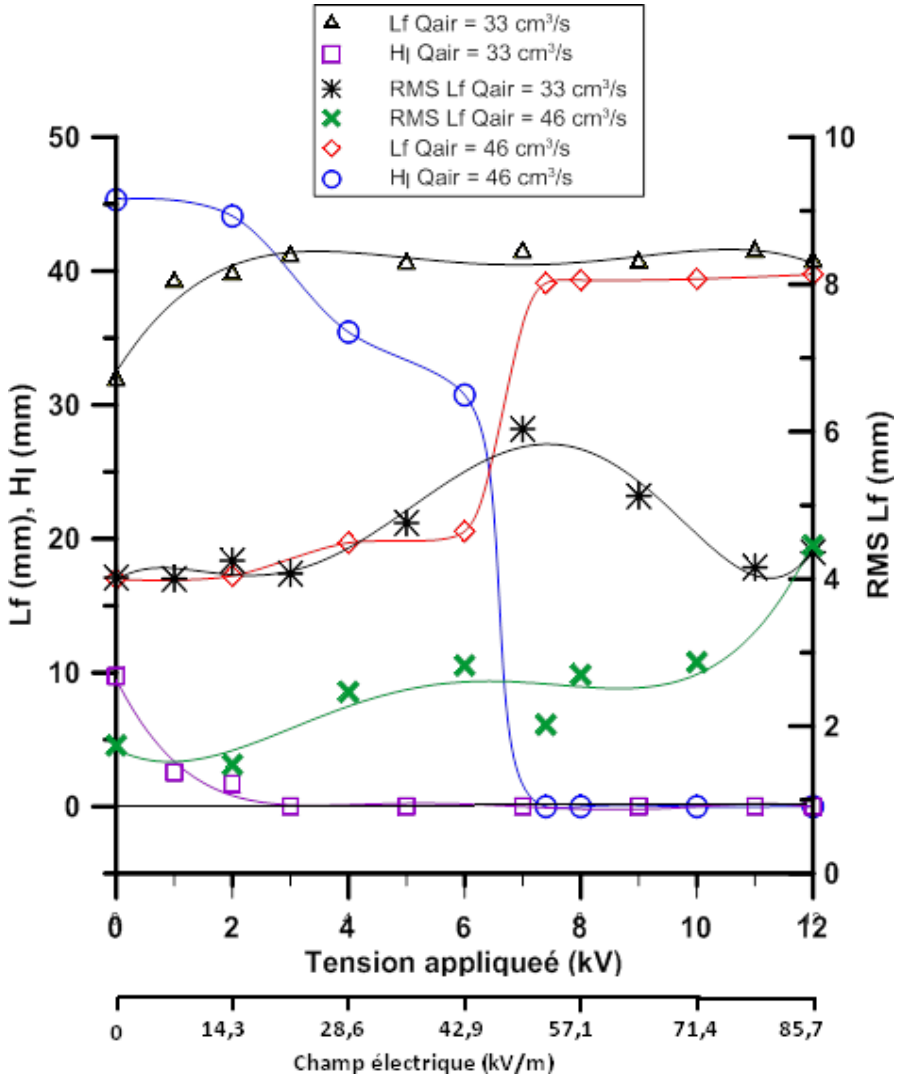


Figure III.3.8 : Longueur de flamme, Lf, et hauteur de lift, Hl, ainsi que leur valeur R.M.S. en fonction de la tension appliquée pour un débit de méthane de 4,5 cm^3/s et deux débits d'air 33 et 46 cm^3/s.

Concernant la luminosité et la valeur R.M.S. Lum du CH*, voir Figure III.3.9, pour les deux débits d'air 33 cm^3/s et 46 cm^3/s, elles évoluent également avec la tension appliquée. Comme avec la longueur de flamme, la transition entre flamme liftée et flamme accrochée est marquée par une augmentation de la luminosité particulièrement pour le grand débit d'air (46 cm^3/s). Pour la flamme attachée, la luminosité du CH* croit avec la tension. Concernant les valeurs R.M.S. Lum du CH*, elles suivent l'évolution de la valeur moyenne Lum CH*. Le comportement de la luminosité du CH* est due au vent ionique qui entrainant le rattachement

de la flamme, modifie l'état ionique de la flamme observable par l'évolution de la luminescence du CH*.

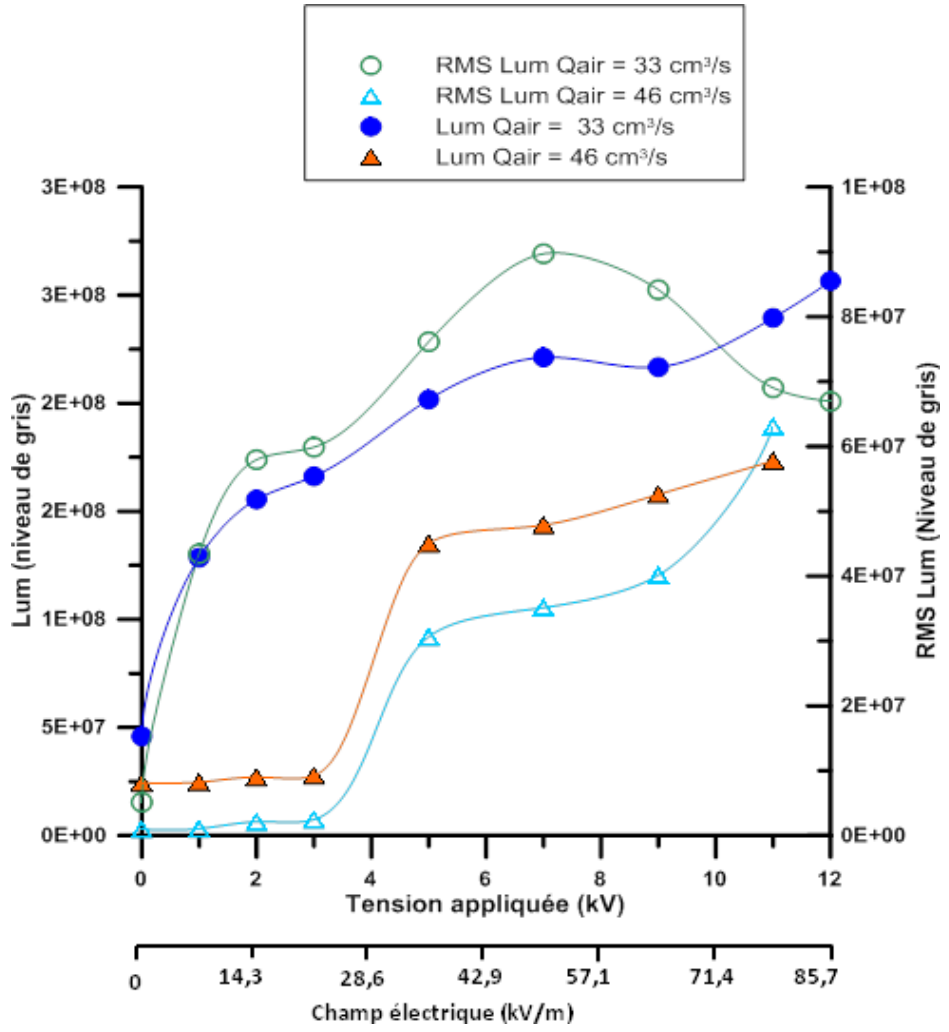


Figure III.3.9 : Lum CH*et R.M.S. Lum CH* en fonction de la tension appliquée pour un débit de méthane de 4,5 cm^3/s et des débits d'air de 33 et 46 cm^3/s.

Afin de montrer l'influence du champ électrique sur une flamme ayant un autre débit de méthane, nous avons conduit des expériences avec un débit de méthane de 6 cm^3/s et les deux débits d'air que précédemment, 33 et 46 cm^3/s.

La Figure 3.3.10 montre, pour un débit d'air de 33 cm^3/s et pour un champ électrique de 0 kV /m, les images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane décrochée du brûleur ayant une instabilité de flickering. Cette instabilité perdure même lorsque la flamme est attachée au brûleur en subissant un champ électrique de 64,3 kV/m (voir sur la Figure

III.3.11 les images à 1,25 ; 1,5 ; 1,75 et 2 s). Par contre la luminosité du CH* est plus importante qu'à 0 kV/m.

Lorsque le débit d'air est augmenté à 46 cm^3/s, et pour un champ électrique de 0 kV /m, la flamme est détachée du brûleur et sa hauteur du lift est supérieure à sa hauteur observée au débit d'air de 33 cm^3/s et à la tension de 0 kV (voir Figure III.3.12). L'augmentation du champ électrique appliqué augmente également la luminosité du CH*. La flamme s'attache au brûleur, mais subit une instabilité électrique due au vent ionique bidirectionnel. Ceci s'observe sur les images à 0,25 s, 0,75 s et à 2 s.

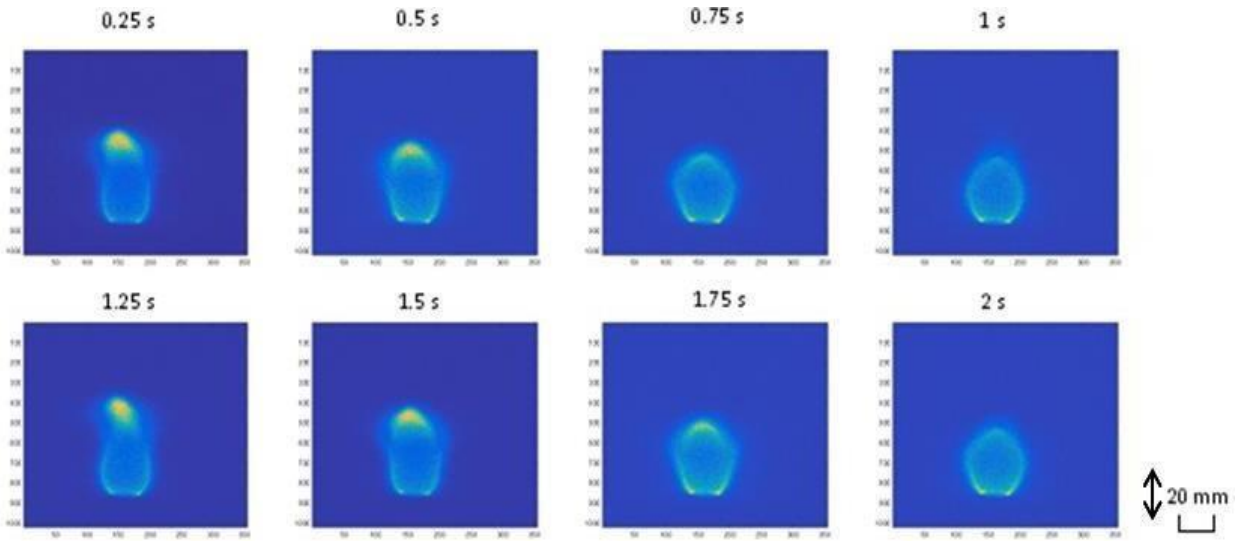


Figure III.3.10 : Images de chimiluminescence du CH* d'une flamme de méthane décrochée du bruleur avec une instabilité de flickering pour un débit de méthane de 6 cm^3/s , un débit d'air de 33 cm^3/s à 0 kV/m

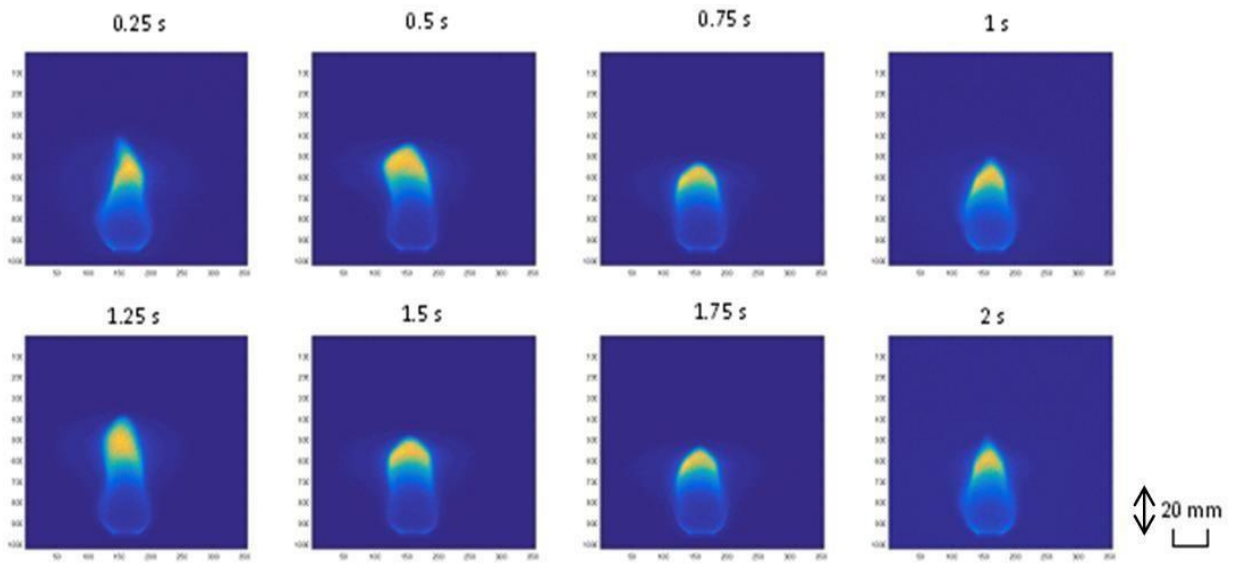


Figure III.3.11 : Images de chimiluminescence du radical CH* d'une flamme de méthane attachée au bruleur avec une instabilité de flickering pour un débit de méthane de 6 cm3/s, 33 cm3/s d'air à 64,3 kV/m

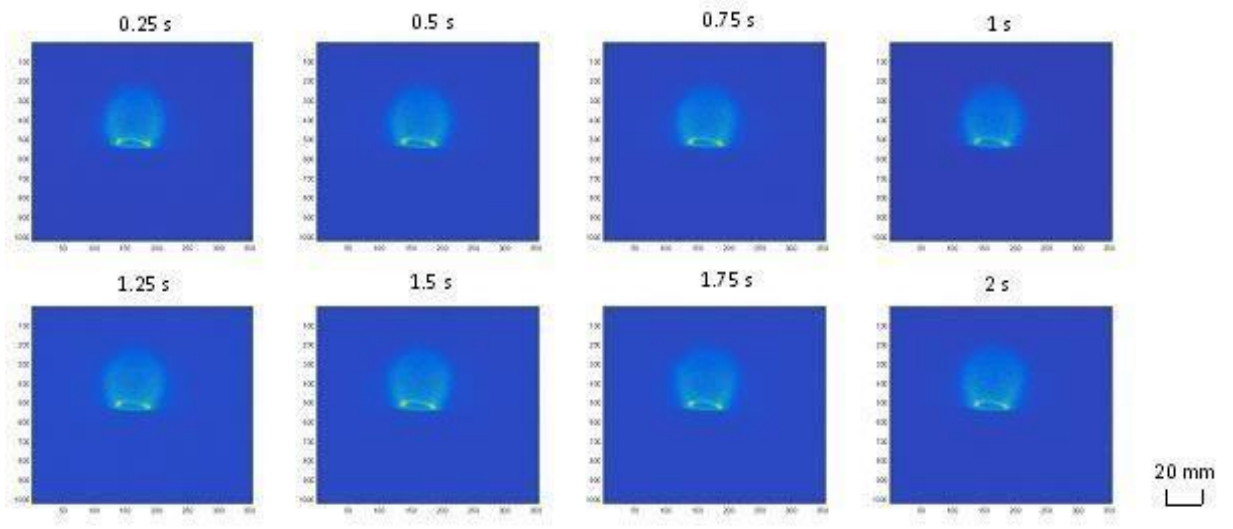


Figure III.3.12 : Images de chimiluminescence du CH* d'une flamme de méthane liftée de débit 6 cm3/s et un débit d'air de 46 cm^3/s avec une instabilité de flickering à 0 kV / m

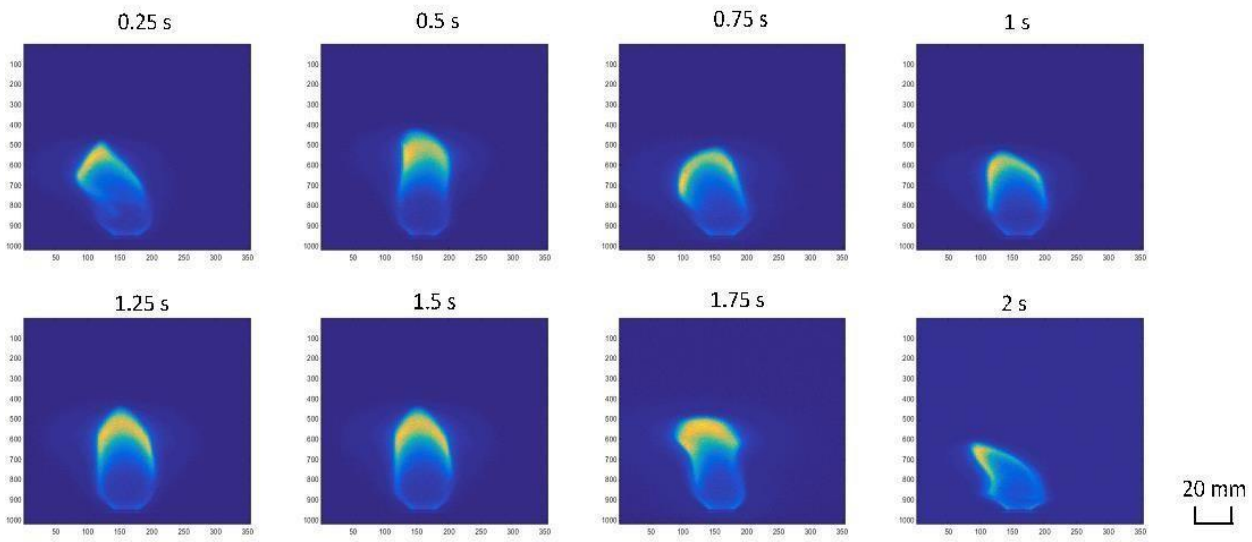


Figure III.3.13 : Images de chimiluminescence du CH* d'une flamme de méthane attachée de débit 6 cm3/s et un débit d'air de 46 cm3/s avec une instabilité électrique à 42,9 kV /m.

Nous avons reporté sur la Figure III.3.14a, l'évolution de la longueur de flamme, Lf, de la hauteur du Lift, Hl, et de leurs valeurs efficaces (R.M.S.) en fonction de la tension pour le débit de méthane de 6 cm^3/s et pour les débits d'air de 33 et 46 cm^3/s.

On observe que pour un débit de méthane de 6 cm^3/s et un débit d'air de 33 cm^3/s, la flamme est décrochée du brûleur de 10 mm sans champ électrique comme représenté sur (les images de la Figure III.3.10). Alors que pour un débit d'air de 46 cm^3/s la flamme est décrochée de 50 mm du brûleur. L'instabilité de flickering est initialement présente avant et après accrochage de la flamme au brûleur pour un débit d'air Qair = 33 cm^3/s (Figure III.3.10) alors que pour un débit d'air de 46 cm^3/s à partir de 42,9 KV/m une forte instabilité électrique est identifiée rendant le relevé de la longueur de flamme très imprécise (Figure III.3.13). De plus, la flamme se rattache au brûleur à des tensions plus faibles que pour le débit de méthane précédent de 4,5 cm^3/s. Ainsi la flamme s'accroche à un champ électrique de 14,3 kV/m pour un débit d'air de 33 cm^3/s et à 3 kV pour un débit d'air de 46 cm^3/s.

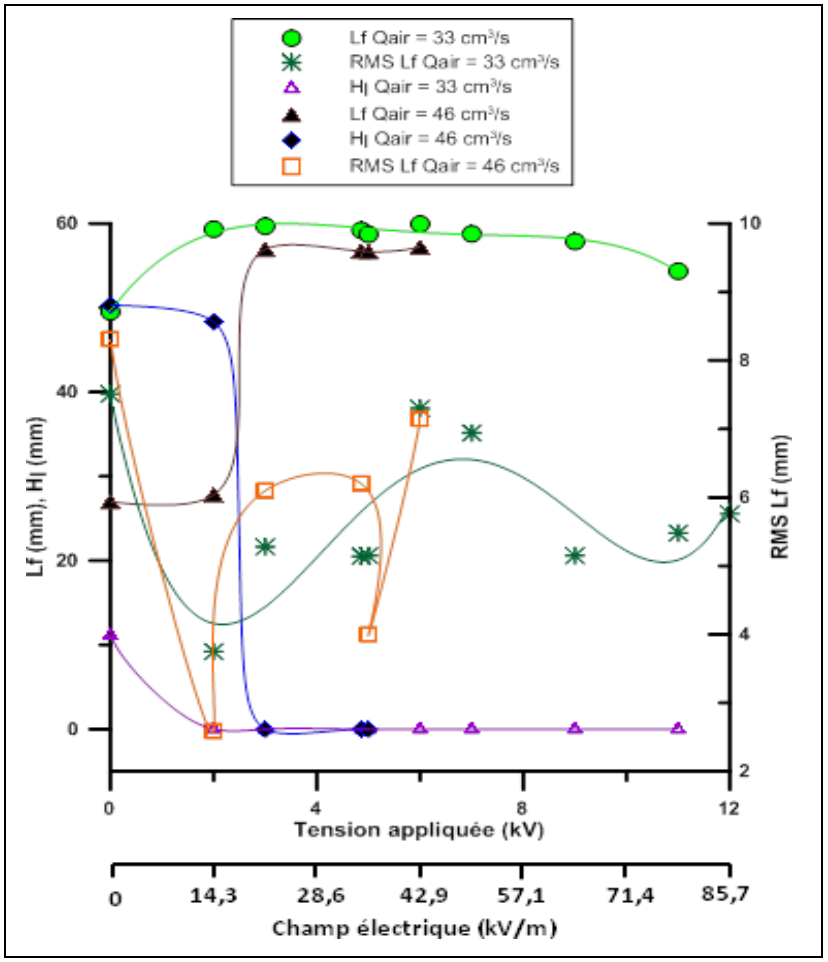


Figure III.3.14a : Evolution du Lf, Hl, RMS Lf en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué pour un débit d'air de 33 cm^3/s et 46 cm^3/s, le débit de méthane étant fixé à 6 cm^3/s

L'évolution de la luminosité du CH* est montrée sur la Figure III.3.14. Si pour la gamme de débit d'air de 33 cm^3/s on réalise la mesure de luminosité pour une large gamme de tension,

pour le débit d'air de 46 cm^3/s on est limité à un faible champ électrique (42,9 KV/m). La forte instabilité observée sur les images de la Figure III.3.12, influe sur la mesure de la luminosité du CH* dans la flamme pour ce débit d'air. D'ailleurs pour les deux débits d'air, les valeurs R.M.S. Lum CH* montrent des variations importantes entre deux tensions voisines. Les oscillations verticales de la flamme et le battement latéral de la flamme à cause du vent ionique bidirectionnel influent sur le calcul de la moyenne de Lum CH* ainsi que sur sa valeur efficace.

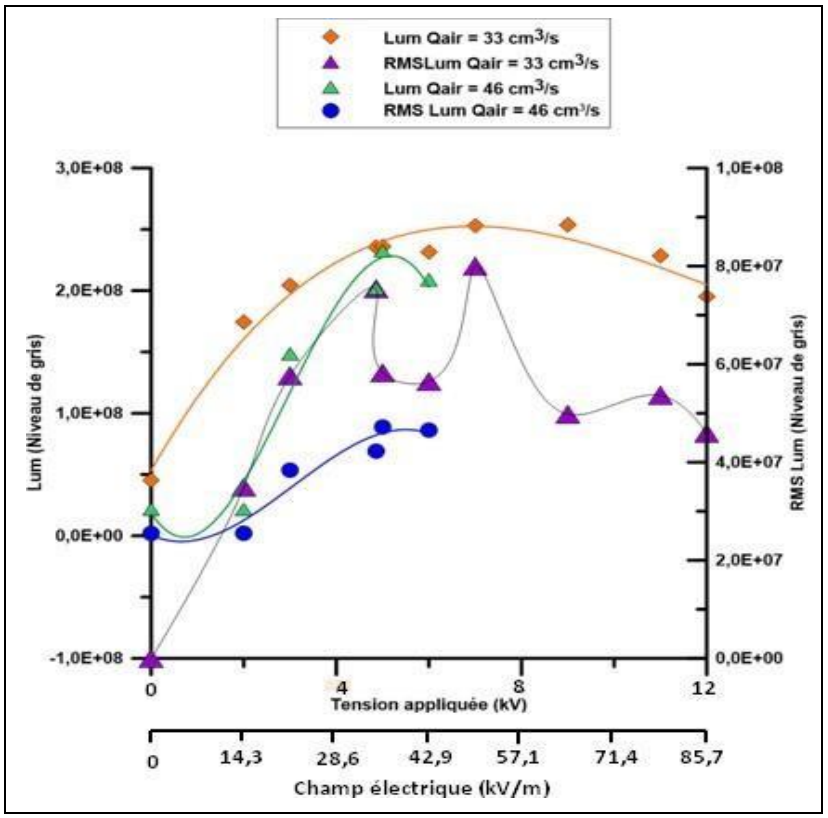


Figure III.3.14 b: Evolution du de Lum CH* et R.M.S. Lum CH* en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué, pour un débit d'air de 33 cm^3/s et 46 cm^3/s, le débit de méthane étant fixe à 6 cm^3/s

III.3.2.2.1 Diagramme de stabilité

Pour résumer cette partie de l'étude de ce chapitre qui concerne la flamme de méthane/air, flamme en situation de flickering, nous présentons sur la Figure III.3.15 un diagramme de stabilité qui résume les résultats expérimentaux obtenus. Ce diagramme renseigne sur les différents comportements de cette flamme en fonction des tensions appliquées, pour les deux débits de méthane de 4,5 et 6 cm^3/s. Quatre zones différentes représentant le comportement de la flamme sont identifiées :

- Flamme liftée avec une instabilité de flickering, zone représentée en vert délimitée par les droites AB (A : Q_{air}=0 m/s et champ électrique = 0 kV /m, B : Q_{air}=33 m/s et champ électrique =25 kV /m) et BC (C : Q_{air}=46 m/s Champ électrique=0 kV/m), l'axe verticale représentant le débit d'air et l'horizontale passant par le débit maximum d'air de 46 cm^3/s.
- Flamme accrochée avec instabilité de flickering, représentée en bleu clair

- Flamme attachée et stable représentée en rouge, normalement un trait à 0 m/s compris entre 21,4 et 35,7 kV /m, mais pour la clarté du diagramme nous l'avons représenté par un rectangle rouge.
- Flamme accrochée avec instabilité électrique représentée en jaune, normalement un trait à 0 m/s compris entre 35,7 et 85,7 kV /m, mais pour la clarté du diagramme nous l'avons représenté par un rectangle jaune.

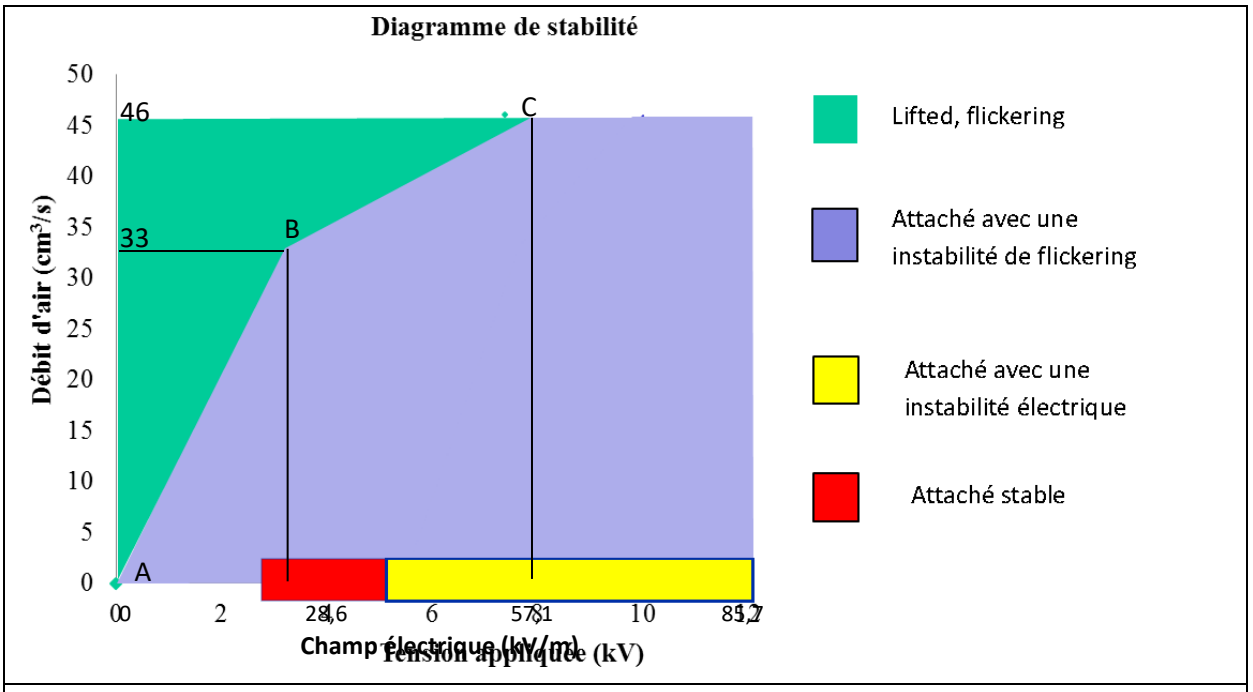


Figure III.3.15 : Diagramme de stabilité pour un débit de méthane à 4.5 cm^3/s

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu, grâce aux images de flammes, que l'application d'un champ électrique sur une flamme de diffusion de méthane modifie son comportement et que celle-ci supposerait une réduction de formation des particules de suie.

Une première étude menée sur une flamme de diffusion de méthane stable, sur lequel un champ électrique descendant ou ascendant est appliquée amène une réduction de la luminosité dans le visible de la flamme. Une instabilité dite « électrique » fait son apparition, au fur et à mesure de l'augmentation de la tension appliquée, rendant difficile l'exploitation des images de flamme obtenues. Dans le cas d'un champ électrique ascendant cette instabilité est bien plus importante, ce qui nous amène à préférer le champ électrique descendant dans la suite de nos études. Avec l'hypothèse que la luminosité dans le visible sont dus aux particules de suie, nous avons émis

l'hypothèse que le champ électrique diminue la quantité de suie couplée avec la modification du comportement de la flamme.

Pour une flamme de méthane de diffusion de méthane avec une instabilité de flickering, l'image de flamme avec la luminescence du CH* montre que l'application d'un champ électrique descendant supprime cette instabilité de flickering dans une plage de tension spécifique jusqu'à l'apparition d'une instabilité électrique. On constate également une variation de la luminescence du CH*. Une mesure de courant de notre flamme montre que l'application d'un champ électrique nos donnes de 3 zones différentes de comportement du courant. Ces zones correspondent à différents états ioniques de la flamme : sous saturation, saturation et sursaturation correspondant respectivement à une flamme : avec instabilité de flickering, stable et avec une électrique. Ces effets du champ électrique sur une flamme de diffusion sont principalement dus à un vent ionique qui modifie le phénomène de diffusion des espèces impliqués dans la réaction de combustion, amenant ainsi une modification de la luminescence du CH*. L'état ionique de la flamme semble être également modifié. L'effet thermodynamique du vent ionique modifié également le gradient de vitesse entre l'air ambiante et le front de flamme ce qui engendre la suppression de l'instabilité de flickering.

Pour une flamme de diffusion liftée avec une instabilité de flickering, l'application d'un champ électrique descendant rattache la flamme au brûleur. Cela confirme l'effet du vent ionique sur le front de flamme qui modifie la propagation du front de flamme emmenant au rattachement de la flamme. Une fois la flamme rattachée, la fréquence d'oscillation de l'instabilité de flickering diminue (sans supprimer l'instabilité) avec l'augmentation de la tension appliquée jusqu'à l'apparition de l'instabilité électrique.

La littérature nous dit qu'une flamme avec une instabilité de flickering produit 4 fois plus de particules de suie. La suppression ou la diminution de l'instabilité de flickering par un champ électrique diminue donc l'émission de particules de suie d'une flamme de diffusion.

III.5 Bibliographie

Bastin E. (1989) "Etude du mécanisme de formation des précurseurs des particules de suie dans des flammes $C_2H_2/O_2/Ar$". Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris VI. Soutenue le 4 octobre 1989.

Bekstein A., Benhenni M., and Yousfi M., “Swarm data of (h2O)nh+ ions in N_2O_2 and dry air”. In 29th ICPIG, July 12-17, Cancún, México (2009).

Belhi M., Domingos P., Vervich P. "Modelling of effect of the of DC and AC electric fieldson the stability of lifted diffusion methane air/flame. Comb. Theor. Model. 17 (4) (2013) 749-787.

Borgatelli F., Dunn-Rankin D., “Behavior of a small diffusion flame as an electrically active component in a high-voltage circuit”. Combustion and Flame 159 (2012) 210–220.

Calcote H. F., “Ion production and recombination in flames. Symposium (International) on Combustion” Symposium (International) on Combustion 8 (1960) 184-199.

Fialkov A.B., “Investigations on ions in flames”. Prog. Energy Combust. Sci. 23, (1997) 399–528 (pages 6, 36, 37, 38, 67, 73, 74, 88, 143, 178)

Gillon P., Badat W., Gilard V., Sarh B. “Magnetic Effects on Flickering Methane/Air Laminar Jet Diffusion Flames” Journal Combustion Science and Technology, 188 (2016) 1972-1982.

Goodings J. M., Bohme D.K., Ng C.W., “Detailed ion chemistry in methane oxygen flames. Negative ions”, Combustion and. Flame 36 (1979) 45-62.

Goodings J.M., Bohme D.K., Chun-Wai Ng., ”Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. positive ions”, Combustion and Flame 36 (1979) 27-43.

Jones H.R.N., Hayhurst A.N., “Measurements of the concentrations of positive and negative ions along premixed fuel-rich flames of methane and oxygen”. Combustion and Flame, 166 (2016) 86–97.

Karnani S., Dunn-Rankin D., “Detailed characterization of DC electric field effects on small non-premixed flames”, Combustion and Flame, 162 (2015) 2865–2872.

Kent J.H., Jander H. and Wagner H.G. (1981) " "18th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pitsburgh 1117.

Lawton J. and Weinberg F.J., “Electrical aspects of combustion”. Clarendon Press, Oxford (1969). 8, 38, 40, 42, 67, 73, 88, 178

Luo Y., Gan Y. Jiang X. (2017), "Investigation of the effect of DC electric field on small ethanol diffusion". Fuel, 188 (2017) 621-627.

Marcum S. D., Ganguly B. N., “Electric-field-induced flame speed modification”, Combustion and Flame, 143 (2005) 27–36.

Park D.G., Chung S.H., Cha M.S. (2017) "Visualization of ionic wind in laminar jet flames". Combustion and Flame, 184 (2017) 246-248.

Payne K.G. and Winberg F.J., "A preliminary investigation of field-induced ion movement in flame gases and its applications". Proceedings of the Royal Society A, 250, 316-336.

Pedersen T., Brown R.C, “Simulation of electric field effect in premixed methane flames”. Combustion and Flame; 94 (1993) 433–448.

Prager J., Riedel U., Warnatz J., “Modeling ion chemistry and charged species diffusion in lean methane–oxygen flames”. Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007) 1129-1137.

Saito M., Arai T. and Arai M. (1999) "Control soot emitted from acetylene diffusion flames by applying an electric field". Combustion and Flame 119 (1999) 356-366

Saito M., Arai T., Arai M., “Control of Soot Emitted from Acetylene Diffusion Flames by Applying an Electric Field”, Combustion and Flame, 119 (1999) 356–366.

Speelman N., Kiefer M., Markus D., Maas U., de Goey L.P.H., Van Oijen J.A., “Validation of a novel numerical model for the electric currents in burner-stabilized methane–air flames”. Proceedings of the Combustion Institute, 35 (2015) 847–854.

Weinberg F.J. Dunn-Rankin D., Carleton F.B. Karnani S., Markides S., Zhai M. (2013), "Electrical Aspects of flame quenching". Proc. Comb. Inst. 2013, 34, 3295-3301.

Wilson H.A., “The electrical properties of flames: and of incandescent solids” University of London Press, Limited, 1912–118.

Xu K.G. “Plasma sheath behavior and ionic wind effect in electric field modified flames”. Combustion and Flame 2014,161(6), 1678–86.

Zhang Y., Liu L., Chen Y., Jiting Ouyang » Characteristics of ionic wind in needle-to-ring corona discharge » Journal of Electrostatics 74 (2015) 15-20.

Chapitre IV : Influence d'un champ électrique continu sur la modification de la production de particules de suie dans une flamme de diffusion de jet simple méthane/acétylène

Objectif :

Connaître la distribution de taille des particules de suies dans une flamme de diffusion sous l'effet d'un champ électrique continu.

Nomenclature :

Vmoyenne : Tension moyenne de la luminosité ambiante (mV)

VAmplitude : Tension de l'amplitude (mV)

α : Facteur d'étalonnage (cm^{-1} str^{-1} mV^{-1})

λ_{abs} : Longueur d'onde du laser pour l'extinction

λ_{disp} : Longueur d'onde du laser utilisé pour la diffusion Rayleigh

η : Facteur optique dû aux instruments de mesure

Z : Hauteur dans la flamme

D : Coefficient de diffusion méthane/azote ($D=0,15$ $cm^2.s^{-1}$)

$\dot{V}$: Débit de combustible de 4,5 $cm^3.$ s^{-1}

H : Distance sortie du brûleur-laser

I_{vv} : intensité lumineuse diffusée

Kvv : Coefficient de diffusion ($cm^{-1}str^{-1}$)

Fv : Fraction volumique

IV.1 Spécificité des particules de suie dans une flamme de diffusion

Pour un brûleur à flamme de diffusion donnée, la mesure du débit de combustible à partir duquel des particules de suie sont émises permet de classer les différents hydrocarbures selon leur tendance à émettre de la suie. Les hydrocarbures sont classés par ordre croissant de leur capacité à émettre des particules de suie : n-paraffines, iso-paraffines, mono-oléfines, alkynes et aromatiques. Cependant, le processus de formation de suie dépend également du régime d'écoulement dit également : laminaire ou turbulent.

IV.1.1. Flamme laminaire

Dans une flamme de diffusion, il existe au cœur du jet une zone riche en combustible pour laquelle le rapport C/O dépasse le seuil critique. L'apparition de particules de suie est donc inhérente à ce type de combustion et les flammes n'émettant pas de suie à leur extrémité sont en fait des flammes qui ont brûlé ou ‘oxydé’ les particules de suie préalablement apparues. A une hauteur donnée au-dessus du brûleur, la concentration en oxygène décroît depuis les bords de la flamme jusqu'à son axe. Elle est faible dans la région où apparaissent les particules de suie. Il en est de même pour les radicaux OH et CH dont la concentration, maximale dans la région de température la plus élevée (zone de flamme idéale), décroît rapidement du côté combustible. La zone d'apparition de suie se trouve à proximité de la zone de température maximale, côté combustible. Cette zone est caractérisée par des valeurs élevées de la luminosité de la flamme. La répartition des particules de suie à travers ce type de flamme a déjà été étudiée par différents auteurs et pour plusieurs combustibles en utilisant la méthode de la diffusion de la lumière que nous présenterons plus loin. Les études menées par Garo et al. (1988) sur le méthane et par Santoro et al. (1983) sur l'éthylène et l'éthane ont retenu notre attention en raison de l'emploi de méthodes optiques voisines de celles que nous avons utilisées dans ce travail.

Dans le cas d’une flamme de diffusion laminaire, une instabilité dite de ‘flickering’, caractérisée par une oscillation périodique de la longueur de flamme, induit une multiplication par quatre selon Shaddix et al. (1994) de la production des suies.

IV.1.2. Distributions de suie dans une flamme de diffusion

Mitchell (1975) propose un système d’équations différentielles avec l’hypothèse de réaction globale de Burke and Schumann afin de prédire la distribution de suie dans une flamme de diffusion. Le principe est de choisir comme ‘l’origine’ des suies à un temps 0 situé sur le front de flamme :

$$rG_r = -\frac{\partial\psi}{\partial r} \qquad \text{IV.1}$$

$$rG_z = -\frac{\partial\psi}{\partial z} \qquad \text{IV.2}$$

Tels que G_r et G_z sont respectivement les flux massiques radial et vertical en $g.cm^{-2}t^{-1}$. ψ correspond ici aux lignes de courant telles que ψ = 10 est l'axe de symétrie et ψ = 1 correspond aux zones hors flamme ((Figure IV.1).

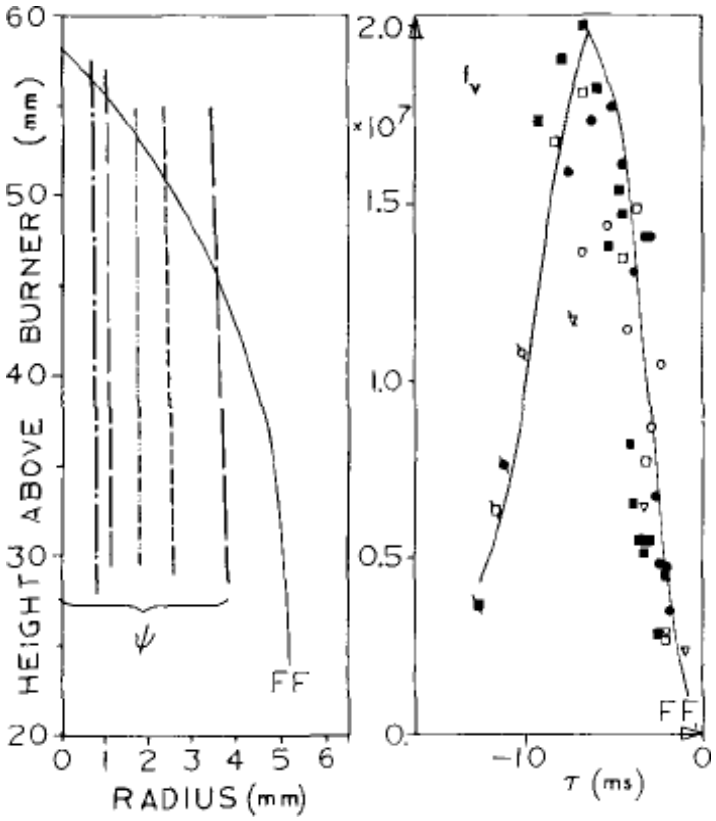


Figure IV.1 : La figure (a) montre les lignes de courant **ψ** au-dessus du brûleur et le front de flamme (FF) calculé à T=0 [Garo et al. 1988].

La vitesse convective des particules est calculée à partir de l'équation de continuité, telle que l'équation de conservation des particules de suie est [Garo et al. 1988] :

$$\dot{f}_v = \frac{\delta}{r\delta r}(r f_v (v_{gr} + q_r)) + \frac{\delta}{\delta Z}(v_{gz} f_v) \ldots \qquad \text{IV.3}$$

Avec v_{gr} et v_{gz} respectivement les vitesses de convection radiale et verticale obtenues avec l'équation de conservation du gaz. La composante radiale de la mesure thermophorétique est notée q_r et, la composante verticale q_z est considérée comme étant négligeable par rapport au flux convectif verticale v_{gz}. Cette équation tend à montrer que la distribution de suie ne dépend que de la vitesse de convection verticale dans le cas d'une flamme jet, soit du débit de combustible dans notre cas. Les mesures effectuées par Santoro et al. sur une flamme de diffusion d'éthylène ont également permis de monter que la taille des suies influe sur la capacité des suies à être entraînées par le jet inertiel. Ainsi, des suies de grande taille ont tendance à suivre le mouvement du jet et à se retrouver sur l'axe du brûleur.

L'application d'un champ électrique modifie le phénomène convectif présent dans une flamme de diffusion comme montrer précédemment pour une flamme de diffusion de méthane et également par Saito et al., pour une flamme d'acétylène. En effet, le champ électrique induit un vent ionique (voir chapitre précèdent) directement proportionnel à l'intensité du champ électrique.

La fraction volumique donnée par Garo et al., provient des mesures par extinction des suies dans la flamme. L'évolution de la fraction volumique totale dans le temps prend également en compte le phénomène d'agglomération et de disparition des suies (oxydation) (Jogado et al. 1980). La variation de la fraction volumique dans le temps est définie comme étant :

$$\dot{fv} = agglomération - oxydation \qquad \text{IV.4}$$

Telle que l'intégrale de la fraction volumique est égale à :

$$\int dfv = \int (agglomeration - oxydation)\, dt \qquad \text{IV.5}$$

L'étude menée par Garo et al est principalement axée sur le processus de disparition des suies à la pointe de la flamme. Ces mesures montrent une augmentation du nombre de particules de suie proches du front de flamme. Cela se produit quand environ 75% de la masse des particules de suie a disparu. Ce phénomène est attribué à une rupture des agrégats selon Neoh (1981) dans une étude menée dans une flamme de prémélange. Ce processus de destruction des suies prend environ 5 millisecondes sur toutes les trajectoires analysées, avec un taux maximal d'épuisement spécifique des suies d'environ 10 g cm^{-2} s^{-1}.

La fraction volumique, soit un « volume », est l'une des manières de caractériser les particules de suie.

Un des processus importants dans la formation et destruction des particules de suies dans la flamme est la température. Les études sur l'effet de la température, menées par Macfaelane et al. (1964) et Haynes et al. (1979), ont montré que, pour une flamme de prémélange proche du seuil de richesse critique, une augmentation de température réduit la quantité de suie formée. D'autre part, pour des flammes très riches, MacFaelane et al., ont constatés que la température augmente par contre la quantité de suie produite, probablement en favorisant les réactions de pyrolyse. Dans notre cas, la température est fixée via un préchauffage du brûleur. Néanmoins, nous avons vus précédemment que l'application d'un champ électrique augmente la température de la flamme.

IV.1.3 Caractérisation des suies

La classification le plus connue est le "particulate matter"," dit communément PM. Cette classification est utilisée pour décrire un mélange complexe de petites particules et des fines

gouttelettes. Il est composé d'un certain nombre de composants, y compris des acides (comme des nitrates et des sulfates), des produits chimiques organiques, des métaux et des particules de poussière ou le sol. Les tailles varient du l'ordre du micron jusqu'à 20 nm comme le montre Kitterson et al. (1998) sur la mesure des particules dans un moteur en combustion (Figure IV.2). Une description de particules atmosphériques exige la spécification de concentration, la taille, la composition chimique, la phase et la morphologie.

Figure IV.1: Emission moteur de particules fines suivant leur taille [Kittelson et al. (1998)]

La suie est composée de petites particules primaires, presque sphériques avec un diamètre compris entre 5 et 60 nm. Les ensembles peuvent être plus ou moins complexes avec des chaînes ramifiées ou non. Les particules de suie sont composées d'une chaîne de carbone et d'hydrogène dépendant du temps de séjour des particules dans la flamme. On parle de particules de suie jeunes et mûres lorsque le ratio C/H est de l'ordre de 8, beaucoup plus grand que celui de molécules de carburant. La densité moyenne de particules de suie est environ 1,8 g/cm^3.

La mesure de ces différentes caractéristiques reste compliquée. Différentes théories ont été mises en place afin de calculer la fraction volumique et la taille des particules de suies, et ainsi de caractériser leur production dans une flamme de diffusion. La théorie mise en place est celle établie pour la mesure laser.

Une technique basée sur la mesure des coefficients d'extinction et de diffusion de la lumière dans une direction donnée permet de remonter aux diamètres et aux nombres de particules de suies par unité de volume. La théorie de Rayleigh permet d'exprimer directement le diamètre D et la fraction volumique Fv des particules de suie en fonction des paramètres mesurés, K_{vv} coefficient de diffusion et K_{ext} le coefficient d'extinction.

On prend en compte l'hypothèse que dans la flamme les particules de suies sont monodispersées et isolées avec des particules de suie sphériques.

IV.2 Mesures par extinction-diffusion laser et de la luminosité visible de la flamme

IV.2.1. Théorie sur l'extinction :

Le rayonnement traversant un milieu est simultanément renforcé et atténué. L'analyse de l'énergie radiative atténuée par des milieux chargés de particules passe par la connaissance de leurs propriétés radiatives.

L'interaction entre le rayonnement électromagnétique et la matière a jusqu'ici (implicitement) été formulée avec la théorie du transfert radiatif. Les quantités régissant cette formulation sont liées aux propriétés macroscopiques du milieu. L'expression mathématique de la conservation pour un faisceau monochromatique se propageant dans un volume de milieu participant constitue l'équation du transfert radiatif. Cette équation peut être établie par divers chemins. En faisant les hypothèses que le milieu est continu, d'indice de réfraction constant, en équilibre thermodynamique local et que les effets de polarisation et de cohérence n'interviennent pas. A partir de ces théories, considérons une onde électromagnétique plane polarisée linéairement qui rencontre une sphère diélectrique homogène isotrope et de diamètre D_{soot} très petit devant la longueur d'onde λ_{kext}. Cette onde est caractérisée par un paramètre de taille a défini par la théorie de Rayleigh tel que :

$$a = \frac{\pi D_{soot}}{\lambda_{kext}} \ll 1 \qquad \text{IV.6}$$

Pour une longueur d'onde donnée, le rapport des flux transmis et incident permet d'approcher convenablement la fraction volumique de particules grâce à la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \exp\left(-Kext.L\right) \qquad \text{IV.7}$$

On note T la transmission d'un faisceau de lumière monochromatique à travers une flamme homogène donnée par le rapport de l'intensité de la lumière émergeant I sur l'intensité incidente I_0 :

$$T = \frac{I}{I_0} = \exp\left(-Kext.L\right) \qquad \text{IV.8}$$

Elle est liée à la longueur de chemin optique L obtenue par de déconvolution d'Abel (voir annexe) et au K_{ext} coefficient d'extinction par :

$$K_{ext} = \frac{-\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{L} \qquad \text{IV.9}$$

Le coefficient d'extinction peut également être exprimé en termes de densité de particules, et de section efficace d'absorption et de diffusion :

$$K_{ext} = N(C_{abs} + C_{vv}) \qquad \text{IV.10}$$

Dans notre cas, on considère que le coefficient de diffusion K_{vv}= NC_{vv} est négligeable tel que :

$$K_{ext} = NC_{abs} = K_{abs} \qquad \text{IV.11}$$

La détermination de la fraction volumique des suies est basée sur la théorie de Mie [Mie, 1908] qui suggère que la diffusion devient négligeable et que le coefficient d'extinction est égal au coefficient d'absorption avec l'hypothèse de particules sphériques monodispersées petites devant la longueur d'onde. La fraction volumique Fv, est alors obtenue à partir de la relation suivante :

$$Fv = \frac{\pi N p D^3}{6} \qquad \text{IV.12}$$

On peut exprimer également exprimer Fv en fonction Kext :

$$K_{ext} = Fv\frac{\pi N p E(m)}{\lambda} \qquad \text{IV.13}$$

Telle que la fonction d'indice complexe

$$E(m) = -i\frac{(m^2-1)}{(m^2+2)} = \frac{6nk}{(n^2-k^2-2)^2+4n^2k^2} \qquad \text{IV.14}$$

Soit :

$$Fv = -\frac{Ln\left(\frac{I}{I_0}\right)\lambda}{6\,\pi\,E(m)L} \qquad \text{IV.15}$$

Dalzell et Sarofim (1969) donne une valeur de m = 1,57- i0,56, soit E(m)= 0,26, pour une particule de suie.

L'évolution de la fraction volumique de suie est calculée pour différentes valeurs de tension appliquée. Nous avons mesuré le coefficient d'extinction en fonction de la distance sortie du brûleur laser (H en mm) au centre du brûleur et en fonction de la distance par rapport au centre du brûleur r (mm).

IV.2.2 Théorie sur la diffusion

Dans le régime de Rayleigh, la section efficace de diffusion d'une seule particule est définie par :

$$C_{vv} = \frac{\pi^4 D_{soot}^3}{4\lambda_{scatt}^4} F(m) \qquad \text{IV.16}$$

Pour $F(m) = i\left|\frac{(m^2-1)^2}{(m^2+2)^2}\right|$ et λ_{scatt} la longueur d'onde du faisceau laser diffusé.

Santoro et al. (1983) ont montré que la valeur de la polarisation horizontale du faisceau diffusé mesurée K_{hv} est 100 fois plus petite que la diffusion verticale-verticale K_{vv}. D'une manière générale une lumière laser polarisée verticalement est envoyée dans le volume de mesure et la lumière diffusée polarisée verticalement I_{vv} par les particules de suies est détectée à un angle de 90° (Figure IV.3).

Comme précédemment pour le coefficient d'extinction, on peut définir le coefficient de diffusion comme étant égal à :

$$K_{vv} = NpC_{vv} \qquad \textbf{IV.17}$$

On peut également définir le coefficient de diffusion K_{vv} avec l'intensité diffusée I_{vv} et I_s l'intensité en sortie du laser :

$$I_{vv} = \eta I_s K_{vv} \qquad \text{IV.18}$$

η : facteur dû aux instruments de mesure

I_{vv} : intensité diffusée captée par le photomultiplicateur

I_s : intensité du laser

tel que

$$I_{vv} = I = \eta_{el}\eta_{opt} Q(\Delta V)(\Delta\Omega) I_0 \qquad \text{IV.19}$$

Telle que dans le cadre de la mesure du coefficient d'extinction, l'intensité laser diffusée est égale à l'intensité éteinte. ΔV désigné le volume de mesure contenu dans l'angle solide $\Delta\Omega, \eta_{el}$ et η_{opt} sont respectivement des facteurs électroniques et optiques [Jagoda et al. 1982].

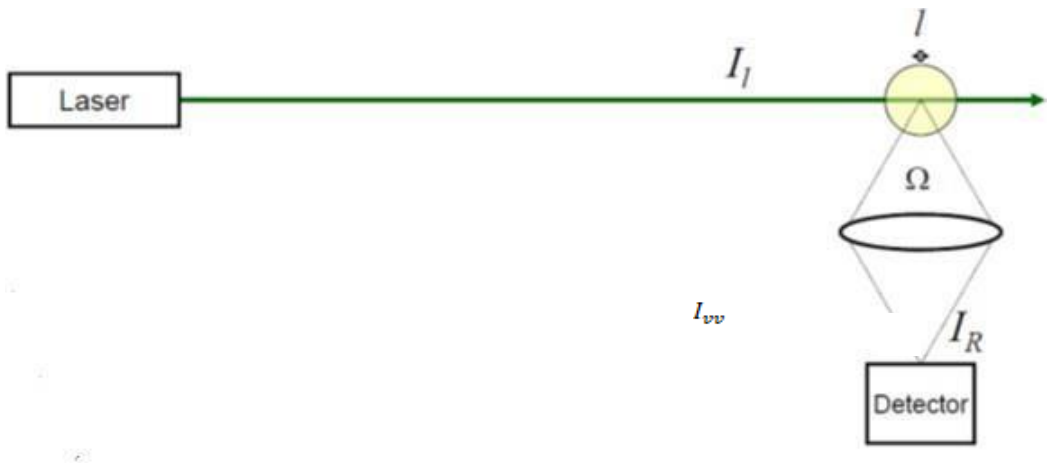


Figure IV.3: Principe de la diffusion

Les paramètres optiques étant inchangés (distance inter optique, lentille…), seul le brûleur bouge suivant un axe vertical et horizontal. On peut alors considérer que les paramètres η_e et η_{opt} sont inchangés. On peut définir le coefficient de diffusion sans les paramètres optiques mais avec une mesure étalon de la diffusion Rayleigh d'une molécule dont on connaît la section efficace de diffusion.

Afin de calculer le coefficient de diffusion des particules de suie, une procédure d'étalonnage a été effectuée. Elle consiste à mesurer des signaux de diffusion d'un gaz, de section efficace de diffusion connue, dans les mêmes conditions expérimentales (optique et composants électroniques).

Pour cela, nous avons mesuré la diffusion des particules d'azote notée $I_{vv,gaz}$. Le coefficient d'extinction $K_{vv,gaz}$ de l'atome d'azote est défini comme :

$$K_{vv,gaz} = N_{gaz}\, C_{vv,gaz} \qquad \text{IV.20}$$

Où $C_{VV\ gaz}$ est la section efficace de diffusion ($C_{VV\ gaz}$ =6.13 .10^{-28} pour l'azote) et N_{gaz} est le nombre de densité (N_{gaz} = 2,69 .10^{19} cm^{-3} à la température ambiante et pression atmosphérique pour l'azote). En écrivant l'équation ci-dessus à la fois pour le gaz et pour les particules de suie et en prenant le rapport, on obtient :

$$K_{vv,soot} = \frac{N_{gaz} C_{vv,gaz}}{I_{vv,gaz}} I_{vv,soot} = I_{vv,soot} \qquad \text{IV.21}$$

Dans la fraction volumique calculée, des particules de suie de différentes tailles, dites aussi polydispersées, peuvent être présentes (De Iuliis Et al. 1998, Kelleler et al. 2000). Pour décrire une population de particules primaires de tailles différentes, il est nécessaire d'introduire une fonction de distribution de probabilité $P(D_{soot})$. Le coefficient d'extinction et le coefficient de diffusion est alors exprimé en fonction de $P(D_{soot})$:

$$K_{ext} = \frac{\pi}{m} E(m) N \int_0^{\infty} P(D_{soot}) D_{soot}^3 \, dD_{soot} \qquad \text{IV.22}$$

$$K_{vv,soot} = \frac{F(m)}{m} \left(\frac{\pi}{\lambda_{disp}}\right)^4 N \int_0^{\infty} P(D_{soot}) D_{soot}^3 \, dD_{soot} \qquad \text{IV.23}$$

Dans notre mesure, on considère l'approximation de particules de suie mono dispersées, c'est-à-dire que dans le volume de mesure donné les suies sont considérées de tailles similaires. Le diamètre et les nombres sont ceux des particules primaires. Du point de vue expérimental, Xie et al. 1992 ne prennent en compte que le maximum du signal obtenu sur l'oscilloscope et dans notre cas, seul les moyennes des signaux stables perçues sur l'oscilloscope sont prises en compte.

La théorie de Mie dans l'approximation de Rayleigh exprime les deux coefficients Kext Et Kvv en fonction du nombre de densité (N) et de leur diamètre moyen (D_{soot}) sous la forme suivante :

$$K_{ext} = \frac{\pi^5}{\lambda^4} Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) N D_{soot}^3 \qquad \text{IV.18}$$

$$K_{vv,soot} = \frac{\pi^5}{4\lambda^4} Re\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) N D_{soot}^6 \qquad \text{IV.19}$$

Telle que la fraction volumique est égale à :

$$Fv = \frac{\pi}{6} N D^3 \qquad \text{IV.20}$$

A partir des équations de Kext et $K_{vv,soot}$, nous pouvons remonter au diamètre des particules de suie, D'Alessio et al. (1975) a noté qu'il présente par rapport aux autres procédés l'avantage d'être très sensible dans le domaine des faibles diamètres (D_{soot} < 100 nm), le seul par ailleurs où il est applicable :

$$D_{soot} = \left(-\frac{4\lambda_{disp}^4}{\lambda_{abs}^4 \pi^2} \frac{E(m) K_{vv}}{F(m) K_{ext}}\right)^{1/3} \qquad \text{IV.21}$$

tel que

$$E(m) = Im\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right) \quad \text{et} \quad F(m) = \left|\frac{m^2-1}{m^2+2}\right|^2 \qquad \text{IV.22}$$

Pour D le diamètre des particules de suies inférieur à la longueur d'onde λ

Avec les données de la fraction volumique Fv et du diamètre D_{soot}, on peut également trouver le nombre de particules par unité de volume Np (cm^{-3}) :

$$Np = \frac{12 Fv}{\pi D_{soot}^3} \qquad \text{IV.23}$$

Ces types de mesures permettent d'obtenir des données d'extinction et de diffusion sur uniquement un petit volume de la flamme. Ces mesures effectuées sur une flamme stable permettent d'avoir des résultats reproductibles.

IV.2.3 Luminosité de la flamme

La luminosité dans le visible d'une flamme de diffusion provient des rayonnements des corps noirs, en particulier des particules de suie. L'intensité radiative d'une flamme de diffusion est traduite comme étant égale à :

$$I(\lambda, T) = \frac{2\,\pi\,h\,c^2}{\lambda^5}\,\frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \qquad \text{IV.24}$$

Les suies sont considérées comme étant l'origine de la couleur orangée typique des flammes présentant une combustion incomplète. Leur rayonnement dans le visible de ces imbrulés occulte l'émission bleue due à la chimiluminescence des radicaux comme le C_2 et CH*. Cette dernière émission est celle qui nous permet de distinguer la forme de la flamme de prémélange. On remarquera cependant que l'œil est un mauvais estimateur du rayonnement thermique issu d'une flamme de diffusion. En effet, à la température courante de 1500°C, l'énergie émise par le corps noir dans le spectre visible représente moins de 1% de l'énergie totale émise. La majeure partie des photons ont leur fréquence dans la gamme du moyen infrarouge. Il ne faut pas uniquement se fier au degré de brillance de la flamme du fait de la forte sensibilité du rayonnement à la température locale. Celui-ci dépend également de la fraction volumique locale, et les régions riches en suie, sont souvent moins brillantes que des régions pauvres, où la température est plus élevée.

La température et la longueur d'onde maximale dans le visible sont liées par la loi de Wien :

$$\lambda_{max}T=2{,}898.10^{-3}\text{K.m} \qquad \text{IV.25}$$

L'intensité totale du rayonnement augmente avec la température selon la loi de Stefan-Boltzmann :

$$I = \sigma T^4 \qquad \text{IV.26}$$

Dans le cadre de notre étude avec une flamme de méthane/acétylène sous champ électrique continu, l'évolution de la luminosité dans le visible est comparée à l'évolution de la fraction volumique de suie.

IV.2.4 Temps de résidence

Shaddix et al. (1993) ont montré que la formation des particules de suie est influencée par le temps de résidence et par des conditions locales de température et de stœchiométrie qui sont favorables. Les mesures expérimentales de la fraction volumique de suie sur l'axe du jet pour des flammes de diffusion de méthane, éthylène et propane effectuées par Smyth et al. (1994) ont permis de faire le lien entre le pic de fraction volumique de suie mesurée et le temps de

résidence de suies. A noter également que les valeurs de la fraction volumique du propane et de l'éthylène sont de l'ordre de 10 fois supérieures à celles du méthane.

Konsur et al. (1999) ont déduit expérimentalement que la diminution du temps de résidence entraînerait une diminution de la production de suie tandis qu'une étude plus récente effectuée par Legros et al. (2006) a déduit le contraire : une augmentation du temps de résidence globale a entraîné une augmentation de la fraction volumique de suie. Legros et al. ont défini le temps de résidence dite globale, comme le rapport de la longueur de la flamme par la vitesse de transport de masse. Pour les particules de suie, ils ont défini le temps de résidence globale comme étant le rapport entre le temps de formation et d'oxydation :

$$t_{global} = \frac{t_f}{T_{ox}} \qquad \text{IV.27}$$

Et ont montré que cette expression peut être exprimée en fonction de la vitesse de transport de l'oxydant V_{ox} et de la longueur de flamme L_f :

$$t_{global} = V_{ox}^{1/2} L_f^{1/2} \qquad \text{IV.28}$$

Selon Vietoris et al. (2000) et Brahmi et al. (2005), la luminosité visible d'une flamme de diffusion dépend également de la vitesse V_{ox} et une augmentation de la luminosité entraîne une augmentation de la vitesse de l'oxydant. Les études menées par Legros et al. (2006) tendent à confirmer cette étude.

Des mesures expérimentales effectuées par Xie et al. (1992) ont notamment montré que la luminosité visible d'une flamme de diffusion d'éthylène dépend de la fraction volumique de suie et de la température des suies.

IV.2.5. Dispositif expérimental et traitements des données

Le dispositif expérimental utilisé (Figure IV.4) est identique à celui du chapitre 3. Celui-ci est posé sur un support pouvant se déplacer sur un axe Z (vertical) et X (horizontal). Le combustible utilisé est un mélange de méthane/ acétylène (90 % de CH_4 et 10 % C_2H_2). Le débit $Q_{(90\%CH4 + 10\% C2H2)}$ injecté est de 4,5 cm^3/s. Ce débit injecté est déduit à partir d'une mesure de pression à l'aval des cols soniques.

La vitesse moyenne d'injection est obtenue en divisant le débit par la surface débitante, le calcul de la vitesse est décrit ci-dessous :

$$Surface\ de\ la\ section\ du\ tube\ central = \pi \frac{D_i^2}{4} \quad \text{et} \quad V = \frac{4}{\pi} \frac{Q}{D_i^2}$$

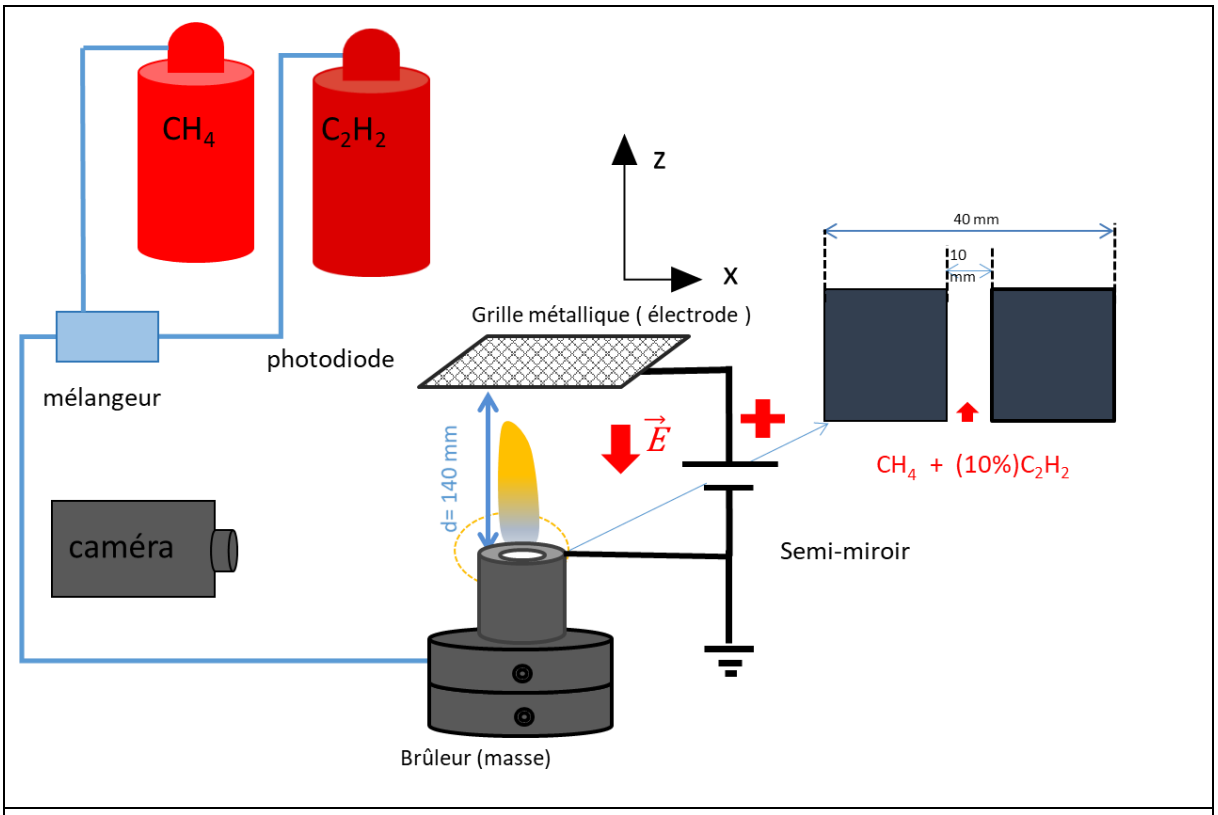


Figure IV.4 : Dispositif expérimental

La vitesse moyenne d'injection est obtenue en divisant le débit par la surface débitante, le calcul de la vitesse est décrit ci-dessous :

$$Surface\ de\ la\ section\ du\ tube\ central = \pi \frac{D_i^2}{4} \quad \text{et} \quad V = \frac{4}{\pi}\frac{Q}{D_i^2}$$

On définit Re, le nombre de Reynolds à partir des propriétés du mélange : $Re = \frac{UD_i}{\nu_{eq}}$ telle que ν_{eq} est la viscosité cinématique équivalente dans le cas d'un mélange de combustible ou alors ν_{CH4}, dans le cas uniquement du méthane . Pour le calcul de ν_{eq} dans le cas d'un mélange 90% de méthane et 10 % d'acétylène (C_2H_2), on définit tout d'abord la masse volumique du mélange telle que ρ_{eq} :

$$\rho_{eq} = 90\%\rho_{CH4} + 10\%\rho_{C2H2} \qquad \text{IV.30}$$

La viscosité dynamique du mélange μ_{eq} :

$$\mu_{eq} = \frac{\mu_{CH4}Y_{CH4}M_{CH4}^{0.5} + \mu_{C2H2}Y_{C2H2}M_{C2H2}^{0.5}}{Y_{CH4}M_{CH4}^{0.5} + Y_{C2H2}M_{C2H2}^{0.5}} \qquad \text{IV. 31}$$

$\mu_{CH4} = 1{,}34.10^{-5}$ kg.m^{-1}.s^{-1} et $\mu_{C2H2} = 9{,}35.10^{-5}$ kg.m^{-1}.s^{-1}

La viscosité cinématique est de : $\nu_{eq} = \frac{\mu_{eq}}{\rho_{eq}}$

La vitesse du jet est $U = \frac{4Q_{90\%CH4+10\%C2H2}}{\pi D_i^2}$

Pour $\pi \frac{D^2}{4}$ surface de la section intérieure du brûleur.

Les paramètres d'injection sont fixés comme indiqué dans le tableau 1.

Diamètre brûleur (mm)	Débit (90% CH_4 + 10% C_2H_2) (cm^3/s)	Vitesse (90 % CH_4 + 10 % C_2H_2) (m/s)	Nombre de Reynolds du jet de 90% méthane + 10% acétylène
10	4,5	0,05	74

Tableau 1 : Paramètres expérimentaux

Afin de mesurer la production de particules de suies dans la flamme de méthane/acétylène suivant la tension appliquée, la méthode extinction laser est utilisée (Figure IV.5).

La Figure IV.5 ci-dessus montre le montage expérimental pour la mesure laser par l'extinction diffusion. Un laser Helium-Néon 632,8 nm émet un faisceau laser rouge d'intensité I_S. Dans ce montage, il y a la présence d'un filtre neutre pour ne pas saturer les capteurs photodiodes. L'intensité du faisceau laser peut-être trop forte pour les photodiodes, pouvant entraîner une détérioration de celles-ci et une saturation du signal lu sur l'oscilloscope à 10 kV.

L'intensité initiale de la lumière laser (I_0) et l'intensité de la lumière diffusée (I) suite au passage à travers la zone de flamme sont mesurées simultanément par deux photodiodes. L'extinction du faisceau laser ainsi que les caractéristiques de la flamme permettent d'estimer la fraction volumique de suie suivant la longueur (H) et le diamètre (r) de la flamme.

À partir de I_0 et I, on définit la transmittance : $T=I/I_0$

On définit I_s, l'intensité du signal $_{\text{perçue}}$ après le filtre neutre, I_e le signal sortant du laser et 10^{Nd} le facteur de réduction du filtre neutre, tels que :

$$I_e = I_S * 10^{Nd} \qquad \text{IV.32}$$

Dans notre cas, Nd=4. Cela correspond à une division par 10^4 de l'intensité laser après le filtre neutre par rapport à l'intensité en sortie du laser. Un chopper avec une fréquence de rotation de 200 Hz nous permet d'avoir des signaux en créneaux sur l'oscilloscope, de telle sorte que les valeurs d'intensités laser correspondent à l'amplitude des créneaux. La fréquence de rotation dépend du nombre de lame utilisée pour le chopper. On dispose de sept types de lames, la fréquence dépend de la fente de chaque lame.

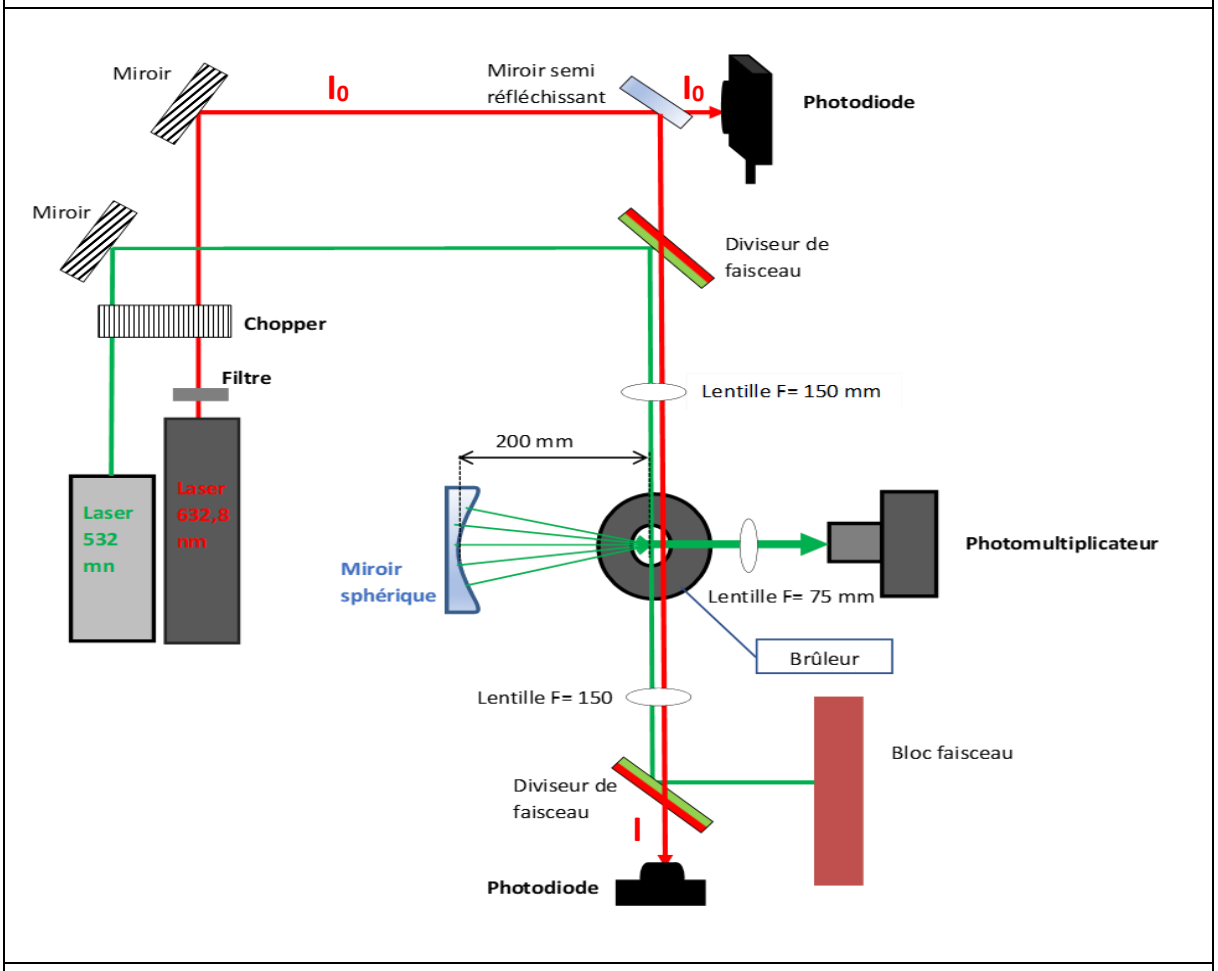


Figure IV.5 : dispositif de mesure extinction/diffusion

La fréquence de coupure du signal obtenu est réglable et dépend donc de la lame utilisée. Un miroir dévie le faisceau Iaser d'intensité I_S sur un semi miroir qui divise ensuite le faisceau en deux.

Un faisceau d'intensité I_0 est détecté par une photodiode avec un filtre 632,8 nm. Cette photodiode est directement connectée à un oscilloscope.

Un deuxième faisceau traverse un miroir dichroïque 532 nm, passe par une lentille convergente de focale 150 mm, qui focalise le faisceau sur la sortie du brûleur, puis traverse de nouveau un miroir dichroïque 532 nm, qui servira à dévier le faisceau 532 nm, avant d'être capté par une photodiode munie d'un filtre 632,8 nm. Cette photodiode est aussi connectée à un oscilloscope. On nomme le signal capté par la photodiode le signal **I**.

L'oscilloscope est réglé sur un temps d'acquisition de 200 ms, correspondant à 400 crêtes (5 cms correspond à 10 crêtes). Les valeurs de $\mathbf{I_0}$ et I correspondent à la moyenne de l'amplitude de ces 400 crêtes (Figure IV.6).

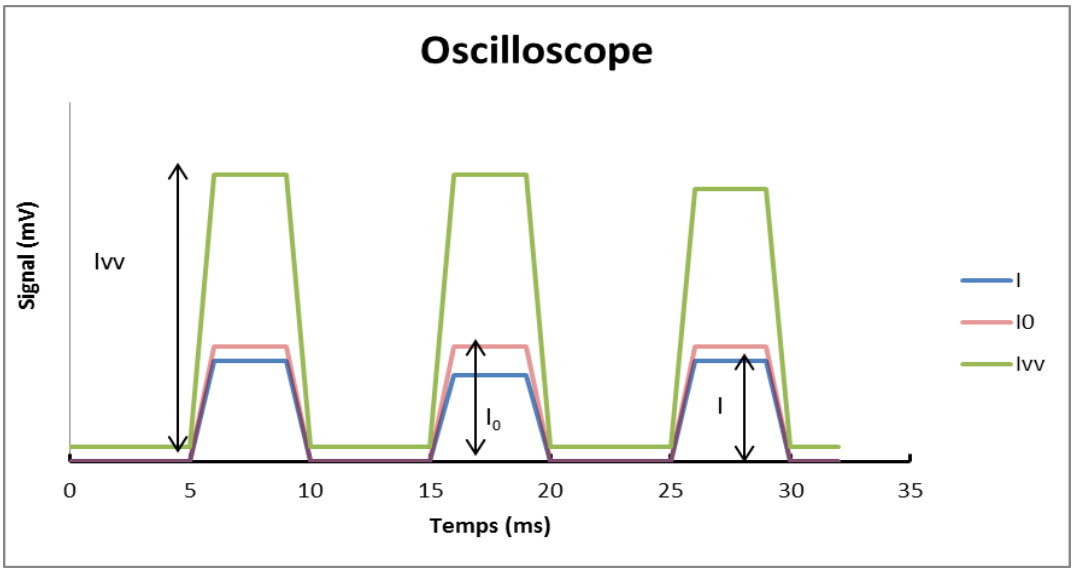


Figure IV.6: Schéma des amplitudes visualisées sur l'oscilloscope

Les valeurs de référence de I et I_0 sont prises avant et après chaque série de mesures hors de la flamme. Ces valeurs de références notées Iréf et I_0réf varient durant nos mesures, cela peut être dû au changement de la température du laser He-Ne, à un changement de la densité de l'air traversée par le laser du à la présence de la flamme pour I, entraînant une déflexion et une diminution de l'intensité captée par les photodiodes. Durant notre expérimentation, nous mesurons Iréf ± ΔIréf et I_0réf ± ΔI_0réf telle que ΔIréf = 6 % et ΔI_0réf =1 %, soit une erreur sur les intensités de référence de l'ordre de 7 %. Ainsi, notre coefficient de transmittance, défini précédemment, est dans notre cas égal à :

$$T = \frac{I * I_{0réf}}{I_0 * I_{réf}} \qquad \text{IV.33}$$

Un laser Ar^+ Kr de 532 nm est utilisé avec une puissance maximale de 2547 mW pour l'émission d'un faisceau laser de couleur verte. L'intensité du faisceau laser est réglable, il est conseillé initialement de ne pas dépasser les 15 % de la puissance maximale lors du réglage de l'alignement optique. Le faisceau traverse le chopper (fréquence de rotation de 200 Hz). Un miroir dévie le faisceau sur un miroir dichroïque 532 nm. Ce miroir dichroïque dévie les faisceaux de longueur d'onde de 532 nm sur une lentille convergente de focale 150 mm.

Le faisceau passe dans l'axe du brûleur, un miroir sphérique et un photomultiplicateur (PM) sont positionnés à 90° du trajet du faisceau. Lorsque le faisceau rencontre une particule de suie, celui-ci est diffusé (diffusion élastique) majoritairement suivant un angle de 90°.

Le miroir sphérique permet de renvoyer le faisceau diffusé à 90° sur le PM (photomultiplicateur). Le miroir sphérique est placé à 200 mm du brûleur, correspondant au rayon de courbure de ce miroir sphérique. Le faisceau transmis par le miroir sphérique et le

faisceau diffusé directement sur le PM traverse une lentille de focale 75 mm, permettant de focaliser la lumière diffusée sur le PM muni d'un filtre 532 nm.

Comme précédemment, l'oscilloscope est réglé sur un temps d'acquisition de 200 ms, correspondant à 400 crêtes. La moyenne des amplitudes des 400 crêtes permet d'obtenir un signal noté $I_{vv,soot}$ (Figure IV.6).

Comme montré précédemment, on trouve le coefficient de diffusion grâce à la relation suivante :

$$K_{vv,soot} = \frac{N_{gaz} C_{vv,gaz}}{I_{vv,gaz}} I_{vv,soot} = \alpha I_{vv,soot} \qquad \text{IV.34}$$

Où $C_{VV\ gaz}$ est la section efficace de diffusion ($C_{VV\ gaz}$ =6.13 .10^{-28} pour l'azote) et N_{gaz} est le nombre de densité (N_{gaz} = 2,69 .10^{19} cm^{-3} à la température ambiante et pression atmosphérique pour l'azote.

Afin de calculer la fraction volumique et la taille des particules de suies, une déconvolution d'Abel, présentée en Annexe 5, est effectuée sur nos mesures d'extinction-diffusion.

La Figure IV.7 présente une image de la flamme de méthane/acétylène que nous avons utilisé, pour les mesures de la luminosité et de la transmittance, sous champ électrique descendant. Ces mesures sont réalisées pour différentes tensions 0, 1, 3 et 5 kV. La flamme est stable et sa longueur (Lf) qui est de 58 mm ne change pas avec la tension appliquée jusqu'à 5 kV au-delà la longueur de la flamme est modifiée. Des mesures par extinction diffusion suivant une hauteur H, distance bruleur-faisceau laser, et suivant le rayon r de la flamme à cette hauteur H, sont réalisées. Les trois hauteurs H où la mesure est réalisée sont H=20, 30 et 40 mm. Le choix de ces distances est discuté ci-dessous.

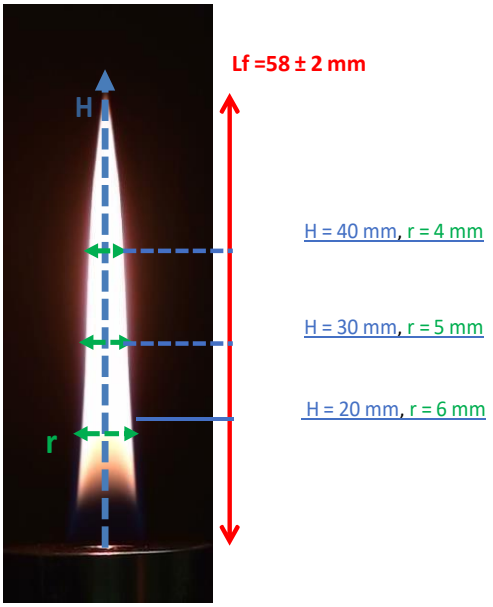


Figure IV.7 : Flamme de diffusion avec des débits de méthane et d'acétylène respectivement égaux à 4,05 cm^3/s et 0,45 cm^3/s. On définit H comme étant la distance entre le bord du brûleur et le faisceau laser et r la distance entre le faisceau laser et le centre du brûleur.

IV.3 Résultats :

IV.3.1 Reproductibilité des mesures

Plusieurs quantités d'acétylène sont testées initialement tout en gardant le débit de méthane/acétylène fixé à 4,5 cm^3/s. Les quantités d'acétylène sont fixées à 7%, 8 % et 10 % comme montrées sur la Figure IV.8. Les résultats de transmittance mesurée à H=30 mm, pour une flamme de longueur de 58 mm, montre la variation de la transmittance suivant la quantité d'acétylène. Ainsi, pour une quantité d'acétylène de 7 %, la transmittance est proche de 1, montrant une faible production de suie. Pour une quantité d'acétylène de 8 %, la transmittance augmente légèrement. A 10 %, la transmittance est 5 % supérieure à la valeur trouvée dans le cas d'une quantité d'acétylène de 7 % dans la zone de flamme (pour r entre -4 à 4 mm). La zone de flamme est également bien plus marquée pour une quantité d'acétylène de 10 %, en cela, et afin d'avoir des données de transmittances significatives, la quantité de 10 % d'acétylène est utilisée dans les mesures sous champ électrique.

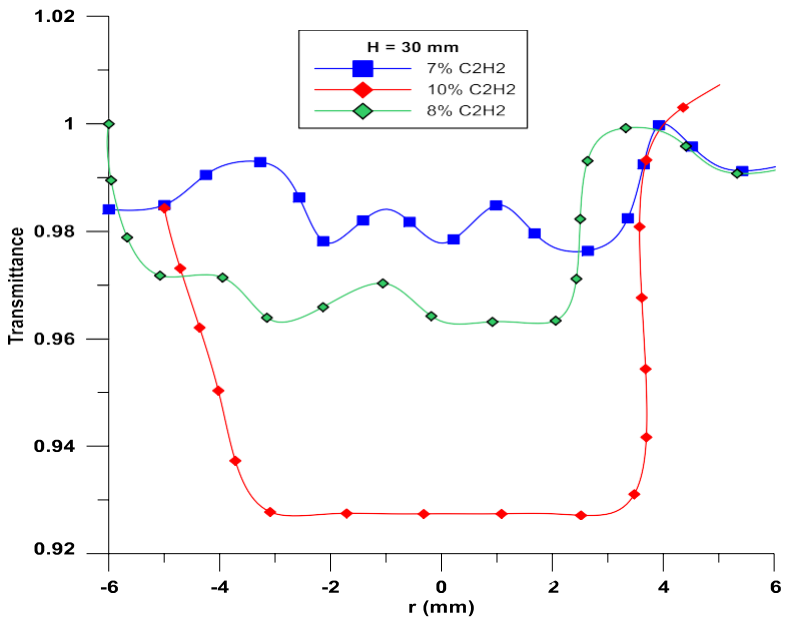


Figure IV.8 : Evolution de la transmittance à H=30 mm suivant r(mm) pour différents pourcentages d'acétylène. Le mélange méthane/acétylène a un débit fixe de 4,5 $cm^3.s^{-1}$

L'influence de la température du brûleur a aussi été étudiée. Différentes mesures ont été effectuées. Pour cela, l'influence du préchauffage du brûleur sur nos mesures d'extinction est déterminée en effectuant des mesures de transmittance suivant l'axe du brûleur pour différentes durées de fonctionnement. Les résultats de ces mesures montrent la distribution de la transmittance suivant H hors champ électrique et suivant la durée du préchauffage du brûleur. La Figure IV.9 A montré que pour le même temps de préchauffage du brûleur (30 minutes de chauffage), la distribution de la transmittance est quasiment identique suivant H. La valeur

maximale atteinte par la transmittance fluctue suivant H et T. Les Figures IV.9 B, C et D montrent la distribution de la transmittance pour trois temps différents de chauffage du brûleur, 30 mi, 1 heure et 2 h 30. Ces résultats montrent que les mesures dans le temps ne semblent pas influer sur la distribution de la transmittance et que les effets de la fluctuation du maximum de la transmittance ne semblent pas dus au temps de chauffage. On voit également que sur 0 kV l'écart en pourcentage de quantité suivant H (mm) :

$$\frac{(\int T.dH)_{max}-(\int T.dH)_{min}}{(\int t.dH)_{max}} \qquad \text{IV.35}$$

est de l'ordre de 1%. Le maximum de la transmittance se situe à une hauteur H de 30 à 40 mm. A partir de 50 mm, l'épaisseur de la flamme (hauteur 58 mm) rend la mesure difficile. Cette zone correspond également à la zone d'oxydation des suies. Les mesures seront donc effectuées à H=20, 30 et 40 mm, soit dans les zones de productions de particules de suie.

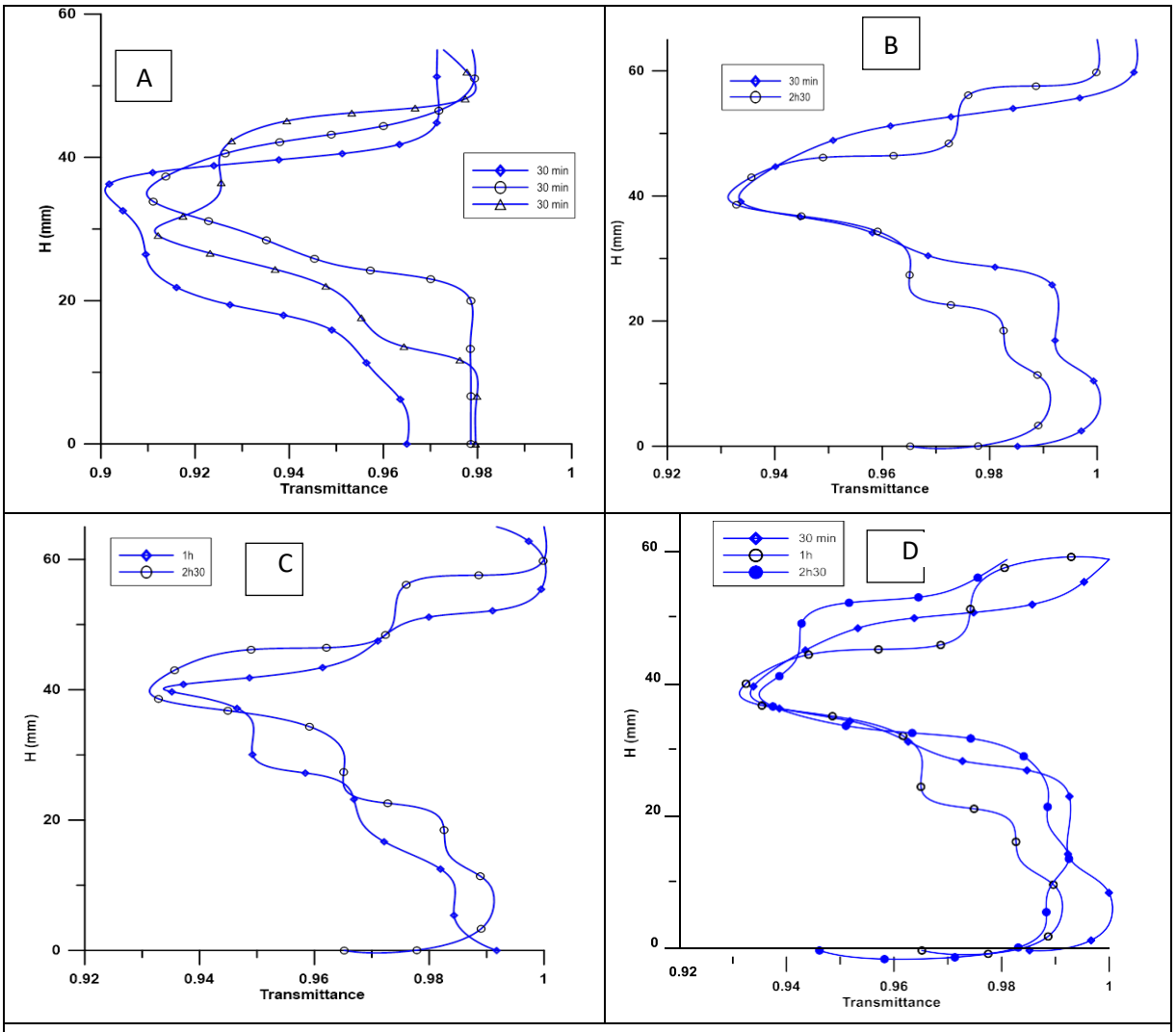


Figure IV.9 : Evolution de la transmittance suivant H (mm). A : pour le même temps. B : après 30 min et 2h30 de chauffage du brûleur et pour un débit de méthane acétylène (à 10 %) de 4,5 $cm^3.s^{-1}$. C : après 1 et 2h30 du chauffage du brûleur et pour un débit de méthane acétylène supérieur à 4,5 $cm^3.s^{-1}$. D : pendant les 3 temps.

IV.3.2 Comparaison qualitative avec les mesures de Santoro

La Figure IV.10 13 (B) montre la distribution de la transmittance suivant r (mm) mesurée et calculée par Santoro et al. (1983). Dans cette étude, ils utilisent un brûleur coflow produisant une flamme de diffusion d'éthylène, tandis que, le combustible que nous utilisons durant nos expérimentations est composé de 90% de méthane et de 10 % d'acétylène (A). Ainsi, seul le comportement de la distribution de la transmittance suivant r sur plusieurs hauteurs dans la flamme est comparé. Ce résultat montre qu'une évolution de la distribution radiale sur plusieurs hauteurs dans la flamme (H) de la transmittance a le même comportement que les mesures de Santoro et al.

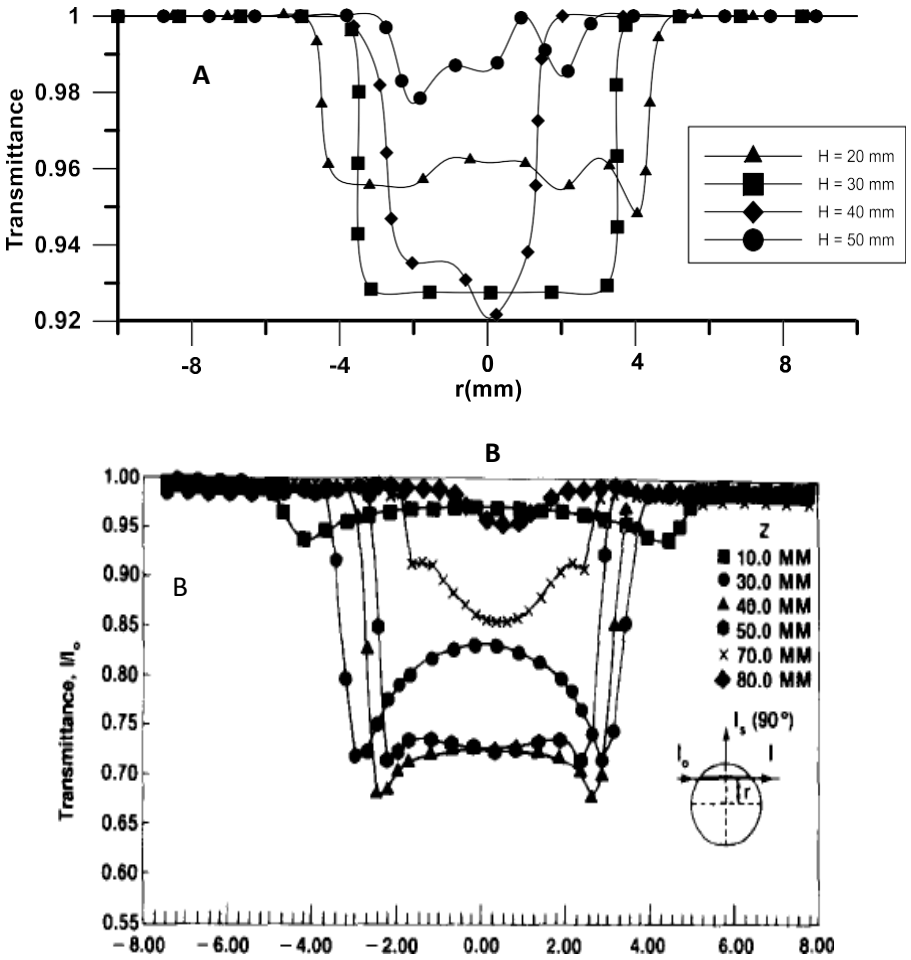
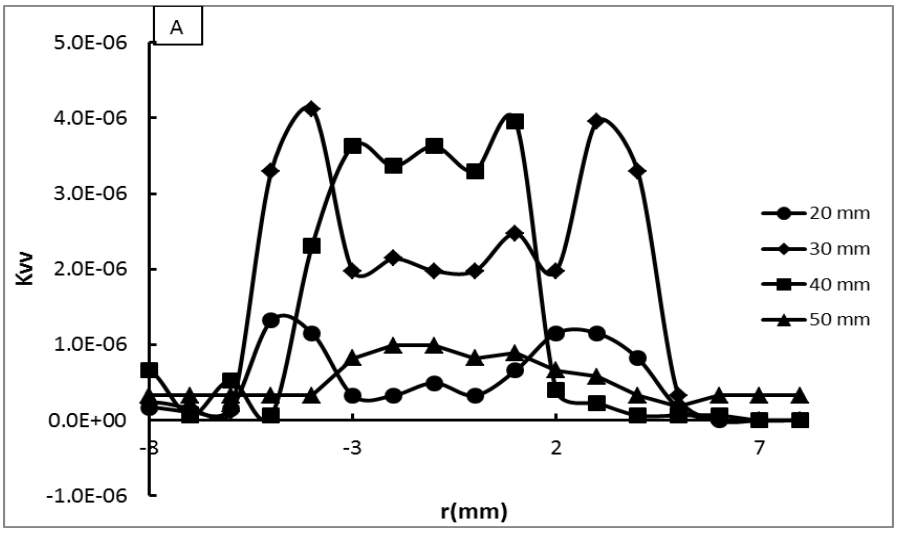


Figure IV.10: Evolution de la transmittance suivant r(mm) sur H=20, 30, 40 et 50 mm pour un débit de méthane- 10% acétylène de 4,5 $cm^3.s^{-1}$ (A). Evolution de la transmittance trouvée par Santoro et al., pour un débit d'éthylène de 3,85 $cm^3.s^{-1}$ (B).

La Figure IV.11 représente la comparaison de la distribution du coefficient de diffusion suivant r à différentes hauteurs dans la flamme (H) entre les résultats trouvés par Santoro et al., Q_{vv}

(Figure IV.11 A), et nos mesures Kvv (Figure IV.11 B). On observe une similitude dans le comportement de l'évolution de la distribution sur r du coefficient de diffusion. Ainsi, on retrouve une distribution axiale proche de l'extrémité haute de notre flamme (H=50 mm) et Santoro et al (Z=80 mm) et ensuite une distribution radiale pour chaque hauteur. A noter également que la distribution de la transmittance et du coefficient d'extinction ne subit pas la même évolution.



(a)

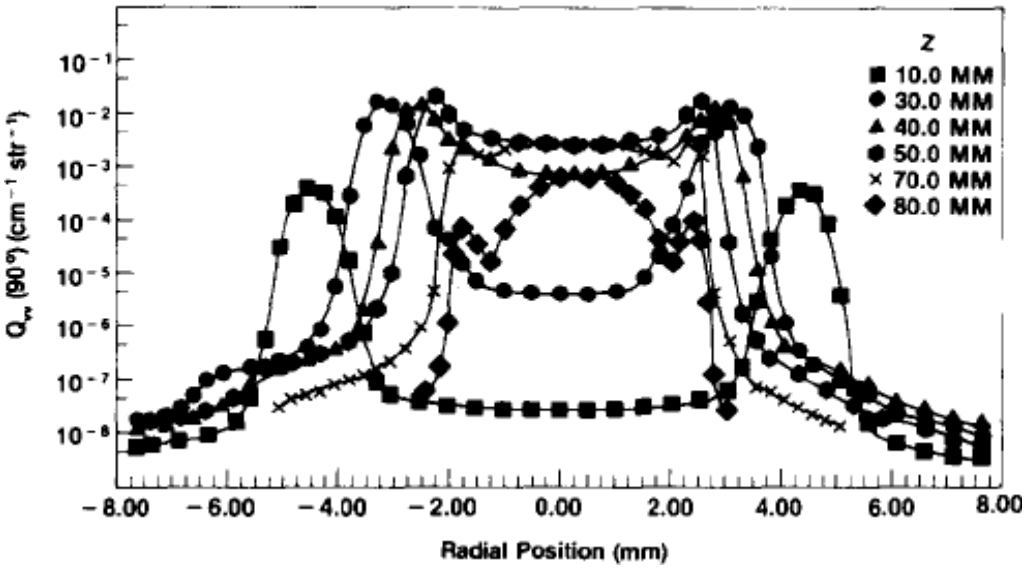


Figure IV.11: Evolution du coefficient de diffusion (K_{vv}) suivant r(mm) sur H= 20, 30, 40 et 50 mm pour un débit de méthane acétylène (10 %) de 4,5 $cm^3.s^{-1}$ (A). Evolution du coefficient de diffusion (Qvv) trouvé par santoro et al. pour un débit d'éthylène de 3,85 $cm^3.s^{-1}$ (B).

IV.3.3 Distribution de la fraction volumique et de la luminosité sous champ électrique

Transmittance

La Figure IV.12 montre la distribution de la transmittance brute (non déconvoluée) sur l'axe du jet suivant les champs électriques de 0 à 28,6 kV/m et suivant le rayon de la flamme r (mm) à des hauteurs H=20, 30 et 40 mm pour différentes valeurs de champ électrique de 0 à 35,7 kV/m.

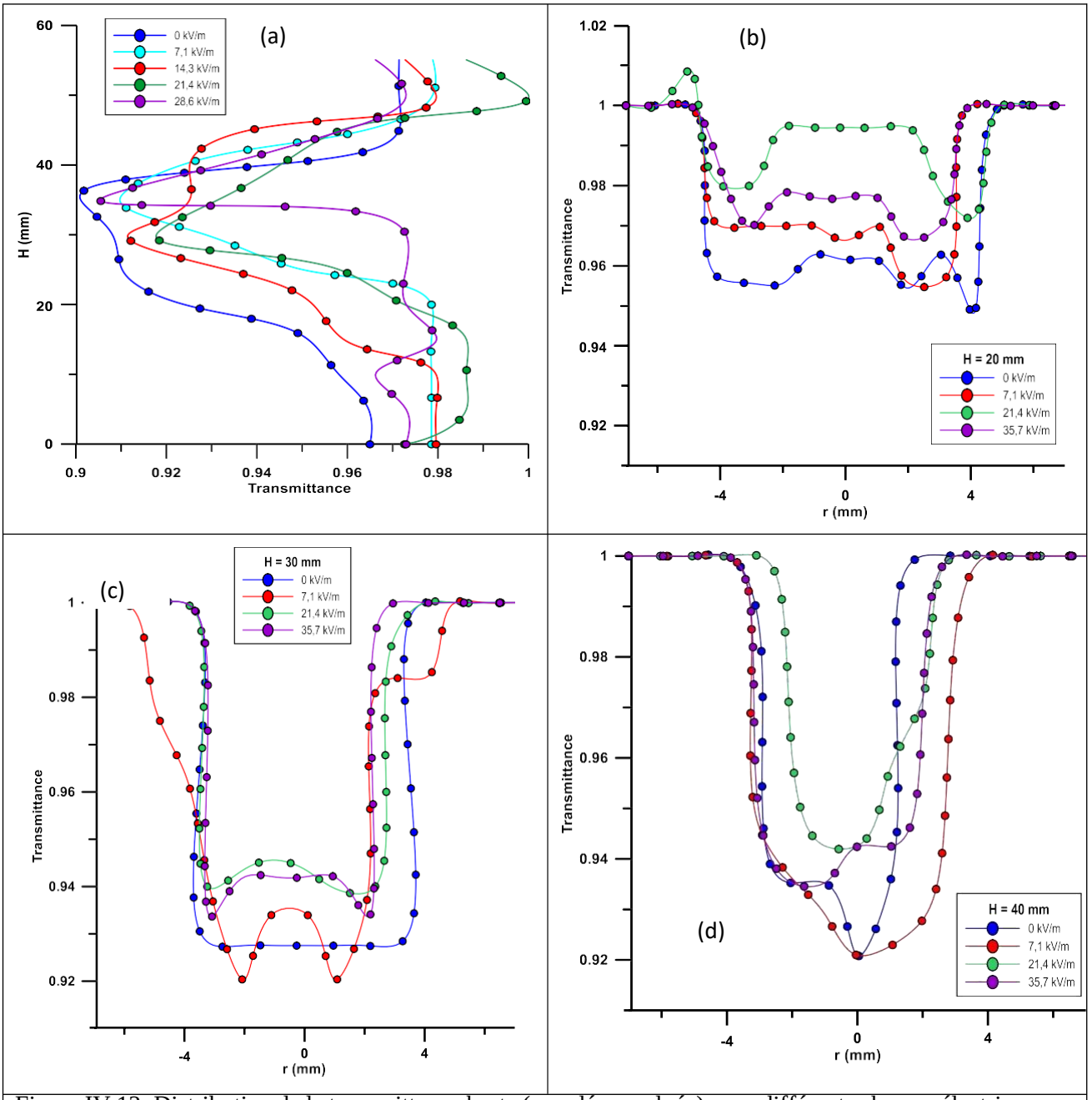


Figure IV.12: Distribution de la transmittance brute (non déconvoluée) pour différents champs électriques :
(a) : distribution axiale,
(b) : distribution radiale en fonction de r à H=20 mm, (c) : à H=30 mm, et (d) : à H=40 mm

Ces mesures permettent d'observer l'évolution, sur l'axe de la flamme, de la quantité de suie entraînée par l'inertie du jet. Les résultats montrent qu'il y a une modification de la distribution de la transmittance suivant la tension appliquée. Plus la tension augmente plus la transmittance se rapproche de la valeur 1.

Concernant la distribution radiale de la transmittance brute (non déconvoluée) on remarque que sa valeur est modifiée avec la tension appliquée. Une tendance est observée mais reste fragile compte tenu de la faible transmittance dans notre flamme. Néanmoins, on observe que plus la tension augmente, plus la valeur maximale de la transmittance diminue.

On définit également pour la suite l'intégrale de la fraction volumique de la distribution de suie suivant r, et l'intégrale de la transmittance mesurée suivant l'axe du jet (H) :

$$\int_{H=0}^{H_{max}} T\, dH \qquad \text{IV.36}$$

$$\int_{r=0}^{r_{max}} F_v\, dr \qquad \text{IV.37}$$

De même pour la luminosité, on définit une intégrale de la luminosité :

$$\int_{r=0}^{r_{max}} Lum\, dr \qquad \text{IV.38}$$

On définit cette intégrale comme étant l'intensité lumineuse à une hauteur donnée. L'intégrale de Fv défini une quantité de suie comprise dans le volume de mesure sur une hauteur de flamme donnée. L'évolution de ces données sera comparée et discutée.

L'intégrale des données de la transmittance brute (non déconvoluée) (Figure IV.13 ci-dessous) montre que, la quantité de lumière due à la présence de suie dans la flamme suivant l'axe du jet, diminue suivant la valeur du champ électrique. Cette évolution renseigne sur l'état de la quantité des suies globale et donne une tendance de la répartition de suies suivant la dynamique de la flamme. On peut dire que sous un champ électrique, la quantité de suie est modifiée, taille, ou nombre de particules.

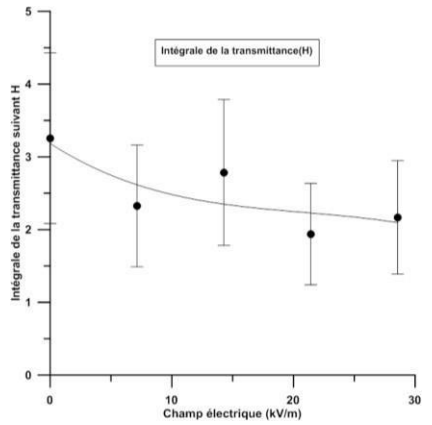


Figure IV.13 : Evolution de l'intégrale de la transmittance suivant H (mm) pour différentes valeurs de champ électrique.

Luminosité de la flamme

La distribution de la luminosité dans le visible, déconvoluée, mesurée à différentes hauteurs H= 20, 30 et 40 mm en fonction de la tension électrique est présentée sur la Figure IV.14. On observe qu'à 0 kV, la flamme a une forte intensité lumineuse sur le bord, soit dans la zone du front de flamme (r=5 mm). De même le rayon de la flamme (pics de luminosité) est réduit lorsque la tension augmente. Par contre on remarque que pour 35,7 kV/m, la flamme est décalée vers la droite. On peut soupçonner l'action latérale du vent ionique qui induit ce décalage.

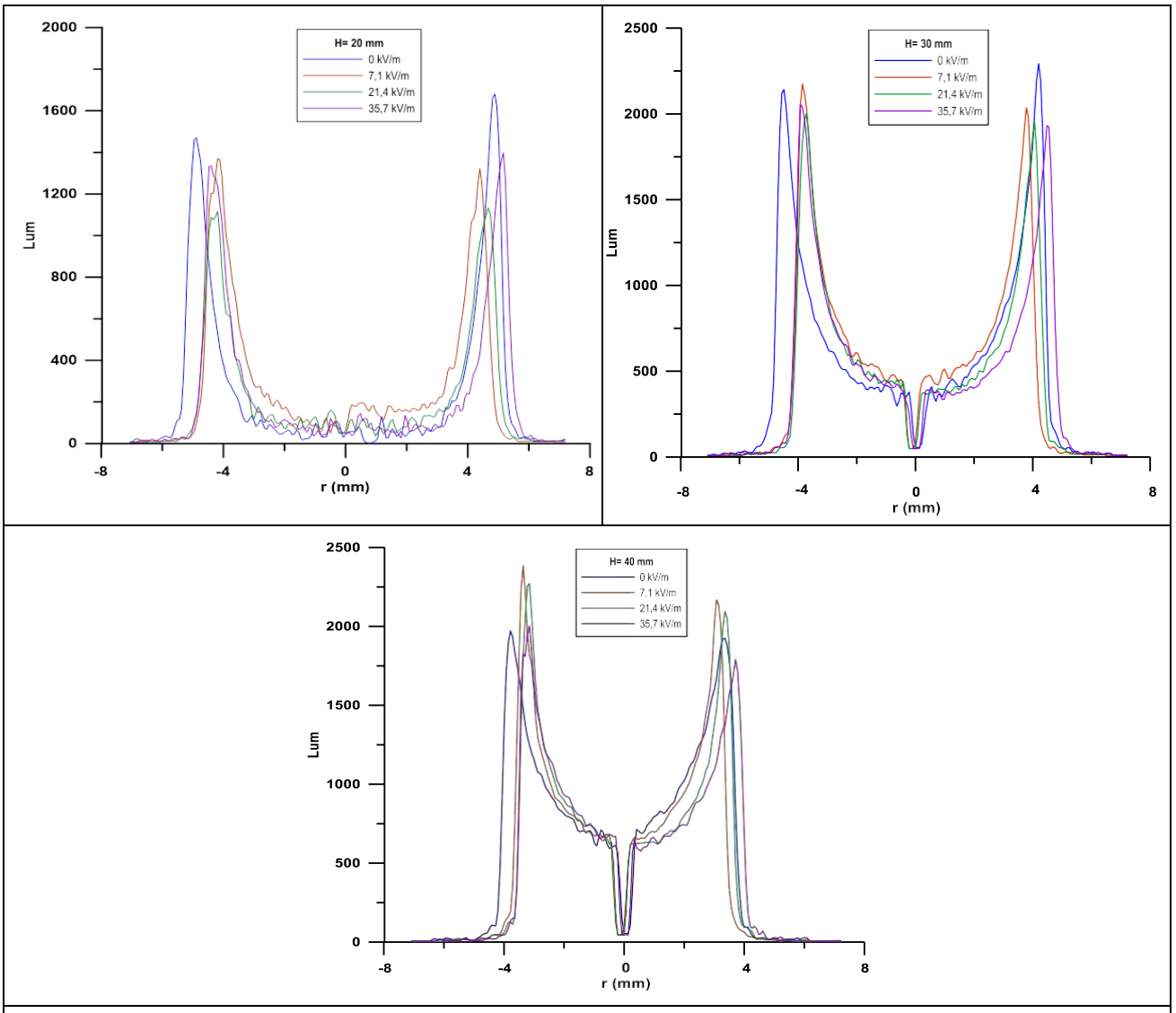


Figure IV.14 : Distribution de la luminosité en fonction du rayon de la flamme à différentes intensités champs électriques pour trois hauteurs H=20, 30 et 40 mm.

Pour déterminer une évolution globale de la luminosité de la flamme à une hauteur donnée, nous avons réalisé l'intégrale (équation IV.38) pour les différents champs électriques (voir Figure IV.15). L'intégrale des courbes de luminosité décroit avec l'augmentation du champ électrique. Plus la tension croit, plus la luminosité de la flamme, à même section, décroit.

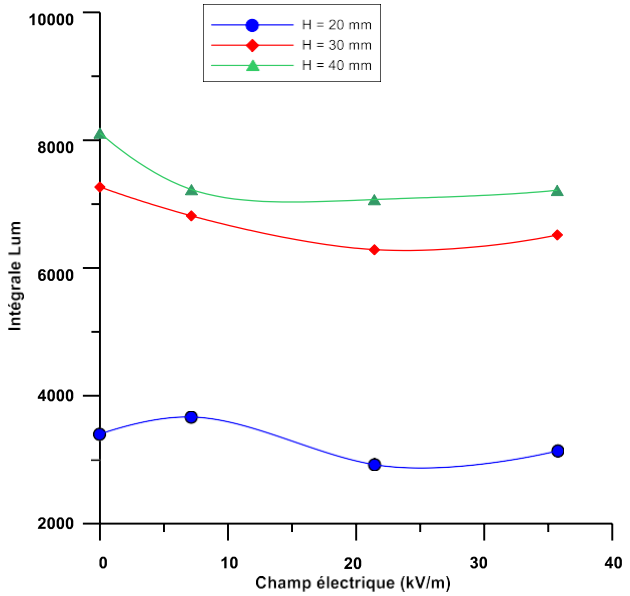


Figure IV.15: Intégrale de la luminosité suivant r pour différentes champs électriques

Fraction volumique Fv des suies - Coefficient de diffusion des particules Kvv et Diamètre des particules de suies

La fraction volumique de suie, déduite des courbes de transmittance après calcul du coefficient d'extinction suite à la déconvolution d'Abel (voir l'Annexe 5 pour cette déconvolution). Elle est exprimée en fonction du rayon de la flamme pour différents champs électriques à différentes hauteurs, H=20, 30 et 40 mm (voir Figure IV.16). Le coefficient de diffusion Kvv est présenté sur la Figure IV.17. La distribution de tailles résultant des mesures du coefficient d'extinction et du coefficient de diffusion est présentée sur la Figure IV.18.

Lorsque la hauteur au-dessus du brûleur est de 20 mm, près du début du processus de démarrage de suie, les particules de suie sont séparées par de la suie naissante de petites tailles (voir la Figure IV.17 H=20 mm où le coefficient de diffusion, Kvv, des particules est faible). La taille des particules au niveau du front de flamme qui est situé à r=5 mm pour la hauteur H=20 mm (voir Figure IV.14 la position du pic de luminosité pour H=20 mm) est de l'ordre de 15 nm. Dans cette zone on voit que les particules sont produites à la frontière de la flamme dans la zone annulaire.

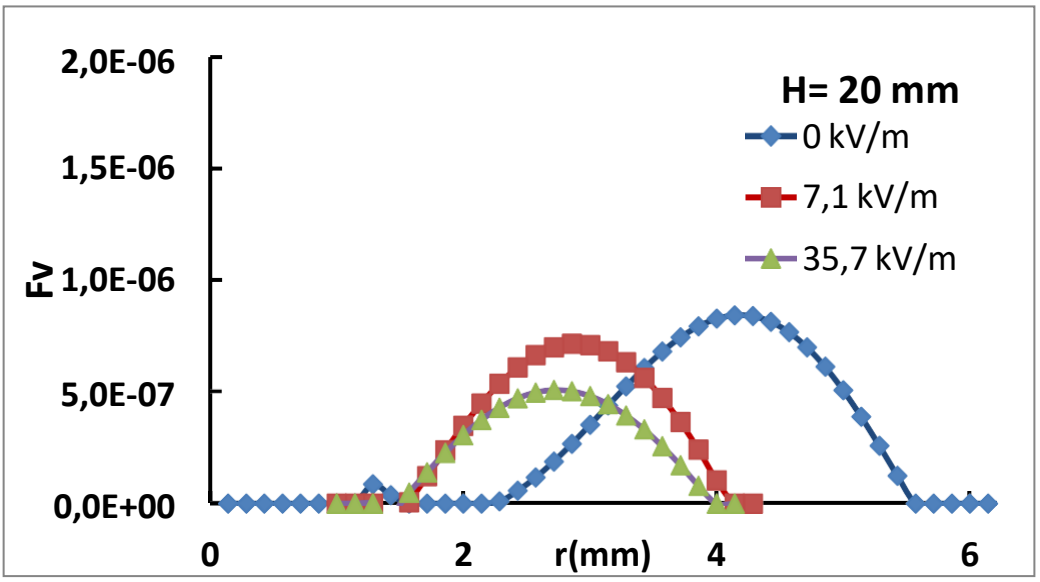
Lorsque la hauteur au-dessus du brûleur augmente, H=30 mm, la fraction volumique augmente (d'un facteur 40% pour le cas 0 kV/m), les tailles moyennes des particules augmentent (voir Figure IV.17 le coefficient de diffusion pour 0 kV à H=30 mm qui est passé de 1,2 e-6 à h=20 mm à 4.e-6 à H=30 mm) en raison de la croissance en surface (Iyer et al. 2007, Qiu et al. 2018, Botero et al. 2019). Le diamètre moyen des particules à cette hauteur H=30 mm et à r=4 mm

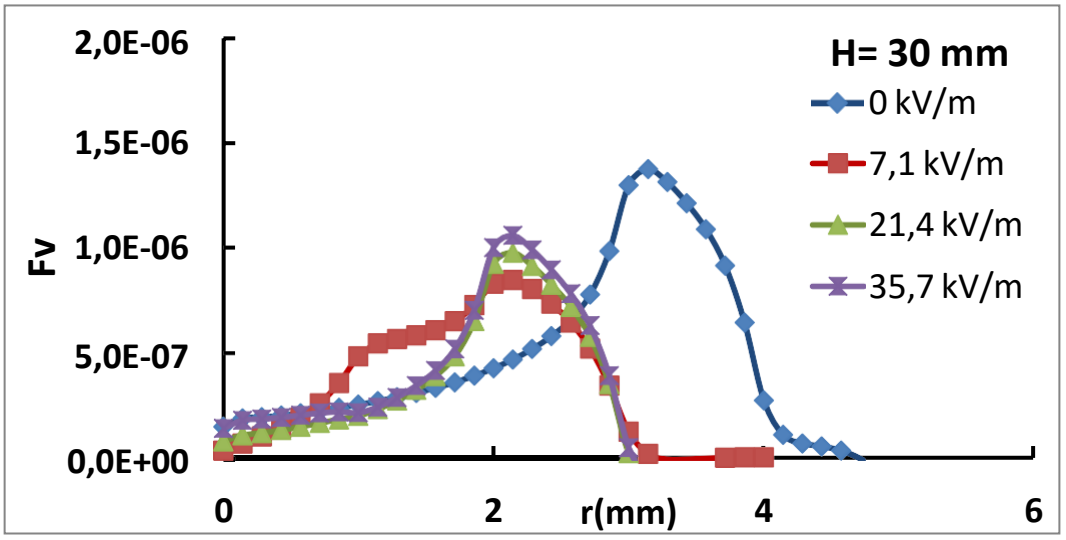
(position du maximum de luminosité, voir Figure IV.14 à H=30 mm) est de l'ordre de 35 nm (voir Figure IV.18 ci-dessous).

A la hauteur H=40 mm, la fraction volumique des suies observée pour la tension de 0 kV, décroit. Le diamètre moyen des particules de suies, D_{soot}, décroit aussi (voir Figure IV.18 à H=40 mm). Cette diminution de la taille des particules primaires a été aussi observée dans une flamme d'éthylène diluée par l'azote par Botero et al. 2019, qui attribuent cette diminution de la croissance en surface et du compactage des particules primaires, à l'augmentation de la graphitisation. Ils citent les travaux de Kholgy et al. 2013, Wal et al. 1996 et Dobins 2007 pour étayer cette hypothèse. Nous pensons, comme Kennedy 1997 et Botero et al. 2016, que l'oxydation des suies à H=40 mm, hauteur juste avant la pointe de la flamme (voir le rayon du maximum de luminosité qui se réduit, Figure IV.14 H=40 mm), est le facteur responsable de la réduction de la fraction volumique des suies. Mais comme l'augmentation du coefficient de diffusion des particules de suies, Kvv, est observée à H=40 mm sur la Figure IV.17, la baisse de la fraction volumique est due à la baisse du nombre de particules donc de la concentration.

Lorsque le champ électrique est appliqué, la fraction volumique décroit dans la zone de début du processus de suies H=20 mm (proche de la base de la flamme) et dans la zone de coagulation des particules de suies (H=30 mm) en même temps que l'augmentation de la tension. L'influence du champ électrique étant proportionnelle à la concentration en ions dont la formation est principalement située dans la zone de réaction. La variation de la concentration en suie est d'abord localisée à la périphérie de la flamme et ensuite elle avance vers l'axe de la flamme. C'est ce qu'on observe à H=20 mm sur la Figure IV.18 où entre r=0 et 2 nous n'avons pas de valeurs de Fv. Les maximas de fraction volumique Fv se décalent effectivement vers l'axe de la flamme. Les valeurs de ces maximas décroissent avec l'augmentation de la tension pour les trois hauteurs, H, de mesure. A H=40 mm, zone d'oxydation des suies proche du sommet de la flamme, le décalage des courbes de fraction volumique est moins net. Rappelons que pour un champ positif, c'est-à-dire ascendant, Sayed-Kassem et al. 2019, dans une flamme laminaire de jets coaxiaux éthylène/air ont montré récemment que la fraction volumique à une tension de 8 kV (distance brûleur grille égale à 140 mm), s'éloigne de l'axe de la flamme comparativement au cas sans champ électrique (0 kV/m) dans les cinq différentes hauteurs étudiées.

Cette réduction de la fraction volumique de suie, peut être due à l'augmentation du temps de séjour des particules de suie dans la flamme d'une part et à l'augmentation des températures de la flamme lorsqu'elle est soumise à un champ électrique, d'autre part. En effet, en champ électrique positifs, le mouvement des ions positifs rencontrant le jet de combustible frais issu du brûleur, va générer un vent ionique.





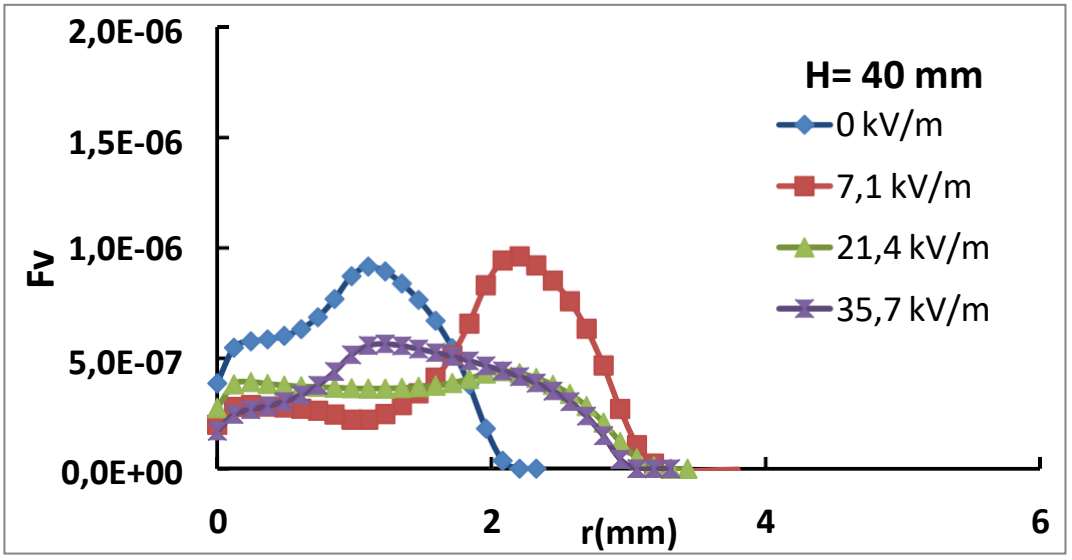


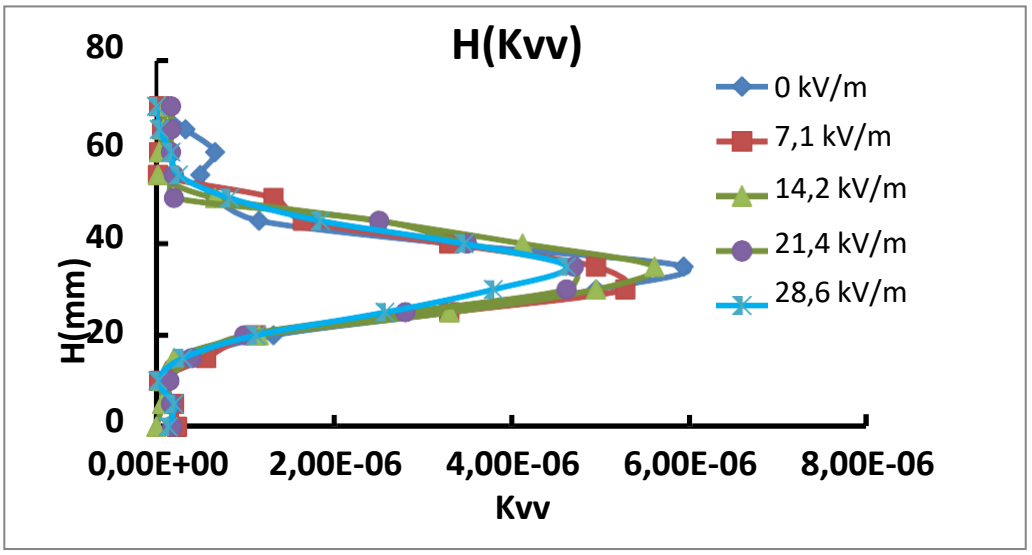
Figure IV.16 : Distribution de la fraction volumique de suie suivant le rayon r (mm), pour différents champs électriques, à H= 20, 30 et 40 mm.

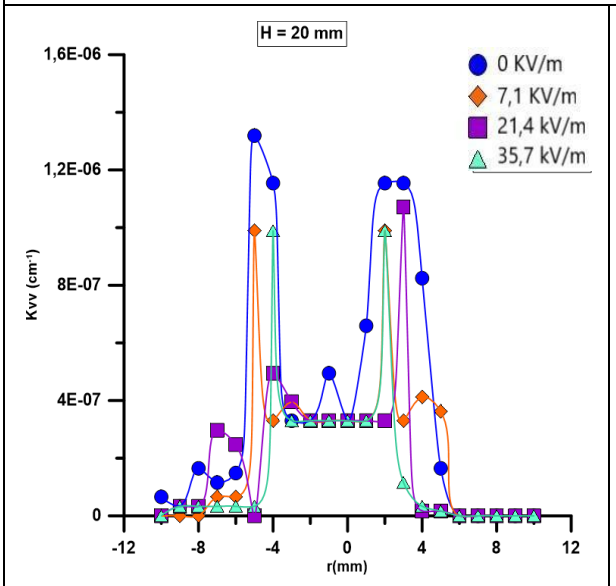
Le vent ionique, se déplaçant de la grille vers le brûleur, concentré sur une petite distance entre la zone de réaction de la flamme et la sortie du brûleur, va générer une décélération importante de la vitesse moyenne de l'écoulement près de la base de la flamme, alors que les ions négatifs vont générer la partie ascendante du vent ionique. Celui-ci agit sur tout le front de la flamme et la cinétique de la combustion, d'où la modification du temps de séjour de la suie dans la flamme.

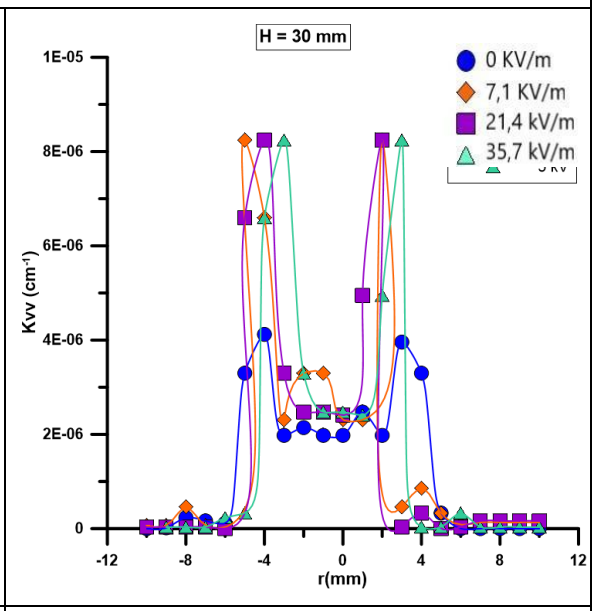
Lorsque l'on regarde l'évolution du coefficient de diffusion, Kvv, on remarque qu'à H=30 mm (voir Figure IV.17), la valeur de ce coefficient à 7,1, 21,5 et 35,7 kV/m est supérieure à ce qu'elle a été à 0 kV /m, ce qui implique que la taille des particules à augmenter lorsque nous sommes passé de 0 à 35,7 kV/m. Parallèlement les fractions volumiques à ces mêmes champs électriques ont baissé avec le champ électrique. On peut donc conclure que c'est la concentration des particules qui a chuté lorsque le champ électrique a été appliqué.

Par contre à H=40 mm, on remarque sur la Figure IV.16 que les fractions volumiques de suie pour des champs électriques de 7,1, 21,5 et 35,7 kV/m ont la position de leur maxima qui s'est décalée loin de l'axe de la flamme comparativement au cas 0 kV/m. La valeur des maximas de Fv est quant à elle plus faible pour des tensions élevées comparativement au cas 0 kV, excepté pour la tension de 1 kV. Quant aux coefficients de diffusion, leurs valeurs aux champs électriques 7,1, 21,5 et 35,7 kV/m sont légèrement supérieures au cas 0 kV/m (voir Figure IV.17 à H=40 mm), ce qui laisse présager d'une augmentation des diamètres des particules de suies, ou à défaut les mêmes diamètres lorsque l'on applique les tensions. Si l'on regarde l'évolution des diamètres de suie à H=40 mm de la Figure IV.18. On remarque qu'effectivement les diamètres ont augmenté quand le champ électrique varie de 0 à 35, 7 kV/m. On peut donc conclure que c'est la concentration qui a diminué fortement.

Comme effectué précédemment pour la luminosité, l'intégrale de la fraction volumique sur le rayon r de 0 à 6 mm pour les différentes hauteurs H=20, 30 et 40 mm, nous permet d'obtenir une quantité de fraction volumique de suie pour chaque tension appliquée (Figure IV.19). On constate une diminution de la quantité de suie suivant le champ électrique. Ainsi, entre 0 et 5 kV/m, la quantité de suie mesurée est de 58 % à une hauteur de 20 mm, 42 % à une hauteur de 30 mm et 25 % à la hauteur de 40 mm lorsque l'on applique le champ électrique.







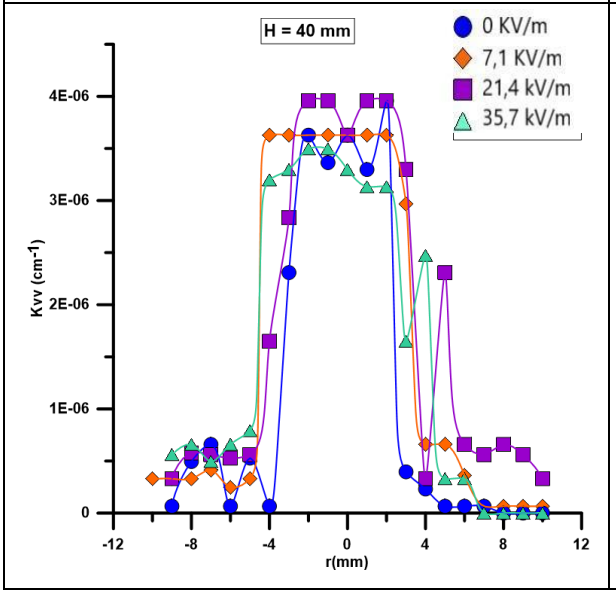


Figure IV.17 : Evolution de la distribution du coefficient de diffusion K_{vv} dans la flamme pour différentes champs électriques :

- suivant la hauteur H à partir du brûleur (image du haut)

- suivant le rayon de la flamme r (mm) à des hauteurs H=20, 30 et 40 mm (autres images)

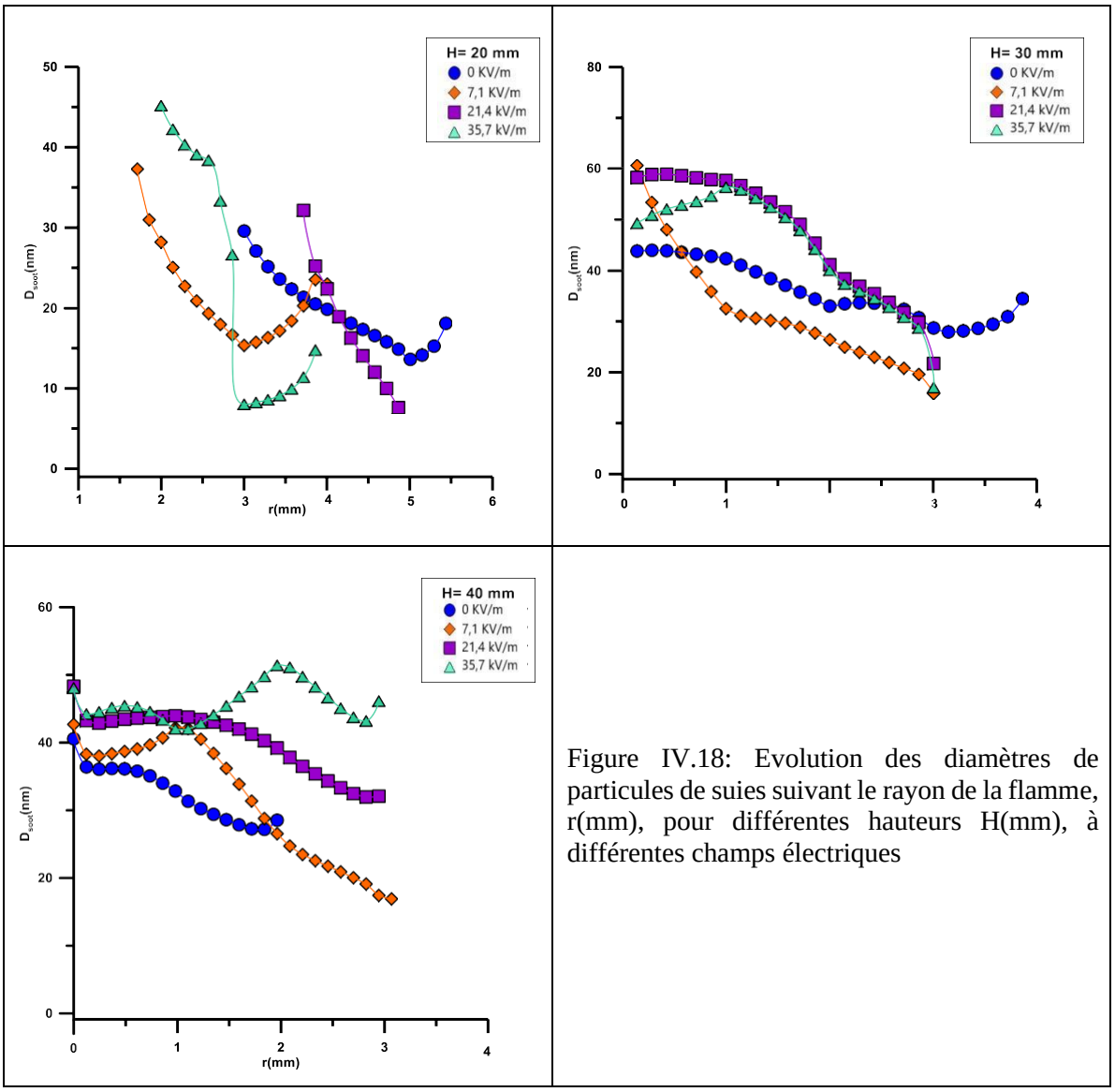


Figure IV.18: Evolution des diamètres de particules de suies suivant le rayon de la flamme, r(mm), pour différentes hauteurs H(mm), à différentes champs électriques

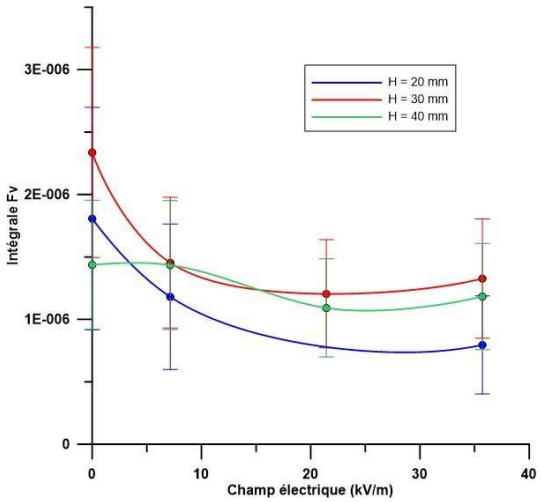


Figure IV.19 : Evolution de l'intégrale de la fraction volumique à différentes hauteurs, H en mm, suivant l'intensité du champ électrique.

IV.4 Conclusion

Dans cette étude, l'effet du champ électrique en courant continu (champ négatif, intitulé champ descendant) sur une flamme de diffusion laminaire de méthane/acétylène stable de longueur 58 mm, se développant dans l'air, a été étudié à l'aide de divers diagnostics pour une distance inter-électrode de 140 mm et pour différentes tensions du champ électrique.

La luminosité de la flamme a été déterminée par imagerie rapide. Les images ont été analysées pour déterminer la luminosité visible des flammes déconvoluées. Ces images ont été déconvoluées grâce à la déconvolution d'Abel. Un programme a été écrit sur Matlab pour cela.

L'extinction laser a été utilisée pour la détermination du signal de transmittance. A partir de cette dernière, un coefficient d'extinction a été calculé suite à la déconvolution d'Abel pour l'accès aux fractions volumiques de suie. Le programme de la déconvolution d'Abel avec régularisation de Tikhonov a été développé à cet effet sur Matlab.

Les résultats ont montré que l'application d'un champ électrique descendant conduit à une réduction de la luminosité visible de la flamme. Nous avons montré que l'intégrale des courbes de luminosité décroit avec l'augmentation de la tension. Plus, la tension croit, plus la luminosité de la flamme, à la même section, décroit.

Pour les fractions volumiques de suie, le champ électrique induit une réduction des valeurs de ces dernières lorsqu'on applique la tension. Le décalage des maximums de fraction volumique de suie dépend de l'intensité du champ. Le calcul des diamètres de suie à partir des valeurs de la fraction volumique et du coefficient de diffusion a été réalisé.

Nos résultats des mesures de la distribution du coefficient de diffusion montrent que l'application d'un champ électrique modifie les valeurs du coefficient de diffusion sur H =20 mm, 30mm et 40 mm. Le calcul de distribution de tailles résultant des mesures du coefficient d'extinction et du coefficient de diffusion montre que l'application d'un champ électrique entraîne une distribution axiale du jet et que celui est dû à une augmentation de taille des particules de suie sous champ électrique perçue à chaque hauteur de mesures. Cela pourrait suggérer une augmentation du temps de résidence des particules de suie dû à un vent ionique opposé au jet inertiel qui diminue la vitesse convective des particules définie par Garo et al. Cela est en accord avec les résultats trouvés sur les mesures de fractions volumiques mais également avec l'hypothèse effectuée dans le cas de l'application d'un champ magnétique négatif, pour une force opposée au jet inertiel.

Si l'étude montre que la position relative du front de flamme par rapport aux électrodes a une importance cruciale dans les effets observés, la complexité des nombreux mécanismes impliqués empêche d'avoir une interprétation unique des effets qui ne peuvent pas encore être expliqués sans ambiguïté.

IV. 5 Bibliographie

Becker H. A., Yamazaki S., “Soot Concentration Field of Turbulent Propane/Air Diffusion Flames”, 16th Symposium (International) on Combustion, 681-691, (1976).

Botero et al _"Experimental and numerical study of the evolution of soot primary particles in a diffusion flame". Proceedings of the Combustion Institute 37 (2019), p. 2047-2055.

Botero M.L., Mosbach S., Kraft M., 3 Sooting tendency and particle size distributions of n-heptane/toluene mixtures burned in a wick-fed diffusion flame”, Fuel 169 (Suppl. C) (2016) 111–119.

Brahmi L., Vietoris T., Rouvreau S., Joulain P., David L., Torero J. L., “Microgravity laminar diffusion flame in a perpendicular fuel and oxidizer stream configuration", AIAA Journal vol. 43 (2005), p. 1725-1733.

D'Alessio A., Di Lorenzo A., Sarofim A. F., Beretta F., Masi S., Venitozzi C., “Soot formation in methane-oxygen flames”, Symposium (International) on Combustion vol.15 (1975), 1427-1438.

Dalzell W. H., Sarofim A. F. “Optical constants of soot and their application to heat flux calculations”, Heat Transfer Vol. 91(1969), 100-104.

De Iuliis S., Barbini M., Benecchi S., Cignoli F., Zizak G., “Determination of the soot volume fraction in an ethylene diffusion flame by multiwavelength analysis of soot radiation”, Combustion and Flame vol.115 (1998), p.253 – 261.

Dobbins R., « Hydrocarbon Nanoparticles Formed in Flames and Diesel Engines », *Aerosol Sci. Technol.* 41 (5) (2007), 485–496.

Garo A., Lahaye J., Prado G “Mechanisms of formation and destruction of soot particles in a laminar methane-air diffusion flame” Symposium (International) on Combustion Volume 21 (1988), p.1023-1031.

Haynes B. S., Jander H., Wagner H. G. G, “The effect of metal additives on the formation of soot in premixed Flames”, Symposium (International) on Combustion vol.17 (1979), 1365-1374.

Jagoda I. J., Prado G., Lahaye J., “An Experimental investigation into soot formation and distribution in polymer diffusion flames”, Combustion and Flame vol.37 (1980), 261-274.

Kellerer R., Koch S., Witting S., “Measurements of the growth and coagulation of sootparticles in a high-pressure shock tube”, Combustion and Flame vol.120 (2000), p.188-199.

Kennedy I.M., “Models of soot formation and oxidation” *Prog. Energy Combust. Sci.* 23 (1997), p.95–132.

Kholghy M., Saffaripour M., Yip C., Thomson M.J., “The evolution of soot morphology in a laminar coflow diffusion flame of a surrogate for Jet A-1”, *Combust. Flame* 160 (2013), p.2119–2130.

Kittelson D. B., “engines and nanoparticles “, Aerosol Sci. vol. 29 (1998), p.575-588.

Konsur B., Megaridis C. M., Griffin D. W., “Soot aerosol properties in laminar soot-emitting microgravity nonpremixed flames », Combustion and Flame vol.118 (1999), p.509-520.

Lahaye J., Prado G. Chemistry and Physics of carbon. 14, (1978) p.167 edited by PL Walker, PA Thrower, Marcel-Dekker Inc.

Legros G., Joulain P., Vantelon J. P., A. Fuentes, D. Bertheau, J. L. Torero, "Soot volume fraction measurements in a three-dimensional laminar diffusion flame established in microgravity", Combustion science and technology vol.178 (2006), p.813-835.

Mcfaelane J. J., Holdernes F. H.; Hitcher F. S. E., "Soot formation rates in premixed C5 and C6 hydrocarbon air flames at pressures up to 20 atmospheres", Combustion and Flame vol.8 (1964), p.215-229.

Mitchell R. E., "Nitrogen Oxide Formation in Laminar Methane Air Diffusion Flames", Sc.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1975.

Mitchell R. E., Sarofim A. F., Clomburg L.A., "Experimental and numerical investigation of confined laminar diffusion flames", Combustion and Flame Vol.37 (1980), p.227-244.

Neoh K. G. "Soot Burnout in Flames", Sc. D. Massachusetts Institute of Technology, (1981).

particles in a high-pressure shock tube", Combustion and Flame vol.120 (2000), p.188-199.

Saito M., Arai T., Arai M., "Control of Soot Emitted from Acetylene Diffusion Flames by Applying an Electric Field", Combustion and Flame vol.119 (1999), p.356–366.

Santoro R. J, Semerjian H. G, Dobbins R. A, "Soot particle measurements in diffusion flames", Combustion and Flame vol.51 (1983), p.203-218.

Santoro R. J., Semerjian H. G., and Dobbins R. A., "Soot Particle Measurements in Diffusion Flames", Combustion and Flame vol.51 (1983), p.203-218.

Sayed-Kassem A., Gillon P., Idir M., Gilard V., « On the effect od DC electric field on soot particles emission of a laminar diffusion flame », Combustion science and Technologie (2019) doi.org/10.1080/00102202.2019.1678901.

Shaddix C. R., Harrington J. E., Smyth K. C., "Quantitative Measurements of Enhanced Soot Production in a Flickering Methane/Air Diffusion Flame", COMBUSTION AND FLAME volume 99 (1994), p.723-732.

Smyth K. C., Shaddix C. R., Everest D. A., "aspects of soot dynamics as revealed by measurements of broadband fluorescence and flame luminosity in flickering Diffusion Flames", Combustion and Flame vol.99 (1994), p.723-732.

Susset A., "développement de traitements d'images pour l'étude de la stabilisation de flamme turbulentes non-premelangées générées par des brûleurs industriels modèles", Université de Poitiers., 19 décembre 2002.

Turns S. R., Lovett J. A., Sommer H. J., "Visualization of Soot Zones in Turbulent Diffusion Flames", Combustion and Flame vol.77 (1989)., p. 405-409.

Vietoris T., Ellzey J. L., Joulain P., Mehta S. N., Torero J. L., "Laminar diffusion flame in microgravity: the results of the minitexus 6 sounding rocket experiment ", Proceedings of the Combustion Institute vol.28 (2000), p.2883-2889.

Wal R.L.V., "Onset of Carbonization: Spatial Location Via Simultaneous LIF-LII and Characterization Via TEM", *Combust. Sci. Technol.* 118 (1996), 343–360.

Xie L., Kishi T. and Kono M., « Investigation on the effect of electric fields on soot formation and flames structure of diffusion flames », The Combustion Institute (1992), p. 1059-

Conclusion et perspectives

Cette étude a pour objectif de montrer l'effet d'un champ magnétique et d'un champ électrique, de courant continu, sur le comportement d'une flamme de diffusion de méthane ou de méthane/air se développant dans l'atmosphère. Les effets d'un champ magnétique ont été étudiés pour une flamme de méthane/air avec une instabilité de flickering. Pour une vitesse d'injection de méthane fixée, la vitesse d'injection de coflow d'air a été augmentée. Deux positions de sortie du brûleur par rapport au centre d'électroaimant ont été étudiées. Nous avons montré qu'en fonction de la vitesse de l'air, La flamme passe de l'état accrochée au brûleur, à l'état décrochée. Pour chacun des cas, la hauteur de lift et la longueur de flamme ont été mesurées. Nous avons mis en valeur à travers nos résultats qu'un champ magnétique ascendant attire l'oxygène paramagnétique vers le haut et contrecarre le mouvement de convection gravitationnelle dans l'air en dehors de la zone de combustion chaude, tandis que le champ magnétique décroissant ascendant génère une force magnétique descendante sur l'oxygène, privant le bord de la flamme d'oxygène et renforçant la convection gravitationnelle dans l'air le long de la flamme. Enfin, nous avons montré que le champ magnétique agit sur la production des tourbillons toroïdaux autour de la flamme et les tourbillons latéraux externes, et par conséquent sur le flickering de la flamme. Les effets de l'application d'un champ électrique ont été étudiés pour :

• Une flamme de diffusion de méthane initialement stable.

• Une flamme de diffusion de méthane avec une instabilité de flickering attachée au brûleur et liftée.

• Une flamme de méthane/acétylène stable.

Pour une flamme de diffusion de méthane stable, l'application d'un champ électrique positif, appelé champ ascendant, (force générée par le champ identique au sens du jet) et d'un champ électrique négatif, descendant, (force générée par le champ opposé au sens du jet) entraîne une diminution de la longueur de flamme et de la luminosité dans le visible. Néanmoins, dans le cas d'un champ électrique ascendant, de fortes instabilités électriques apparaissent, notamment la formation d'arcs électriques qui rendaient difficile l'étude du comportement de la flamme surtout en situation de flickering. Nous avons donc choisi de conduire l'étude sur le jet coaxiale en optant pour le cas du champ descendant. De plus, un champ électrique descendant entraîne une diminution plus importante de la luminosité de la flamme, et dans l'hypothèse où cette luminosité est corrélée à la présence et à la variation des particules de suie, le champ descendant est plus approprié pour les mesures de la luminosité et des caractéristiques de la flamme. Il nous a semblé plus judicieux, pour la suite de nos mesures, d'effectuer nos études avec un champ électrique descendant.

Les résultats de la luminosité dans le visible obtenus sous champ électrique peuvent être corrélés avec les résultats de la luminosité sous champ magnétique négatif (brûleur à +70 mm par rapport à l'axe de l'électro-aimant), où la réduction de la luminosité était due à l'augmentation du temps de résidence des particules de suie au niveau du front flamme. Cela aurait ainsi pour effet de diminuer la formation des particules de suie. Pour une flamme de diffusion de méthane attachée avec une instabilité de flickering, l'application d'un champ électrique descendant tend à modifier la stabilité de la flamme de diffusion de méthane. Trois régimes de stabilité ont été montrés pour les deux débits de méthane : une zone où l'instabilité de flickering reste inchangée, une zone de stabilité de la flamme et une zone d'instabilité électrique. Nos mesures montrent également que la luminescence du CH*est modifiée sous champ électrique descendant. La modification d'un marqueur réactionnel d'une flamme de diffusion semble suggérer une modification de la réaction de combustion d'une part et la modification de la réaction d'ionisation dans la flamme d'autre part.

La mesure de courant dans la zone de flamme indique également la présence de trois comportements différents : sous saturation, saturation, sursaturation. Ces comportements seraient dus à l'évolution de la quantité d'ions dans la flamme (dans notre cas, celle des ions H_3O^+) qui pourrait également induire la modification de la luminescence du CH*.

Avec un coflow d'air et pour une flamme de diffusion de méthane/air liftée, le champ électrique influence les phénomènes d'instabilités de flickering, sans les supprimer comme pour la flamme sans coflow d'air. La diminution de la fréquence de flickering et le rattachement de la flamme liftée au brûleur indiquent que le vent ionique s'oppose à l'inertie du jet et qu'un champ électrique descendant induit une force convective descendante. Il en résulte essentiellement une diminution de la vitesse d'écoulement axial et une augmentation de la vitesse de propagation. La combinaison de ces deux effets explique que la hauteur du lift diminue jusqu'au rattachement de la flamme. Pour une flamme sans coflow, attachée au brûleur, la diminution de l'écoulement axial dû à un vent ionique descendant pourrait modifier les gradients de vitesse dans la flamme et impacter la formation d'instabilité de Kelvin Helmholtz.

Pour une flamme attachée en présence d'un coflow d'air sous champ électrique, le coflow d'air constitue une interface entre le front de flamme et l'air ambiant qui engendre un gradient de vitesse amenant une instabilité de type kelvin Helmholtz responsable du flickering. Le champ électrique descendant génère un vent ionique dans la flamme opposée au déplacement des tourbillons extérieurs réduisant la fréquence de flickering. Nous pouvons faire le parallèle avec la diminution de la hauteur du lift et de la fréquence de flickering vu dans le cas de l'application d'un champ magnétique positif (-170 mm), qui est notamment due à l'attraction de l'oxygène paramagnétique dans le front de flamme.

L'application d'un champ électrique tend également à modifier la diffusivité des espèces le long du front de flamme et modifie la stœchiométrique au niveau du front de flamme et de la réaction de combustion (richesse locale, température de flamme) dont le marqueur est CH*. Le phénomène d'instabilité électrique reste ici une inconnue, le comportement aléatoire de la flamme rend l'interprétation difficile des mesures obtenues en présence de ces instabilités. Enfin pour la flamme de méthane/acétylène, le champ électrique choisit pour conduire les mesures de suie, ne modifiait pas le comportement et la forme de la flamme. La quantité substantielle de suie due à l'ajout d'acétylène au méthane a permis d'effectuer une mesure par extinction/diffusion afin d'étudier l'effet d'un champ électrique descendant sur la production de suie. Les résultats montrent que la distribution de la transmittance et de la distribution du coefficient de diffusion sous un champ électrique sont modifiées. Cela pourrait suggérer une modification du temps de résidence dans la flamme des particules de suie. D'une manière générale, les résultats des mesures d'extinction/diffusion sur une flamme de diffusion méthane/acétylène ont permis de montrer que :

- La comparaison de l'allure de nos distributions de coefficients de diffusion et de transmittance à différentes hauteurs dans la flamme avec celles trouvées dans la littérature pour d'autres flammes montre une bonne cohérence de nos mesures.

- L'application d'un champ électrique modifie les distributions de ces coefficients et par conséquent, la quantité de suie (fraction volumique) et les diamètres des suies.

- La mesure de fraction volumique de suie, malgré les différentes incertitudes liées à cette mesure et surtout au faible pourcentage de suies dans une flamme de méthane ayant 10% d'acétylène, montre que la fraction volumique de suie diminue sous champ électrique. Cette diminution semble être couplée avec la diminution de la distribution de tailles des particules de suie sous champ électrique qui a été déduit des mesures par extinction et par diffusion. Comme perspectives, il serait intéressant d'étudier l'application d'un champ électrique ou/et magnétique sur une flamme de combustible diffèrent et avec des paramètres également différents. Des mesures de luminosité de la flamme couplées aux mesures par extinction diffusion seraient plus appropriées pour conduire l'étude d'une flamme CH_4/air en situation de flickering. La connaissance des tailles et de l'état de la géométrie des suies ainsi que les modifications subit sous l'effet d'un champ électrique ou magnétique est importante à étudier.

Annexe 1

Les traitements des images de flamme sous champs électrique et champ magnétique sont effectués sous MATLAB (méthodologie expliqué dans le chapitre II). Ci-dessous le programme MATLAB permettant d'obtenir la longueur de flamme, le lift et la luminosité de la flamme.

Longueur de flamme

```
clc
close all
fichier=('C:\Users\wbadat\Desktop\CCM\config32\exp1');
cd (fichier);
%filename='resultat.xls';
ResultFile = [pwd '\ResultFileLift.xls'];
valcolonne3=('n');
xlswrite(ResultFile,valcolonne3,'A1:A1');
valcolonne3=('i');
xlswrite(ResultFile,valcolonne3,'B1:B1');
valcolonne3=('j');
xlswrite(ResultFile,valcolonne3,'C1:C1');
% pour toutes les images
ImageR1 = (imread('exp10000.tif'));
Image1=double(ImageR1);
figure
imagesc(Image1)
Size = size(Image1);                                % dimension de l'image instantanée
sizex = Size(1);
sizey = Size(2);
SImage = zeros(sizex,sizey);

size(SImage)

for k=0:299
   if k < 10
    Image2 = double(imread(strcat('exp1000',num2str(k),'.tif')));
  elseif k >= 10 && k < 100
     Image2 = double(imread(strcat('exp100',num2str(k),'.tif')));
 elseif k >= 100
    Image2 = double(imread(strcat('exp10',num2str(k),'.tif')));
 end
%figure; imshow(im1);
%Image2=imcrop(ImageR,[220 0 60 900]);
%figure; imshow(image2)

%figure; imshow(contour)

%détermination de la taille de l'image recadrée
n=size(Image2,2); % taile de l'image suivant x
```

```
m=size(Image2,1); % taille de l'image suivant y
%détection du haut de la flamme sur une image
for j=1:m
   for i=1:n
      if Image2(j,i)> 1000
         val=[k i j];
         break
      end
   end
end
%écriture du réslutat dans le fichier excel
tableau=strcat('A',num2str(k+1),':','C',num2str(k+1));
xlswrite(ResultFile,val,tableau);
%val;

end
```

Luminosité de flamme.

```
clc
close all
fichier=('C:\Users\wbadat\Desktop\FilmChampElectrique\ElectrodeBruleur\22-01-
2015\D183cmQ3.2\14Kv');
cd (fichier);
%filename='resultat.xls';
ResultFile = [pwd '\ResultFile.xls'];
valcolonne3=('n');
xlswrite(ResultFile,valcolonne3,'A1:A1');
valcolonne3=('i');
xlswrite(ResultFile,valcolonne3,'B1:B1');
valcolonne3=('j');
xlswrite(ResultFile,valcolonne3,'C1:C1');
ImageR1 = (imread('Image0100.jpg'));
figure
imagesc(ImageR1)
Image1=double(ImageR1(:,:,1));
imageR2=imcrop(Image1,[536 632 200 320]);
contour1=edge(imageR2,'prewitt');                    %contour1=edge(imageR2,'canny');
figure
imagesc(contour1)
Size = size(Image1);                    % dimension de l'image instantanée
sizex = Size(1);
sizey = Size(2);
SImage = zeros(sizex,sizey);
figure
imagesc(Image1)
size(SImage)
for k=100:400
```

```
   nomimage=strcat('Image0 ',num2str(k));
  % nomimage
 Imagcal = imread(nomimage,'jpg');
      ImageR=double(Imagcal(:,:,1));

%figure; imshow(im1);
image2=imcrop(ImageR,[536 632 200 320]);
%figure; imshow(image2)

% détermination du contour de la flamme sur l'image recadrée
contour=edge(image2,'prewitt');
%figure; imshow(contour)

%détermination de la taille de l'image recadrée
n=size(contour,2); % taile de l'image suivant x
m=size(contour,1); % taille de l'image suivant y
%détection du haut de la flamme sur une image
for j=m:-1:1

   for i=1:n
      if contour(j,i)==1

         val=[k i j];
         break
      end
   end
end

%écriture du réslutat dans le fichier excel
tableau=strcat('A',num2str(k+1),':','C',num2str(k+1));
xlswrite(ResultFile,val,tableau);
%val;

end
```

Annexe 2

Exemples des métrologies des suies

Comme cités dans la partie bibliographique sur la métrologie des suies, différentes métrologies optiques non intrusives permet de mesurer in-situ la quantité et morphologie des suies. Ces techniques restent néanmoins assez couteuses avec un encombrement ne permettant pas leurs mises en ouvres dans le cas de la flamme sous champ électriques ou magnétiques. Les publications ci-dessous montrent la technique de mesure respectivement par absorption/émission, par LII et par SAXS réalisée par Legros et collaborateurs.

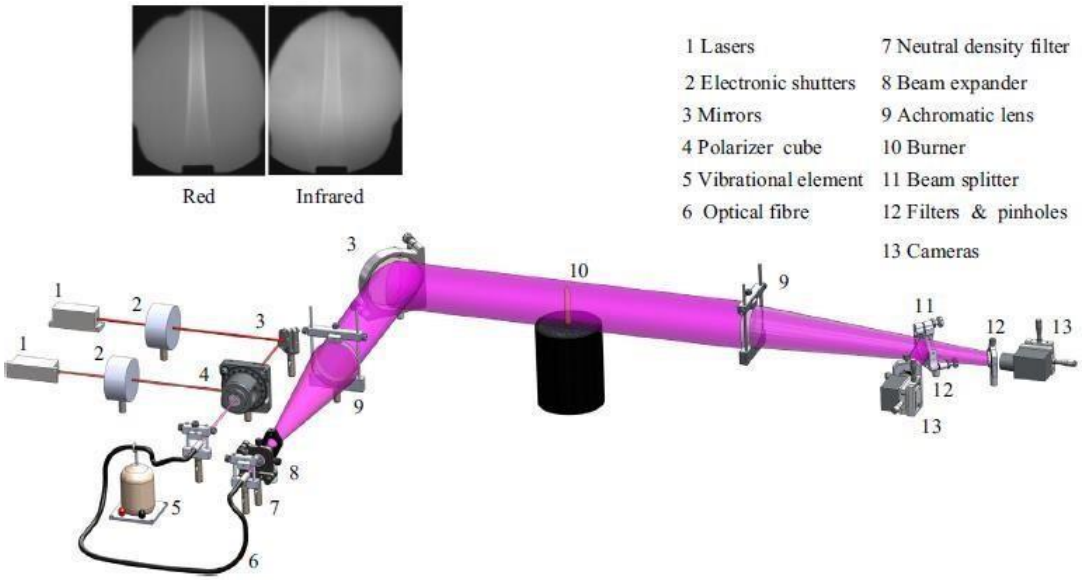


Figure 1 : Méthode par absorption (Rayleight) par Legros et al. 2015

L'étude de Legros et al. (2015), présente une approche théorique et expérimentale conjointe pour mettre en œuvre la technique d'absorption / émission modulée. Les champs bidimensionnels de la température de la suie et de la fraction volumique peuvent alors être mesurée simultanément dans un coflow laminaire stable de référence axisymétrique flamme d'éthylène non prémélange établie au-dessus du brûleur dit de Santoro et al. (1983). L'émission spontanée de la flamme est capturée par deux caméras CMOS qui permettent les mesures de l'intensité d'émission de flamme à deux longueurs d'onde différentes (645 nm et 785 nm). Un générateur d'impulsions numérique (DG) contrôle l'occurrence et la durée de l'exposition CMOS, ainsi que l'ouverture du focal. Une carte d'acquisition enregistre les images capturées par les caméras à une cadence de 25 images par seconde. Dans cette étude, l'exposition le temps des deux caméras est réglé sur Dt = 30 ms. Les images presents dans la figure 1 montrent l'image obtenue en rouge (sur le à gauche) et infrarouge (à droite) lorsque les volets sont ouverts

et la flamme s'établit. Cette méthode permet d'établir une distribution spatiale des particules de suie dans une flamme mais semble nécessité un signal optique élevé (beaucoup de suie) afin d'être efficace.

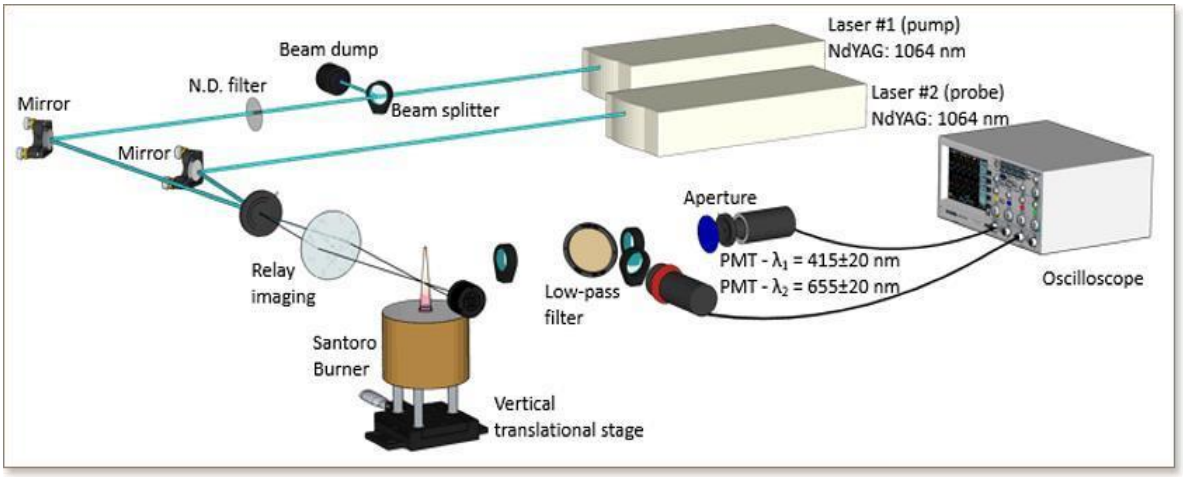


Figure 2 : Montage pour la mesure de fraction volumique et tailles des suies par LII (Cenker et al. (2017))

Montage pour la mesure de fraction volumique et tailles des suies par LII (Cenker et al. (2017))

L'etude menée par Cenker et al 2017 concerne la mise en place d'un montage LII dans le but de mesurer la quantité et la taille des suies. Cette étude permet notamment de remonter aux changements des propriétés optiques et aux différentes tailles de particules primaires dans une flamme d'éthylène. Deux impulsions laser consécutives à une longueur d'onde de 1064 nm, permet l'incandescence des suies mesurables et la déduction de la taille et la quantité des particules primaires. Cette méthodologie est considérée comme étant non intrusives néanmoins l'apport d'énergie par pulsion laser peut rendre discutable le côté non intrusif.

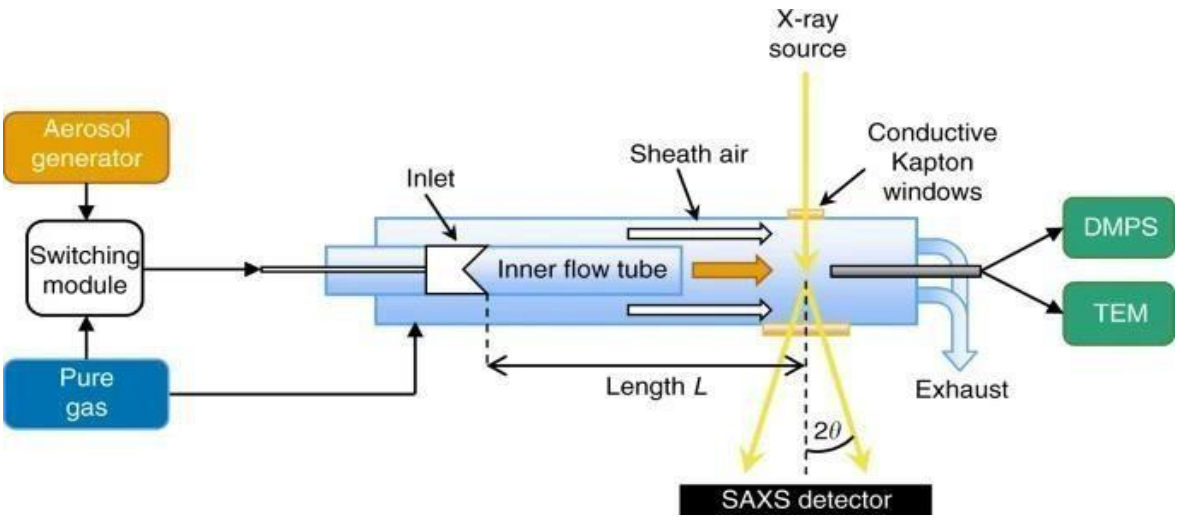


Figure 3 : Mesure par SAXS des aérosols par Bauer et al. (2019)

Les réacteurs à flux d'aérosols sont des outils largement utilisés dans la science des aérosols pour étudier les effets dynamiques des aérosols dans la gamme des conditions ambiantes. La figure ci-dessus, illustre un schéma de la configuration du tube d'écoulement utilisé dans l'etude menée par Bauer et al. (2019). Les expériences SAXS ont été menées sur la ligne autrichienne SAXS à ELETTRA, Trieste, Italie28 et sur la ligne ID02 de l'installation européenne de rayonnement synchrotron (ESRF), Grenoble, France.

La diffusion des rayons X aux petits angles (SAXS) est capable de mesurer la structure in situ et la taille des particules de l'ordre du nanomètre. SAXS est une technique bien établie en science des matériaux ou en analyse de processus biochimiques. La disponibilité de faisceaux de rayons X de haute intensité au niveau des synchrotrons a permis de mesurer les particules d'aérosol directement en phase gazeuse. La particularité de cette mesure et qu'il est difficile de mesurer une particule spécifique.

Bibliographie :

Legros G., Wang Q., Bonnety J., Kashif M., Morin C., Consalvi J-L., Liu F. « Simultaneous soot temperature and volume fraction measurements inaxis-symmetric flames by a two-dimensional modulated absorption/ emission technique » Combustion and Flame vol.162 (2015), p.2705–2719.

Cenker E., Roberts W.L. « Quantitative effects of rapid heating on soot-particle sizing through analysis of two-pulse LII » Applied Physics B, 123, Volume 74 (2017).

Bauer P. S., Amenitsch H., Baumgartner B., Köberl G., Rentenberger C. & Winkler P. M. « In-situ aerosol nanoparticle characterization by small angle X-ray scattering at ultra-low volume fraction » Nature Communications volume 10 (2019), Article number: 1122.

Annexe 3

Limite de Claquage (breakdown) dans la flamme

Lors de l'application d'un champ électrique, le choix de la distance inter-électrodes est prépondérant afin d'éviter une intensité du champ qui conduit à une tension qui produirait un phénomène de claquage électrique dans la flamme (décharge électrique). Il est donc souhaitable de prédire ce champ électrique de claquage afin de paramétrer nos différentes expériences.

L'expression théorique du champ électrique de claquage en fonction du gradient de température, l'électrode-flamme est dérivée de la relation d'équilibre énergétique dans la couche limite adjacente à la surface de l'électrode [Kago et al. (2018)], Rahmani (2018)]. Considérons deux électrodes, séparées par une distance d, dans lequel est placée une flamme faiblement ionisée en équilibre thermique. Supposons que les électrodes soient refroidies à l'air et à une température de l'électrode, Ts, tandis que celle du plasma de flamme est Tf. Lorsque les gaz de combustion circulent sur les électrodes, une mince couche limite est créée à côté de leur surface. Lorsque les électrodes sont sous tension, une mince gaine de plasma est créée à l'intérieur de la couche limite qui se caractérise par une disparité de concentration d'ions et d'électrons [Xu et al. (2014)]. Si un fort potentiel positif est appliqué à l'une des électrodes, les électrons dériveraient de la masse du plasma dans sa gaine tandis que les ions chargés positivement seraient repoussés de l'électrode. Au fur et à mesure que les ions et les électrons s'éloignent et se dirigent vers l'électrode, ils entrent en collision avec les particules neutres du plasma, ce qui entraîne une augmentation de la température de la couche limite par effet joule. La prise en compte de la perte d'énergie du champ électrique appliqué dans d'autres flux (par exemple la convection et la conduction), donne une équation de bilan énergétique dans la couche limite comme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (vg\nabla)T = \frac{\lambda_T}{\rho_g C_p}\nabla^2 T + \frac{\sigma}{\rho_g C_p}E^2 \qquad (1)$$

où: T, ρ_g, Cp, E, λ_T et σ sont respectivement la température du plasma, la densité du gaz, la capacité thermique spécifique, l'intensité du champ électrique, et la conductivité thermique et électrique.

En régime permanent et en notant que le flux de gaz plasma est transversal à la direction de la décharge électrique, l'équation (1) se réduit à :

$$\lambda_T \nabla^2 T = \sigma E^2 \qquad (2)$$

L'intégration de l'équation (2) sur la distance entre les électrodes et sur le gradient de température, (c'est-à-dire de x = 0 à d et Ts à Tf) donne la relation suivante [Messerle et al. (1970)] :

$$\Lambda(1-\beta) = xd(1-\beta) \tag{3}$$

Où $\Lambda = \frac{2\lambda_T}{\sigma E^2}(T_f - T_s)$ et $\beta = \frac{x}{d}$

Telle que dans le cas d'un claquage électrique :

$$\Lambda = d^2 \tag{4}$$

Pour x=d, la plus petite distance inter électrode, d, utilisée dans notre cas est égale à 50 mm.

A la suite de l'équation (3) et (4), le champ électrique de claquage est :

$$E_{claquage} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2\lambda_T}{\sigma}(Tf - Ts)} \tag{5}$$

avec une conductivité électrique : $\sigma = \frac{N_e q^2}{m_e \varphi_{eff}} s^{-1}$

où φ_{eff} est la fréquence de collision de transfert d'impulsion électronique. Il est estimé à 1. 10^{12} s^{-1}, [Letsholathebe et Mphale (2013)].

N_e : densité électronique

Q : charge électrique

m_e : masse électronique

Dans le cas du méthane, gaz utilisé dans notre cas, nous prenons plusieurs approximations afin de calculer la tension de claquage.

- La conductivité électrique, σ, est prise égale à 5.10^{-5} Ohm.cm^{-1} pour une température entre 1000°C et 1500°C [Nellis et al. (2001)] ;
- λ_T 0,0328 J s^{-1} m^{-1} K^{-1} conductivité thermique pour une température ambiante à 20°C
- Tf : température d'une flamme de méthane approximé égale à 1500°C.
- Ts = température de l'électrode, dans le cas qui nous intéresse dans le chapitre 3, nous approximons la température du brûleur à 200°C.

Avec ces données nous avons un claquage théorique pour une flamme de méthane qui est égale à 261 kV/m ce qui correspond approximativement à la tension de 13 kV, relevée dans le chapitre III, paragraphe III 2.3.1, Figure III.1.5.

Ces approximations sont valables dans le cas d'une décharge électrique (création de plasma), ce que nous voulions éviter dans nos expériences.

Bibliographie :

Kago Ernest Maabong, Kgakgamatso Mphale, Douglas Letsholathebe, Samuel Chimidza. « Measurement of Breakdown Electric Field Strength for Vegetation and Hydrocarbon Flames » Journal of Electromagnetic Analysis and Applications Vol.10 No.3 (2018).

Letsholathebe, D. and Mphale, K. "Microwave Phase Perturbation and Ionisation Measurement in Vegetation" Fire Plasma. IET Microwaves, Antenna and Propagation, 7 (2013), p.741-745.

Messerle, H.K., Sakuntala, M. and Trung D., "Arc Transition in MHD Generator", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 3 (1970), p.1080-1088.

Nellis W. J., Hamilton D. C., and Mitchell A. C. « Electrical conductivities of methane, benzene, and polybutene shockcompressed to 60 GPa 600 kbar » journal of chemical physics volume 115, number 2 (2001).

Rahmani A. « Mise en oeuvre d'un procédé plasma–catalyse destiné à la valorisation du biogaz (CH_4+CO2) en carburants liquides. Etude expérimentale et modélisations ». Thèse de doctorat de l'Université Paris 13, Institut Gallilée. (2018).

Xu K. G., "Plasma sheath behavior and ionic wind effect in electric field modified Flames", Combustion and Flame 161 (2014), 1678–1686.

Annexe 4

Erreur de mesure sur l'extinction diffusion :

L'évaluation des incertitudes de nos résultats est réalisée en considérant l'erreur dans les données brutes et en appliquant la théorie de la propagation. A cette fin, pour l'instant, la dimension fractale et le pré facteur fractal sont considérés constants et les incertitudes des mesures de diffusion / extinction sont prises en compte.

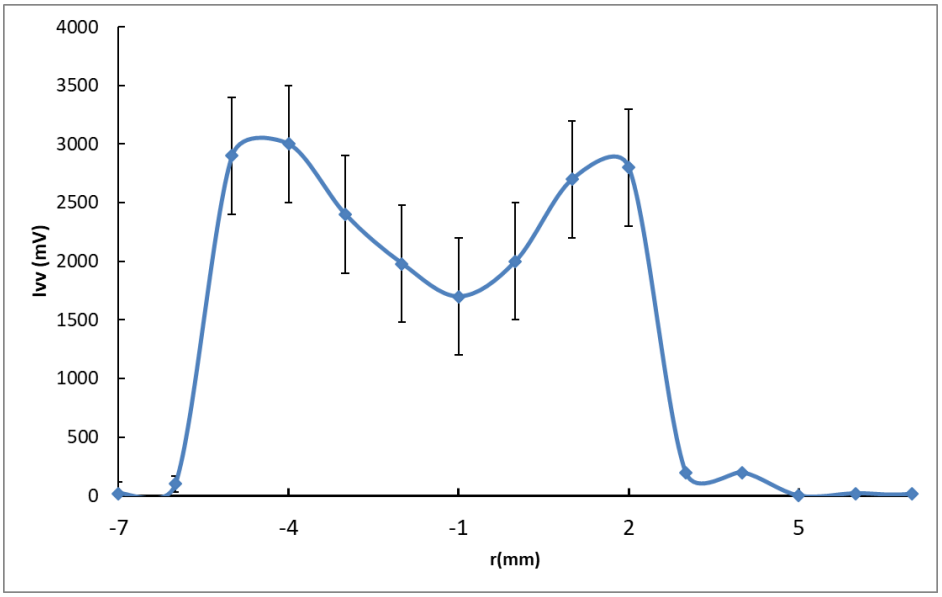
Comme montré dans la littérature (voir partie bibliographie sur la théorie de Rayleigh) l'approximation sur le calcul de E(m) et de F(m) amène à une incertitude de ± 20 % selon la longueur d'onde λ choisie. La moyenne sur 400 crêtes d'amplitude (voir chapitre IV) nous donne une incertitude, correspondant ici à un écart type, sur I de 6 % et sur I_0 de 1 % pour l'extinction.

Le calcul d'erreur relative sur la fraction volumique est donné par :

$$\frac{\Delta Fv}{Fv} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I\,ln\left(\frac{I}{I_0}\right)} + \frac{\Delta I_0}{I_0\,ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E(m)}{E(m)}\right)^2}$$

Soit une erreur relative moyenne sur nos valeurs de fraction volumique d'environ 36 %.

De manière identique pour la diffusion, l'erreur de mesure sur Ivv est calculée sur une moyenne de 400 crêtes et correspond à l'écart type calculé.



Le calcul d'erreur relative sur les diamètres des suies (voir équation IV.24) :

$$\frac{\Delta Dsoot}{Dsoot} = \sqrt{\left(\frac{\Delta Ivv}{Ivv}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F(m)}{F(m)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Fv}{Fv}\right)^2}$$

Soit une erreur relative moyenne sur nos valeurs des diamètres de suie d'environ 45 %.

A noter que le déplacement suivant r(mm) donne également une incertitude de ±0,5 mm. L'erreur de mesure sur la déconvolution d'Abel n'a pas été intégrée dans nos erreurs de mesures car difficiles à évaluer.

Les erreurs de mesures estimées sur la fraction volumique et les diamètres des suies restent élevées. Néanmoins, le caractère reproductible de nos expériences montre l'effet d'un champ électrique sur la production de suies.

Annexe 5

Déconvolution d'Abel

Afin de mettre en exergue le lien entre les évolutions des fractions volumiques de suie et les luminosités dans le visible des flammes, comme souligner dans le chapitre II et III, une déconvolution d'Abel sur les valeurs de transmittance et sur les images de flammes dans le visible est nécessaire.

La déconvolution d'Abel nécessite une flamme symétrique stable. Si ces conditions sont remplies les informations locales peuvent être calculées par inversion d'Abel. La relation entre la distribution locale f(r) [fraction volumique ou l'image déconvoluée] et la valeur mesurée intégrée F(y) [la transmittance ou l'image non déconvoluée], où y est la composante verticale de la mesure est :

$$\underset{f(r)r}{F(y)} = 2\int_{0}^{\infty} \frac{\quad}{\sqrt{r^2-y^2}} dr \qquad (1)$$

Les valeurs de la fonction inconnue f(r), où r désigne la variable radiale, peuvent être calculées par inversion d'Abel trouvée par Henrik Abel Niels en 1823.

$$F(r) = \frac{-1}{\pi}\int_{0}^{\infty} \frac{dF(y)}{dy}\frac{1}{\sqrt{r^2-y^2}} dr \qquad (2)$$

Plusieurs méthodes sont utilisées dans la bibliographie. Nous utilisons la méthode de pelures d'oignons, c'est-à-dire que la flamme est divisée en plusieurs couches internes correspondant à un coefficient d'extinction.

Dans le cas d'une image de flamme non déconvoluée, un des inconvénients est l'intégration du signal le long du trajet optique dans la direction normale au plan du capteur iCCD (caméra décrit dans le chapitre 3). De ce fait, pour certaines analyses, il faut d'abord effectuer une déconvolution d'Abel des images brutes (Figure 1). Le but de cette méthode est d'obtenir une reconstruction en deux dimensions de visualisations tridimensionnelles projetées en se basant sur la symétrie de révolution de la flamme. Il existe principalement trois méthodes : transformation directe d'Abel (méthode analytique), méthode géométrique appelée aussi 'onion peeling' ou méthode de rétroprojection. L'approche numérique utilisant la méthode géométrique est ici choisie. Cette méthode a notamment été utilisée par Arnaud Susset (2002).

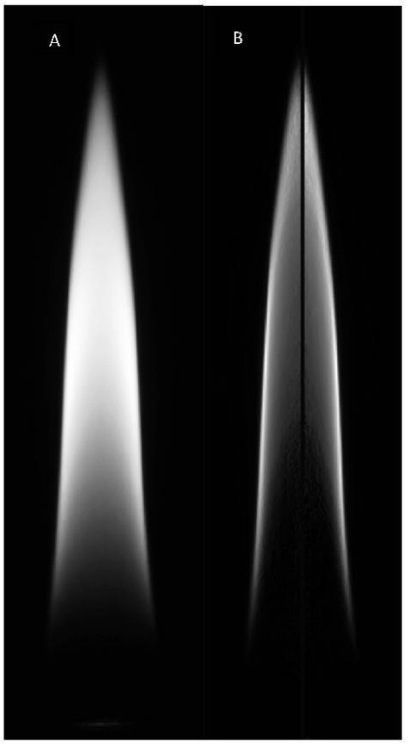


Figure 1 : Images de flamme de méthane/Acétylène dans le visible. A : image de flamme de méthane/acétylène de débit 4,5 $cm^{3/}s$. B : image déconvoluée de l'image A.

Une représentation schématique de l'intégration du signal lumineux provenant de la flamme axisymétrique est présentée sur la Figure 2 pour une hauteur de flamme donnée. Le signal recueilli sur chaque pixel du capteur de la caméra est noté Y(y), F(r) représente la distribution radiale du coefficient d'émission de la flamme :

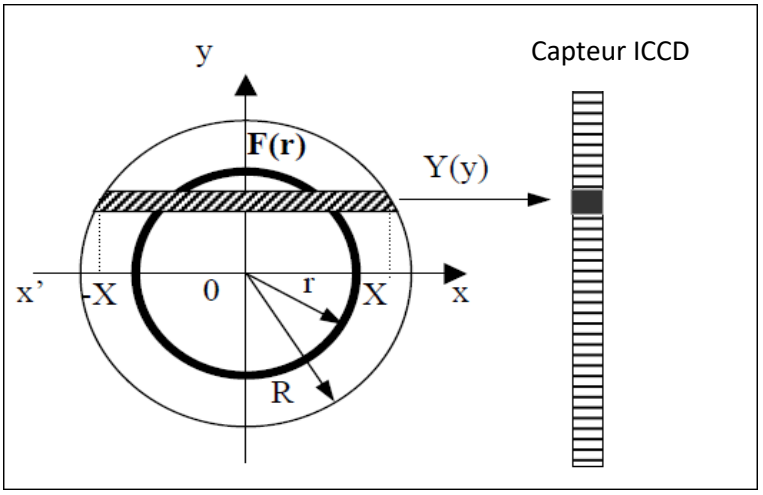


Figure 2 : Intégration spatiale de la luminosité radiative des suies

Telle que pour un milieu considéré comme optiquement mince :

$$Y(y) = \int_{-x}^{x} F(r).\,dx \qquad (3)$$

En posant $r = (x^2 + y^2)^{0.5}$ et $X = (R^2 + y^2)^{0.5}$, F(r) peut être déduit de Y(y) en inversant l'équation ci-dessus on obtient :

$$F(r) = \frac{-1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{dY(y)}{dy} (y^2 - r^2)^{0.5} dy \qquad (4)$$

L'intégrale d'Abel peut être calculée numériquement, néanmoins, la sommation fait apparaître une singularité pour y = r. Ce point de singularité est marqué par une discontinuité sur le centre de l'image correspondant à l'axe du brûleur. Ainsi le résultat obtenu correspond à une image déconvoluée.

Comme dans le cas de la déconvolution pour le calcul de fraction volumique, l'objet axisymétrique est découpé en N couronnes concentriques numérotées de 1 à N (Figure 3). Sur chaque couronne la fonction F(r) est supposée constante (hypothèse d'axisymétrie). Le signal S(i) récolté sur chaque pixel de la matrice CMOS (notre caméra) est considéré comme une combinaison linéaire des F(i) pondérées par des coefficients $C_{i,j}$ représentatifs des éléments de surface. Cette méthode a été validée par comparaison avec les solutions analytiques des cas-tests proposés.

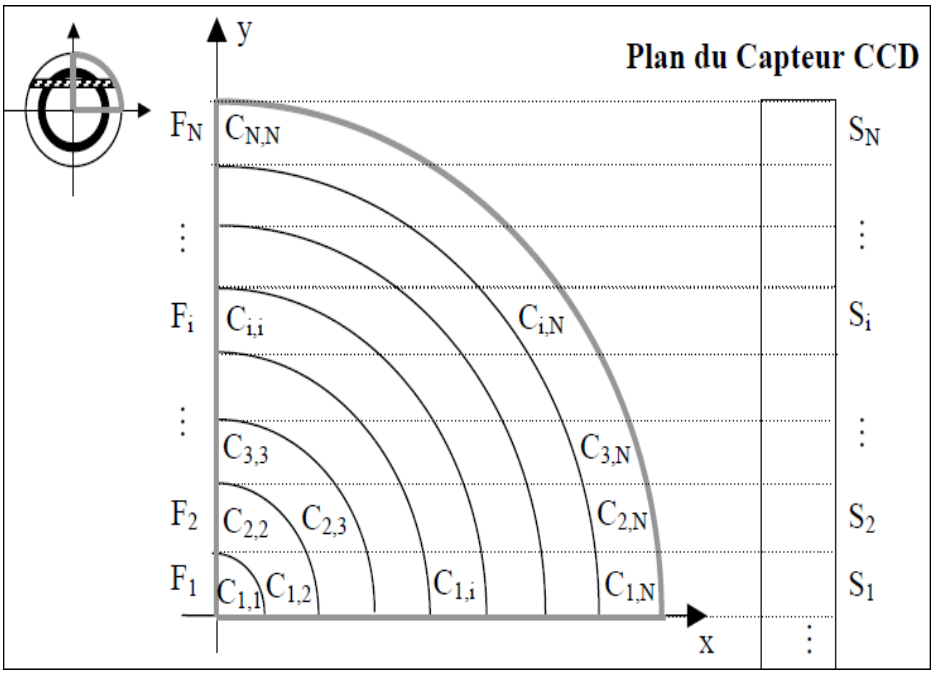


Figure 3: Décomposition de la zone de déconvolution d'Abel (Arnaud Susset 2002)

Le signal S_i acquis sur le capteur ICCD de la caméra, peut s'écrire pour i=1 à N et j=1 à N :

$$S_i = 2 \sum_{j=i}^{N} C_{i,j} F_j \qquad (5)$$

On calcule ensuite le coefficient $C_{i,i}$ pour i=1 à N :

$$C_{i,i} = \int_{i-1}^{i} y.dx = \int_{i-1}^{i} \sqrt{(i^2 - x^2).dx} = \frac{1}{2}\left[x\sqrt{(i^2 - x^2)} + i^2 arcsin\left(\frac{x}{i}\right)\right]_{i-1}^{i} \quad (6)$$

Pour les $C_{i,j}$ et i=1 à N et j=i+1 à N :

$$C_{i,i} = \int_{i-1}^{i} y.dx = \int_{i-1}^{i} \sqrt{(i^2 - x^2).dx} - \sum_{k=j-1}^{i} C_{i,k}$$

$$= \frac{1}{2}\left[x\sqrt{(i^2 - x^2)} + i^2 arcsin\left(\frac{x}{i}\right)\right]_{i-1}^{i} - \sum_{k=j-1}^{i} C_{i,k} \quad (7)$$

Pour accéder aux valeurs déconvoluées de la transmittance ainsi qu'aux images de luminosité visible de la flamme, un programme de la déconvolution d'Abel avec régularisation de Thikonov a été développé sur Matlab. Pour sa validation, nous avons conduit des calculs de fractions volumiques de suie à partir des valeurs de transmittance de la flamme d'éthylène de Santoro et al. 1983. Les valeurs calculées de fractions volumiques de suie sont comparées aux valeurs expérimentales de cette flamme d'éthylène.

Déconvolution d'Abel avec régularisation de Tikhonov

Afin d'obtenir une valeur quantitative de la production de particules de suie dans une flamme de diffusion, la déconvolution de la transmittance mesurée par la méthode d'extinction laser permet d'obtenir l'évolution de la distribution radiale du coefficient d'extinction des suies sur une flamme de diffusion. Ce type de calcul tend à amplifier les petites fluctuations présentes dans les données expérimentales. Différentes méthodes de régularisation ont été mises en œuvre afin de corriger ces erreurs. L'une de ces méthodes est la régularisation de Tikhonov.

La déconvolution d'Abel nécessite une flamme axisymétrique stable. La relation entre la distribution locale f(r), correspondant au coefficient d'extinction, et la valeur de transmittance mesurée intégrée p(y), encore appelée donnée projetée, est donnée par l'équation :

$$P(y) = \int_{y}^{r} \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad . \quad (8)$$

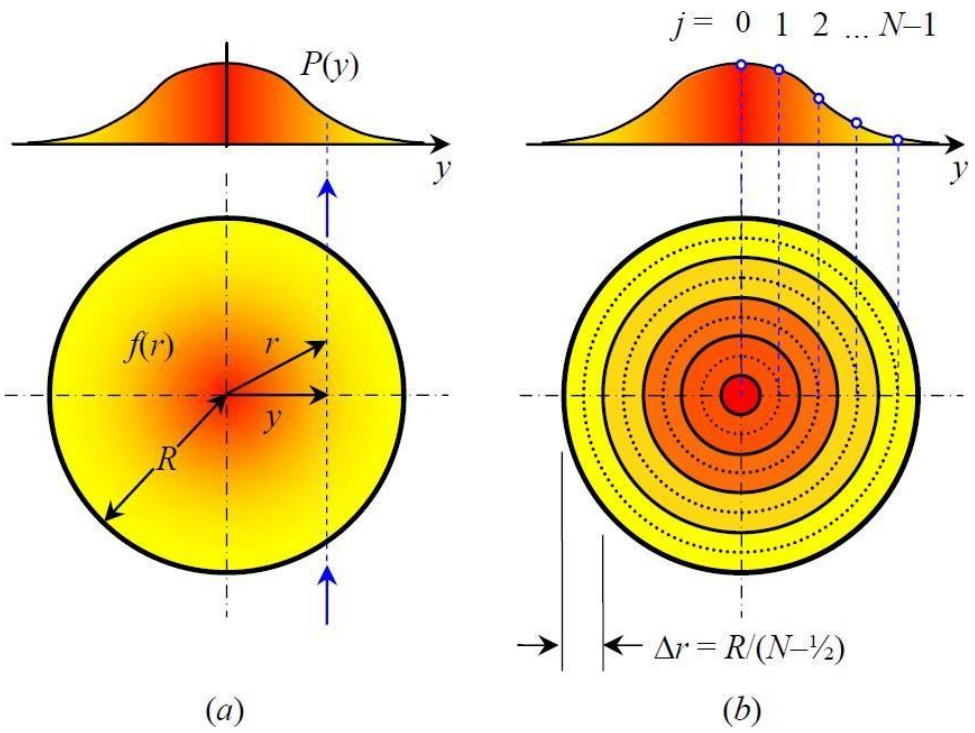


Figure 4 : Déconvolution d'une flamme axisymétrique (a) et discrétisation par Daun et al. [1]

$f(r_j)$ sont les données exactes projetées sur les cercles concentriques de rayon variant entre 0 et R ($0<r_j<R$). Dans le cadre de la mesure de la fraction volumique par extinction laser, $f(r_j)$ correspond au coefficient d'extinction, considéré comme uniforme dans un volume annulaire de rayon r et r-1 : $f(r_j)$= k.ext(r_j) Et $P(y_j)$ =-Ln(T(y)) pour $T(y_j)=\frac{I}{I_0}$ la transmittance mesurée sur un axe y_j

Telle que $P'(y) = \frac{dP}{dy}$ les valeurs de la fonction inconnue f(r), où r désigne la variable radiale.

L'équation (1) peut être la méthode d'inversion d'Abel trouvée par Henrik Abel Niels en 1823 de telle sorte que la solution analytique de l'équation (8) est :

$$f(r) = -\frac{1}{\pi}\int_y^r \frac{P'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}}\,dy \tag{9}$$

La solution analytique de la dérivé P'(y) étant inconnue, on approxime les valeurs de cette dérivée en effectuant une différence finie, ce qui a pour effet d'accentuer les erreurs de mesures expérimentales. Un nombre insuffisant de données P(y) amène également des erreurs de troncature sur les résultats f(r). Différentes méthodes ont été développées pour résoudre l'équation (9). Dasch et al. [2] ont établi trois méthodes de résolution : «Three point abel», «two point abel» et «onion peeiling». La méthode la plus simple est la méthode appelée «onion

peeling» ou pelure d'oignon. Cette méthode consiste à diviser la flamme en N volumes annulaires avec une épaisseur Δr (figure 1): $\Delta r = \frac{r}{(N-\frac{1}{2})}$

L'équation (9) discrétisée devient alors :

$$f(r) = -\frac{1}{\pi}\sum_{j=i}^{N-1} f_i \int_{r_{i,j=i}}^{r_{j+\Delta r/2}} \frac{r}{\sqrt{y^2 - r^2}} dr \qquad (10)$$

Nous définissons les variables i et j comme étant : $j = \frac{y}{\Delta r}$ variable d'avancement du point de mesure et $i = \frac{P}{\Delta r}$ variable d'avancement du rayon annulaire défini. On approxime également f_j comme étant égale à f(r), traduisant l'uniformité des valeurs d'extinction mesurées dans un anneau de flamme défini. On pose une équation linéaire afin de résoudre l'équation (3) $Aop.f^T = P.$, tel que Aop est l'élément de projection de P(y) à f(r) qui est égale à :

$$Aop \begin{cases} 0 \quad pour \quad j < i \\ \Delta r * \left[(i+1/2)^2 - (j)^2\right]^{0.5} \quad pour \quad j = i \\ \Delta r * \left[(i+1/2)^2 - (j)^2\right]^{0.5} - \Delta r * \left[(i-1/2)^2 - (j)^2\right]^{0.5} \quad pour \quad j > i \end{cases}$$

Nous avons $f^T = P^T.Aop^{-1}$ pour Aop une matrice triangulaire de dimension N*N, pour :

$Aop^{-1} = \frac{comAop^T}{\det(Aop)}$.

Daun et al. [3] montrent que l'amplification des erreurs de mesures dépend essentiellement de N termes pris en compte pour la déconvolution. L'équation linéaire intègre les erreurs de mesures expérimentales, notées δP, et, amplifie avec le N déconvolution en δf.

$$Aop(f + \delta f)^T = (P + \delta P)^T \qquad (11)$$

Les expériences sur une flamme stable menées par LOSA [4] montrent que la déconvolution amplifie l'erreur de mesure $\delta b = \delta P$ initialement estimée à 0,01. La déconvolution effectuée sur les données expérimentales de LOSA comprenant 50 points (figure 5) montre une augmentation de la fluctuation (courbe bleue) des données déconvoluées proches de 0. La déconvolution d'Abel par la méthode «three point Abel» donne moins de perturbations que la méthode «Onion peeling». Les données régularisées par Tikhonov (courbe noire) ne présentent pas de fluctuations comme sur la courbe d'onion peeling (bleue). Il a été démontré que l'erreur due à la déconvolution est maximale à proximité du point r= 0 (Daun et al. [1], Akesson et al. [5]).

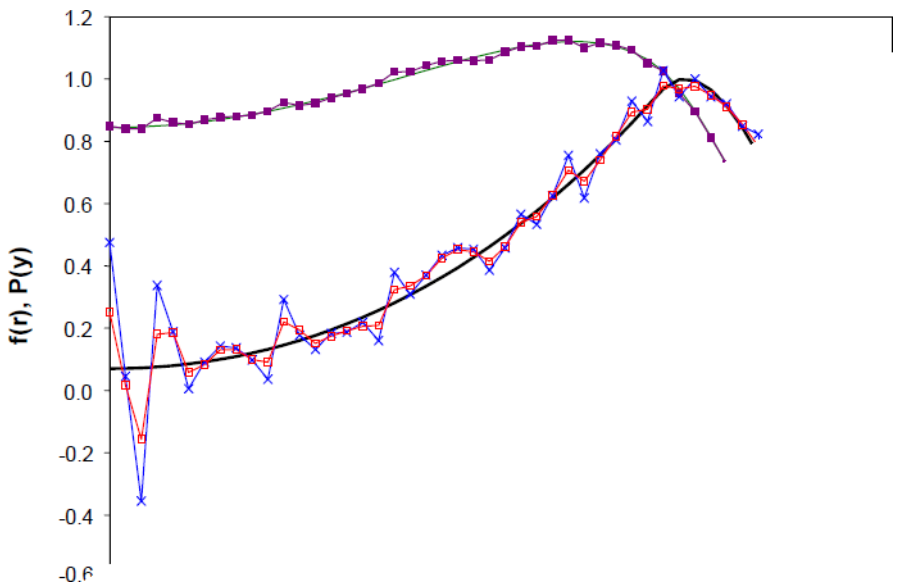


Figure 5 : Exemple de déconvolution d'Abel réalisée par LOSA avec la méthode d'onion peeling, Abel three point et avec une régularisation de Tikhonov [1].

Les techniques de régularisation transforment le problème, initialement mal posé, en un ensemble régularisé. La régularisation est très sensible aux petites erreurs dans les données d'entrées, mais améliore la stabilité de la solution au détriment de la précision. Le degré de régularisation est contrôlé par un paramètre de régularisation, qui est ajusté jusqu'à obtenir un compromis entre la précision de la solution et la stabilité recherchée. La régularisation de Tikhonov est généralement utilisée dans la combustion pour une flamme axisymétrique [6].

Dans l'approche de l'équation matricielle obtenue par Onion peeling, on ajoute une équation homogène de système de régularisation λL, où λ est un paramètre de régularisation et L est une matrice de lissage, qui est dans le cas d'une régularisation de Tikhonov une matrice (N-1 × N) [5].

$$L=\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 1 & -1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \cdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & 1 & -1 \end{bmatrix}$$

La solution régularisée x_λ consiste à trouver x qui minimise la norme du résidu du système d'équation de Onion peeling [1], [3],[4][5], c'est-à-dire :

$$\|Aop_\lambda X_\lambda - b\| = Min_x(\|Aop_\lambda X - b\|) = Min_x(\|\begin{matrix} Aop \\ \lambda L \end{matrix}\|x-\|\begin{matrix} b \\ 0 \end{matrix}\|) \ldots\ldots.(12)$$

Soit $Min_x(\|Aop_\lambda X - b\|-\lambda\|Lx\|)$

Telle que l'équation Aop.x=b posée initialement est substituée par les variables de régularisation devient :

$$(Aop^T Aop + \lambda^2 L^T L)x_\lambda = Aop^T b \quad (13)$$

Dans le cadre des opérations matricielles et afin de respecter les dimensions de chaque opérateur, Guha et al. [7], introduisent la variable $A^{\#}$:

$$A^{\#} = (Aop^T Aop + \lambda^2 L^T L)^{-1}.Aop^T \ldots \quad (14)$$

avec $x_\lambda = A^{\#} * b$

La clé de la réussite de la régularisation de Tikhonov réside dans le choix du paramètre λ, paramètre de régularisation permettant de stabiliser l'inversion et de contrer l'amplification des erreurs de mesures. La Figure 6 ci-dessous montre l'influence de λ sur les valeurs de la déconvolution des données de LOSA. On remarque que la valeur de λ=0,09 (courbe noire) respecte mieux la variation de la courbe déconvoluée (courbe bleue).

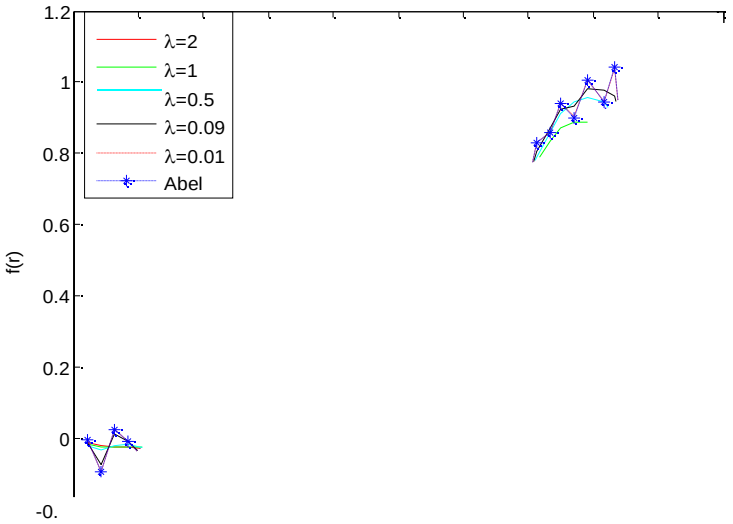


Figure 6 : Données de LOSA [1] régularisées avec différentes valeurs du paramètre λ.

La stratégie la plus récente mise en place afin de déterminer le paramètre λ est appelée le critère L-curve développé par Hansen et al. [8]. Dans cette approche de L-curve, le choix du paramètre de régularisation λ se fait en fonction de la courbe des normes matricielles $\|Lx_\lambda\|$ et de $\|Aop_\lambda X - b\|$pour différentes valeurs de λ. La courbe obtenue est composée d'un élément vertical et horizontal donnant un éventail de possibilité de λ .

Figure 7 : L-curve défini par Akesson et al [5]

On définit deux variables pour définir le L-curve, notées :

$\eta_{\lambda=Log10(\|Lx_\lambda\|)}$

$\rho_{\lambda=Log10(\|Ax_\lambda-b\|)}$

Dans la Figure 7, la partie verticale de la courbe est définie comme étant entièrement constituée de bruit, tandis que la partie horizontale est considérée comme étant la partie dépourvue de bruit. On considère ainsi que la partie entière régularisée est la partie horizontale tandis que la partie verticale correspond aux données non régularisées, et que le croisement de ces deux composantes correspond à la zone où se situe le λ recherché qu'on notera λvrai . La méthode la plus simple pour localiser la zone où se situe λvraie est de tracer la courbe et de trouver la courbure par l'équation suivante [5]:

$$\kappa_\lambda = \frac{\rho_{\lambda F}\ \eta_{\lambda''} - \rho_{\lambda''}\ \eta_{\lambda F}}{((\rho_{\lambda F})^2 + (\eta_{\lambda F})^2)^{3/2}} \qquad (15)$$

tel que λvraie=max(κ_λ) comme montré sur la Figure IV.

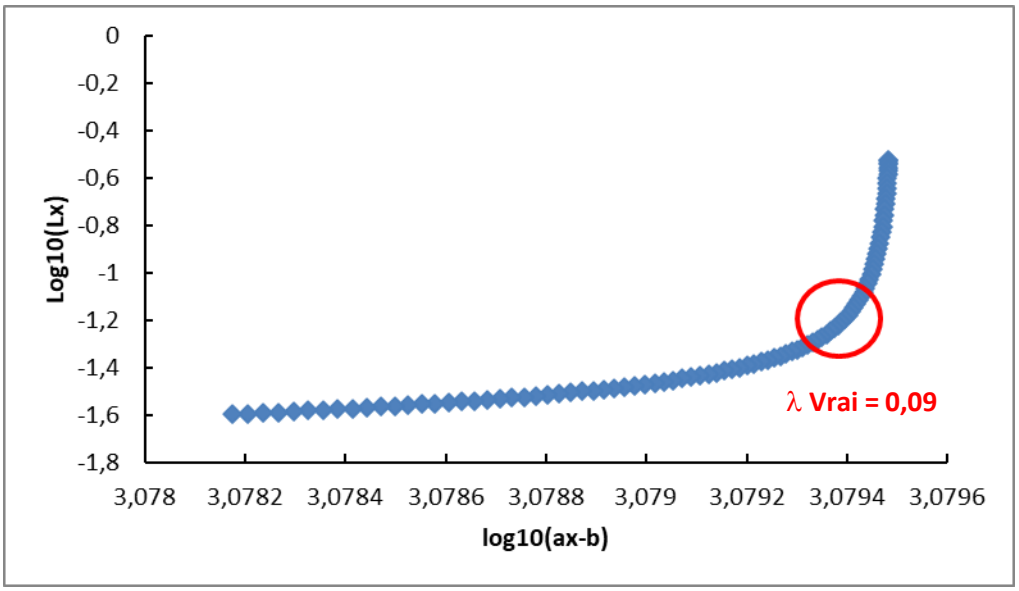


Figure 8: le L-curve des données de Kyle et al [1]

Le L-curve construit avec les données de LOSA (figure 8) donne un λvraie compris entre λ=0,084 et 0,16, ce qui est en accord avec la figure 3.

Bien que le L-curve soit la méthode la plus intuitive pour sélectionner le paramètre λ , il présente néanmoins plusieurs inconvénients. Si la solution est déjà lisse ou alors présente beaucoup de fluctuations, le L-courbe peut ne pas être une bonne approximation du paramètre de régularisation optimal [9,10], et dans certaines circonstances, la courbe en L ne possède pas nécessairement un coin distinct [11].

La compréhension mathématique incomplète de ces phénomènes met en évidence la nature heuristique fondamentale de la L-curve. Néanmoins, de nombreux auteurs préconisent cette technique pour résoudre un problème de déconvolution axisymétrique afin de corriger l'amplification des erreurs de mesures par la déconvolution d'Abel.

Quelques exemples de déconvolution effectuées sur une flamme de diffusion sont présentés ci-dessous :

- Sur les données des mesures d'extinction-diffusion laser sur une flamme de diffusion d'éthylène réalisées par Santoro et al [12].

- Sur les données des mesures d'extinction-diffusion laser sur une flamme de diffusion de méthane + 10% acétylène réalisées au laboratoire ICARE (Badat).

Données Santoro et al.[12]:

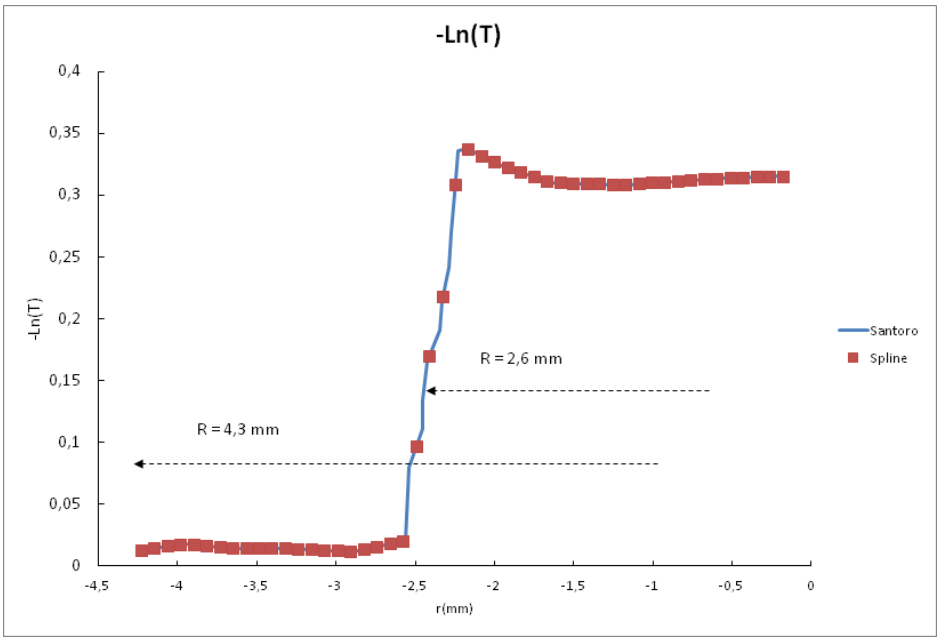


Figure 9 : Données expérimentales (P(r)=-ln(T)) de Santoro et al. [12]

Les données expérimentales effectuées par Santoro et al., correspondent à N= 20 points pour un rayon de mesure de 4,3 mm et N=10 points pour r=2,6 mm correspondent au rayon de la flamme (courbe bleue sur la figure 9). Une interpolation des données de Santoro et al. nous permet de récupérer 50 points (points rouges) afin d'obtenir une déconvolution sans erreur de troncature.

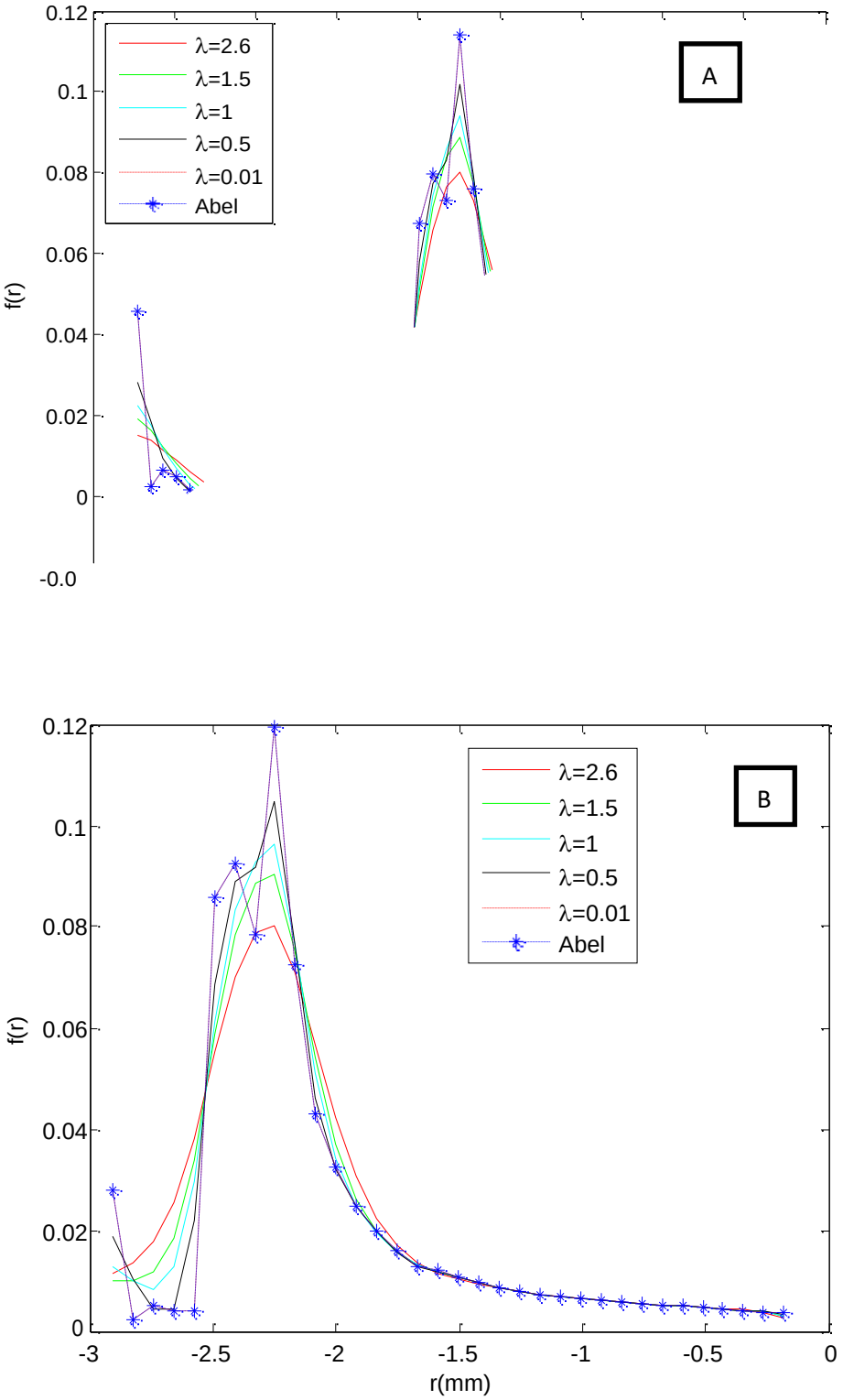


Figure 10: Déconvolution d'Abel non régularisée et déconvolution régularisée des données expérimentales de Santoro et al. [12] pour (a) r=4,3 mm et(b) r= 2,9 mm.

La distribution du coefficient d'extinction f(r), calculée uniquement avec la méthode de l'onion peeling, diffère en fonction des valeurs de r(mm) (courbe bleue) prises en compte pour le calcul de la déconvolution comme le montre la figure 10. La régularisation de Tikhonov avec différentes valeurs de λ supprime l'erreur due à r(mm) et à lisser les données déconvoluées. On remarque que pour ~~un~~ λ =0,01, la régularisation n'est pas effective.

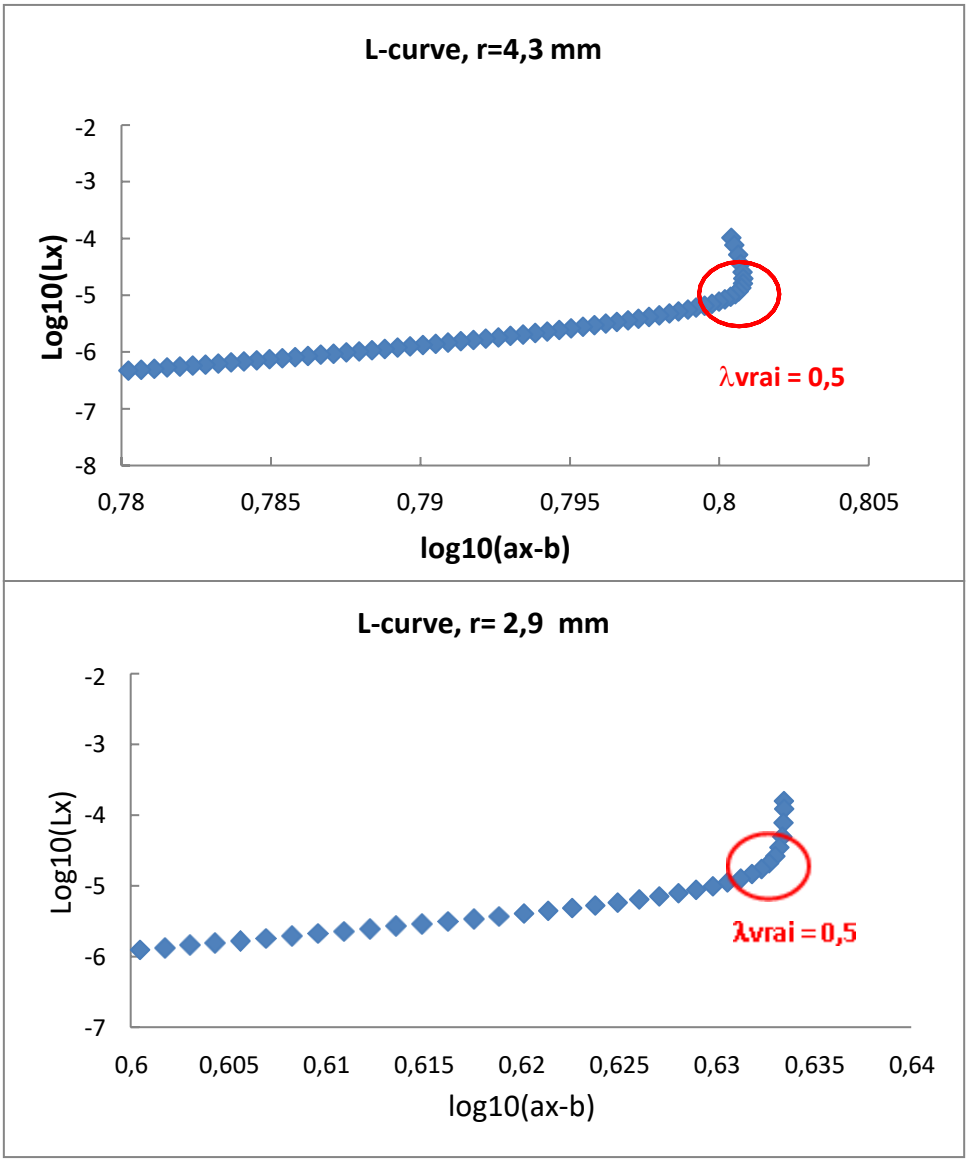


Figure 11: L-curve des données de Santoro et al. [12] pour r=4,3 mm (a) et r=2,9 mm(b)

Le L-curve tracé sur la figure 8 montre que λvraie vaut 0,5 pour r=4,3 mm et r= 2,9 mm. Cette valeur de λvraie = 0,5 correspond à la courbe noire présente sur la figure 10. La valeur λ =0,01 étant très éloignée de la solution donnée par L-curve, elle ne correspond pas à un paramètre de régularisation correct comme montré dans la figure 10.

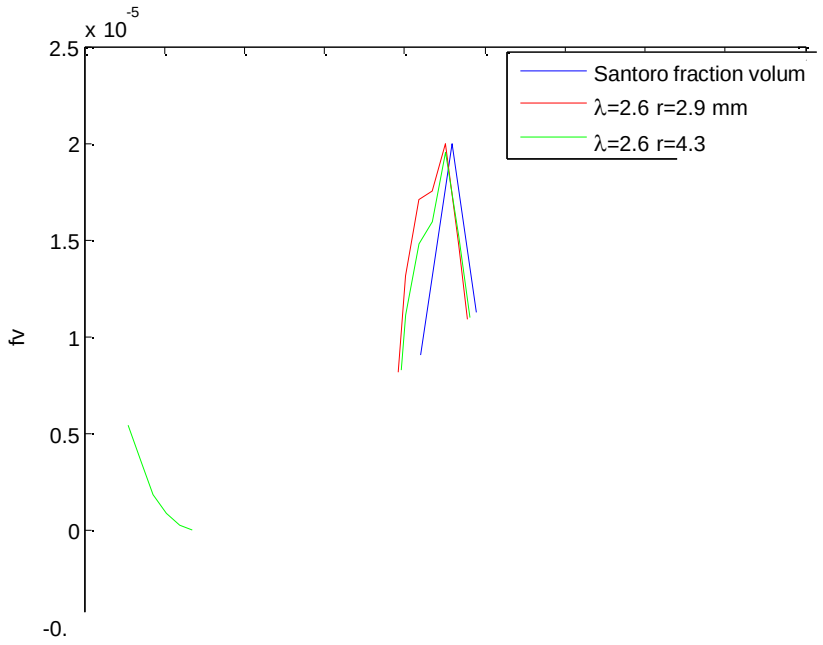


Figure 12 : Comparaison de la fraction volumique des suies calculées par Santoro et al. sur r= 2,9 mm avec N=10 points (courbe bleue) et nos calculs avec N= 50 points (courbe rouge). La courbe verte correspond aux données de la déconvolution effectuée sur r=4,3 mm et N=50 points.

La fraction volumique étant linéaire proportionnelle au coefficient d'extinction (f(r)), la figure 12 montre que les résultats de la fraction volumique obtenue par notre calcul de déconvolution d'Abel sont légèrement décalés par rapport à la déconvolution effectuée par Santoro et al. Néanmoins le calcul effectué par Santoro et al sur 10 points pourrait amener des erreurs de troncature. On remarque également que selon la valeur de r(mm) prise en compte, l'évolution de la fraction volumique calculée présente une légère différence.

Données Badat

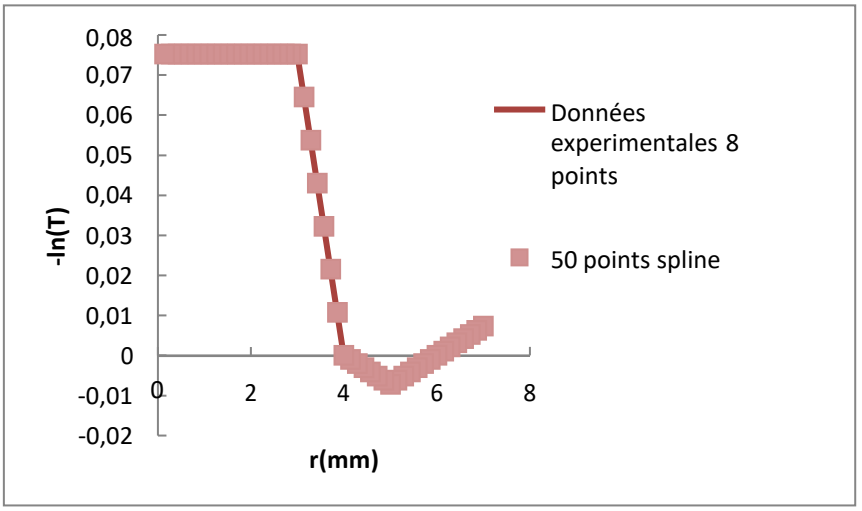


Figure 13 : Données expérimentales de notre étude (P(r) = -log(T)) sur une flamme de diffusion méthane/ 10% acétylène à une hauteur de 30 mm au-dessus du brûleur.

Figure 14: Déconvolution D'Abel sur 8 points de nos donné

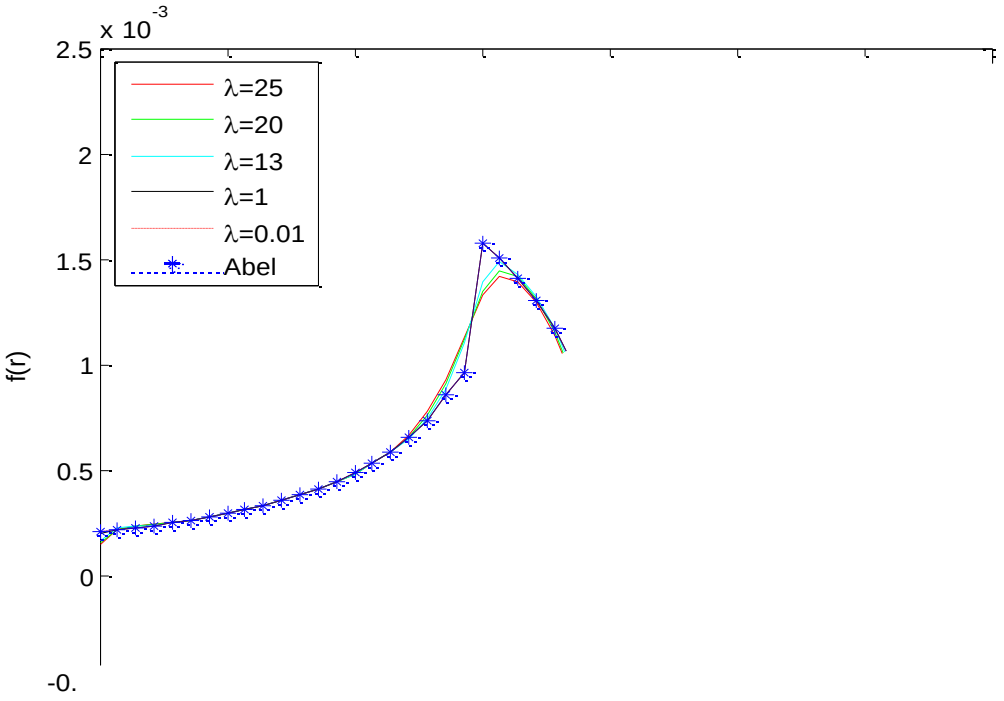


Figure 15: Données déconvoluées avec et sans régularisation de Tikhonov.

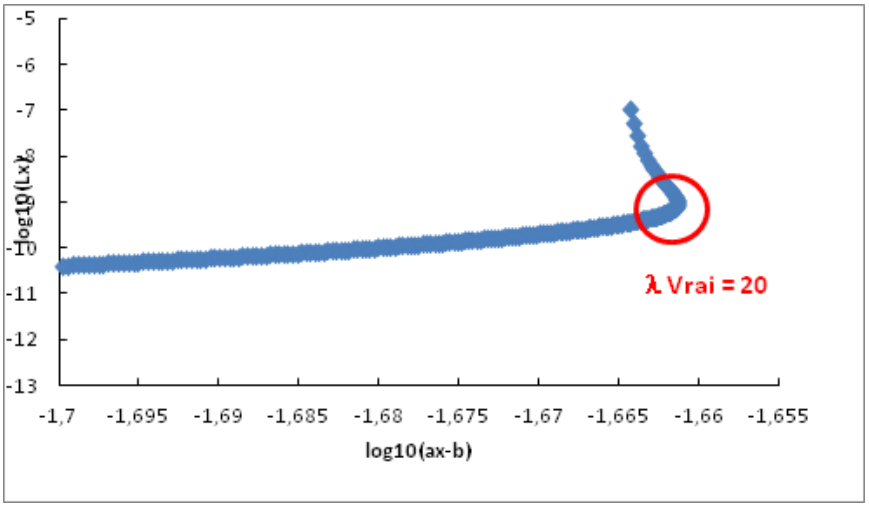


Figure 16 : L-curve des données expérimentales.

Les figures 13, 14, 15 et 16 montrent les calculs de déconvolution effectués sur nos données mesurées. La déconvolution sur huit points ne permet pas d'exploiter la régularisation de Tikhonov comme le montre la figure 8. Une interpolation des données permet de récupérer 50 points afin d'effectuer la régularisation de Tikhonov comme montré sur les figures 14 et 15. Le L-curve de la figure 16 donne un λvraie=20, correspondant à la courbe verte

Le programme écrit sur Matlab qui a servi à cette déconvolution est donné ci-dessous :

```
clc
clear all
close all
%home = 'C:\Users\wbadat\Documents\MATLAB';
home = 'E:\DECONV\';
cd(home)
T=xlsread('Copie de Courbe1_Transmittance',1,'B4:B52');
xi=xlsread('Copie de Courbe1_Transmittance',1,'A4:A52');
% On définit un équivalent au coefficient de transmittance T=ln(I/I0)
% selon la loi de beer lambert T(j)= Kext*L(j) telle que L est la longueur du
%trajet dans la flamme
% On considère une flamme symétrique, telle que la flamme peut être
% considérée comme une succession de cercle concentrique de quantité N
%On note j la progression des cercles concentriques dans la flamme
% telle qu'on se déplaçant de 5 mm à 5 mm dans la flamme, dans le premier
% cerclé extérieur le coefficient d'extinction Kext est égale à
%Kext(1)= T(1)/2.L(1)
% pour chaque couche:
%
% Kext(j)=(1/L(j))(T(j)-T(j-1)-somme(Kext(j)(L(j)-L(j-1))
% Entrée nombre de points de discrétisation N
N=49;
% Entrée rayon de la flamme dans la section de mesure
rayon=1;
a= linspace(0,rayon,N);
```

```
deltar=rayon/(N-1/2);
Size = size(i);
%% Daun 2006
% Aop=zeros(N,N);
% for i=1:1:N
% for j=i:1:N
%
% if j==i
% Aop(i,j)=2*deltar*sqrt(((j+1/2).^2)-(i.^2)) ;
% elseif j>i
% Aop(i,j)=2*deltar*(sqrt(((j+1/2).^2)-(i.^2))-sqrt(((j-1/2).^2)-(i.^2)));
% else
% Aop(i,j)=0;
% end
% end
% end
%%LEGROS 2015
Aop=zeros(N,N);

for i=1:1:N

for j=i:1:N
if j==i
Aop(i,j)=2*deltar*sqrt((j.^2)-((i-1/2).^2)) ;
elseif j>i
Aop(i,j)=2*deltar*(sqrt((j.^2)-((i-1/2).^2))-sqrt(((j-1).^2)-((i-1/2).^2)));
else
Aop(i,j)=0;
end
end
end
%%DAEXCH
% for i=1:1:N
% for j=i:1:N
%
% if j==i
%
% Aop(i,j)=2*deltar*sqrt(((2*j+1).^2)-4*(i.^2)) ;
% elseif j>i
% Aop(i,j)=2*deltar*(sqrt(((2*j+1).^2)-4*(i.^2))-sqrt(((2*j-1).^2)-4*(i.^2)));
% else
% Aop(i,j)=0;
% end
% end
% end
b=T';
%in=inv(Aop);
%inb=inv(T);
%Kext=inv(Aop)*T;
Kext=b*inv(Aop);
%Ext=Kext';
```

```
%% TEST: https://fr.mathworks.com/matlabcentral/newsreader/view_thread/143051
% Ticod=cond(Aop);
%
xtest = lsqr(Aop,T);
%%
figure(1)
plot(xi,Kext)
%% MATRICE L0 POUR REGULARISATION DE TIKHONOV
L0=zeros(N-1,N);
for i=1:1:N-1
for j=1:1:N
if j==i
L0(i,j)=1;
elseif j==i+1
L0(i,j)=-1;
else
L0(i,j)=0;
end
end
end
%%
alpha0=0.2E-0;
L01=L0'*L0;
Atik=(Aop.'*Aop + (alpha0.^2)*L01);
%btik=(Aop*T)';
btik=inv(Atik)*Aop';
% Kext1=inv(Atik)* btik;
Kext1=b*btik;
Kextvrai=Kext1';
%results=[Kext Kext1];
%%
%% CALCUL DE ALPHA
p=double(norm(Aop*Kextvrai-T))
y=double(norm(L0*Kextvrai))
Logp=log10(p.^2);
Logy=log10(y.^2);
resultapha=[Logy Logp alpha0];
% p=double(norm(Aop*Kext1-T))
% y=double(norm(L0*Kext1))
% Logp=log10(p.^2);
% Logy=log10(y.^2);
%
% resultapha=[Logy Logp alpha0];
%%
figure(2)
plot(xi,T)
figure(3)

plot(xi,Kext1,xi,Kext)
```

Bibliographie :

[1] Daun K. J., Thomson K., “Axisymmetric flame deconvolution using automated Tikhonov regularization”, NRC Publications Archive Archives des publications du CNRC, 2006.

[2] Dasch C. J., “One-dimensional tomography: a comparison of Abel, onion-peeling, and filtered back projection methods”, Applied Optics vol.31 (1992):32, 1146

[3] Daun K J, K. Thomson, L. Fengshan, J. S. Greg, “Deconvolution of axisymmetric flame properties using Tikhonov regularization”, Applied Optics vol. 45 (2006), p. 4638-4646.

[4] Thomson, K. A., Güilder, Ö. L., Weckman, E. J., Fraser, R. A., Smallwood, G. J., and Snelling, D. R., “Soot concentration and temperature measurements in co-annular, nonpremixed CH_4/air laminar flames at pressures up to 4 MPa” Combustion and Flame vol.140 (2005),p. 222–232.

[5] Åkesson E.O., Daun K.J., “Parameter selection methods for axisymmetric flame tomography through Tikhonov regularization”, APPLIED OPTICS Vol 47 (2008).

[6] Tikhonov A. N. “Inverse problems in heat conduction” Journal of Engineering Physics Volume 29 (1975), pp 816–820.

[7] Guha A., Schoeg I., “Tomographic laser absorption spectroscopy using Tikhonov regularization”, Applied Optics vol. 53 (2014), p.8095-8103.

[8] Hansen P. C., O’Leary D. P., “The use of the L-curve in the regularization of discrete ill-posed problems,” SIAM J. Sci. Comput. vol.14 (1993), p.1487–1503.

[9]. Hanke M., “Limitations of the L-curve method in ill-posed problems”, BIT Numerical Mathematics vol. 36 (1996), p.287-301.

[10]. Vogel C. R., “Non-convergence of the L-curve regularization parameter selection method,”, Inverse Problems vol.12 (1996), p.535–547.

[11] Regenska T., “A regularization parameter in discrete ill-posed problems”, SIAM J. Sci. Comput vol.17 (1996), p.740–749.

[12] Santoro R. J., Semerjian H. G., Dobbins R. A., “Soot particle measurements in diffusion flames », Combustion and Flame vol.51 (1983), p.203-218.

Effet d'un champ magnétique et d'un champ électrique continu sur le comportement d'une flamme laminaire de diffusion. Impact sur les émissions des suies.

Résumé :

L'impact d'un champ électrique continu et d'un champ magnétique sur la stabilisation d'une flamme laminaire de diffusion de jet simple de CH_4 et de jets coaxiaux de CH_4/air, accroché ou liftée avec instabilité de flickering, ainsi que sur la modification de la production de particules de suie est étudié. Pour la flamme sous champ magnétique généré par un électroaimant, le brûleur coaxial est placé à l'intérieur de l'aimant à deux positions correspondant à un gradient magnétique positif et négatif. Sous ce champ, l'attraction de l'oxygène paramagnétique au niveau du front de flamme conduit à modifier la fréquence de scintillement, la hauteur de portance, ainsi que la luminosité visible de la flamme. Ce changement de luminosité est corrélé à la modification de la production de suie dans la flamme par la modification de la stœchiométrie, la température locale et le temps de séjour. Pour la flamme de jet simple de CH_4, un champ électrique généré entre le brûleur et une grille (électrode), placée à différentes distances du brûleur, a permis de montrer une réduction de la longueur moyenne de flamme, une diminution de la luminescence de CH* et une disparition de l'instabilité de flickering quand l'intensité du champ augmente. Une forte instabilité de la flamme réapparait si on dépasse une valeur critique du champ électrique. L'évolution de la valeur du courant suivant la tension appliquée est corrélée avec le comportement de la flamme. Le champ électrique appliqué à la flamme partiellement prémélangée de CH_4/air, a permis de rattacher la flamme initialement liftée au brûleur et à diminuer sa fréquence d'oscillation (flickering). Le déplacement des ions présents dans la flamme sous champ électrique, induit un effet dynamique appelé vent ionique ainsi qu'une ionisation, modifiant ainsi le comportement de la flamme. Enfin, nous avons conduit des mesures de suies par extinction/diffusion dans une flamme méthane/acétylène sous champ électrique. L'application d'un champ électrique de différentes intensités a permis de montrer une réduction de la fraction volumique et une modification de la distribution de tailles de suies. Cette diminution est couplée avec la diminution de la luminosité dans le visible de la flamme observée lorsqu'on applique le champ.

Mots clés : champ électrique, champ magnétique, flickering, liftée, suie, vent ionique

Effect of a magnetic field and a DC electric field on the behavior of a laminar diffusion flame. Impact on soot emissions.

Abstract

The impact of a DC electric field and a magnetic field on the stabilization of a laminar CH_4 jet diffusion flame and CH4 / air coaxial jets diffusion flame, attached or lifted with the instability of flickering are studied. The impact of these fields is also studied on modification of soot particles production. For the flame under, magnetic field generated by an electromagnet, coaxial burner is placed inside the magnet at two positions corresponding at a positive and negative magnetic gradient. Under this field, the attraction of paramagnetic oxygen at the flame front leads to modify the flickering frequency, the lift height, as well as the visible luminosity of the flame. This change in luminosity is correlated with soot production modification in the flame through the stoichiometry, local temperature, and residence time. For the CH_4 single jet flame, an electric field generated between the burner and a grid (electrode), placed at different distances from the burner, showed a reduction in the average flame length, a decrease in CH* luminescence, and disappearance of the instability of flickering when the intensity of the field increases. Strong instability of the flame appears if a critical value of the electric field is exceeded. The change in the value of the current according to the applied voltage is correlated with the behavior of the flame. The electric field applied to the partially premixed CH4/air flame made it possible to re-attach the flame initially lifted to the burner and reduce its frequency of oscillation (flickering). The displacement of the ions present in the flame under an electric field induces a dynamic effect called ionic wind as well as ionization, thus modifying the behavior of the flame. Finally, we carried out soot measurements by extinction/diffusion in methane/acetylene flame under an electric field. The application of an electric field of different intensities (positive) showed a reduction in the volume fraction and a change in the size distribution of soot. This decrease is coupled with the decrease in the visible luminosity of the flame observed when the field is applied.

Keywords: electric field, magnetic field, flickering, lift, soot, ionic wind