Diagnostic des plasmas de combustion par sonde d'ionisation : application à l'étude de l'interaction flamme-paroi instationnaire

Maxime Karrer

▶ **To cite this version:**

Maxime Karrer. Diagnostic des plasmas de combustion par sonde d'ionisation : application à l'étude de l'interaction flamme-paroi instationnaire. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2009. Français. NNT : . tel-00445348

HAL Id: tel-00445348
https://theses.hal.science/tel-00445348

Submitted on 8 Jan 2010

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

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

THESE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 7 Août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur et Aéronautique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Maxime KARRER

****

DIAGNOSTIC DES PLASMAS DE COMBUSTION PAR SONDE D'IONISATION : APPLICATION A L'ETUDE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI INSTATIONNAIRE

****

Directeurs de Thèse : Marc BELLENOUE et Julien SOTTON

****

Soutenue le 21 Octobre 2009

devant la commission d'examen

****

Jury

Rapporteurs

Mme. Christine ROUSSELLE, Professeur à POLYTECH'Orléans, PRISME, Orléans

M. Christophe LAUX, Professeur à l'Ecole CENTRALE Paris, EM2C

Examinateurs

Mme. Dany ESCUDIE, Directrice de Recherche CNRS, CETHIL, Lyon

M. Marc BELLENOUE, Professeur des Universités, ENSMA, Poitiers

M. Maxime MAKAROV, Ingénieur, Docteur ès Sciences, RENAULT, Guyancourt

M. Julien SOTTON, Maître de Conférences, ENSMA, Poitiers

M. Alexei MIGOUN, Directeur de Recherche, Luikov HMTI, Minsk, Belarus

M. Sergei LABUDA, Directeur de Recherche associé, LCD ENSMA, Poitiers

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE financée par Renault S.A.S, en collaboration avec le Laboratoire de Combustion et de Détonique à Poitiers (CNRS UPR 9028). Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des instigateurs du projet, aussi bien au sein du groupe Renault que du LCD, de m'avoir confié ce travail.

Mes remerciements vont tout d'abord au groupe électro physique, de la Direction de l'Electronique Avancée (DEA) Renault, pour leur soutien et leurs précieux conseils. Je tiens à remercier tout particulièrement M. Maxime Makarov, qui a accepté d'encadrer l'ensemble de mon étude et qui a su me faire profiter de sa grande expérience. Ses nombreux conseils avisés m'ont permis d'évoluer sereinement tout au long de ces trois années. Par ailleurs, je souhaite remercier M. André Agneray qui a su me faire profiter de son expertise et de son excellence sur de nombreux aspects scientifiques et tout particulièrement dans le domaine de l'électronique. Ma gratitude va également à M. Nadim Malek pour m'avoir accueilli au sein de son unité et pour la confiance témoignée. Je suis aussi reconnaissant à M. Franck Deloraine pour son aide. Enfin, je souhaite témoigner ma gratitude à l'ensemble des personnes que j'ai pu côtoyer au sein du groupe tout au long de ces trois années, pour leur accueil et leur gentillesse.

D'autre part, je tiens à adresser des remerciements particuliers à M. Afif Ahmed, ingénieur Renault, sans qui le projet n'aurait pas pu être réalisé.

Par ailleurs je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à l'ensemble de l'équipe « Combustion dans les moteurs » au sein du LCD. Je tiens à remercier tout particulièrement Marc Bellenoue pour ses nombreux conseils et sa confiance tout au long de cette thèse. Je remercie spécialement Julien Sotton pour son aide précieuse et les nombreux échanges qui ont permis de faire évoluer le projet. J'exprime par ailleurs ma plus profonde gratitude à M. Sergei Labuda pour son extrême gentillesse, et pour son aide ô combien précieuse et indispensable. Sa patience ainsi que sa grande expertise dans le domaine expérimental ont constitué une aide essentielle à ce projet. Enfin mes remerciements vont à l'ensemble des doctorants de l'équipe que j'ai pu côtoyer, aussi bien de l'ancienne génération : Camille Strozzi (dit l'italien), John Grondin, Bastien Boust, que de la nouvelle génération : Laëtitia Bernard, Vivien Prevost.

Je remercie également les membres du jury pour avoir accepté d'examiner ce travail. Je remercie tout particulièrement M. Christophe Laux et Mme Christine Rousselle d'avoir rapporté avec la plus grande attention et minutie l'étude contenue dans ce volumineux manuscrit, malgré des emplois du temps très chargés. Je souhaite par ailleurs exprimer ma plus sincère gratitude à M. Alexei Migoun d'avoir accepté de faire un long voyage pour faire partie de ce jury.

Mes remerciements s'adressent aussi à M. Claverie, ingénieur d'étude au CNRS, qui a su me faire profiter d'une grande expérience dans le domaine du diagnostic optique. Sa patience et son savoir-faire ont permis la réussite d'expériences délicates. Je le remercie aussi de m'avoir fait profiter de son « tracteur » afin de me réapprovisionner en piles et autres fournitures indispensables au bon fonctionnement des dispositifs.

Ma gratitude s'adresse également à M. Baldéo Ruttun, pour son aide en matière de conception électronique, mais surtout pour avoir ravitaillé en toutes circonstances le laboratoire en café et autres boissons indispensables à la réussite de tout projet scientifique.

D'autre part je remercie M. Yves Foy, Technicien au CNRS, pour sa contribution à la réalisation des différents dispositifs expérimentaux.

Je remercie l'ensemble des secrétaires du laboratoire Françoise Astier, Jocelyne Bardeau et Monique Dupuy pour leur aide et leur bonne humeur.

Enfin j'adresse des remerciements particuliers à l'ensemble de mon entourage, notamment à mes parents, pour leur aide et leur soutien.

Et je souhaite dédier, tout particulièrement, ce travail à ma future épouse Mlle. Teresa Gil, qui a su parfaitement m'accompagner durant ces trois années de thèse.

PS : Je tiens à remercier tous ceux que j'ai oubliés ….

Table des matières

NOMENCLATURE **11**

INDICES ET EXPOSANTS 12

ABREVIATION 14

INTRODUCTION **17**

1 SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE **23**

1.1 INTRODUCTION 23

1.2 INTERACTION FLAMME-PAROI 23

1.2.1 Phénoménologie de l'interaction flamme-paroi *24*

1.2.2 Paramètres de l'interaction flamme-paroi *26*

1.2.3 Modèle d'interaction Flamme-paroi *28*

1.2.4 Conclusion *31*

1.3 DIAGNOSTIC DE LA FLAMME PAR COURANT D'IONISATION : ASPECTS THEORIQUES 31

1.3.1 Formation des ions dans une flamme *32*

1.3.2 Plasma de combustion *44*

1.3.3 Interaction Plasma – Sonde : Formation de Gaine *53*

1.3.4 Le courant d'ionisation en régime de tension variable *58*

1.4 DIAGNOSTIC DE FLAMME PAR SONDE D'IONISATION : ASPECT EXPERIMENTAL ET APPLICATIONS 62

1.4.1 Système usuel de mesure du courant d'ionisation *62*

1.4.2 Influences des paramètres d'électrodes : Surface, polarisation *65*

1.4.3 Dispositif d'excitation à tension variable *74*

1.4.4 Application sur moteurs à combustion interne *77*

1.4.5 Autres Applications *86*

1.4.6 Conclusion *90*

2 DISPOSITIFS ET DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX **93**

2.1 INTRODUCTION 93

2.2 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX 93

2.2.1 Chambres statiques *93*

2.2.2 Machine à Compression Rapide (MCR) *95*

2.2.3 Dispositif d'allumage *98*

2.3 DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX 99

2.3.1 Mesure de pression *99*

2.3.2 Mesure de flux thermique pariétal *99*

2.3.3 Chimiluminescence *100*

2.3.4 Fluorescence Induite par Plan Laser (P.L.I.F) *101*

2.3.5 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) *105*

2.4 DIAGNOSTICS SPECIFIQUES A L'ETUDE : LES SONDES D'IONISATION 110

2.4.1 Introduction *110*

2.4.2 Géométrie et conception des sondes 110

3 MESURE DE LA DISTANCE DE COINCEMENT DE FLAMME - PARTIE I : REGIME LAMINAIRE 117

3.1 INTRODUCTION 117
3.2 CONDITIONS EXPERIMENTALES 118
3.3 CARACTERISATION DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI EN REGIME LAMINAIRE 123
3.4 LIEN ENTRE LA DISTANCE DE COINCEMENT ET LE COURANT D'IONISATION : MODELE THEORIQUE 130
3.4.1 Modèle théorique 130
3.4.2 Influences des hypothèses du modèle sur l'estimation de la distance de coincement 133
3.4.3 Analyse de la caractéristique courant-tension lors du coincement de la flamme 138
3.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION 140
3.5.1 Couplage des mesures par sonde d'ionisation et par méthodes optiques 140
3.5.2 Résultats des mesures 144
3.6 CONCLUSION 150

4 MESURE DE LA DISTANCE DE COINCEMENT DE FLAMME-PARTIE II : HAUTES PRESSIONS ET REGIME TURBULENT 155

4.1 INTRODUCTION 155
4.2 MESURE DE LA DISTANCE DE COINCEMENT DE FLAMME A HAUTES PRESSIONS 156
4.2.1 Mesures couplées du flux de chaleur pariétal et du courant d'ionisation 156
4.2.2 Effets de la pression et de la température sur le potentiel de la flamme 167
4.2.3 Influence de la chute de potentiel sur les mesures de distance de coincement 204
4.2.4 Instabilités hydrodynamiques à hautes-pression 207
4.2.5 Conclusion 210
4.3 CONTRAINTES LIEES AUX ETUDES EN REGIME TURBULENT 212
4.3.1 Introduction 212
4.3.2 Caractérisation de l'écoulement turbulent par P.I.V 213
4.3.3 Mesures couplées P.L.I.F et courant d'ionisation 225
4.3.4 Conclusion 228
4.4 CONCLUSION 229

5 POTENTIEL DU DIAGNOSTIC PAR SONDE D'IONISATION : VITESSE, TEMPERATURE, FLUX DE CHALEUR 235

5.1 INTRODUCTION 235
5.2 ETUDE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI PAR PIV RAPIDE A HAUTE RESOLUTION ET PAR MESURE DU COURANT D'IONISATION – REGIME LAMINAIRE 236
5.3 DETERMINATION DES DIFFERENTS PARAMETRES : RESULTATS ET DISCUSSION 244
5.3.1 Mesure de vitesse 244
5.3.2 Evaluation de la température de flamme non adiabatique 247

5.3.3 Mesure du flux de chaleur pariétal ... *255*
5.4 CONCLUSION ... 257
5.5 PERSPECTIVES : MESURES A HAUTE FREQUENCE ... 257
5.5.1 Montage expérimental ... *258*
5.5.2 Mesures expérimentales ... *262*
5.5.3 Discussion sur les résultats ... *265*
5.5.4 Conclusion ... *272*
5.5.5 Autres Perspectives ... *273*
CONCLUSION ... **279**
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES ... **283**
ANNEXES ... **291**

Alphabet Latin

a	Coefficient de recombinaison / Coefficient d'attachement électronique
a_0	Rayon de l'orbite de Bohr
c	Vitesse acoustique ionique
C	Capacité électrique
C_p	Capacité calorifique massique
d	Distance
D	Diamètre
Da	Nombre de Damköhler
e	Charge élémentaire
E	Champ électrique
E_i	Energie d'ionisation
f	Fréquence
F	Force
G	Conductance
h	Coefficient de convection
ΔH	Chaleur de réaction
i	Courant électrique
I_k	Potentiel d'ionisation de l'espèce k
j	Densité de courant
k	Constante de Boltzmann
K	Nombre d'onde
K_d	Constante de réaction chimique
L	Longueur / Inductance électrique
£	Longueur de Markstein
m	Masse
$\overline{M}$	Masse relative
M	Masse molaire
n/N	Densité de particules
$\bar{n}$	Densité de neutres
N'	Concentration
Nu	Nombre de Nusselt
P	Pression
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
q'	Intensité de turbulence
Q	Densité de flux thermique
q	Charge électrique/ densité de flux thermique pariétal
r	Rayon
R	Résistance électrique / Constante des gaz parfaits
Re	Nombre de Reynolds
S	Surface
Ss	Vitesse de flamme étirée
S_u, S_l	Vitesse de flamme non étirée
S_{u0}, S_{l0}	Vitesse fondamentale de flamme
t	Temps
T	Température
U	Potentiel électrique
V	Vitesse

v	Vitesse normalisée	Zk	Nombre de charge de l'espèce k
w	Fréquence plasma / Taux de réaction chimique / Vitesse microscopique	u v w	Composante de vitesse
		u' v' w'	Fluctuations turbulentes de u v w
X_0	Taille de la gaine	x,y,z	Coordonnées spatiales
Y_{fuel}	Fraction massique de carburant		

Alphabet Grec

α_k	Polarisabilité de l'espèce k	μ	Mobilité électrique / ratio de vitesse de consommation des gaz frais
Δ	Variation		
δ	Epaisseur	ν	Vitesse thermique
$\delta\xi$	Chute de potentiel anodique normalisée	ξ	Masse réduite
ε_0	Permittivité du vide	ρ	Densité
ε	Chute de potentiel	σ	Section de collision efficace
ε'	Energie cinétique du mouvement relatif	τ	Concentration normalisée / temps de parcours
ζ	Fraction d'énergie		
η	Coordonnée spatiale adimensionnée	υ_{cl}	Fréquence de transfert charge-neutre
κ	Etirement du front de flamme	φ	Flux thermique adimensionné / fraction d'espèce
λi	Libre parcours moyen des ions		
λe	Libre parcours moyen des électrons	Φ	Richesse
λ_d	Longueur de Debye	χ	Potentiel électrique normalisé
λ	Conductivité thermique	ω	Pulsation

Indices et exposants

---

a	Anode	e	Electron
ad	Adiabatique	f	Flamme
c	Cathode	gf, u	Gaz frais
gb, b	Gaz brûlés	i	Ion

in	Entrée de gaine	w	Paroi
l	Laminaire	0	Condition de référence
q	Coincement	+	Ions positifs
RF	Radio-Fréquence	-	Ions négatifs
s	Etirée	∞	Ecoulement libre
t	Turbulent	< >/ ⁻	Moyenne

Abréviation

L.I.F	Fluorescence Induite par Laser
P.I.V	Vélocimétrie par Image de Particules
HOQ / CF	Head-on Quenching / Coincement Frontal
SWQ /CL	SideWall Quenching / Coincement Latéral
CC	Coincement en cavité
TQ	Coincement en tube
HF	Hautes-fréqueces
BF	Basse-fréquences
RF	Radio-fréquence
MCR	Machine à Compression Rapide
U.V	Ultra-violet
U.H.C	Hydrocarbures Imbrûlés
PMB	Point Mort Bas
PMH	Point Mort Haut
CA	Crank Angle

Introduction

Introduction

La réduction des émissions polluantes en matière de transport routier est aujourd'hui l'un des objectifs majeurs pour l'amélioration de la qualité de l'air, particulièrement en zone urbaine. A ce titre, les voitures doivent respecter certaines normes relatives aux gaz d'échappement avant qu'elles ne soient autorisées à la vente dans l'Union européenne. Les premières normes d'émissions 'Euro' pour les véhicules de particuliers et les véhicules légers ont été établies dans l'UE dès 1993. Elles ont déjà contribué à réduire considérablement la pollution de l'air par les voitures, en obligeant par exemple les constructeurs automobiles à équiper les pots d'échappement de filtres catalytiques. Les constructeurs automobiles se sont notamment engagés à réduire l'émission de CO_2, gaz à effet de serre produit par leur véhicules, pour atteindre la valeur de 130g/km d'ici 2015. La réduction des émissions polluantes passe inévitablement par une diminution de la consommation en carburant des moteurs à combustion interne.

L'une des solutions envisagées pour réduire la consommation de carburant dans les moteurs à piston est la réduction de la cylindrée couplée à une suralimentation, communément appelée « downsizing ». Cette solution, particulièrement appropriée pour les moteurs à allumage commandé, consiste à réduire la cylindrée du moteur afin de le faire fonctionner dans des conditions de charge pour lesquelles les rendements sont meilleurs, et de le suralimenter, le cas échéant, pour compenser la perte de puissance maximale inhérente à cette réduction de cylindrée. En effet, la majeure partie du temps, la puissance demandée au moteur, en dehors des phases d'accélération, est très inférieure à la puissance maximale que le moteur est capable de fournir (de l'ordre de 15 à 20%). Ainsi, pour délivrer une même puissance, un moteur d'une cylindrée de 1400cm^3 fonctionnera à une charge supérieure à celle d'un moteur de 2000cm^3 de cylindrée et devrait donc avoir un rendement supérieur de plusieurs points. Au-delà du gain attendu par cette technologie, le « downsizing » permet la réduction du poids du groupe motopropulseur.

Néanmoins, bien que très prometteuse, cette solution se heurte à un certain nombre de difficultés technologiques. En particulier, l'utilisation de systèmes de suralimentation trouve sa limite du fait des hautes pressions et des hautes températures qui sont générées dans la chambre de combustion et qui peuvent conduire à des phénomènes de combustion non contrôlés comme le cliquetis. La diminution de la cylindrée et les pressions élevées augmentent l'importance des phénomènes de transferts de chaleur aux parois. Dans les moteurs à combustion interne, prés d'un tiers de l'énergie introduite dans la chambre de combustion sous forme chimique est dissipée à la paroi par transfert de chaleur au détriment du rendement thermodynamique du moteur. Par ailleurs, l'historique de la thermique à l'intérieur du cylindre pilote les processus de combustion et par conséquent la formation des polluants. La réussite du « downsizing » passe par une excellente maîtrise des transferts de chaleur et des processus de combustion, particulièrement sous l'effet des parois. Dans un moteur à combustion interne, la flamme est affectée très tôt dans le cycle par la paroi. Dans certains cas, seulement 10% de la charge a été consommée lorsque les mécanismes de propagation du front de flamme sont affectés par les parois. La compréhension des mécanismes de l'interaction flamme-paroi constitue un enjeu majeur pour le développement des nouvelles technologies de motorisation.

D'autre part, la simulation numérique tridimensionnelle apparaît comme un outil indispensable pour la conception et l'optimisation des nouveaux concepts. Elle permet de capitaliser l'ensemble des savoirs fondamentaux acquis dans un très grand nombre de domaine comme la combustion, la mécanique des fluides, l'aérodynamique ou bien encore la thermique. Ces outils numériques sont utilisés pour prédire les performances de nouveaux choix technologiques tant en terme d'efficacité énergétique que d'émissions polluantes. De ce fait elle est aujourd'hui très répandue chez l'ensemble des constructeurs automobiles. Cependant les modélisations existantes ont montré des difficultés à prédire de façon fiable les effets de l'interaction flamme-paroi. Ceci constitue un handicap important dans le développement des nouvelles technologies de motorisation et justifie les efforts qui sont menés aujourd'hui pour développer les connaissances dans ce domaine.

Dans ce contexte, l'acquisition de bases de données expérimentales permettrait de faciliter la validation des modèles numériques. En particulier, tout l'enjeu est de savoir si le gain énergétique escompté sur ce nouveau type de motorisation n'est pas en partie perdu sous l'effet de la dissipation énergétique à la paroi notamment à très hautes pressions (~150 bars). Comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit les technologies existantes ne permettent pas aujourd'hui de mesurer expérimentalement les paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi à hautes pressions et hautes températures. Il est devenu indispensable de développer une nouvelle méthode de diagnostic de l'interaction flamme-paroi qui fonctionne sur une large plage de pression et de température. Enfin cette technologie devra permettre une mesure non intrusive de ces paramètres.

L'objet de cette thèse est de démontrer la possibilité d'utiliser une technologie novatrice basée sur la mesure du courant d'ionisation afin de réaliser le diagnostic des plasmas de combustion et en particulier d'appliquer ce diagnostic aux paramètres de l'interaction flamme-paroi.

Depuis de nombreuses années, les sondes de Langmuir dites « sondes d'ionisation » ont été utilisées dans le domaine automobile afin de permettre la détection du passage d'une flamme lors d'une combustion instationnaire dans une enceinte. Dans le cas des moteurs à combustion interne, les sondes d'ionisation ont été principalement utilisées dans le but d'identifier des ratés d'allumage ou la combustion anormale (cliquetis). Des études récentes ont montré que ce diagnostic pourrait être utilisé pour une caractérisation beaucoup plus complète de la flamme et de la combustion. Dernièrement, des études menées par la Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD), par Renault S.A.S, et par Renault F1 ont mis en évidence l'existence de corrélations fortes entre les caractéristiques courant-tension de la sonde et :

- Le phénomène de coincement de flamme
- La richesse

En revanche, les études réalisées à ce jour n'ont pas encore permis d'établir clairement ces relations qui dépendent de nombreux paramètres comme la tension de polarisation, la pression, la nature du carburant, l'intensité de la turbulence, la température de la sonde…

L'utilisation des sondes d'ionisation pour le diagnostic des plasmas de combustion et leur application aux paramètres de l'interaction flamme paroi fait l'objet de cette thèse de doctorat. Il s'agit d'une thèse CIFRE financée par Renault S.A.S. Le travail a été réalisé au sein de l'équipe « combustion dans les moteurs » du Laboratoire de Combustion et de Détonique. L'objectif est de

démontrer les possibilités d'utilisation des sondes d'ionisation comme outil de diagnostic multi-paramètres de la combustion dans les moteurs à combustion interne. Le travail comporte la mise au point d'une méthode de mesure très peu intrusive, de temps de réponse très rapide et facilement applicable dans le cas des moteurs à combustion interne. D'un point de vue fondamental, l'enjeu est de comprendre les mécanismes d'interaction flamme-paroi et de quantifier des grandeurs caractéristiques telles que la distance de coincement, qui n'ont pas pu être estimées par simulation numérique, pour des conditions de pressions élevées comme dans le cas des moteurs à combustion interne.

La complexité des phénomènes qui sont mis en jeu dans cette étude a nécessité de débuter l'étude dans la configuration la plus simple possible (chambre statique, combustion laminaire) avant de complexifier progressivement le dispositif afin de se rapprocher au maximum des conditions rencontrées sur les moteurs à combustion interne (hautes pressions, turbulence…).

Ce mémoire comprend cinq chapitres. Le premier chapitre est une synthèse bibliographique sur les différentes thématiques rencontrées dans ce manuscrit. D'un point de vue scientifique, cette thèse nécessite d'aborder différents domaines tels que la combustion ou la physique des plasmas. De ce fait la première partie présentera aussi bien les aspects fondamentaux liés à l'interaction flamme-paroi que ceux liés à l'étude des plasmas de combustion. Un état de l'art sera proposé sur ces différents domaines afin de faciliter la bonne compréhension du manuscrit. Les résultats indispensables à l'étude de l'interaction flamme-paroi seront détaillés dans un premier temps. La seconde partie sera consacrée à la chimie des ions dans la flamme et aux propriétés de la flamme en tant que plasma. Ce chapitre se terminera sur les différentes applications des sondes d'ionisation dans le cas des moteurs à combustion interne.

Le second chapitre présentera l'ensemble des moyens d'essais et des outils de diagnostics qui a été utilisé au cours de cette étude. Le choix des géométries de sonde et des caractéristiques d'alimentation électriques les mieux adaptées aux conditions de notre étude sera expliqué au cours de ce chapitre. Par ailleurs nous détaillerons comment les diagnostics existants ont été adaptés afin de répondre aux besoins de notre étude.

Le troisième chapitre de cette thèse est consacré au développement d'une méthodologie permettant de déterminer la distance de coincement à partir de la caractéristique courant-tension mesurée par sonde d'ionisation. La démonstration des lois spécifiques permettant de lier la distance de coincement de flamme et la densité de courant mesurée sera proposée. Par ailleurs le modèle théorique sera validée expérimentalement à basse pression ($P<0.5MPa$) par comparaison avec les résultats issus de diagnostics optiques.

Le quatrième chapitre sera consacrée à l'étude de la distance de coincement de flamme à hautes pressions, jusqu'à 150 bars, et dans le cas des régimes turbulents. La mesure de la distance de coincement par sonde d'ionisation sera validée à hautes pressions par couplage avec des mesures de flux de chaleur. Par ailleurs, une modélisation des effets de pressions et de température sur la cinétique chimique de production d'espèces chargées dans la flamme sera proposée. Cette modélisation a été réalisée à l'institut « Heat and Mass Transfer » de Minsk. Les mécanismes de polarisation de la flamme à hautes pressions seront étudiés au cours de ce

chapitre. Les effets de la turbulence et de la présence de particules (huile) sur les corrélations observées seront par ailleurs évoqués.

Le cinquième chapitre sera consacré quant à lui aux autres paramètres de l'interaction flamme-paroi qui peuvent être déterminés à partir du courant d'ionisation tels que la vitesse de flamme, la température ou bien encore le flux thermique pariétal. Les résultats obtenus seront validés par d'autres méthodes de diagnostics comme la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V) ou la mesure du flux de chaleur pariétal. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée aux perspectives de l'étude et en particulier aux mesures par sonde d'ionisation à hautes-fréquences.

Synthèse Bibliographique

1 Synthèse bibliographique

1.1 Introduction

L'objectif de cette synthèse bibliographique est de proposer une analyse des connaissances sur les différents aspects scientifiques qui seront étudiés dans cette thèse. Les thématiques abordées étant très variées, puisqu'elles ont trait autant au domaine de la combustion que des plasmas, cette synthèse sera divisée en trois grandes parties.

Dans un premier temps nous aborderons les aspects phénoménologiques liés à l'interaction flamme-paroi. L'un des enjeux de cette thèse est en effet de proposer une méthode de diagnostic des paramètres de l'interaction flamme-paroi. Il est essentiel d'en expliquer les mécanismes et de définir les paramètres caractéristiques qui permettent de décrire la dynamique de l'interaction entre la flamme et la paroi.

La seconde partie de cette bibliographie sera consacrée à l'étude théorique des plasmas de combustion. Nous détaillerons les aspects cinétiques qui expliquent la présence d'espèces chargées dans le front réactif d'une flamme, avant de caractériser les propriétés physiques de la flamme en tant que plasma faiblement ionisé. Des grandeurs physiques caractéristiques (mobilité, fréquence de collisions,…) liées aux plasmas seront ainsi définies. Enfin cette étude abordera le problème de l'interaction plasma-paroi et plus particulièrement la formation des gaines à la surface d'une sonde d'ionisation au contact d'un plasma.

La dernière partie de cette synthèse bibliographique sera consacrée aux études expérimentales liées à l'utilisation des sondes d'ionisation. Cette partie détaillera les dispositifs usuels permettant de mesurer le courant d'ionisation, en particulier sur un moteur à combustion interne. Nous ferons ainsi le point sur les paramètres physiques qui ont une influence sur le courant d'ionisation et sur les techniques de diagnostics développées jusqu'à présent à partir de cette technologie.

1.2 Interaction Flamme-Paroi

L'une des caractéristiques de la combustion dans un moteur à allumage commandé est que la flamme atteint par endroit la paroi alors que seulement 30% de la charge a été consommée. Une grande partie du combustible brûle en proche parois. La présence de cette forte proportion de combustible au niveau de la paroi s'explique par le fait que la charge fraîche se trouvant devant la flamme de prémélange est comprimée sous l'action combinée du mouvement du piston et de la détente de gaz brûlés situés derrière le front de flamme, l'essentiel de la charge se trouvant alors concentrée prés des bords de la chambre. Par ailleurs, le bilan énergétique des moteurs à pistons montre qu'un tiers de l'énergie chimique peut être cédée par les gaz aux parois du cylindre (Fig. 1).

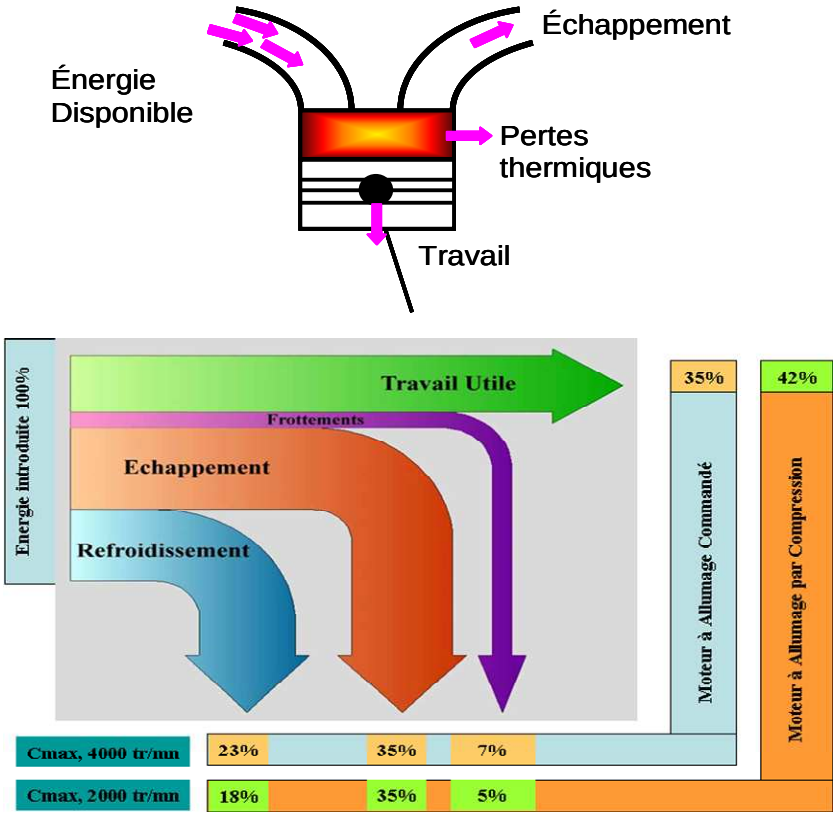


Fig. 1: Pertes thermiques dans les moteurs à allumage commandé [1]

Cette partie est consacrée à une synthèse bibliographique permettant de mieux comprendre les mécanismes de l'interaction flamme-paroi.

1.2.1 Phénoménologie de l'interaction flamme-paroi

L'interaction flamme-paroi est un problème très complexe qui dans les systèmes les plus courants de la combustion, comme les moteurs à combustion interne, est le résultat d'interactions réciproques entre trois éléments : la flamme, la paroi et l'écoulement [2]. Ces différentes interactions s'influencent simultanément et le couplage des interactions rend la compréhension du phénomène très difficile.

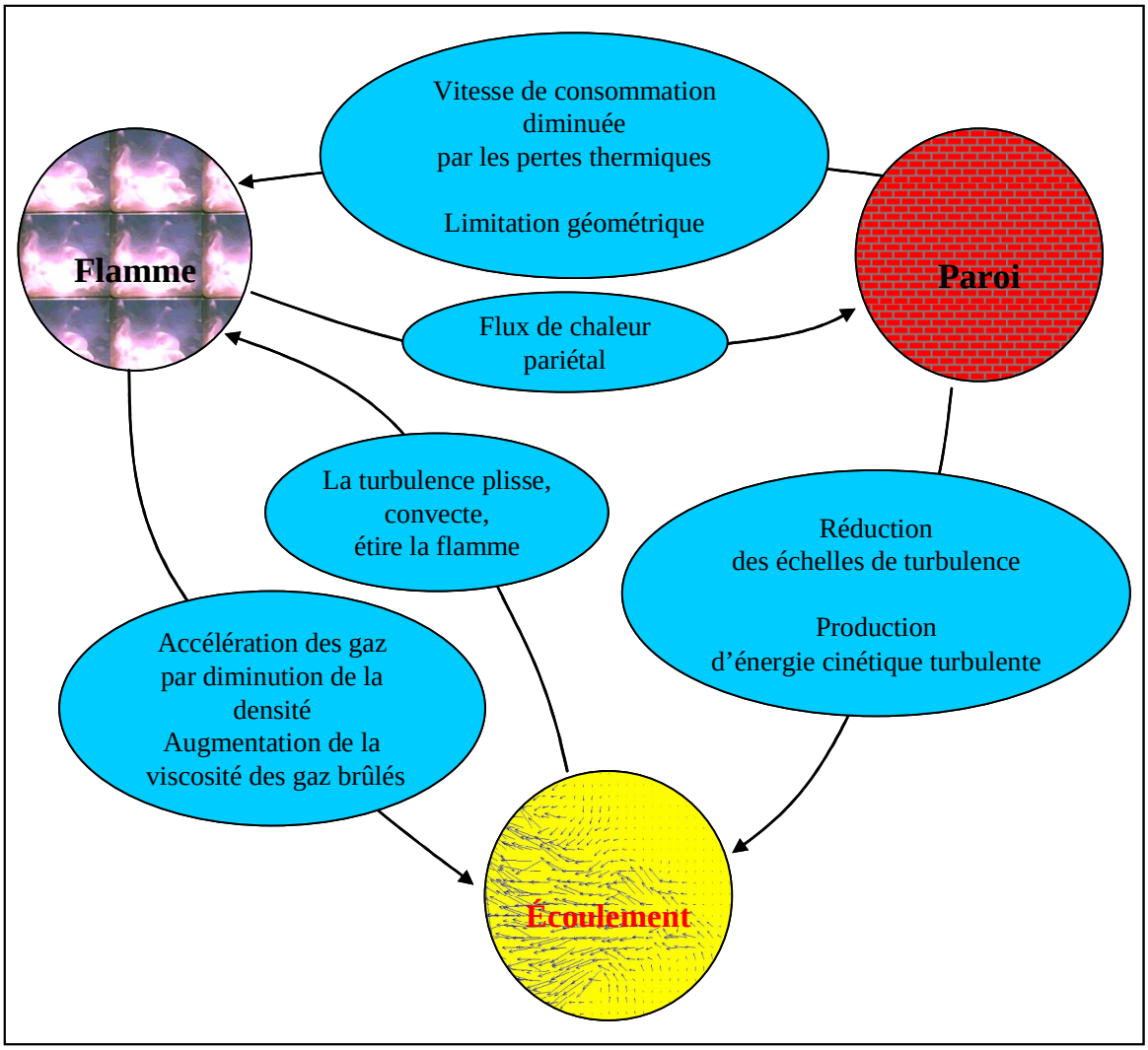


Fig. 2 : Phénomènes mis en jeu lors de l'interaction flamme-paroi [2]

Dans les moteurs à combustion interne la flamme s'éteint à une distance finie de la paroi. Cette distance est appelée distance de coincement et le phénomène d'extinction de la flamme est appelé phénomène de coincement. Ce phénomène est dû aux effets individuels ou conjugués des pertes thermiques pariétales, de l'étirement de la flamme et d'une désexcitation des radicaux par la paroi. Il existe plusieurs géométries d'interaction entre une flamme et une paroi. Angelberger [3] donne une représentation de ces différentes géométries d'interaction dans les moteurs. La distance de coincement est notée δ_q sur la figure suivante (Fig. 3).

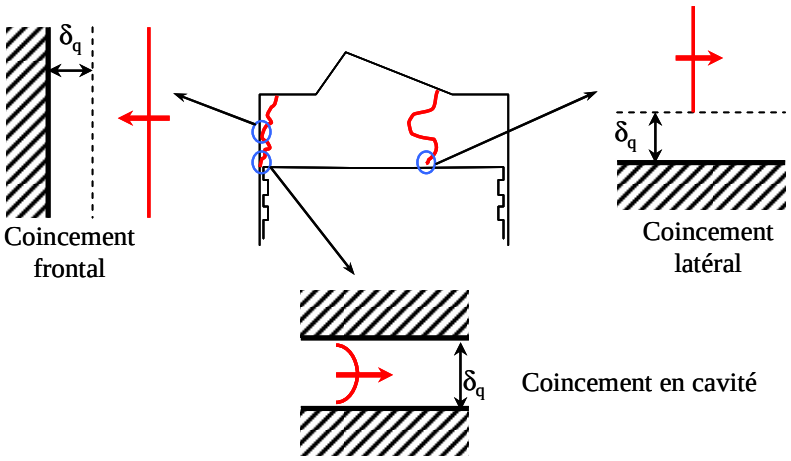


Fig. 3: Géométries d'interaction flamme-paroi dans un cylindre moteur [3]

On peut ainsi distinguer trois types d'interaction flamme-paroi :

- Le Coincement Frontal (CF) ou Head-On Quenching (HOQ)

  La Flamme arrive perpendiculairement à la paroi. L'interaction est instationnaire, la vitesse de consommation des gaz frais diminue jusqu'à l'extinction de la flamme.

- Le Coincement Latéral (CL) ou Side Wall Quenching (SWQ)

  La flamme interagit avec une paroi parallèle à sa direction de propagation. Ce type d'interaction peut être vue comme stationnaire dans un repère lié à la flamme.

- Le Coincement en Cavité (CC) ou Tube Quenching (TQ)

  La flamme se propage entre deux parois parallèles à sa direction de propagation. Il existe une distance minimale entre les parois en dessous de laquelle la flamme ne peut pas se propager.

Le coincement en cavité (CC) peut se rencontrer par exemple dans les crevasses crées par les segments entre le piston et le cylindre. Si la taille des interstices est inférieure à la distance de coincement de la flamme qui se propage dans la chambre, celle-ci peut ne pas pouvoir consommer le mélange localisé dans ces cavités suite à la phase d'admission. Ce carburant imbrûlé est alors rejeté à l'échappement et constitue ainsi une partie des rejets d'hydrocarbures imbrûlés (UHC). Pour les deux autres configurations à savoir le coincement frontal et latéral, il est important de noter que dans un moteur la forte agitation turbulente ne permet d'avoir des géométries d'interaction purement frontale ou latérale. Ainsi pour l'étude de ces géométries il est nécessaire d'établir des cas de référence en travaillant en régime laminaire, c'est-à-dire en l'absence de dynamique dans l'écoulement initial de gaz frais.

1.2.2 Paramètres de l'interaction flamme-paroi

Pour caractériser l'interaction flamme–paroi on définit généralement un certain nombre de paramètres que nous détaillerons ici dans la mesure où ils seront utilisés dans la suite de l'étude. La distance de coincement est ainsi souvent notée δ_q et elle est adimensionnée par l'épaisseur de flamme non étirée δ_l pour déterminer le nombre de Peclet relatif au coincement Pe_q.

(Eq. 1) $$\delta_l = \frac{\lambda}{\rho_u c_P S_l} \qquad Pe_q = \frac{\delta_q}{\delta_l}$$

Avec λ la conductivité thermique, ρ la masse volumique, C_P la chaleur massique et S_l la vitesse de flamme laminaire non étirée. L'indice u renvoie aux gaz frais.

Le flux thermique pariétal Qw est adimensionné par le flux thermique convecté par la flamme laminaire non étirée Ql. Le flux thermique adimensionné φ_q qui en résulte est un bon indicateur de l'importance qu'ont les pertes thermiques dans le bilan énergétique de combustion.

(Eq. 2) $$Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H \qquad \varphi_q = \frac{Q_w}{Q_l}$$

Avec Y_{fuel} la fraction massique de carburant dans les gaz frais et ΔH la chaleur de réaction.

A partir de l'évolution temporelle du flux pariétal, on détermine un temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi t_q. D'après la définition proposée par Vosen [4], t_q est le temps mis par le flux pour monter de 50% à 100% de sa valeur maximale. Un temps adimensionnel τ_q est obtenu en divisant t_q par le temps de flamme laminaire non étirée t_l.

(Eq. 3) $$t_l = \frac{\delta_l}{S_l} \qquad \tau_q = \frac{t_q}{t_l}$$

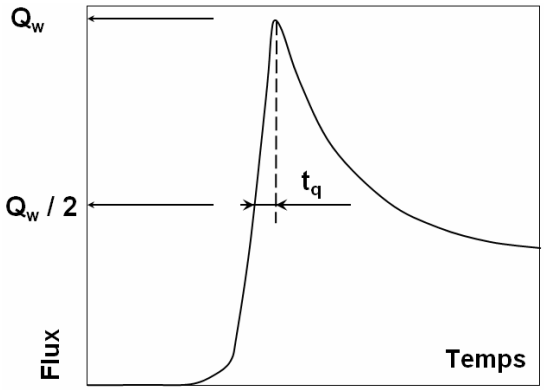


Fig. 4: Temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi [4]

Dans la définition proposée par Vosen [4] il est important de noter que le temps caractéristique de référence est basé sur une flamme non étirée. Nous avons en effet indiqué que le phénomène de coincement peut être aussi lié à l'étirement de la flamme. L'étirement peut être dû à l'écoulement turbulent qui vient perturber la propagation de la flamme ou bien encore à l'apparition de structures complexes comme par exemple les structures cellulaires observées à haute pression. Cet étirement κ dépend de deux contributions :

- κ_c : L'étirement de courbure locale de la flamme.
- κ_s : L'étirement lié aux contraintes tangentielles imposées par l'aérodynamique des gaz frais devant la zone réactive

(Eq. 4) $$\kappa = \kappa_c + \kappa_s = 2\frac{S_s}{R_C} + \frac{\partial\left(\overrightarrow{V_g}\cdot\vec{l}\right)}{\partial l}$$

Avec S_s la vitesse de flamme étirée, l l'abscisse curviligne du front de flamme.

Ainsi Bradley a montré qu'une flamme stœchiométrique de méthane-air s'éteint sous l'effet de l'étirement pour des valeurs d'étirement de l'ordre de 2000 à 3000 s^{-1}.

Nous allons maintenant décrire un modèle d'interaction flamme-paroi développé par B.Boust [1] et que nous utiliserons au cours de cette étude.

1.2.3 Modèle d'interaction Flamme-paroi

Un modèle simplifié de l'interaction flamme paroi a été développé par B.Boust [1] afin de donner une équation permettant de relier le flux de chaleur pariétal à la distance de coincement de flamme.

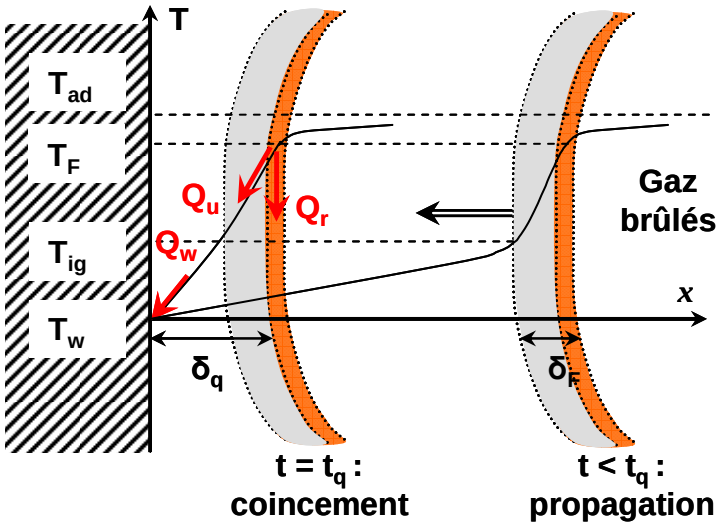


Fig. 5: Modèle simplifié de coincement frontal [1]

Ce modèle a été développé pour le cas d'une flamme laminaire non étirée en interaction frontale avec la paroi (Fig. 5). Les principales hypothèses du modèle sont les suivantes :

- Le coincement est uniquement dû aux pertes thermiques, on néglige les effets de l'étirement.
- La puissance thermique Ql produite par la flamme se répartit exclusivement entre la part Qr qu'elle conserve et la part Qu qu'elle cède aux gaz frais :

  (Eq. 5) $$Q_l = Q_r + Q_u$$

  Où la puissance de flamme Q_l est celle d'une flamme non étirée en propagation libre :

  (Eq. 6) $$Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H$$

  et où la puissance Q_r gardée par la flamme dépend directement de sa température T_F et de la température des gaz frais T_0 :

(Eq. 7) $$Q_r = \rho_u S_l c_P \left(T_F - T_O\right)$$

- Les propriétés des gaz frais, comme la conductivité thermique, sont évaluées pour température intermédiaire qui est prise comme une moyenne entre la température d'allumage T_{ig} (~850K) et la température de la paroi T_w(~300K). La température de la flamme est prise comme étant la moyenne entre la température de flamme adiabatique T_{ad} et la température d'allumage T_{ig}.
- Le coincement de la flamme intervient lorsque les pertes thermiques pariétales Q_w dépassent la puissance Q_u cédée par la flamme aux gaz frais ; à cet instant noté t_q, la paroi prélève tellement de chaleur aux gaz frais par conduction que ceux-ci ne peuvent plus être suffisamment préchauffé par la flamme :

  (Eq. 8) $$Q_w = Q_u$$

  Soit localement:

  (Eq. 9) $$\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0} = \lambda \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=\delta q}$$

  Au premier ordre dans la couche de gaz frais et à l'instant du coincement on a :

  (Eq. 10) $$t = t_q : \qquad Q_w = \left\langle \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle_{x \in [0,\delta q]} = \lambda \cdot \frac{T_F - T_w}{\delta_q}$$

- Une dernière hypothèse consiste à supposer que T_0 et T_w sont très proches de manière a pouvoir écrire :

  (Eq. 11) $$T_F - T_0 \approx T_F - T_w$$

  Cela revient à faire l'hypothèse que la température des gaz frais a peu évolué lors de la combustion. Cette hypothèse reste discutable suivant les cas étudiés. On notera que l'erreur induite sur le résultat peut être supérieure à 10%.

Pour obtenir une expression analytique du flux de chaleur en fonction de la distance de coincement on fait dans un premier temps la somme des trois premières équations du modèle (Eq. 5)+(Eq. 6)+(Eq. 7) :

(Eq. 12) $$Q_l = \rho_u S_l c_P \left(T_F - T_0\right) + Q_w$$

En utilisant les équations (Eq. 11) et (Eq. 10) dans l'expression précédente on obtient :

(Eq. 13) $$Q_l = \frac{\rho_u S_l c_P \delta_q}{\lambda} Q_w + Q_w$$

Cette formulation fait alors apparaître δ_l, l'épaisseur d'une flamme laminaire non étirée en propagation libre :

(Eq. 14) $$\delta_l = \frac{\lambda}{\rho_u S_l c_P}$$

Ce qui devient, en substituant l'expression de δ_l :

(Eq. 15)
$$Q_l = \left(\frac{\delta_q}{\delta_l} + 1 \right) Q_w$$

On met ainsi en évidence la relation analytique entre les nombres adimensionnels caractéristiques du coincement : le nombre de Peclet Pe et le flux adimensionné φ.

(Eq. 16)
$$\frac{1}{\varphi} = Pe + 1$$

La formulation analytique du modèle de coincement prend finalement deux formes équivalentes, selon que l'on cherche le flux ou la distance de coincement :

(Eq. 17)
$$\varphi = \frac{1}{Pe+1} \quad \Leftrightarrow \quad Pe = \frac{1-\varphi}{\varphi}$$

Pour illustrer ce résultat, on compare ici les valeurs expérimentales du flux thermique [1] aux prédictions du présent modèle et à celles du modèle de Fergusson & Keck [5].

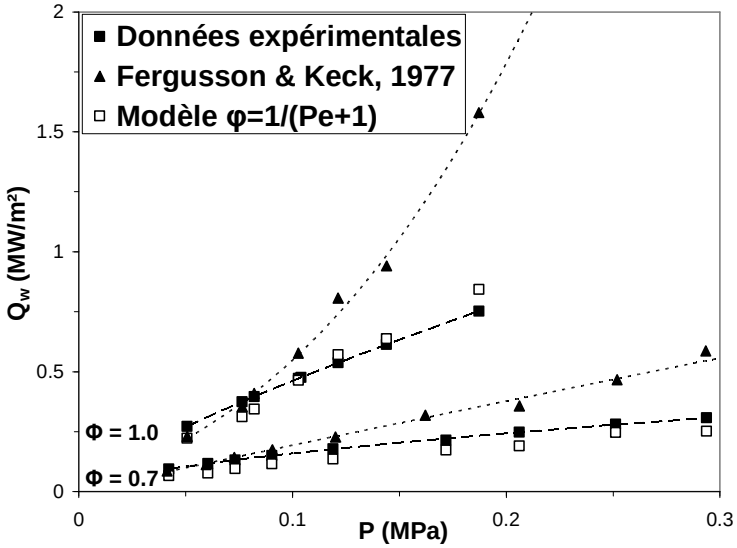


Fig. 6: Comparaison modèles-mesures de flux en coincement frontal CH4-air [1]

Les résultats de cette comparaison (Fig. 6) confirment les conclusions de J.Sotton [6] : pour les deux richesses considérées, le flux thermique prédit par le modèle de Fergusson & Keck [5] s'écarte des mesures au-delà de 0,1MPa.

En réalité, le modèle de Fergusson & Keck est mis en défaut par sa grande sensibilité au choix de la température de flamme T_F. Cette difficulté à déterminer une valeur juste de T_F tient au fait que la température de la flamme est non adiabatique et instationnaire à l'approche de la paroi ; T_F n'est donc pas prédictible a priori. L'élimination de ce paramètre dans la modélisation proposée par B.Boust est ainsi pertinente.

La difficulté principale du modèle de B.Boust est le choix de la température T_0 pour les gaz frais. L'hypothèse selon laquelle la température des gaz frais peut être prise égale à la température de paroi peut être rapidement mise en défaut. Il convient alors de tenir compte de cette différence entre les deux paramètres. L'équation précédente (Eq. 17) devient alors [7] :

(Eq. 18)
$$\frac{1}{\varphi} = \frac{T_F - T_0}{T_F - T_w} P_e + 1$$

1.2.4 Conclusion

Le phénomène d'interaction flamme-paroi est un phénomène complexe que nous ne détaillerons pas plus ici dans la mesure où des revues complètes sur ce thème sont proposées dans les thèses respectives de J.Sotton [8] et B.Boust [1]. Il est cependant important de retenir que ce phénomène met en jeu des interactions couplées entre la paroi, l'écoulement et la flamme. La compréhension du phénomène nécessite dans un premier temps une simplification de l'étude par l'analyse de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire pour une flamme non-étirée. Dans cette configuration ce sont les pertes thermiques pariétales qui sont responsables de l'extinction de la flamme. Un modèle simplifié proposé dans la littérature permet de déterminer une expression analytique entre le flux de chaleur maximal à l'instant du coincement et la distance de coincement. Ces deux paramètres sont essentiels pour la description du phénomène. Cependant la mesure expérimentale couplée de ces deux paramètres n'a jamais été réalisée pour l'instant afin de valider le modèle théorique. Ce point très important constitue l'un des enjeux majeurs des travaux qui seront menés au cours de cette thèse. La distance de coincement diminuant fortement avec la pression elle devient très vite difficile à mesurer optiquement. Par exemple pour une flamme de méthane-air stœchiométrique la distance de coincement devient inférieure à 100µm à partir d'une pression de l'ordre de 1MPa. Le développement d'un outil de diagnostic innovant pour mesurer cette distance de coincement est donc indispensable pour la compréhension de ce phénomène.

Dans le cas des moteurs à combustion interne, la combustion étant turbulente il convient aussi de comprendre les phénomènes de coincement dans ce régime. Les études bibliographiques de B.Boust [1] et J.Sotton [8] semblent montrer que dans ce domaine l'interaction flamme-paroi turbulente s'apparente à celle observée en régime laminaire. Une laminarisation de l'écoulement serait observée en proche paroi. La mesure expérimentale d'un certain nombre de paramètres de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent constitue un autre point important.

Globalement la compréhension de l'interaction flamme-paroi constitue un impératif important pour le motoriste. Le manque de données expérimentales afin de valider les différents modèles théoriques développés dans ce domaine constitue l'un des soucis majeurs. Les travaux réalisés dans cette thèse auront pour objet de proposer un diagnostic innovant de l'interaction flamme-paroi basé sur la mesure du courant d'ionisation. La partie qui suit constitue un état de l'art consacré aux diagnostics de la flamme par courant d'ionisation

1.3 Diagnostic de la flamme par courant d'ionisation : Aspects théoriques

Le terme « plasma » est utilisé pour désigner un état dilué de la matière constitué de particules chargées, électrons et ions dont les quantités permettent que le milieu soit globalement neutre. Dans l'échelle de température cet état de la matière fait suite aux trois états classiques,

solide, liquide et gaz. Les propriétés particulières des plasmas sont essentiellement dues au grand rayon d'action des forces d'interaction entre particules (forces coulombiennes). Les électrons et les ions contenus dans le plasma interagissent à chaque instant entre eux. La complexité de cet état particulier de la matière et notamment de sa structure rend difficile la compréhension des phénomènes. La théorie des plasmas s'appuie globalement sur un grand nombre de domaines scientifiques tels que les théories de l'électromagnétisme liées aux phénomènes électriques, magnétiques ou optiques et les théories atomiques en lien avec la description de la structure complexe de la matière. De par leur faible densité, les plasmas conservent cependant certaines propriétés liées à l'état gazeux comme la compressibilité par exemple ou la proportionnalité de la pression face à l'évolution de la température absolue. Entre l'état gazeux et l'état de plasma, il existe un état de transition qui nous intéresse plus particulièrement ici et qui correspond aux gaz partiellement ionisés. En réalité par abus de langage, on leur donne souvent le nom de plasma dans la mesure où ils restent globalement neutres. Leurs propriétés mécaniques sont globalement très proches de celles des gaz neutres tandis que leurs propriétés électromagnétiques sont différentes à cause de la présence de particules chargées. Dans le cas des gaz faiblement ionisés, la complexité des méthodes d'analyses théoriques résident dans la description des phénomènes de collision et leur lien avec la physique atomique. Un plasma se caractérise par un certain nombre de grandeurs physiques telles que sa densité de charges, sa température, son degré d'ionisation, sa fréquence d'oscillations collectives des charges d'espaces appelée fréquence plasma, ou bien encore sa fréquence de collision. Dans cette partie, nous allons présenter un certains nombres de résultats qui ont permis de mettre en évidence la présence de particules chargées dans une flamme. On parle alors de plasma de combustion et nous caractériserons les propriétés des flammes en tant que plasma (degrés d'ionisation, fréquence de collision…).

1.3.1 Formation des ions dans une flamme

Pour mieux comprendre les propriétés électriques des flammes il est indispensable de s'intéresser aux processus de formation des ions dans une flamme. Nous allons voir les mécanismes chimiques fondamentaux qui génèrent les espèces chargées dans une flamme. Dans une flamme il existe des ions positifs, négatifs et des électrons. Dans le cas des ions, il faut distinguer les ions positifs qui sont issus du détachement d'un électron des ions négatifs issus de l'attachement d'un électron. Dans le cadre de cette étude, nous allons travailler principalement avec des sondes de mesure que nous polariseront négativement. Les espèces ainsi captées sont donc des ions positifs. Cependant la connaissance des espèces chargées négativement est essentielle car les anions et les e^- jouent un rôle déterminant sur les mécanismes de transport des espèces positives et sur les mécanismes de polarisation de la flamme. L'objectif est de déterminer les profils de concentration de ces espèces chargées positivement dans le cas d'une flamme de prémélange d'hydrocarbure et d'air et plus particulièrement de méthane-air. Le détachement d'un électron nécessite un apport d'énergie qui peut résulter de divers processus. Dans le cas d'une flamme, deux types de processus de formation des charges positives prédominent. Les ions positifs peuvent être le résultat d'un processus chimique appelé « chemi-ionization » qui a été mis en évidence par Calcote [9]. D'autre part lorsque la température des gaz augmente fortement, notamment lors des processus de post-combustion, l'énergie cinétique des particules devient

suffisante pour fournir l'énergie nécessaire à l'arrachement d'un électron lors d'un processus de collision. Ce phénomène est appelé « ionisation thermique ». Il est indispensable de comprendre les propriétés électriques de la flamme afin de développer des méthodes de mesures par sonde électrique. La formation des ions dans la flamme est un sujet complexe qui a fait l'objet de nombreuses études et notamment d'une revue récente des travaux proposée par Fialkov [10]. Intéressons-nous dans un premier temps au processus de chemi-ionisation.

Processus de « Chemi-ionisation »

Calcote [9] a ainsi mis en évidence que la réaction principale d'ionisation consiste en une réaction de « chemi-ionisation ». Cette réaction permet de générer des espèces chargées à partir d'espèces neutres. Ce type de réaction qui conduit à des espèces chargées doit être exo-énergétique c'est-à-dire libérer suffisamment d'énergie pour arracher un électron à l'un de ses réactifs. La réaction de « chemi-ionisation » s'écrit sous la forme :

(Eq. 19) $$CH+O \rightarrow CHO^+ + e^-$$

Cette réaction est à l'origine de la formation de l'ion dit primaire CHO^+. C'est cet ion qui contribue à la production des autres espèces ioniques dans la flamme. Cette réaction a été proposée car elle présente un bilan thermique quasi neutre et par ailleurs il a été constaté que le produit des concentrations de [CH] et [O] est égal à la concentration totale d'ion dans le front réactif de la flamme comme ce sera expliqué dans la suite du paragraphe. Un certain nombre de travaux se sont attachés à prouver que ce processus constitue bien la principale source d'ions dans la flamme. La principale difficulté réside dans le fait que ni la localisation des différents profils d'ion dans le front de flamme ni la valeur des concentrations des différentes espèces ne permettent de connaître l'ordre d'apparition des différents ions dans le front réactif. Il existe un grand nombre de réactions secondaires de recombinaison des ions qui ont un taux de réaction très supérieur devant la vitesse de convection des charges. Ceci implique donc qu'un grand nombre de profils d'espèce se superposent localement dans le front de la flamme et que la concentration de $[CHO^+]$ passe très rapidement sous le seuil de détectabilité. Dans sa revue, Fialkov [2] fait état d'un certain nombre d'études et notamment celle proposée par Peeters and Vinckier [11]. Ils se sont intéressés a démontré que le mécanisme précédent (Eq. 19) constituait bien la principale source d'ions dans la flamme. Ils ont ainsi démontré que la concentration totale d'ion dans la flamme est directement proportionnelle à l'intégrale volumique : $\int [CH][O]d\upsilon$. Ils ont estimé la concentration totale d'ions à partir de la mesure du courant de saturation obtenu sur un brûleur pour différents types de flammes ($CH_4/O_2/Ar$, $C_2H_4/O_2/Ar$…). Par ailleurs ils ont utilisé la spectrométrie de masse pour mesurer la concentration de radicaux. Ils ont ainsi montré la proportionnalité du courant de saturation avec le produit des concentrations [O] et [CH] comme le montre la figure suivante (Fig. 7) :

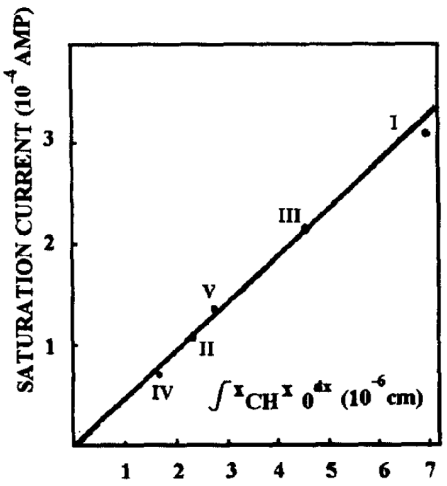


Fig. 7: Saturation currents versus integrals [11]

Une autre étude proposée par Vinckier & al. [12] a étudié les mécanismes de « chemi-ionization » dans un réacteur à température ambiante et à basse pression. Ils ont extrait à l'aide d'un champ électrique les ions primaires pour les analyser dans un spectromètre de masse. Ils ont ainsi trouvé que HCO^+ est bien l'ion primaire qui est formé au cours d'une réaction entre les atomes d'oxygènes et l'acétylène, l'éthylène, le propylène ou bien encore l'isobutane. De nombreuses autres études ont contribué à montrer que le processus de « chemi-ionisation » est bien à l'origine des ions formés dans le front réactif de la flamme. La plupart des résultats on été obtenus en travaillant expérimentalement par la méthode de la spectrométrie de masse [13], [14], [15], [16]. D'autres résultats ont été obtenus avec les sondes de Langmuir [13], [17], [18], [19]. La plupart des ces mesures ont été faites a basse pression afin d'augmenter l'épaisseur du front réactif et ainsi d'avoir une surface de mesure plus importante. Aujourd'hui la réaction de « chemi-ionisation » est communément admise comme étant la principale source d'ion dans la flamme. Ainsi pour les ions positifs contenus dans le front de flamme, l'ion primaire est l'ion CHO^+. C'est cet ion qui est à l'origine de la diversité ionique dans la flamme en participant à des réactions de transferts protonique vers des espèces neutres. L'ion H_3O^+ vient ainsi d'une réaction de transfert de proton entre l'ion primaire CHO^+ et une molécule d'eau suivant le mécanisme :

(Eq. 20) $$CHO^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + CO$$

Feugier [21] a indiqué l'affinité protonique de certains radicaux et les résultats sont regroupés dans le tableau (Tab. 1).

Espèce	Affinité protonique (kJ/mole)
NH_3	209
HCN	205
CH_3OH	180
H_2O	166
CH_4	118
CO	116
CO_2	104
CH_2O	163
C_2H_4	152,5
C_2H_2	145

Tab. 1: Exemples d'affinités protoniques de radicaux (Feugier, [21])

Un troisième type d'ion, souvent observé dans les flammes d'hydrocarbure et d'air, $C_3H_3^+$, est issu de la réaction :

(Eq. 21) $$CH^* + C_2H_2 \rightarrow C_3H_3^+ + e^-$$

Par ailleurs Calcote & al. [20], ont proposé une variante à la réaction de « chemi-ionisation » (Eq. 19) avec la formation simultanée d'un ion négatif suivant le mécanisme :

(Eq. 22) $$CH(^2\textstyle\sum^+) + HO_2 \longrightarrow CHO^+ + OH^-$$

Les espèces négatives sont constituées par les électrons libres et les ions négatifs. Ces ions négatifs sont principalement issus de l'attachement électronique sur des radicaux. Les ions primaires sont O_2^-, OH^- ou parfois C_2^-.

Ionisation Thermique

Dans la région de post-combustion de la flamme, les températures élevées impliquent que les particules contenues dans le gaz ont une énergie cinétique élevée. Les collisions entre ces différentes particules conduisent à la formation de particules chargées. Ces processus sont dits d'ionisation thermique. A l'équilibre la concentration des espèces chargées est donnée par l'équation de Saha :

(Eq. 23) $$K = \frac{n_+ n_e}{n} = G\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{A_I}{kT}\right)$$

Où K est la constante d'équilibre, n_+, n_e et n sont respectivement les concentrations des particules chargées positivement, négativement et neutre. $G = \frac{g_+ g_e}{g}$ où g_+,g_e et g représentent respectivement les poids statistiques des ions, des électrons et des particules neutres, k est la constante de Boltzmann, T est la température, h est la constante de Planck et A_I (eV) le potentiel d'ionisation des espèces.

Profils d'ions dans la flamme

Dans le cadre de cette étude nous allons essentiellement nous intéresser à la combustion de mélange de type méthane-air proche de la stœchiométrie. Bien que les caractéristiques dynamiques de la combustion du méthane soient différentes de celles des autres hydrocarbures (C_2H_6, C_3H_8 et C_4H_{10}), les mécanismes de formation des radicaux CH à l'état d'équilibre ou excité $\left[CH(a^4\Sigma^-)\right]$, et qui sont responsables de la formation des ions lors de la combustion de mélanges C_nH_m + O_2, sont identiques pour tous les hydrocarbures. Pour des raisons de simplicité de nombreuses études se sont intéressées à caractériser les mécanismes de formation des ions pour les mélanges méthane-air. Ainsi Starik & al. [22] ont proposé des schémas cinétiques détaillés de formation des ions lors de la combustion de mélanges méthane-air (Annexe. 1). La figure suivante (Fig. 8) donne le diagramme de formation des ions proposé par Starik [22]:

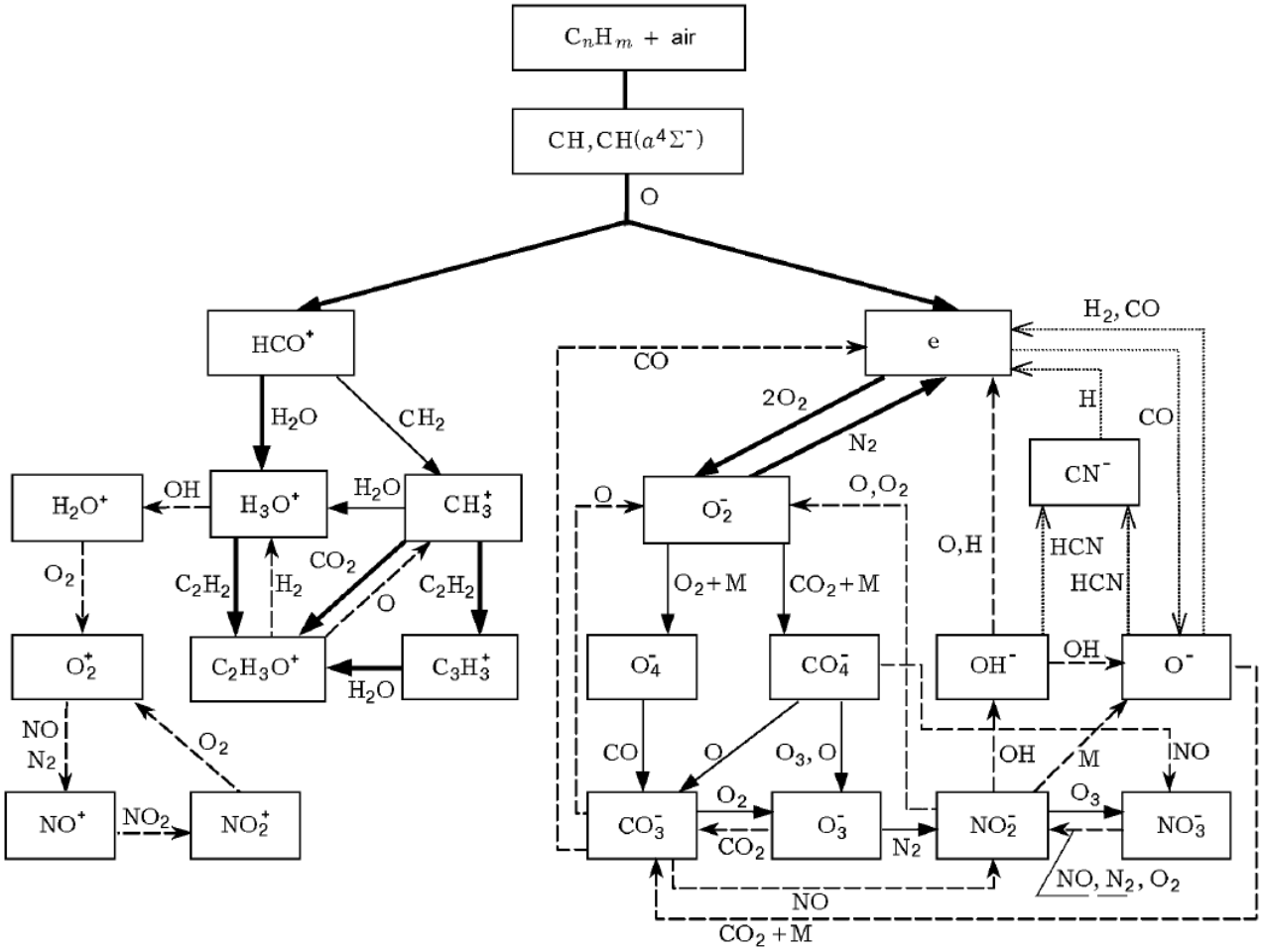


Fig. 8: Diagramme de formation des ions lors de la combustion d'un mélange d'hydrocarbone et d'air [22]

Les résultats obtenus numériquement à partir des différents schémas cinétiques proposés dans cette étude conduisent au profil suivant :

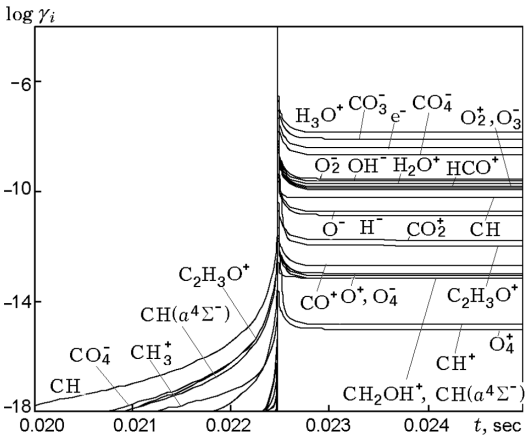


Fig. 9: Evolution temporelle des concentrations de radicaux CH et $CH(a^4\sum^-)$, ions et électrons dans la réaction volumétrique du mélange stoichiométrique CH_4+O_2 à P_0=1MPa et T_0=1000K [22]

L'étude a montré que la concentration en ions dans la flamme dépend fortement de la richesse et des conditions de température au moment de l'allumage. Pour un mélange méthane-air la concentration totale en ion est 100 à 1000 fois inférieure à celle obtenue pour un mélange méthane-oxygène. Dans le cas d'un mélange stœchiométrique l'électro-neutralité est due à l'équilibre entre les charges positives et les particules négatives aussi bien les électrons que les ions négatifs. Un changement dans la richesse du mélange modifie complètement les profils ioniques. Dans le cas des mélanges pauvres on observe une forte concentration en ions NO_3^-, NO_2^- et NO^+ et leur concentration est très sensible aux conditions initiales de température comme le montre la figure suivante (Fig. 10) :

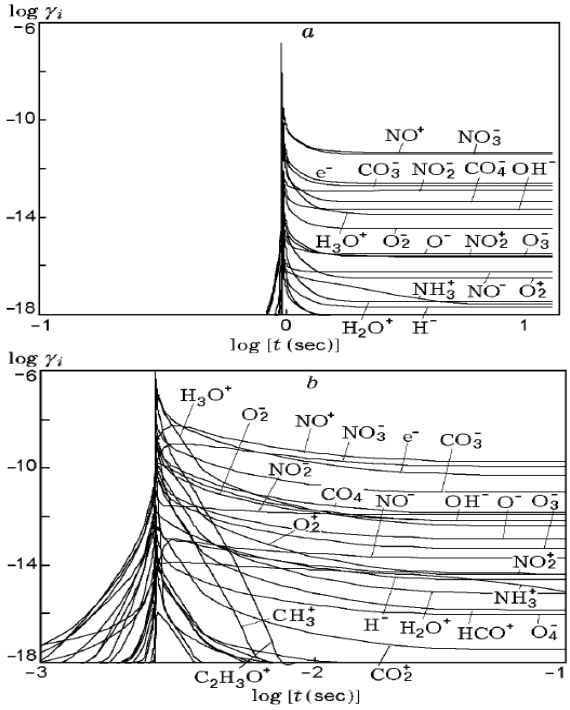


Fig. 10: Evolution temporelle des concentrations ioniques pour un mélange méthane-air a richesse 0.5, P_0=0.1MPa et T_0=1000K (a) / T_0=1500K (b) [22]

Une autre étude menée par J.Prager & al. [23], s'est intéressée à la modélisation de la chimie des ions et à la diffusion des espèces chargées dans une flamme pauvre de méthane-oxygène. Les profils de concentration des espèces chargées ont été calculés à partir d'un modèle détaillé de transport des espèces chargées et des mécanismes de réactions chimiques élémentaires. Comme expliqué précédemment les ions négatifs jouent un rôle très important dans la conservation de la neutralité électrique de la flamme, et doivent être pris en compte dans les mécanismes de transport des espèces chargées. Cette étude est l'une des premières à prendre en compte l'influence des ions négatifs sur les profils de concentration dans le front réactif. La modélisation des ions dans la flamme comprend ici 65 réactions et prend en compte 11 espèces chargées. Un point important de ce travail concerne la description des mécanismes de diffusion des espèces chargées. Ainsi un modèle de diffusion ambipolaire a été développé afin de décrire les interactions entre les différentes particules chargées lors des phénomènes de diffusion. En l'absence de champ électrique appliqué, le transport de matière est au premier ordre purement diffusif. Cependant compte tenu de la grande différence de masse entre les électrons et les ions, le flux électronique est beaucoup plus important que le flux ionique. Cette différence crée une charge d'espace qui génère alors un champ électrique E qui a tendance à freiner les électrons et à accélérer les ions afin de conserver la neutralité de la flamme. Ainsi le modèle numérique proposé s'attache à résoudre les équations monodimensionnelles de conservation des écoulements réactifs afin d'en déduire les profils spatiaux de vitesse, de fraction massique et de température à l'équilibre. La conservation de la neutralité électrique indique que le flux diffusif total d'espèces chargées est nul [24]:

(Eq. 24)
$$\sum_i \frac{Z_i e \overline{M}}{M_i} j_i = 0$$

Où j_i est le flux de diffusion massique de l'espèce indicée i, Z_i e correspond à la charge de cette espèce, M_i sa masse molaire et $\overline{M}$ est la masse molaire moyenne du mélange gazeux.

Pour ce modèle, la diffusion des espèces chargées est liée au gradient de fraction massique Y_i et à l'effet du champ électrique interne :

(Eq. 25)
$$J_i = -D_i \rho \frac{\partial Y_i}{\partial x} \pm \mu_i Y_i \rho E$$

La mobilité des ions est notée μi, le coefficient de diffusion D_i, x est la cordonnée spatiale et ρ est la densité du gaz. En introduisant cette expression (Eq. 25) dans l'expression précédente (Eq. 24) on obtient une expression du champ ambipolaire. En utilisant cette expression dans l'équation de diffusion et en utilisant la relation d'Einstein pour exprimer la mobilité d'une espèce en fonction de son coefficient de diffusion on obtient :

(Eq. 26)
$$j_i = j_i^0 - \beta_i \sum_j \frac{Z_j M_i}{Z_i M_j} j_j^0$$

j_i^0 est le flux de diffusion sans diffusion ambipolaire, β_i est la fraction molaire de l'espèce i, Xi pondérée par le coefficient de diffusion :

(Eq. 27) $$j_i^0 = -D_i \rho \frac{\partial Y_i}{\partial x} \quad \text{et} \quad \beta_i = \frac{Z_i^2 D_i X_i}{\sum_j Z_j^2 Dj X_j}$$

Chaque espèce doit donc compenser l'existence d'un flux total de charge en fonction de leur capacité à diffuser qui est exprimée à l'aide du coefficient βi. Un point important consiste à regarder le cas où le transport diffusif est dominé essentiellement par les électrons. On suppose alors : $X_e D_e >> Z_j^2 X_j D_j$ pour n'importe quelle espèce j. Compte tenu des valeurs des coefficients de diffusion ionique et électronique, en l'absence de champ électrique appliqué, le flux électronique est beaucoup plus grand que le flux ionique ($\Gamma_e >> \Gamma_i$). On obtient alors une expression pour le flux diffusif des ions i sous la forme :

(Eq. 28) $$j_i \approx j_i^0 + \beta_i \frac{M_i}{Z_i M_e} j_e^0$$

Il existe un couplage fort entre les populations électroniques et ioniques. Les cations ont tendance à suivre les électrons alors que les anions diffusent de manière opposée aux électrons. Le modèle de diffusion ambipolaire est ainsi couplé à un schéma cinétique (Fig. 11) similaire à celui proposé par Goodings [25].

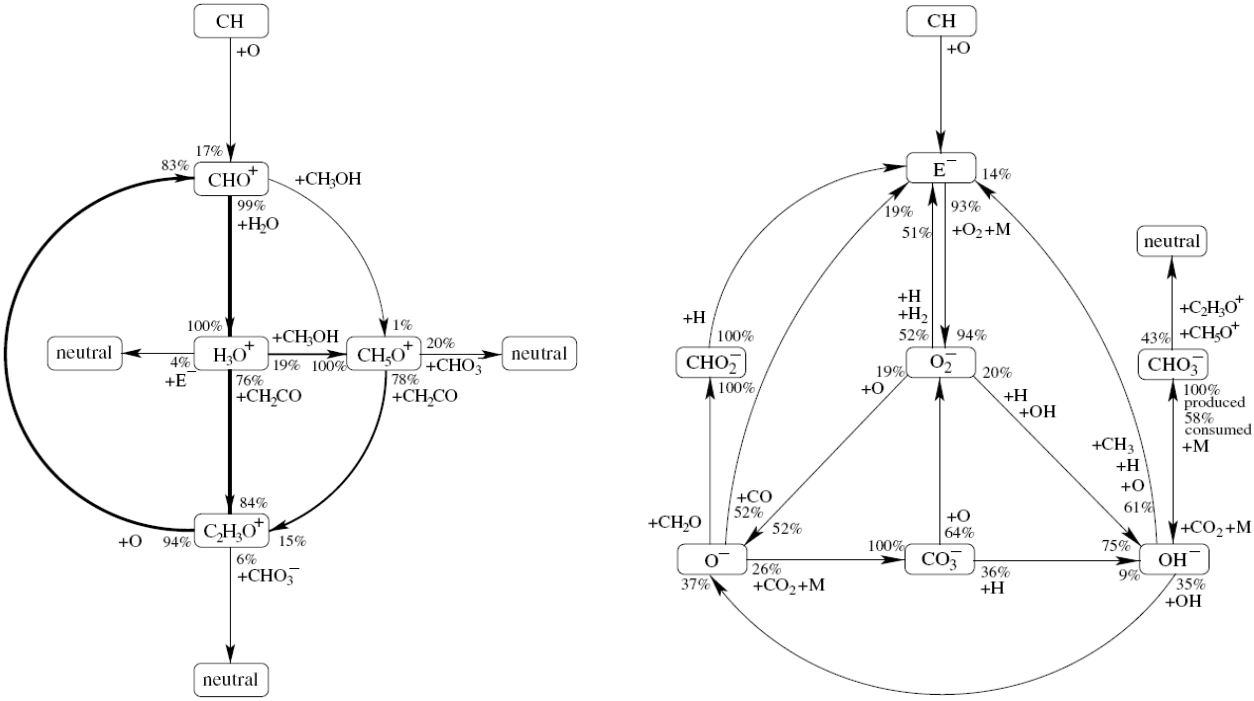


Fig. 11: Schémas de réactions pour les cations et les anions [23]

En utilisant le modèle de diffusion des espèces chargées décrit plus haut et ce schéma cinétique (Fig. 11) les profils d'ions positifs dans la flamme ont été estimés. La validation des résultats numériques de ce travail s'appuie sur les résultats expérimentaux de Goodings & al. [25] obtenus dans le cas d'une flamme laminaire de méthane-oxygène à richesse 0.216 (Fig.12).

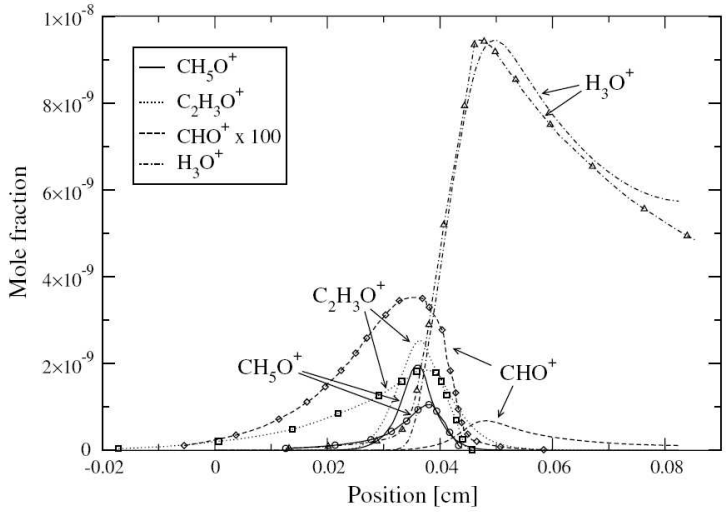


Fig.12: Fraction molaire totale d'ions positifs calculées [23] et comparées avec les résultats expérimentaux de Goodings & al [25]

Une étude expérimentale récente [26] a permis de mesurer les profils de concentration dans le front de flamme. La méthode d'analyse choisie était la spectrométrie de masse. Cette technique consiste à séparer les ions en fonction de leur masse. Lors de ces essais la pression choisie était fortement réduite afin d'élargir la zone d'analyse car la zone de réaction chimique de la flamme s'épaissie fortement à pression très basse. Cette méthode a été couramment utilisée afin de déterminer les ions contenus dans la flamme et une revue intéressante des différents types de spectromètre de masse est proposée par Fialkov [10]. L'étude, qui nous intéresse ici, a été menée sur une flamme de propane-air stœchiométrique et le spectre de masse obtenu pour les ions positifs contenus dans le front de flamme est donné sur la figure suivante (Fig.13) :

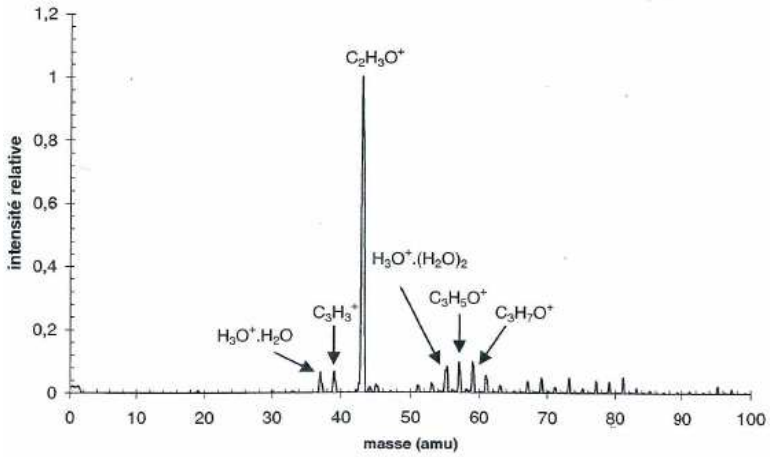


Fig.13: Spectre de masse d'ions positifs dans le front de flamme pour un mélange stœchiométrique de propane-air [26]

L'ion majoritaire dans ce spectre est l'ion $C_2H_3O^+$. En effet dans sa revue Fialkov [10] indique que l'ion $C_2H_3O^+$ peut être l'ion primaire majoritaire pour certains mélanges d'oxygène et d'hydrocarbure en particulier dans des conditions riches. Par ailleurs une étude des ions positifs dans les gaz brûlés a aussi été réalisée.

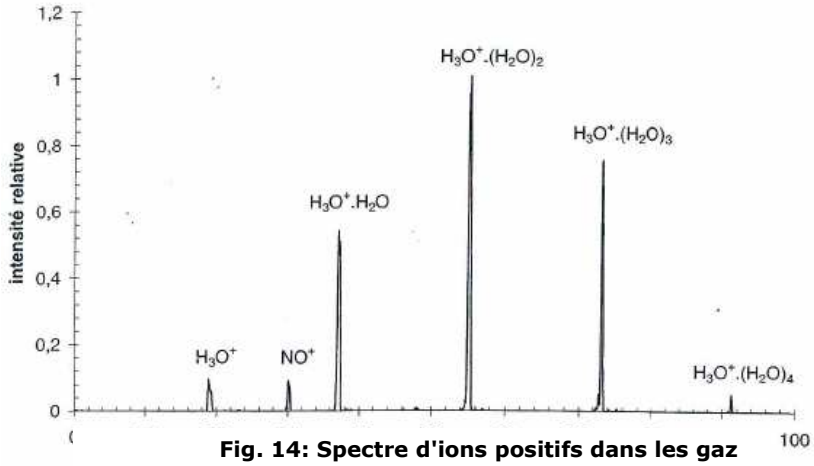


Fig. 14: Spectre d'ions positifs dans les gaz brûlés d'une flamme stœchiométrique de propane-air [26]

Les pics majoritaires obtenus correspondent aux ions complexes $[H_3O^+.nH_2O]$, n variant de 1 à 4. Ces complexes sont aussi présents sur le spectre de masse qui a été obtenu dans le front de flamme (Fig.13) ce qui montre la difficulté à localiser la frontière de séparation entre le front réactif et la zone de gaz brûlés. Cependant ces résultats sont à prendre avec précaution. Dans cette étude il a été montré que le ratio $\frac{[H_3O^+]}{[H_3O^+.nH_2O]}$ dépend fortement de la température. Ainsi les constantes de réactions montrent que plus la température se refroidit plus des ions complexes auront tendance à se former au détriment de H_3O^+. Au moment de l'extraction de l'échantillon, le gaz est refroidi et l'échantillon possède une température inférieure à celle du front de flamme ce qui favorise la formation de ces ions complexes.

Une étude similaire a aussi été réalisée pour les anions et dans le front de flamme le spectre obtenu est le suivant :

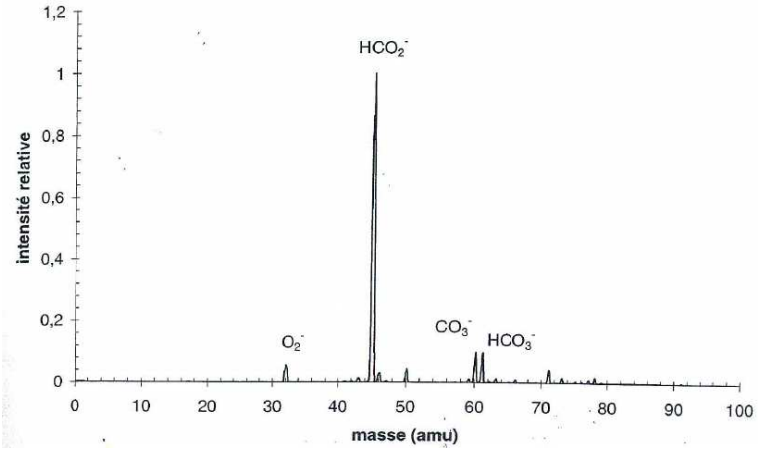


Fig. 15: Spectre de masse des anions dans le front de flamme [26]

L'ion majoritaire est ici HCO_2^-. Cet ion est une base faible ce qui ne favorise pas les recombinaisons avec un proton. Ce point expliquerait sa forte présence dans le front de flamme (Goodings & al.,

[25]). On note par ailleurs la présence de l'ion O_2^- qui sous sa forme excitée réagit et donne lieu à la formation d'ions comme HO_2^-, OH^- ou bien encore O^-.

Dans la zone de gaz brûlés le spectre obtenu est :

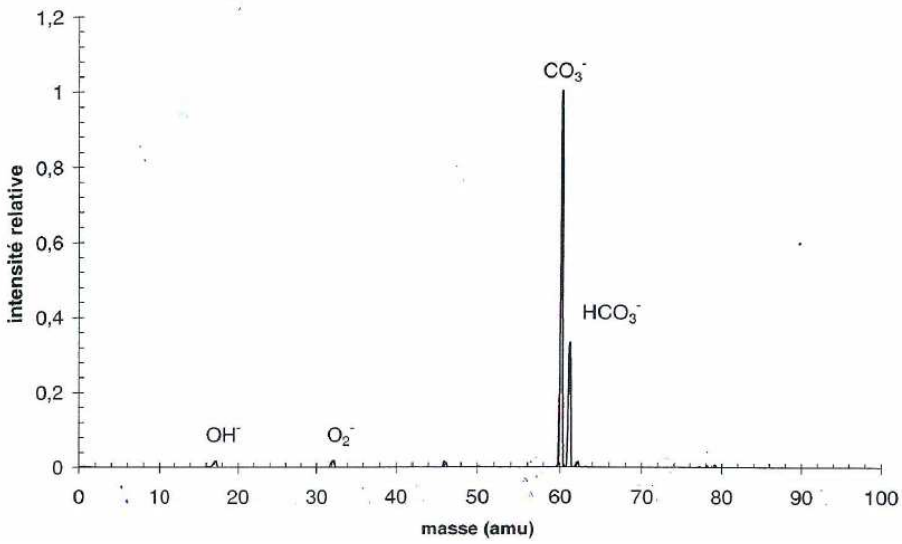


Fig. 16: Spectre de masse des anions dans les gaz brûlés [26]

Les ions majoritaires sont CO_3^- et HCO_3^-. Il existe dans la littérature très peu de donnée sur la composition en anion de la flamme. Cependant l'étude de Prager & al, [23] a permis de prendre en compte ces ions négatifs et d'en calculer les profils de concentration. Il est important de noter que ces calculs ont été faits pour une flamme de méthane-air en mélange pauvre ce qui est différent de l'étude expérimentale citée. Les résultats sont les suivants :

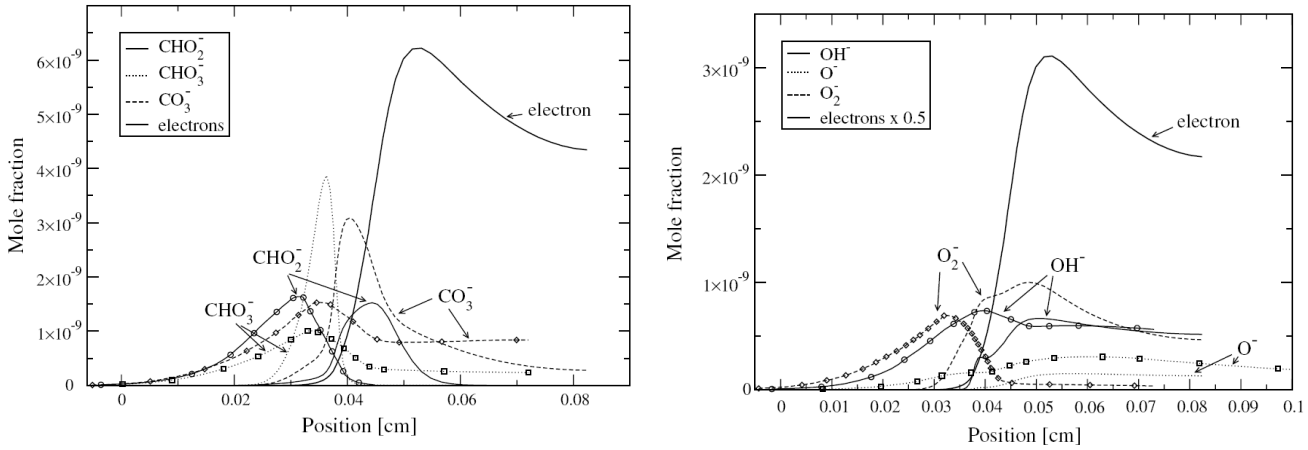


Fig. 17: Profils des fractions molaires d'anion [23] et comparaison avec les résultats expérimentaux de Goodings [25]

On constate bien sur ces courbes la forte concentration en HCO_2^- dans le front de flamme ainsi que la présence de l'ion O_2^-. Derrière cette zone on note aussi un pic de concentration en ion CO_3^-. Ces résultats sont très proches de ceux qui ont été obtenus expérimentalement. On peut raisonnablement supposer que pour une flamme de méthane-air ou de propane-air la composition anionique est majoritairement composée des ions HCO_2^- et O_2^- dans le front de flamme et des ions OH^- ainsi que CO_3^- dans la zone de post combustion. Il est important de noter la présence d'ions de type NO_3^-, NO_2^- lorsque la combustion se fait dans l'air et non avec de l'oxygène pur surtout en

mélange pauvre et lorsque la température augmente fortement comme l'a démontré l'étude de Starik & al [22]. Cette étude a par ailleurs mis évidence l'importance des anions pour la conservation de l'électro-neutralité de la flamme. Le modèle de diffusion ambipolaire développé par J.Prager [23] a par ailleurs permis d'étudier le transport des espèces. Les résultats sur le flux diffusif obtenu au cours de cette étude sont donnés sur la figure suivante :

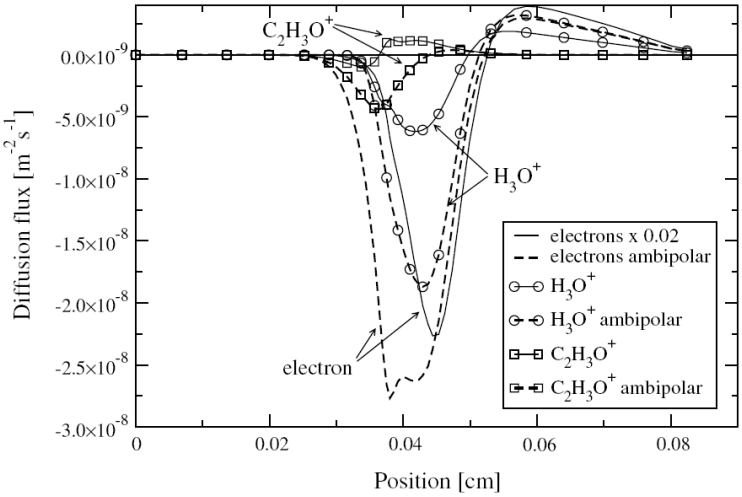


Fig. 18: Flux diffusifs des cations majoritaires et des électrons. Les flux obtenus à partir de la loi de fick (lignes continues) sont comparées avec la loi de diffsuion ambipolaire (lignes discontinues) [23]

Pour l'ion $C_2H_3O^+$, la diffusion ambipolaire joue un rôle convectif qui les déplace dans la région la plus froide de la flamme de façon à suivre les électrons. Dans le même temps les anions CHO_3^- sont déplacés dans la zone plus chaude de la flamme pour compenser la diffusion électronique. Pour l'ion H_3O^+, la situation est un peu différente car leur profil de concentration est très proche de celle des électrons, et la diffusion ambipolaire suit la même tendance que la diffusion libre. La diffusion des ions H_3O^+ suit donc la loi de Fick mais avec un coefficient diffusif plus important. Ces résultats montrent que la diffusion ambipolaire influence fortement le transport des espèces chargées dans la région plus froide de la flamme. Afin de mieux décrire les profils d'ions dans la flamme, il devient alors indispensable d'implémenter les recombinaisons ioniques dans les schémas cinétiques. Les processus de recombinaison sont importants puisqu'ils ont tendance à réduire la quantité de charges dans la zone plus froide de la flamme.

Synthèse

Les mécanismes de formation des ions dans la flamme ont été analysés dans cette première partie. Deux processus sont à l'origine des ions dans la flamme. Le premier processus appelé « chemi-ionisation » a lieu dans le front de flamme et produit l'ion CHO^+ qui est à l'origine de la diversité ionique. Le second processus est appelé « ionisation thermique » et se déroule dans la zone de postcombustion où la température est plus élevée. A partir de schémas cinétiques plus ou moins complexes et d'expérimentations, un certains nombres d'études ont permis de déterminer des profils d'ions dans les flammes d'hydrocarbure et d'oxygène ou d'air pour différentes conditions de richesses. Pour les profils d'ions positifs ces études montrent que les ions

$C_2H_3O^+$, H_3O^+, CH_3^+ et parfois $C_3H_3^+$ constituent la majorité des ions présent dans la flamme et dans les gaz brûlés. L'ion $C_3H_3^+$ apparaissant surtout dans les flammes riches. Il est cependant difficile de connaître la répartition spatiale des profils de concentration de ces ions. En effet les calculs cinétiques ont tendance à montrer que $C_2H_3O^+$ est majoritaire dans le front de flamme alors que H_3O^+ serait lui majoritaire dans les gaz brûlés (Fig.12) :

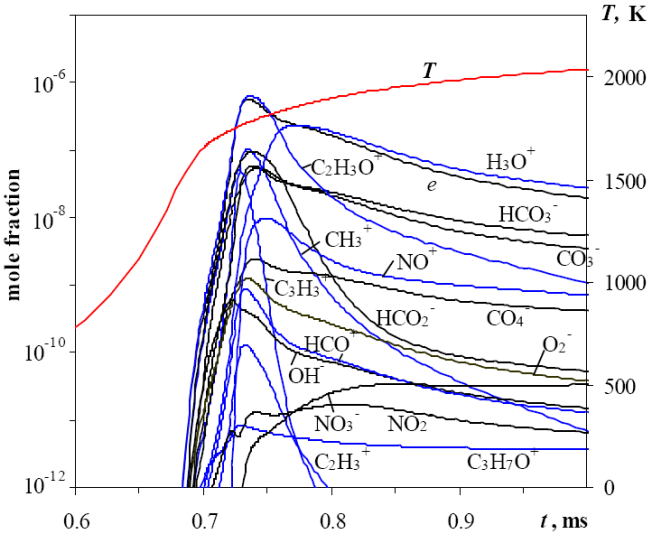


Fig. 19: Evolution calculée par Rodigues & al. [27] de la température et de la fraction ionique molaire dans une flamme stœchiométrique de propane-air à P_0=0.1MPa

Cependant si l'on tient compte de la présence des anions comme CO_3^- et HCO_2^- et de leur influence sur les mécanismes de transport des ions positifs dans la flamme, J.Prager [23] a montré que les ions H_3O^+ ont tendance à diffuser fortement vers la zone plus froide de la flamme (Fig. 18). Au vu de la concentration totale en ion H_3O^+, il peut ainsi devenir majoritaire dans le front de flamme.

D'un point de vue expérimental, la difficulté principale réside dans l'extraction de l'échantillon de flamme à analyser. L'extraction implique nécessairement le refroidissement de l'échantillon et favorise la formation des ions complexes $[H_3O^+.nH_2O]$ au détriment de H_3O^+. Par ailleurs les températures plus faibles limitent les réactions de formation des ions NO_3^-, NO_2^- et NO^+. Les résultats expérimentaux deviennent alors difficiles à interpréter.

La comparaison des résultats expérimentaux et de la modélisation permet néanmoins de déterminer la nature des ions prédominants dans la flamme. Ce résultat est important afin de caractériser la mobilité moyenne des espèces chargées comme nous le verrons dans la suite de l'étude.

1.3.2 Plasma de combustion

L'étude de la chimie de la flamme a permis de mettre en évidence la présence d'espèces chargées dans la flamme. La flamme est un gaz faiblement ionisé que l'on appelle aussi « plasma de combustion ». La figure suivante (Fig. 20) donne une classification des plasmas en fonction de leur densité électronique et de leur température.

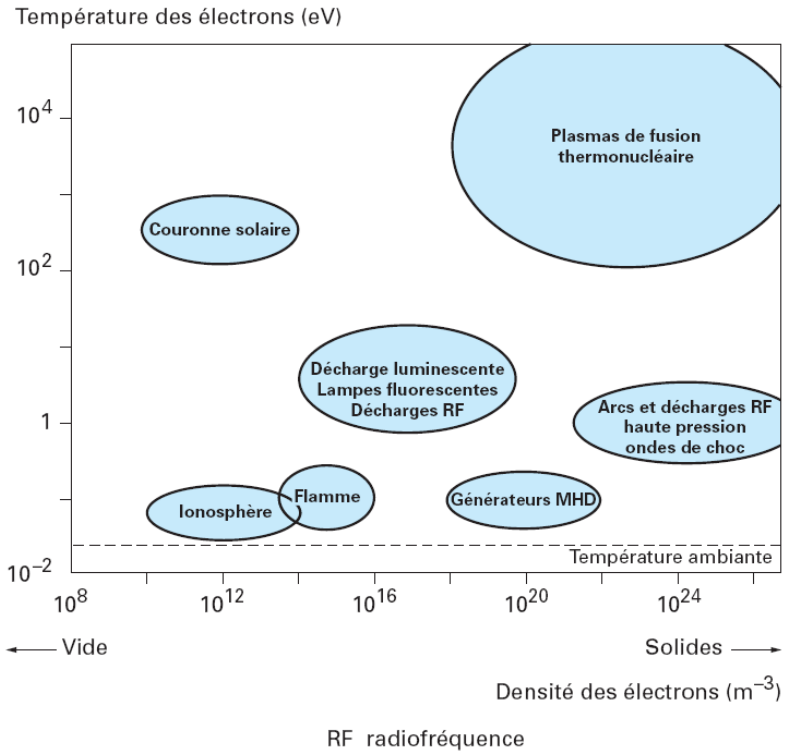


Fig. 20 Classification des plasmas [28]

La concentration totale d'ion positif dans une flamme d'hydrocarbure proche de la stœchiométrie est de l'ordre de 10^{15} à 10^{16} ions/m^{-3}. Les propriétés hydrodynamiques d'un gaz faiblement ionisé sont essentiellement celles d'un gaz neutre. Toutefois la présence de particules chargées anions, cations et électrons lui confèrent des propriétés électromagnétiques. Les forces électromagnétiques appliquées aux particules chargées sont transmises localement aux particules neutres par les collisions électron-neutre et ion-neutre qui sont très fréquentes surtout à pression élevée. Dans le cas de notre étude la pression sera comprise entre 0.1MPa et 20MPa ce qui constitue un plasma fortement collisionel. Dans ce cas un paramètre fondamental pour décrire la cinétique du gaz est la mobilité des ions.

On considère l'équation de transport de la quantité de mouvement pour une particule k à l'état d'excitation i [29] :

(Eq. 29)

$$n_{Ki}m_K\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}_0.\vec{\nabla}_r\right)\left\langle\vec{w}_{Ki}\right\rangle+n_{Ki}m_K\left\langle\vec{V}_{Ki}\right\rangle.\vec{\nabla}_r\vec{v}_0-\left\langle\vec{V}_{Ki}\right\rangle\vec{\nabla}_r.\left[n_{Ki}m_K\left\langle\vec{V}_{Ki}\right\rangle\right]+\vec{\nabla}_r.\vec{\Pi}-\sum_{K,i}n_{Ki}\vec{F}_{Ki}=\left(n_{Ki}m_K\frac{\partial}{\partial t}\left\langle\vec{w}_{Ki}\right\rangle\right)_c$$

où n est la densité de particules chargées, m est la masse, v_0 est la vitesse moyenne impulsionnelle d'ensemble, w est la vitesse microscopique. Le terme de droite représente le terme de collision.

Le gaz étant faiblement ionisé de sorte que les collisions charge-charge sont négligeables devant les collisions charge-neutre : $n_K << n_0$

On se place en régime permanent et la dérivée suivant le mouvement ($\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}_0.\nabla_r$) est nulle :

(Eq. 30) $$n_{Ki} m_K \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 . \vec{\nabla}_r\right) \langle \vec{w}_{Ki} \rangle = 0$$

Le milieu est supposé isotrope et la pression P_K est donnée par la loi des gaz parfaits :

(Eq. 31) $$\vec{\nabla}_r . \vec{\Pi}_{Ki} = \vec{\nabla}_r P_K = \vec{\nabla}_r (n_K k T_K)$$

On néglige les termes quadratiques de vitesse car ces termes dépendent de la vitesse particulaire moyenne qui est petite devant la vitesse moyenne de l'espèce :

(Eq. 32) $$n_{Ki} m_K \left\langle \vec{V}_{Ki} \right\rangle . \vec{\nabla}_r \vec{v}_0 - \left\langle \vec{V}_{Ki} \right\rangle \vec{\nabla}_r . \left[n_{Ki} m_K \left\langle \vec{V}_{Ki} \right\rangle \right] \approx 0$$

Le terme de collision qui traduit les pertes de quantité de mouvement de l'espèce considérée au cours des collisions élastiques, s'exprime globalement en introduisant la fréquence de transfert de la quantité de mouvement υ_{cl} représentant la fréquence de transfert charge-neutre (gaz faiblement ionisé).

(Eq. 33) $$\left(n_{Ki} m_K \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{w}_{Ki} \rangle \right)_c = -n_{Ki} m_K \upsilon_{cl} \langle \vec{w}_{Ki} \rangle$$

On suppose un état d'excitation donné et on considère indépendamment que l'espèce K est un ion ou un électron, on obtient alors une forme simplifiée de (Eq. 29) :

(Eq. 34) $$\vec{\nabla}_r (n_K k T_K) - n_K \vec{F}_K = -n_K m_K \upsilon_{cl} \langle \vec{w}_K \rangle$$

Etant donné que le gaz est faiblement ionisé on peut négliger le champ de déplétion généré localement par les charges d'espace

Dans un premier temps si l'on n'applique aucune force extérieure ie $\vec{F}_K = 0$ et que l'on considère qu'il n'y a pas de gradient de température pour l'espèce K considérée, on obtient :

(Eq. 35) $$k T_K \vec{\nabla}_r n_K = -n_K m_K \upsilon_{cl} \langle \vec{w}_K \rangle$$

Le flux de diffusion des particules chargées est donc donné par:

(Eq. 36) $$n_K \langle \vec{w}_K \rangle = -D_K \vec{\nabla}_r n_K$$

Où D_k est le coefficient de diffusion libre des particules chargées :

(Eq. 37) $$D_K = \frac{k T_K}{m_K \upsilon_{cl}}$$

Introduisons un champ électrique extérieur et supposons que le gradient de pression est nul, (Eq. 34) s'écrit alors :

(Eq. 38) $$n_K \vec{F}_K = n_K m_K \upsilon_{cl} \langle \vec{w}_K \rangle$$

Avec : $\vec{F}_K = q_K \vec{E}$

Ce qui amène à l'équation :

(Eq. 39) $$q_K \vec{E} = m_K \upsilon_{cl} \langle \vec{w}_K \rangle$$

On obtient finalement la relation :

(Eq. 40) $$\langle \vec{w}_K \rangle = \pm \mu_K \vec{E}$$

En posant :

(Eq. 41) $$\mu_K = \frac{Z_K q}{m_K \upsilon_{cl}}$$

Où μ_K est la mobilité de l'espèce K, $\langle \vec{w}_K \rangle$ est la vitesse moyenne de dérive de l'espèce K dans le champ électrique E, q représente la charge élémentaire et Z_K le nombre de charge de l'espèce K.

On remarquera qu'à partir de (Eq. 37) et de (Eq. 41) on retrouve la relation d'Einstein entre le coefficient de diffusion libre et la mobilité de l'espèce chargée K :

(Eq. 42) $$D_K = \mu_K \frac{kT_K}{Z_K q}$$

L'équation (Eq. 41) est valable si le champ électrique extérieur E est suffisamment faible pour que l'énergie reçue par un ion sous l'effet du champ électrique (lorsqu'il se déplace sur une ligne de champ et sur une distance qui correspond au libre parcours moyen) soit plus faible que l'énergie thermique du gaz. Le libre parcours moyen d'une particule est défini comme étant la distance parcourue par cette particule entre deux collisions ou réactions successives. La fréquence de transfert de quantité de mouvement υ_{cl} qui intervient dans (Eq. 41) traduit en fait la fréquence de collision qui peut être liée de façon générale au libre parcours moyen par les relations :

(Eq. 43) $$\lambda = \frac{1}{\sigma \bar{n}} \quad \text{et} \quad \upsilon_{cl} = \bar{n} \langle \sigma v_r \rangle$$

Où σ est la section efficace de transfert d'impulsion, $\bar{n}$ est la densité de neutre et v_r la vitesse relative des particules chargées par rapport aux neutres.

L'énergie gagnée par une particule entre deux collisions est de l'ordre de eEλ et cette énergie doit être petite par rapport à l'énergie cinétique moyenne kT de la particule. On a comme critère :

(Eq. 44) $$eE\lambda < kT \rightarrow \frac{eE}{\sigma \bar{n}} < kT$$

La densité et la température des particules neutres sont reliées par l'équation d'état des gaz parfaits: $P = \bar{n} kT$. En considérant que les particules ont la même température que le gaz, le critère devient alors :

(Eq. 45) $$\frac{E}{P} < \frac{\sigma}{e}$$

Si cette condition est vérifiée, le régime est dit en « champ faible ». La mobilité des ions dans une flamme est de l'ordre de 1 $cm^2V^{-1}s^{-1}$, il faut cependant noter que cette valeur ne peut être dans le meilleur des cas qu'une estimation de la mobilité moyenne des ions dans la flamme. Dans la partie précédente nous avons mis en évidence la diversité ionique, la présence de forts gradients de concentration d'espèces ainsi que les phénomènes de recombinaison. Il apparaît difficile de choisir une valeur de mobilité et ce point s'avère problématique surtout si le résultat dépend fortement du choix de la mobilité.

On se place dans un modèle de sphère dure et on utilise les équations (Eq. 41) et (Eq. 43) :

On suppose que la section efficace dépend peu de la vitesse relative V_r et dans ce cas :

(Eq. 46) $$\langle \sigma V_r \rangle = \sigma \langle V_r \rangle$$

Par ailleurs si l'on calcule $\langle V_r \rangle$ comme étant la valeur moyenne de la vitesse relative prise sur une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann [29] :

(Eq. 47) $$\langle V_r \rangle = \left(\frac{8kT}{\pi \xi} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ avec } \xi = \frac{m_0 m_K}{m_0 + m_K}$$

On retrouve alors l'expression

(Eq. 48) $$\mu_K = \left(\frac{\pi}{8k} \right)^{1/2} \frac{q}{\bar{n}\sigma} \frac{Z_K}{T_K^{1/2}} \frac{\xi^{\frac{1}{2}}}{m_K}$$

Si le régime est dit en champ fort : $\frac{E}{P} > \frac{\sigma}{e}$ la mobilité devient une fonction du champ électrique. A chaque collision une fraction de l'énergie de la particule est perdue. En régime stationnaire, un équilibre s'établit entre les gains et les pertes d'énergie [32]. Au cours d'une durée mésoscopique qui vérifie $\delta t > \lambda / \langle v \rangle$ l'énergie acquise par une particule de charge q et de vitesse moyenne μ(E)E est :

(Eq. 49) $$q\mu E^2 \delta t = \frac{Z_K q^2}{m_K \bar{n} \sigma \langle v \rangle} E^2 \delta t$$

Durant ce temps la particule subit $\langle v \rangle \delta t / \lambda$ collisions et à chaque collision perd une fraction ζ de son énergie. Lors d'une collision entre une particule projectile de masse m incidente sur une particule cible de masse M au repos, la fraction moyenne d'énergie transférée à la cible $\langle \zeta \rangle$ est :

(Eq. 50) $$\langle \zeta \rangle = \frac{2mM}{(m+M)^2} \frac{\sigma_1}{\sigma_0}$$

L'énergie perdue pendant le temps δt est donc : $\frac{1}{2} m \langle v \rangle^2 \zeta \frac{\langle v \rangle \delta t}{\lambda}$

En régime stationnaire les gains doivent compenser les pertes :

(Eq. 51)
$$\frac{1}{2}m\langle v\rangle^2\zeta\frac{\langle v\rangle\delta t}{\lambda}=\frac{Z_K q^2}{m_K\bar{n}\sigma\langle v\rangle}E^2\delta t$$

En régime de champ fort on fait l'hypothèse que la vitesse de dérive sous effet de champ est supérieure à la vitesse d'agitation thermique, on a alors : $\frac{\langle v\rangle\langle v^2\rangle}{\left\langle\frac{1}{v}\right\rangle}\approx v^4$

On en déduit :

(Eq. 52)
$$v=\left(\frac{qEkT}{m\sigma P}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2Z_K}{\zeta}\right)^{\frac{1}{4}}$$

Soit :

(Eq. 53)
$$\mu(E)=\left(\frac{2Z_K}{\zeta}\right)^{1/4}\sqrt{\frac{qkT}{m\sigma EP}}$$

La mobilité dépend du champ électrique et le modèle obtenu n'est pas linéaire. Il est donc indispensable de faire une évaluation du régime dans lequel notre étude est située afin de déterminer le modèle de mobilité à utiliser. Dans l'étude bibliographique sur la chimie des ions dans la flamme, nous avons mis en évidence que les ions majoritaires dans le front de flamme étaient principalement H_3O^+ et $C_2H_3O^+$. Des études expérimentales [30] ont permis de déterminer la structure de l'ion $C_2H_3O^+$. La taille de l'ion $C_2H_3O^+$ est d'environ 427pm et la molécule neutre majoritaire dans l'air est N_2 dont la taille est d'environ 110pm. A partir de ces valeurs il est possible d'estimer la section efficace de collision élastique :

(Eq. 54)
$$\sigma_e\approx\pi\left(\frac{427+110}{2}\right)^2\approx 2.26.10^{-15}\,cm^2$$

Il est cependant nécessaire de tenir compte de la nature coulombienne de l'interaction entre un nuage électronique, atomique ou moléculaire et un ion. Il faut utiliser un modèle dynamique pour déterminer le comportement des sections efficaces en fonction de la vitesse et améliorer le modèle uniquement géométrique. Lorsqu'un ion de vitesse v interagit avec une espèce neutre, il déforme le nuage électronique et induit un moment dipolaire transitoire. Dans notre cas lorsqu'un ion de vitesse v s'approche de N_2, qui possède une polarisabilité $\alpha_{N_2}\approx 1.7.10^{-24}\,cm^3$, son champ coulombien induit un moment dipolaire électrique dipolaire transitoire qui, en retour, génère une force. Le potentiel d'interaction U(r) est de la forme :

(Eq. 55)
$$|U(r)|\approx\alpha_{N2}\varepsilon_0\left[\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\right]^2$$

Ce potentiel décroît rapidement en fonction de la distance r et un transfert significatif d'impulsion n'est observé que si la distance reste petite entre la charge et l'atome. Un critère pour déterminer cette distance effective consiste à considérer que cette énergie potentielle doit être de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique initiale.

(Eq. 56) $$\frac{1}{2}\xi v^2 = \alpha_{N2}\varepsilon_0\left[\frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r_c^{\,2}}\right]^2 \qquad \text{soit} \qquad r_c^2 = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 v}\sqrt{\frac{2\alpha_{N2}\varepsilon_0}{\xi}}$$

Comme dans les calculs précédents, on prend la vitesse sur une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann [29] :

(Eq. 57) $$v = \left(\frac{8kT}{\pi\xi}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ avec } \xi = \frac{m_0 m_K}{m_0 + m_K}$$

La section efficace de collision devient alors:

(Eq. 58) $$\sigma = \pi r c^2 = \frac{e}{4\varepsilon_0\left(\frac{8kT}{\pi\xi}\right)^{1/2}}\sqrt{\frac{2\alpha_{N2}\varepsilon_0}{\xi}}$$

Dans le cas d'une collision d'un ion $C_2H_3O^+$ sur N_2 dans les conditions de température à 300K: $\sigma \approx 2.4.10^{-15}\,cm^2$

La section efficace de collision est très proche de celle obtenue pour le cas des collisions élastiques (modèle des sphères dures). Pour les travaux effectués dans cette thèse nous travaillerons avec des champs électriques de l'ordre 10000V.m^{-1} à 500000V.m^{-1} pour des conditions de pression allant de 0.1Mpa à 20Mpa. Le rapport E/P sera compris entre 10^{-2} et 10^{-1} V.m^{-1}.Pa^{-1} alors que le rapport σ/e est toujours supérieur à 1, la condition de champ faible est donc respectée et la mobilité ne dépend pas du champ E. On peut approximer la mobilité ionique dans la flamme par [31]:

(Eq. 59) $$\mu_i = \frac{3}{8}\frac{e}{\sigma}\frac{1}{P}\left[\frac{1}{2}\pi kT\frac{m+M}{M.m}\right]^{\frac{1}{2}}$$

Des mesures expérimentales ont permis d'estimer la valeur de la mobilité des ions dans la flamme (de l'ordre de 1.10^{-4} m^{2}V^{-1}s^{-1}). On notera par exemple la valeur de la mobilité de l'ion H_3O^+ pour une flamme à 0.1MPa $\mu_{H3O+}=3.10^{-4}$m^{2}V^{-1}s^{-1}.

Par ailleurs la vitesse de dérive électrique, électronique et ionique est donnée sur la figure suivante. On notera que dans notre cas le rapport E/P varie entre 0.01 et 1 V/cm.torr ce qui correspond à une vitesse ionique de l'ordre de 10^2 à 10^3 cm/s.

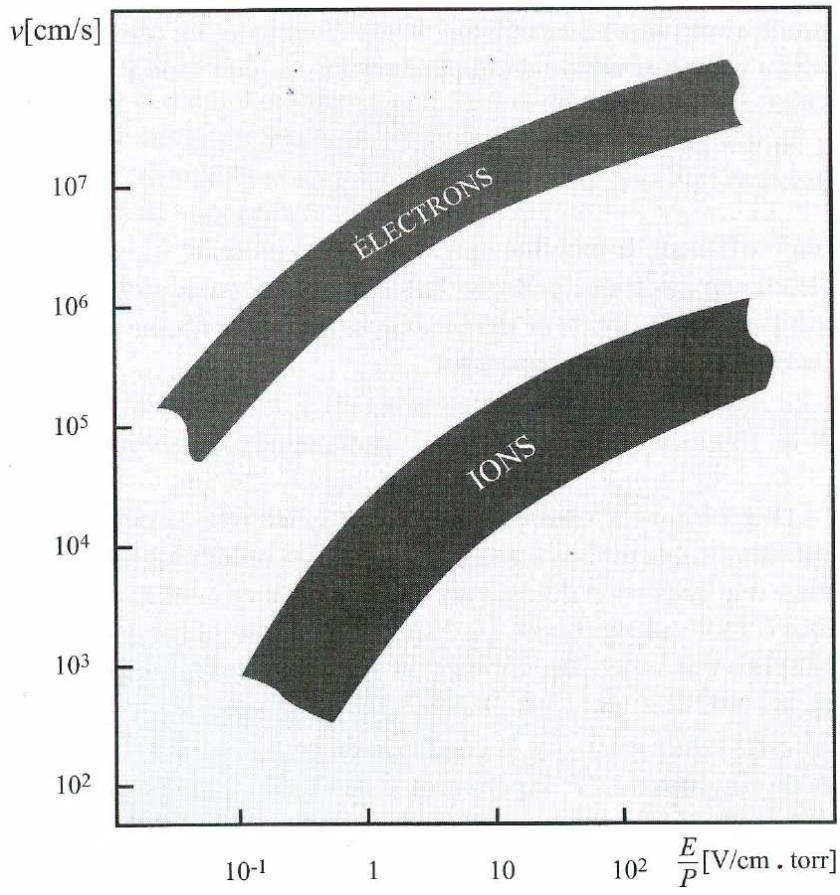


Fig. 21: Vitesse de dérive électrique, électronique et ionique, pour l'ensemble des éléments usuels [32]

Synthèse

L'étude des équations de transport des charges et de la bibliographie nous a permis de caractériser la flamme comme plasma. La caractérisation des paramètres du « plasma de combustion » nous a permis d'obtenir un certain nombre de résultats intéressants pour la suite de notre étude. Il est pour l'instant important de noter que dans nos conditions la mobilité ne dépend pas du champ électrique appliqué. Un modèle linéaire de mobilité peut donc être utilisé. La mobilité des ions est ici caractérisée par un modèle simplifié d'interaction entre les ions et les particules neutres. Nous utiliserons donc la formule (Eq. 59) proposée dans la revue de Mc Daniel [31] pour caractériser la mobilité des ions positifs majoritaires (H_3O^+, $C_2H_3O^+$, CH_3^+,…) dans le front réactif de la flamme. L'ensemble des paramètres permettant de caractériser la flamme comme plasma sont résumés dans le tableau ci-dessous et les valeurs sont estimées pour une pression de référence de 0.1MPa et une température de 300K.

Paramètres	Formule ou référence	Valeurs (ordre de grandeur)
Densité de charge ni	[10]	10^{16} ions/m^3
Densité de neutre (loi des gaz parfaits)	$\bar{n} = \frac{P}{kT}$	$2.4.10^{25}$ m^{-3}
Degrés d'ionisation α	$\alpha = \frac{n_i}{\bar{n} + n_i}$	10^{-10} (gaz faiblement ionisé)
Masse des ions $H_3O^+/C_2H_3O^+$	$m_i = \frac{M_i}{N_a}$	$3.15.10^{-26}$ kg / $7.1.10^{-26}$ kg
Masse des particules neutres (N2)	$m_{N2} = \frac{24.10^{-3}}{N_a}$	~$3.98.10^{-26}$ kg
Masse réduite ξ	$\xi = \frac{m_0 m_K}{m_0 + m_K}$	~10^{-26} kg
Polarisabilité N_2	[32]	~$1.710^{-30}m^3$
Vitesse moyenne (distribution de boltzmann)	$\langle V \rangle = \left(\frac{8kT}{\pi\xi}\right)^{\frac{1}{2}}$	~650 $m.s^{-1}$
Section efficace de collision	$\sigma = \pi r c^2 = \frac{e}{4\varepsilon_0 \left(\frac{8kT}{\pi\xi}\right)^{1/2}} \sqrt{\frac{2\alpha_{N2}\varepsilon_0}{\xi}}$	~$2.4.10^{-19}m^2$
Fréquence de collision υ_{cl}	$\upsilon_{cl} = \bar{n}\sigma\langle v \rangle$	~$3.7.10^9$ Hz
Libre parcours moyen	$\lambda = \frac{1}{\sigma\bar{n}}$	~$1.7.10^{-7}$m
Mobilité	$\mu_K = \left(\frac{\pi}{8k}\right)^{1/2} \frac{q}{\bar{n}\sigma} \frac{Z_K}{T_K^{1/2}} \frac{\xi^{\frac{1}{2}}}{m_K}$	~$1.10^{-4}m^2V^{-1}s^{-1}$
Coefficient de diffusion libre	$D_K = \mu_K \frac{kT_K}{Z_K q}$	~1.10^{-6} $m^2.s^{-1}$

Tab. 2: Résultats fondamentaux pour la caractérisation des modèles fluides du plasma de combustion (P0=0.1MPa / T0=300K)

1.3.3 Interaction Plasma – Sonde : Formation de Gaine

Au voisinage d'une électrode ou d'une surface la description des structures électriques nécessite de prendre en compte des phénomènes complexes et notamment d'introduire le concept de gaine. Une gaine est une structure non neutre qui se forme à la frontière du plasma et qui permet de préserver la quasi-neutralité à l'intérieur du plasma en régulant les flux à sa périphérie (Fig. 22).

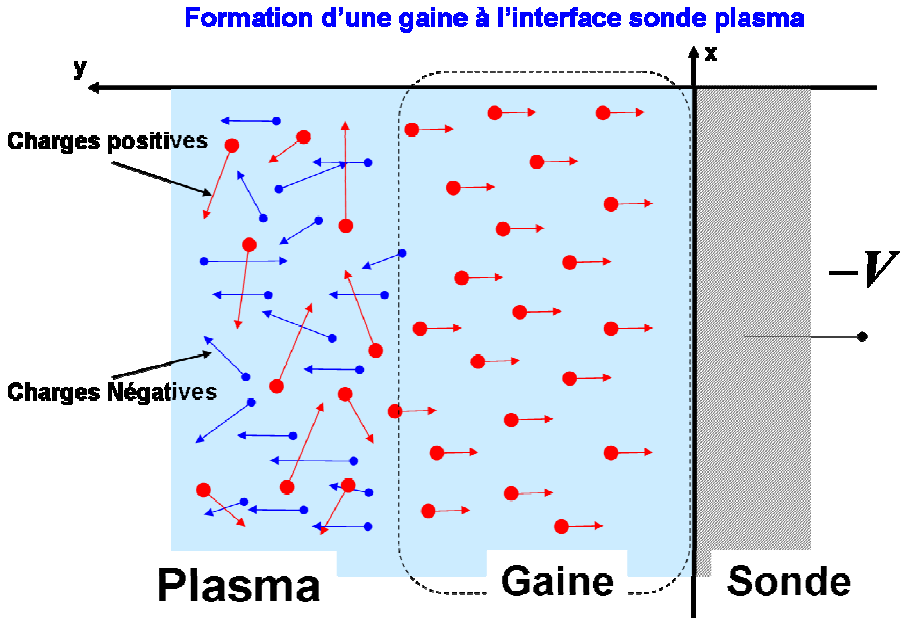


Fig. 22: Schéma d'une gaine à l'interface plasma-sonde

La transition plasma-gaine n'est pas brutal mais implique l'existence d'une deuxième structure : la pré-gaine. De nombreuses études théoriques se sont attachées à décrire ces structures notamment dans le cas de l'interaction d'une sonde et d'un plasma en écoulement. Avant de détailler les aspects théoriques il est intéressant de définir une échelle de longueur caractéristique de la gaine. Ainsi en physique des plasmas, l'échelle de longueur sur laquelle une séparation de charge peut avoir lieu est la longueur de Debye définie par la relation :

(Eq. 60)

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{n_0 e^2}}$$

Dans une flamme à la température de 2000K et pour une densité $n_0 \sim 10^{15} m^{-3}$ la longueur de Debye vaut $\lambda_D \approx 10^{-4} m$ et prés de la paroi à 300K on a $\lambda_D \approx 4.10^{-5} m$. L'épaisseur de gaine est toujours de l'ordre de quelques longueurs de Debye.

Une remarque importante ici concerne la notion de « gaine » dans le cas de l'interaction flamme-paroi. Dans la littérature, on trouve par abus de langage le terme de « gaine » ou de « gaine épaissie » pour décrire la zone localisée entre la flamme et la sonde. En réalité, dans notre cas la flamme n'est pas en contact direct avec la paroi à cause de la présence de la couche limite thermique. Cette configuration est donc différente de la notion « classique » de gaine. Néanmoins, afin de conserver une certaine cohérence avec les références bibliographiques citées dans notre étude, le terme de « gaine » sera parfois employé afin de décrire la zone séparant la flamme de

l'électrode dans laquelle est localisée la charge d'espace responsable du courant d'ionisation mesuré.

Théorie générale pour un écoulement de gaz faiblement ionisé

Lam [33] a proposé une théorie générale pour décrire l'écoulement d'un gaz faiblement ionisé en surface d'un corps solide. Une description détaillée des calculs de cette théorie est proposée en annexe (Annexe. 2). À pression atmosphérique et pour les plasmas en mouvement, il a ainsi été théoriquement démontré que le courant d'ionisation mesuré par la sonde dépend de la vitesse du plasma dans le cas où le nombre de Reynolds électrique R_e est supérieur à 1. Ce travail repose sur une théorie générale développée pour la gaine mince d'un plasma en mouvement. Pour cette étude l'hypothèse que la vitesse de dérive des ions et des électrons sous l'effet d'un champ électrique est petite devant leur vitesse d'agitation thermique a été considérée. Dans ce cas, la théorie développée par Lam, indique que, les phénomènes diffusifs sont prépondérants dans la gaine par rapport aux effets convectifs. Le courant présente alors une vraie saturation lorsqu'on augmente fortement la tension de polarisation de la sonde et que $R_e\alpha^2 << 1$. Ici $R_e = \frac{V_\infty L}{(\frac{\mu_\infty kT_e}{e})}$ et $\alpha = \frac{\lambda_d}{L} = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{n_e e^2}}}{L}$ où V_∞ est la vitesse d'écoulement libre, μ_∞ est la mobilité des ions dans le plasma, L est la longueur de la sonde, k est la constante de Boltzmann, T_e est la température des électrons, e est la charge électronique, et n_e est la densité électronique dans le plasma. Clements et Smy [34] ont étendu cette théorie générale au cas des écoulements de plasma pour lesquels la situation dépend majoritairement des phénomènes de convection et de gaine. Pour ce cas les paramètres doivent vérifier la condition $R_e\alpha^2\chi^2 >> 1$ où χ est le potentiel normalisé qui est défini par $\chi = \frac{-eU_{bias}}{kT_e}$ avec U_{bias} qui est la tension de polarisation de la sonde électrique. Dans ces conditions il n'y a pas de courant de saturation et avec l'augmentation de la tension de polarisation on observe l'augmentation de la taille de la gaine qui contient alors une densité de charge plus importante. Pour cette étude la gaine est supposée de petite dimension comparée aux dimensions de la sonde mais épaisse en regard de la taille de la couche limite. Ainsi La théorie développée par Clements et Smy repose sur la théorie générale de Lam avec les hypothèses suivantes :

- (i) Le libre parcours-moyen des espèces chargées est plus petit que l'épaisseur de la gaine formée en surface de l'électrode.
- (ii) La longueur caractéristique de l'électrode L est plus grande que la longueur de Debye λ_{De}, c'est-à-dire que la condition $\alpha = \frac{\lambda_d}{L} << 1$ est vérifiée.
- (iii) $\chi = \frac{-eU}{kT_e} >> 1$ où U est le potentiel électrique de la sonde

- (iiii) Le nombre de Reynolds électrique R_e doit vérifier : $R_e = \frac{V_\infty L}{\mu_i (kT_e / e)} > 1$ avec $V_\infty \approx V_f$ où V_f est la vitesse de la flamme non perturbée par rapport à la sonde.

L'équation générale obtenue par Lam pour la densité ionique est :

(Eq. 61) $$R_e(v.\nabla N_i) = \nabla^2 N_i - \nabla.(N_i \nabla \chi)$$

Dans cette équation N_i est la densité de charge positive normalisée par rapport à la densité de charge contenue dans la flamme ($n_{e\infty}$) et v est la vitesse locale de l'écoulement normalisée par rapport à la vitesse de déplacement du plasma non perturbé (V_∞).

En introduisant la coordonnée scalaire normalisée η définie par $\eta = yR_e^{1/2}$ et en négligeant les petits termes, l'équation générale obtenue par Lam est (Annexe. 2):

(Eq. 62) $$2\frac{\partial^2 N_i}{\partial \eta^2} - \left[v_x \frac{\partial N_i}{\partial x} + v_y R_e^{1/2} \frac{\partial N_i}{\partial \eta} \right] = R_e \alpha^2 Q$$

$$Q = \frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{\partial \chi}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial \eta^3} \right]$$

Ici x et y représente les coordonnées dans la couche limite, où x est l'axe parallèle à la surface de la sonde et y est orienté suivant la normale à la surface de la sonde. Par ailleurs v_x et v_y sont les vitesses normalisées de l'écoulement suivant les axes x et y respectivement. Dans l'équation précédente (Eq. 62), le premier terme est de l'ordre de $o(1/\eta^2)$ et représente le courant de diffusion, le deuxième terme est de l'ordre de $o(1)$ et représente le courant de convection, enfin le dernier terme est de l'ordre de $o(\frac{R_e \alpha^2 \chi^2}{\eta^4})$ et représente le courant lié aux charges déplacées sous l'effet du champ électrique.

Si la condition $R_e \alpha^2 \chi^2 >> 1$ est vérifiée alors le premier terme de l'équation générale de Lam (Eq. 62) peut être négligé et le courant dépend alors des effets de convection de l'écoulement et des phénomènes de gaine. De plus si la condition $R_e \alpha^2 < 1$ est vérifiée alors Lam a montré que l'ensemble des ions convectés dans la gaine est conduit jusqu'à la sonde par l'effet du champ électrique, c'est le régime de convection de gaine.

Dans le cas où le potentiel normalisé χ est suffisamment important pour que $R_e \alpha^2 \chi^2 >> 1$ alors l'équation sur la densité de charge donnée par Lam (Eq. 61) devient :

(Eq. 63) $$R_e(v.\nabla N_i) = -\nabla.(N_i \nabla \chi)$$

En effet dans le cas d'un fluide incompressible on a :

(Eq. 64) $$\nabla.(vN_i) = N_i\nabla V + v\nabla N_i = v\nabla N_i$$

Au final Clements et Smy ont obtenu l'équation :

(Eq. 65) $$\nabla.(R_e vN_i + N_i\nabla\chi) = 0$$

En appliquant cette relation à une partie de la gaine située à une distance y* de l'électrode, la relation devient :

(Eq. 66) $$u^* n_e e(\frac{dy^*}{dx}) = n_i e\mu_i E = j_i$$

Avec j_i qui est la densité de courant à la surface de l'électrode au point de coordonnée x, u* qui est la composante de vitesse de l'écoulement parallèle à la surface de l'électrode à la frontière de la gaine et enfin n_i représente la densité d'ion dans la gaine (Fig. 23).

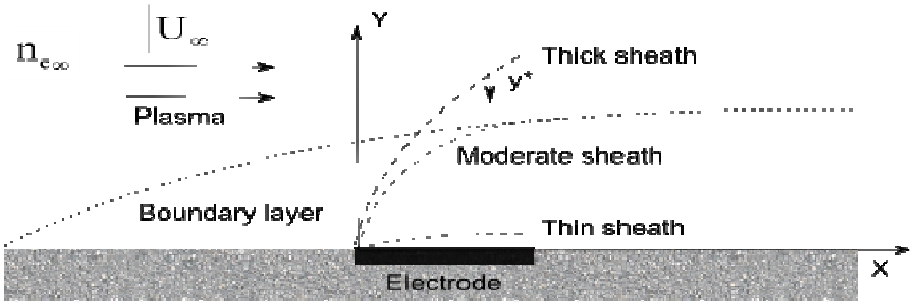


Fig. 23: Représentation de la gaine à la surface de l'électrode [34]

En utilisant l'équation de Poisson (Eq. 67) et la condition à la limite qui donne un champ électrique et un potentiel nuls à la frontière de gaine (E=0 et V=0), on obtient l'équation usuelle des charges d'espace dans un cas collisionnel et pour une géométrie plane (Eq. 68).

(Eq. 67) $$n_i = (\varepsilon_0 / e)(\frac{\partial E}{\partial y})$$

(Eq. 68) $$j = \frac{9}{8}\frac{\mu_i \varepsilon_0 U^2}{y^{*3}}$$

L'ensemble des expressions théoriques sont valables pour décrire la formation d'une gaine en surface d'une électrode qui est parallèle à l'écoulement d'un gaz faiblement ionisé. La solution de l'équation (Eq. 68) peut être obtenue sous une forme algébrique simple [34].

L'expression de la densité de courant obtenue ici (Eq. 68) correspond à un cas bien particulier qui est le régime de convection de gaine. Ce régime est celui que l'on rencontrera dans notre étude c'est pourquoi il a été principalement détaillé ici. Il est cependant essentiel de comprendre l'importance des différents critères exposés au cours de cette revue bibliographique afin de déterminer le régime d'interaction plasma-sonde. Afin de ne pas alourdir cette partie bibliographique un résumé des différents autres cas rencontrés est proposé dans un tableau similaire à celui proposé par A.Kuznetsov [35] et dont les données sont issues des études de Clements, Smy et Lam [36], [37], [38], [39]. Les résultats proposés ici concernent les cas

d'interaction pour des géométries cylindrique et sphérique. Ainsi la longueur caractéristique du problème L devient le rayon de la sonde r_p. Par ailleurs en plus des différents critères déjà défini il est intéressant d'introduire une autre grandeur qui est le nombre de Damköhler défini par :

(Eq. 69)

$$D_a = \frac{r_p a n_0}{\mu_i (kT_e / e)}$$

Où a est le coefficient de recombinaison. Les coefficients de recombinaison varient entre 10^{-7} et 10^{-12} $cm^3.s^{-1}$ [40]. Les phénomènes de recombinaison ne sont importants que dans les plasmas suffisamment denses.

Régime	Critères	Formulation du courant (Indicé 1 dans le cas sphérique et 2 dans le cas cylindrique	Remarques
Diffusion - convection	$R_e \alpha^2 \chi^2 << 1$ $D_a < 1$	$I_1 \cong 4\pi e^{1/2} \mu_i^{1/2} r_p^{3/2} v_f^{1/2} (kT_e)^{1/2} n_0$ $I_2 \cong 4 e^{1/2} \mu_i^{1/2} r_p^{1/2} l v_f^{1/2} (kT_e)^{1/2} n_0$	La gaine a une taille plus petite que les autres couches limites. L'effet de gaine est négligeable ; Le courant est uniquement dû aux phénomènes de diffusion et de convection
Recombinaison	$a n_0 \frac{r_p}{v_f} = \frac{D_a}{R_e} >> 1$ $D_a > 1$	$I_1 \cong 4\pi n_0^{3/2} (\mu_i \varepsilon_0)^{1/4} V^{1/2} e^{3/4} r_p$ $I_2 \cong 4 n_0^{3/2} (\mu_i \varepsilon_0)^{1/4} V^{1/2} e^{3/4} l$	L'épaisseur de la gaine est bien plus importante que celle des couches limites thermique et aéro ; les effets de refroidissement sont ignorés ainsi que les effets de convection. Le courant est uniquement dû aux processus de formation d'ions à l'intérieur de la gaine
Convection-champ	$R_e \alpha^2 \chi^2 >> 1$ $R_e \alpha^2 < 1$ $D_a < R_e$	$I_1 \cong 12 (\mu_i \varepsilon_0)^{1/4} (n_0 e v_f)^{3/4} r_p^{5/4} V_p^{1/2}$ $I_2 \cong \frac{12}{\pi} (\mu_i \varepsilon_0)^{1/4} (n_0 e v_f)^{3/4} r_p^{1/4} l V_p^{1/2}$	Le courant ionique augmente avec le développement de la gaine. La taille de la gaine est supérieure à celle de l'ensemble des autres couches limites mais reste plus petite que le rayon de la sonde. La vitesse de l'écoulement n'est pas uniforme
		$I_1 \cong \pi (n_0 e v_f)^{0.6} (6\varepsilon_0 \mu_i)^{0.4} (V_p r_p)^{0.8}$ $I2 \cong \pi (n_0 e v_f)^{0.6} (6\varepsilon_0 \mu_i)^{0.4} V_p{}^{0.8} rp^{-0.2} l$	Le courant mesuré par la sonde est déterminé par la taille de la gaine. La gaine est plus grande que la taille de la sonde. La vitesse en chaque point de la gaine est uniforme. Les ions qui rentrent dans la gaine arrivent à la sonde

« Champ-E » - convection	$R_e\alpha^2 > 1$	$I_1 \cong 4\pi\mu_i n_0 e r_p V_p$ $I_2 \cong 2\pi\mu_i n_0 e l V_p$	La gaine est épaisse. La vitesse de déplacement des ions dans la gaine sous l'effet du champ E est inférieure à la vitesse de l'écoulement. La plupart des ions qui entrent dans la gaine avec un mouvement à grande échelle n'arrivent pas jusqu'à l'électrode. La densité de charge reste uniforme dans la gaine

Tab. 3: Les différents régimes d'interaction plasma-sonde

1.3.4 Le courant d'ionisation en régime de tension variable

Dans notre étude nous utiliserons un régime d'excitation variable afin de polariser la sonde. Ce type de mesure permet de déterminer la caractéristique courant-tension durant une combustion mono-coup. L'avantage est de suivre de façon dynamique l'évolution de la combustion à partir d'une seule mesure de courant ionique. Plusieurs études se sont intéressées à modéliser les caractéristiques du système plasma-sonde en régime de tension variable. L'objectif étant de pouvoir caractériser à terme l'impédance de l'interface entre le plasma et l'électrode c'est-à-dire en fait de caractériser l'impédance de la gaine afin d'en déduire un certains nombre de caractéristiques du plasma.

Le choix de la fréquence d'excitation constitue un paramètre essentiel afin de modéliser l'impédance de la gaine. Ainsi lorsque l'on travaille dans le domaine radiofréquence c'est-à-dire à une fréquence supérieure à la fréquence ionique du plasma il a été démontré que l'impédance de la gaine se décompose en une composante résistive et une composante capacitive [41], [42], [43]. En fait pour les hautes fréquences les variations temporelles du potentiel sont trop rapides pour que les ions puissent répondre aux sollicitations. A l'inverse si l'on travaille à une fréquence suffisamment inférieure à la fréquence ionique du plasma les ions et les électrons répondent aux variations du potentiel sans délai notable. Dans le cas des basses fréquences il existe plusieurs modèles d'impédance de la gaine que nous détaillerons dans la suite de cette partie. Enfin lorsque la fréquence est proche de la fréquence ionique du plasma il existe une transition entre les deux régimes qui reste difficile à modéliser. Globalement on voit que pour déterminer un modèle de gaine il est indispensable de définir le régime dans lequel nous travaillons. Il faut donc déterminer dans un premier temps la fréquence ionique du plasma. La majorité des études réalisées ont été faites à basse pression c'est-à-dire en supposant que les collisions entre les ions et les particules neutres sont faibles. Dans ce cas on peut définir une fréquence ionique de plasma sous la forme :

(Eq. 70)
$$w_i = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 M_i}}$$

Pour l'instant intéressons nous à la modélisation de la gaine effectuée par R. Rosa [44] dans les conditions de plasma non collisionnel. L'objectif est ici de déterminer le mouvement des ions dans la gaine lorsqu'on applique de petites perturbations électriques à la frontière de la gaine. Ainsi pour chaque grandeur physique on définit une valeur dit d'ordre 0 qui correspond à l'état d'équilibre et

une valeur dit d'ordre 1 qui correspond à la réponse liée à la perturbation sous la forme $q_1 \exp(iwt)$. Le schéma qui suit donne une représentation du déplacement dx de la frontière de gaine sous l'effet d'une perturbation électrique.

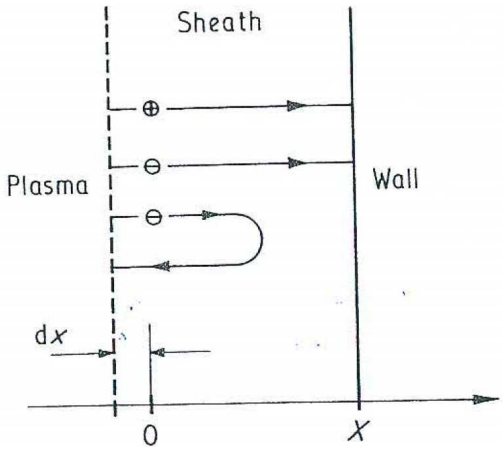


Fig. 24 Représentation de la gaine sous l'effet d'une perturbation électrique proposée par R.Rosa [44]

Le développement théorique complet proposé par Rosa et permettant de décrire le mouvement des ions dans la gaine est donné dans un article [44]. Ce modèle se base sur l'intégration de l'équation de Llewellyn (Eq. 71). La résolution complète de cette équation fait l'objet d'un chapitre dans un ouvrage de Birdsall and Bridges [45].

(Eq. 71) $$\ddot{x} = \frac{\eta}{\varepsilon_0}(J_0 + J_1 e^{jwt})$$

Où J est la densité de courant totale ($A.m^{-2}$), ε_0 est la permittivité du vide, x la position des ions et enfin η est défini d'après la relation : $\eta = \frac{e}{m_i}$

La résolution de cette équation dépend essentiellement des conditions initiales à la frontière de la gaine. Dans le cas d'une gaine non collisionnelle la vitesse d'entrée des ions dans la gaine est la vitesse acoustique ionique, c'est le critère de Bohm. Ainsi quand dx tend vers 0 on impose :

(Eq. 72) $$v_{i0} = c = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}} \text{ et } v_{i1} = 0$$

Et d'après l'équation de conservation des charges on a :

(Eq. 73) $$J_{i0} = en_i c \text{ et } j_{i1} = 0$$

Il reste à définir les conditions initiales sur l'accélération des particules en utilisant l'équation de la densité totale de courant et l'équation précédente (Eq. 73).

(Eq. 74) $$a_{i0} = 0 \text{ et } a_{i1} = -\frac{ie}{\varepsilon_0 m_i \omega}(J_1 + J_{e1})$$

La résolution complète de l'équation permet de décrire la répartition du potentiel dans la gaine et de calculer ainsi l'impédance complexe de la gaine. R.Rosa a ainsi proposé deux types de circuit équivalent pour décrire le comportement de la gaine. Dans le cas des hautes fréquences le circuit équivalent est un montage RC en parallèle Fig. 25:

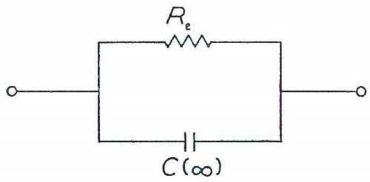


Fig. 25: Circuit équivalent au comportement de la gaine à haute fréquence [44]

Les valeurs de capacité par unité d'aire et de résistance obtenues sont :

(Eq. 75) $$C(\infty) = \frac{\varepsilon_0}{X_0} \quad \text{et} \quad G_e = \frac{1}{R_e} = (\frac{\varepsilon_0 w_i^2}{c}) \exp(\chi)$$

Ge est lié à la perturbation induite par le courant électronique où χ est le potentiel réduit défini au paragraphe précédent. X_0 est la taille de la gaine. Dans le cas des basses fréquences le circuit équivalent est un RLC série monté en parallèle avec la conductance liée au courant électronique.

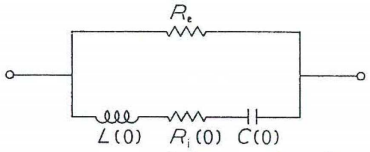


Fig. 26: Circuit équivalent au comportement de la gaine à basse fréquence [44]

Les composants ont pour expression :

(Eq. 76) $$C(0) = \frac{\varepsilon_0 (1 + \lambda^2/6)}{X_0} \qquad L(0) = -\frac{c\lambda^2 \tau_{i0}^3}{40\varepsilon_0} \qquad R_i(0) = \frac{c\lambda^2 \tau_{i0}^2}{12\varepsilon_0}$$

Avec :

(Eq. 77) $$\lambda = w_i \tau_{i0}$$

Où τ_i est le temps de parcours des ions dans la gaine.

On voit que la détermination de la capacité et de la résistance à partir du courant ionique mesuré peut donner un certain nombre d'informations sur les caractéristiques du plasma comme sa densité ou sa température.

Pour notre étude il est important de noter que ces résultats ne sont pas directement applicables dans la mesure où notre plasma est fortement collisionnel, ainsi les collisions « électrons-neutres » et « ions-neutres » sont beaucoup trop fréquentes pour que les particules chargées soient capable d'osciller elles-mêmes dans la sphère de séparation de charge de Debye. Les oscillations de charges sont donc très fortement amorties. Les fréquences de plasma évoquées au début de cette partie n'ont donc plus de sens physique et ne peuvent pas être utilisées comme référence. Il sera nécessaire dans notre étude de définir de nouvelles échelles temporelles de référence. Par ailleurs

le cas étudié par Rosa est celui d'un plasma homogène et statique. Il faut dans notre cas apporter des modifications afin de décrire correctement l'interface flamme-électrode.

P. R. Smy [46] s'est intéressé quant à lui à mesurer l'impédance de la gaine soumise à de petites perturbations électriques dans le cas d'un plasma en mouvement et à haute pression. Il a ainsi montré que l'impédance de la gaine peut se modéliser par une résistance en parallèle avec une capacité. L'étude proposé par Rosa a montré que dans le cas des basses pressions la capacité et la résistance ne dépendent quasiment pas de la fréquence de la perturbation. Ainsi à basse pression les capacités calculées à haute fréquence et à basse fréquence sont relativement proches et il est difficile de mesurer la différence en pratique. Une autre étude a permis de montrer ce résultat [43]. Cependant dans le cas des hautes pressions étudié par Smy la dépendance de la capacité à la fréquence de perturbation est beaucoup plus importante. Les capacités mesurées à haute fréquence et basse fréquence sont différentes. Pour cette étude Smy considère une sonde polarisée négativement positionnée au niveau d'un plasma haute-pression en écoulement à la vitesse vf. La géométrie de l'interaction plasma-sonde est ici considérée comme plane et le potentiel appliqué fait intervenir de petites fluctuations sous la forme : $V = V_0 + V_1 \sin wt$

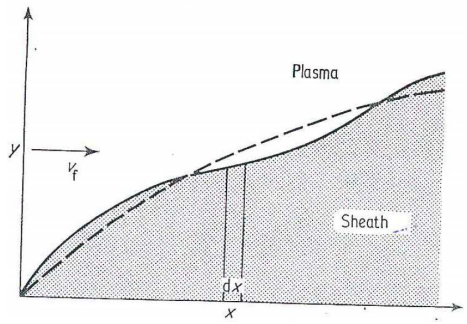


Fig. 27: Evolution de la gaine sous l'effet d'une perturbation AC (ligne continue) et sous un potentiel constant DC (ligne pointillée) [46]

Le flux d'ions à travers la gaine dépend directement de la quantité de charges captées par l'augmentation de la taille de la gaine soit :

(Eq. 78) $$j = n_e e \frac{dy}{dt}$$

En égalant cette expression avec l'expression de la densité de courant limitée par la charge d'espace (Eq. 68) et en les intégrant comme le propose P. R. Smy dans son étude, on peut obtenir une expression du courant résistif et du courant capacitif [46].

(Eq. 79) $$I_R = \frac{n_e e v_f}{4}\left(\frac{9}{2}\frac{\mu\varepsilon_0 V_0^2}{n_e e w}\right)^{1/4}\frac{V_1}{V_0}X$$

(Eq. 80) $$I_c = \frac{n_e e v_f}{4}\left(\frac{9}{2}\frac{\mu\varepsilon_0 V_0^2}{n_e e w}\right)^{1/4}\frac{V_1}{V_0}Y$$

Les expressions obtenues font intervenir des intégrales X et Y complexes et il n'est pas possible de déduire une expression analytique simple de l'impédance du système sans faire un certains nombre

d'approximation. Les résultats de l'étude de PR. Smy sont donc issus de traitements numériques. Le fait de travailler avec un plasma en mouvement et à haute pression implique que le terme capacitif devient important pour des fréquences bien plus faibles que dans les cas proposées par R. Rosa [44] ou Crawford and Grard [43] où le plasma est stationnaire et les pressions sont suffisamment faible pour négliger les aspects collisionnels. Ainsi la fréquence de référence n'est plus la fréquence ionique du plasma mais elle dépend du temps de parcours des ions dans la gaine. On peut poser comme fréquence de référence :

(Eq. 81)
$$w = \frac{\mu_i E}{y^*}$$

Les résultats obtenus expérimentalement par P.R Smy montrent que dans le cas des plasmas en mouvement et fortement collisionnel l'impédance de la gaine dépend fortement de la fréquence de travail. La fréquence de référence permettant de séparer les régimes dits de « haute fréquences » et de « basses fréquences » est bien plus faible (Eq. 81). Lorsqu'on augmente fortement la fréquence l'effet résistif tend à devenir négligeable et le système peut alors être modélisé par une capacité pure. P.R. Smy a montré que la valeur de la capacité à haute fréquence est deux à trois ordres de grandeur inférieure à celle mesurée à basse fréquence :

$$\frac{C_{BF}}{C_{HF}} \cong 10^2 - 10^3$$

Le choix de la fréquence d'excitation en régime de tension variable est donc un paramètre très important afin de modéliser correctement l'impédance de la gaine.

1.4 Diagnostic de flamme par sonde d'ionisation : Aspect expérimental et applications

Dans la partie précédente nous avons discuté des propriétés électriques des flammes et mis en évidence la présence d'espèces chargées issues du front réactif de la flamme. Ainsi en imposant une différence de potentiel entre deux électrodes placées dans la flamme un courant d'ionisation peut être mesuré. La mesure de ce courant d'ionisation constitue une méthode de diagnostic pour obtenir des informations sur les processus de combustion. Dans la partie qui suit nous allons présenter différents dispositifs existants.

1.4.1 Système usuel de mesure du courant d'ionisation

La configuration la plus utilisée pour mesurer le courant d'ionisation dans une chambre de combustion de moteur thermique consiste à utiliser la bougie après la phase d'allumage. Dans ce cas une tension de polarisation est appliquée à la bougie afin que celle-ci puisse constituer une première électrode. La seconde électrode doit être constituée par un élément électriquement isolé de la première. Généralement dans le cas des moteurs à combustion interne il s'agit des parois de la chambre (le cylindre, la culasse et la tête du piston). Le potentiel de cette électrode est égal au potentiel de masse du moteur. La figure suivante (Fig. 28) donne une représentation de ce type configuration.

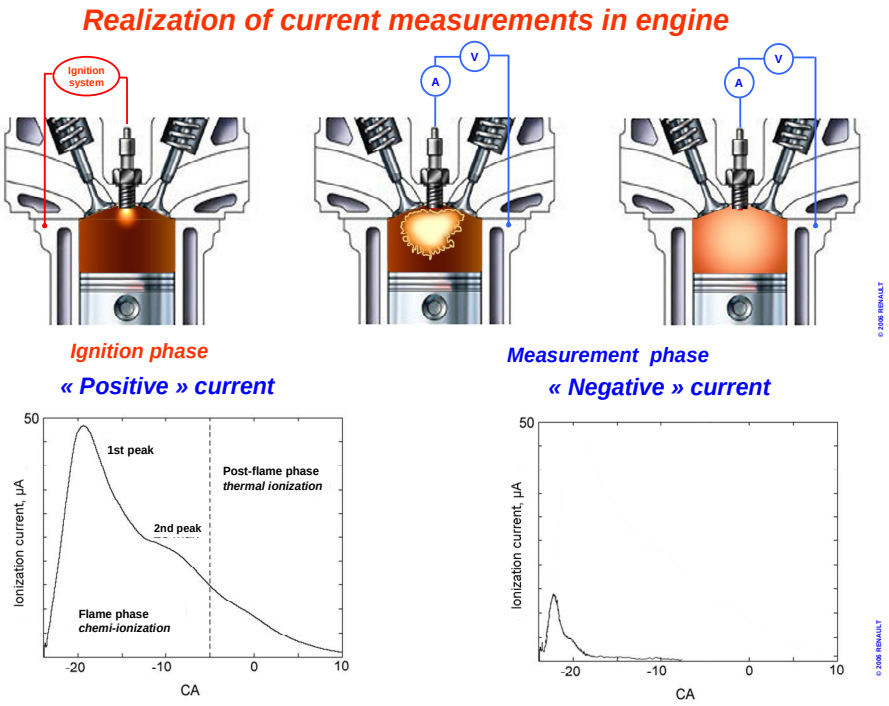


Fig. 28: Mesure du courant d'ionisation dans un moteur à combustion interne [47]

Comme le montre la figure précédente (Fig. 28), suivant la polarisation utilisée, la structure et l'amplitude du signal d'ionisation sont différentes. Nous allons voir dans la partie qui suit l'influence du choix de la polarité et de la surface des électrodes sur le courant mesuré.

Dispositif classique : la polarisation continue positive

Le choix de la polarisation continue positive est le cas le plus fréquemment rencontré dans les moteurs à combustion interne. Dans cette configuration une tension continue positive est appliquée à l'électrode centrale de la bougie. Cette tension est généralement comprise entre 10V et 600V. Pour analyser la structure du signal dans ce cas, prenons un exemple concret de mesure du courant d'ionisation. Dans une étude expérimentale sur moteur thermique D.Panousakis [48] a utilisé la sonde d'ionisation comme outil de diagnostic pour le contrôle moteur. Dans cette étude trois sondes d'ionisation ont été utilisées sur un banc monocylindre. La première sonde est la bougie d'allumage et les deux autres sondes sont positionnées respectivement à proximité des soupapes d'admission et d'échappement. Le signal de courant obtenu avec la bougie d'allumage, dont l'électrode centrale est polarisée positivement à une tension de l'ordre de 100V, est donné sur la figure suivante.

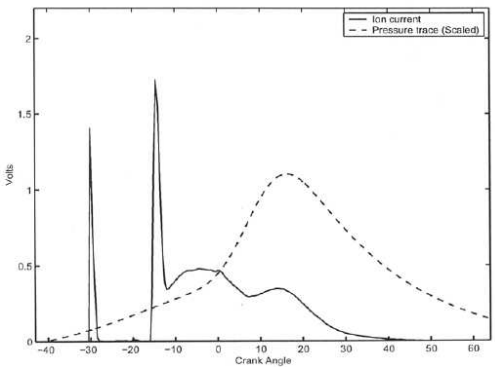


Fig. 29: Signal typique de courant d'ionisation (et de pression) mesuré par la bougie centrale d'allumage [49]

Le signal se décompose en trois parties :

- Deux pics liés aux perturbations induits par l'allumage
- Le pic de chimi-ionisation à 10 deg CA BTDC
- Le pic d'ionisation thermique qui correspond au maximum de pression dans le cylindre

En comparaison les deux autres capteurs d'ionisation polarisée positivement aussi à environ 100V donnent les signaux suivants :

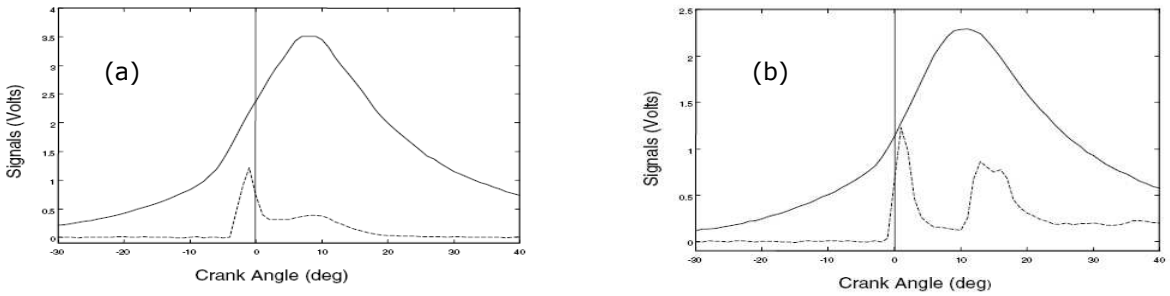


Fig. 30: Signal d'ionisation mesuré prés de l'admission (a) et prés de l'échappement (b) [48]

Le signal n'est pas perturbé par des interférences liées à l'allumage comme pour la bougie centrale. On note classiquement la présence de deux pics sur le signal, l'un lié à la chemi-ionisation et l'autre à l'ionisation thermique. Le positionnement de la sonde joue un rôle dans la mesure du courant ionique ce qui montre que le courant ionique est affecté par les phénomènes locaux qui se produisent au niveau de la sonde. Cependant pour des raisons de facilité d'intégration et de coût, l'utilisation de la bougie d'allumage comme capteur d'ionisation dans un moteur à allumage commandé reste à privilégier. Il existe deux pics de courant à exploiter :

Un pic de chemi-ionisation : Ce pic est lié aux réactions chimiques qui ont lieu dans le front de flamme. Il contient des informations sur la composition du mélange (concentration ionique, températures…).

Un pic Thermique : Ce pic dépend des ions formés dans les gaz brûlés. Globalement sous l'effet de l'augmentation de la température et de la pression dans les gaz brûlés les collisions augmentent. Les transferts d'énergie de collision provoquent l'ionisation de certaines espèces. Le mécanisme d'ionisation thermique est expliqué plus en détail dans l'étude bibliographique consacrée à la chimie de la flamme. Ce pic contient principalement des informations globales sur le mélange (température moyenne, pression…). La décroissance du courant peut ensuite s'expliquer par les mécanismes de recombinaison des différentes espèces positives et négatives.

1.4.2 Influences des paramètres d'électrodes : Surface, polarisation

Le choix de la polarité négative est plus rare dans les mesures par sonde d'ionisation. Des travaux proposés par S.Yoshiyama [50] ont permis d'étudier l'influence de la polarité et de la surface des électrodes sur le courant d'ionisation. Afin de comprendre l'évolution du courant d'ionisation au cours de la combustion, une étude du développement de la flamme a été réalisée par strioscopie de façon simultanée avec la mesure du courant d'ionisation. Le mélange utilisé est un mélange stœchiométrique de propane-air. Le dispositif expérimental utilisé dans ce cas est une chambre cylindrique avec des accès optiques. La figure suivante permet de visualiser l'évolution du courant d'ionisation en polarisation positive en fonction de la propagation de la flamme.

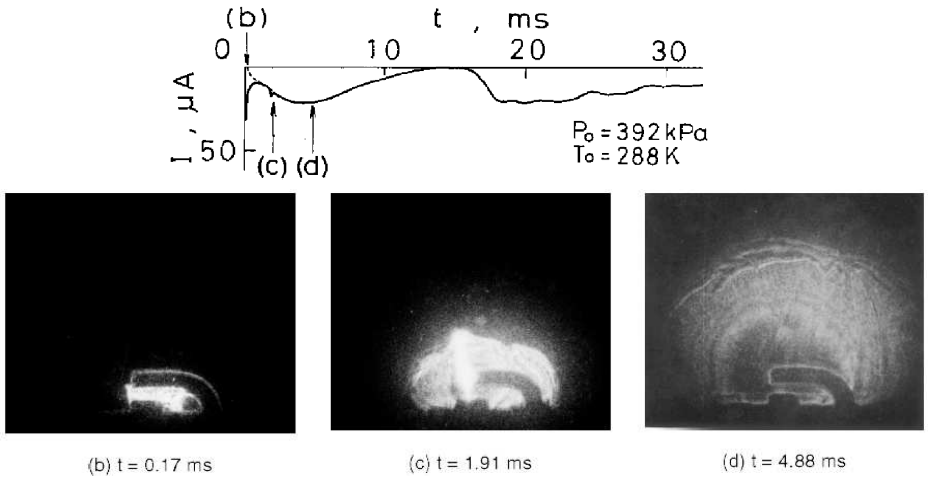


Fig. 31: Evolution du courant d'ionisation en fonction du développement de la flamme

Après l'allumage la flamme se développe entre l'électrode centrale et l'électrode de masse de la bougie. Un courant d'ionisation se crée de l'électrode centrale vers l'électrode de masse (a). Le premier pic d'ionisation est mesuré lorsque le rayon de la flamme atteint une valeur comprise entre 10mm (c) et 13mm (d) puis le courant diminue. Le premier pic d'ionisation est donc détecté lorsque la flamme atteint un certain rayon dont la dimension est supérieure au rayon du noyau initial de flamme générée par l'allumage entre les deux électrodes de la bougie.

Un dispositif expérimental différent est utilisé afin d'étudier l'influence de la surface des électrodes sur le courant mesuré (Fig. 32). Suivant la configuration choisie, les parois de la chambre peuvent ou non constituer une électrode de masse pour la mesure du courant d'ionisation. Une électrode est polarisée suivant la tension de la batterie et l'autre électrode est mise à la masse. Les deux électrodes sont isolées électriquement du reste de la chambre. L'électrode de masse est ici dénudée sur une longueur variable notée Lp. En faisant variée le paramètre Lp on modifie ainsi la surface de contact entre l'électrode de masse et la flamme.

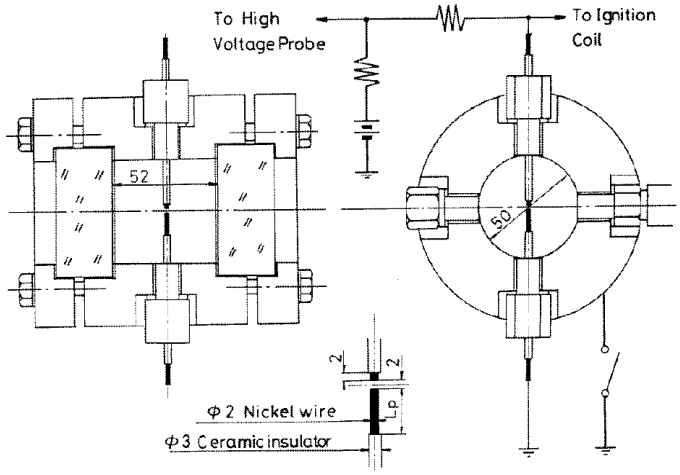


Fig. 32: Dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'influence de la surface des électrodes sur le courant mesuré

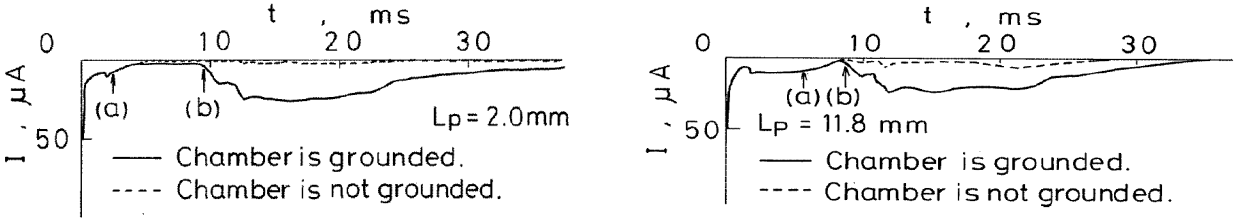


Fig. 33: Evolution du courant d'ionisation en fonction du développement de la flamme

Dans cette configuration le courant d'ionisation apparaît lorsque la flamme est en contact avec les deux électrodes. Lorsque la chambre est mise à la masse on note une augmentation du courant mesuré dés que la flamme rentre en contact avec les parois de la chambre. Dans ce cas les parois de la chambre jouent le rôle de cathode et captent les ions positifs tandis que l'électrode de mesure polarisée positivement constitue l'anode et capte alors les électrons et les anions. Les électrons ont une mobilité beaucoup plus importante que les ions. La densité de courant est alors limitée par le mouvement des ions, ainsi c'est la surface de la cathode qui limite le courant. Lorsqu'on augmente la surface de collecte des ions positifs, comme lorsque les parois de la chambre sont mises à la masse, on augmente le courant collecté. Par ailleurs tant que la flamme n'est pas en contact avec les parois de la chambre, le fait d'augmenter la partie dénudée de l'électrode de masse (L_p) augmente la durée du premier pic de courant mesuré comme le montre la comparaison du courant pour L_p=2mm et L_p=11.8mm (Fig. 32). A l'inverse le fait d'augmenter la surface de contact de l'électrode polarisée positivement n'a pas d'influence sur le courant ionique mesuré ce qui permet de valider le fait que c'est la surface de la cathode qui limite le courant. Par ailleurs dans cette étude il a été montré qu'en faisant varier la position du point d'allumage par rapport à la paroi, que le courant mesuré dépend de la densité ionique contenu dans le front de flamme et de la surface de contact entre la flamme et les parois de la chambre mises à la masse. Plus l'allumage est fait proche de la paroi plus le premier pic de courant aura une surface importante.

Au cours de cette étude l'effet du changement de polarité de l'électrode de mesure a été étudié (Fig. 34). La sonde de mesure est ici une bougie classique.

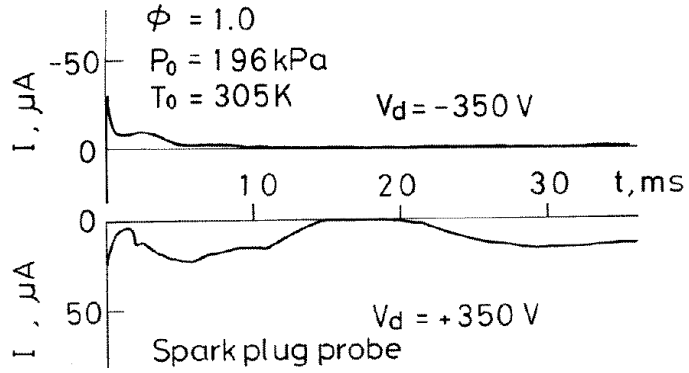


Fig. 34: Evolution du courant d'ionisation en fonction de la polarité de l'électrode de mesure

Les signaux correspondent respectivement à une tension de polarisation négative à -350V et une tension de polarisation positive de +350V. Le fait d'utiliser une polarisation négative au lieu d'une polarisation positive entraîne une diminution du courant ionique détecté. La surface de l'électrode de mesure est beaucoup plus faible que la surface de l'électrode de masse constituée par les parois de la chambre et l'électrode de masse de la bougie. Comme le courant est limité par la densité de charge positive et la surface de la cathode, la polarisation négative donne un signal plus faible.

L'influence des électrodes de polarisation sur le courant ionique a aussi été étudiée par M.Rodrigues [51]. Dans un premier temps les expérimentations ont été réalisées sur une flamme plate, stationnaire et électriquement isolée. Les mesures ont été effectuées à pression atmosphérique sur une flamme prémélangée de méthane-air, isolée de l'oxygène de l'air par N_2, dans laquelle on place deux électrodes en Nickel refroidies par air que l'on peut isoler du front de flamme (Fig. 35). Ces deux électrodes sont parallèles et une troisième électrode peut être positionnée perpendiculairement entre les deux autres afin de mesurer le potentiel de la flamme.

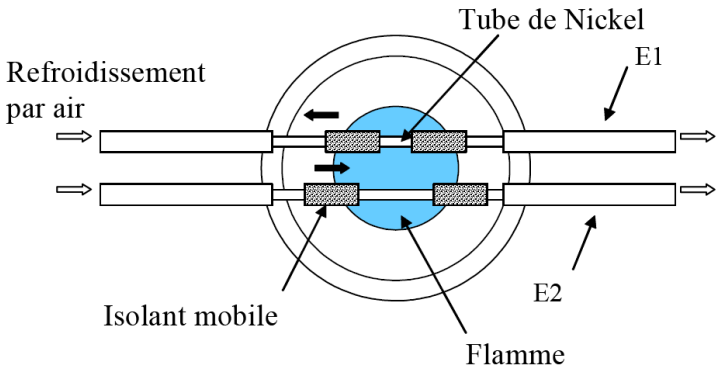


Fig. 35: Electrodes de Nickel refroidies par air utilisées dans le dispositif expérimental de J.M Rodrigues [51]

En utilisant ce dispositif la distribution du potentiel électrique de la flamme en polarisation continue a été mesurée à pression atmosphérique. Les surfaces des électrodes E1 et E2 sont égales (~60mm^2) et la distance inter-électrode reste constante (~8mm). L'électrode E1 (anode) est

polarisée à +9V alors que l'électrode E2 (cathode) est polarisée à -9V. La mesure donne un potentiel constant entre les deux électrodes égal à 7V (Fig. 36).

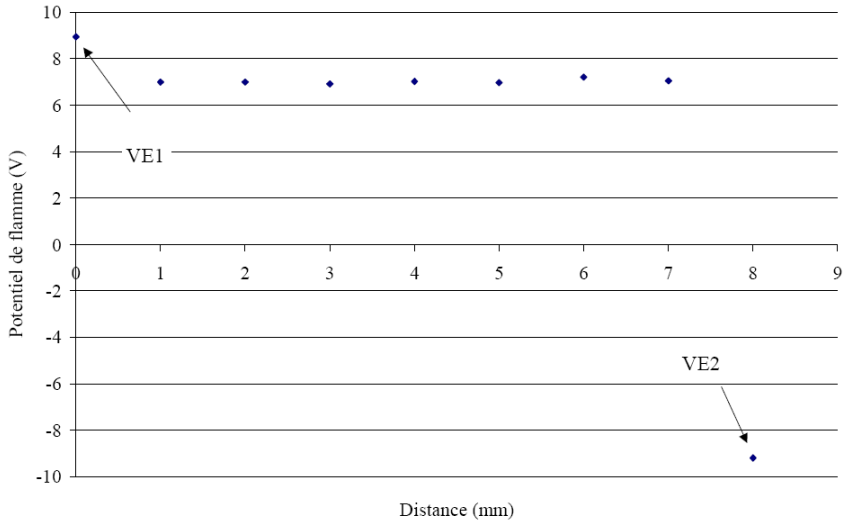


Fig. 36: Distribution du potentiel entre les électrodes E1 et E2 [51]

On constate l'équipotentialité du front de flamme et la présence de deux chutes de tension aux interfaces flamme-électrode. La chute de potentiel à la cathode est plus forte que la chute de potentiel observée à l'anode ce qui s'explique par les caractéristiques différentes des porteurs de charge. A l'anode la conductivité est assurée principalement par les électrons alors qu'à la cathode celle-ci dépend des ions positifs plus lourds et à la mobilité 10^3 fois moins élevée que celle des électrons. En faisant varier la position relative des deux électrodes par rapport aux différentes zones de la flamme (front réactif, gaz brûlés) il a été constaté que le maximum de courant est obtenu dans le front réactif de la flamme et que le courant diminue dans les gaz brûlés. La source ionique se situe principalement dans la zone chimique de la flamme. Par ailleurs en plaçant des isolants céramiques mobiles sur les électrodes E1 et E2 la surface de contact entre les électrodes et la flamme a été modifiée afin de mettre en évidence l'influence de la surface des électrodes sur le potentiel de la flamme et sur le courant mesuré (Fig. 35). Dans ces expériences l'électrode E1 est polarisée à +9V et E2 à -1.5V. La figure suivante (Fig. 37) donne l'évolution du potentiel électrique de la flamme en fonction du rapport des surfaces entre l'anode et la cathode.

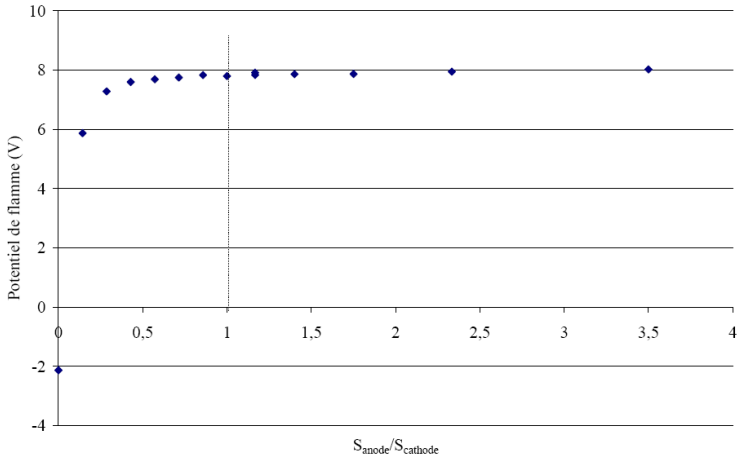


Fig. 37: Influence de la surface des électrodes sur le potentiel électrique de la flamme [51]

Le potentiel de la flamme dépend uniquement de la surface de l'anode, cependant une faible surface d'anode est suffisante pour polariser la flamme à un potentiel proche de la valeur imposée à l'anode (à la chute de potentiel anodique prés). L'augmentation ensuite de la surface de l'anode ou la diminution de la surface de la cathode n'a pas d'influence sur le potentiel de flamme. L'évolution du courant d'ionisation a aussi été mesurée en fonction de l'évolution de la surface des électrodes. Lorsque la surface de l'anode est suffisante pour maintenir un potentiel de flamme constant, il a été mis en évidence que le courant ionique ne dépendait que de la surface cathodique comme le montre la figure ci-dessous :

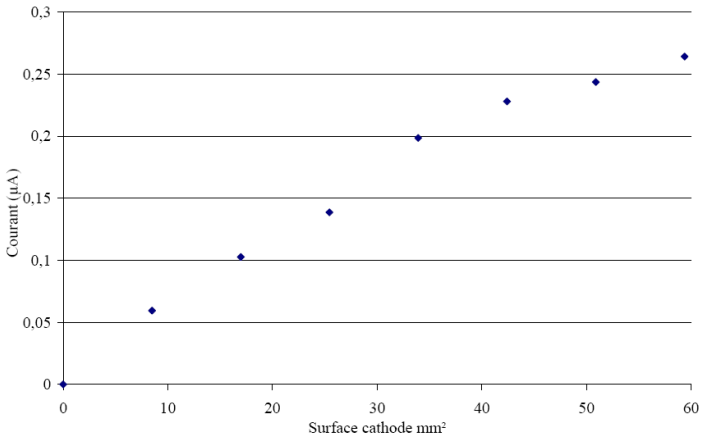


Fig. 38: Courant ionique en fonction de la surface de la cathode [51]

En conservant le même dispositif expérimental, l'influence de la tension de polarisation des électrodes a été étudiée. Le potentiel de l'électrode E2 est fixé alors qu'on fait varier celui de l'électrode E1 (Fig. 39). Le potentiel de flamme ne dépend que de l'électrode au potentiel le plus élevé c'est-à-dire l'anode. Le potentiel de la flamme est donc toujours égal au potentiel anodique moins la chute de potentiel observée à l'anode.

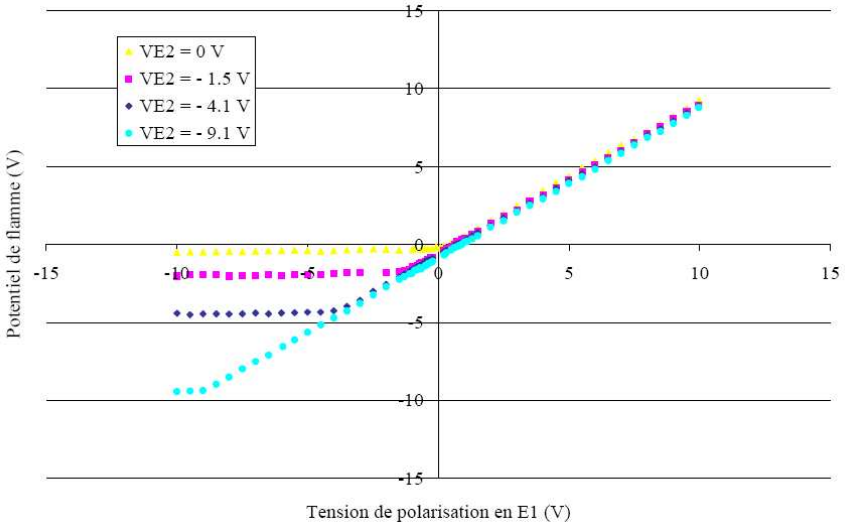


Fig. 39: Potentiel électrique de la flamme en fonction du potentiel appliqué à E1 pour différentes tensions en E2 [51]

Le courant ionique a été mesuré simultanément avec le potentiel de la flamme. Le courant ne dépend pas directement du potentiel appliqué à la cathode mais il dépend de la différence de potentiel entre les électrodes (Fig. 40).

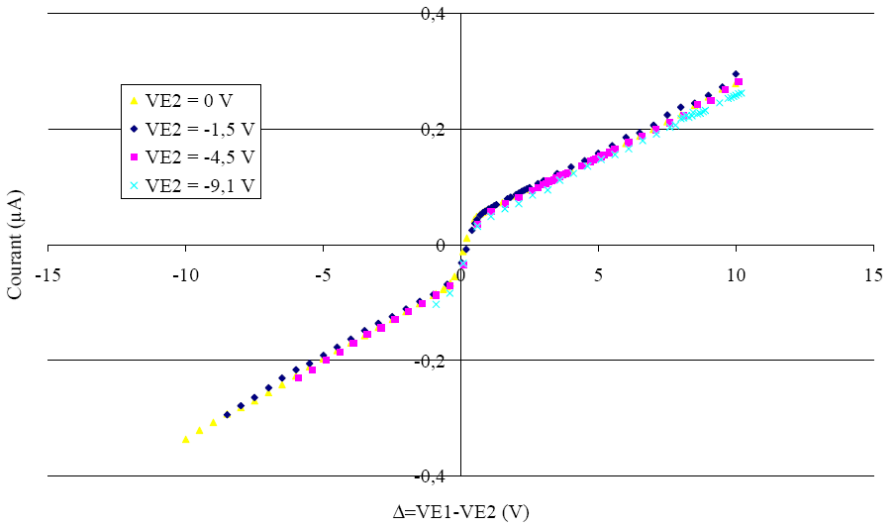


Fig. 40: Courant ionique en fonction de la différence de potentiel entre les électrodes [51]

La différence de potentiel entre les électrodes E1 et E2 est notée $\Delta = V_{E1} - V_{E2}$:

Si $\Delta <$ -0.5V, E1 constitue donc la cathode et E2 l'anode. On observe un courant de saturation, c'est-à-dire que la cathode repousse tous les électrons et attire tous les cations.

Si $\Delta >$ +0.5V, E1 devient l'anode et E2 la cathode. On observe aussi un régime de saturation car celui-ci est symétrique.

Le courant mesuré devient nul pour une valeur de potentiel dit potentiel flottant.

Dans cette étude il a été montré que la différence de potentiel entre les deux électrodes est presque égale à la chute de potentiel cathodique :

- Le potentiel de la flamme est celui de l'anode moins la chute de potentiel à l'anode $V_{flamme} = V_{anode} - \varepsilon_a$
- La chute de potentiel à la cathode vaut : $\varepsilon_c = V_{flamme} - V_{cathode} = \Delta - \varepsilon_a$
- La chute de potentiel anodique étant faible devant la chute de potentiel cathodique: $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c} << 1$
- On arrive alors au résultat: $\Delta \cong \varepsilon_c$

L'intensité du courant dépend alors essentiellement de cette chute de potentiel à la cathode. Le courant est donc contrôlé par les phénomènes cathodiques.

Par ailleurs les jonctions flamme-électrodes se comportent comme des diodes comme le montre la figure suivante :

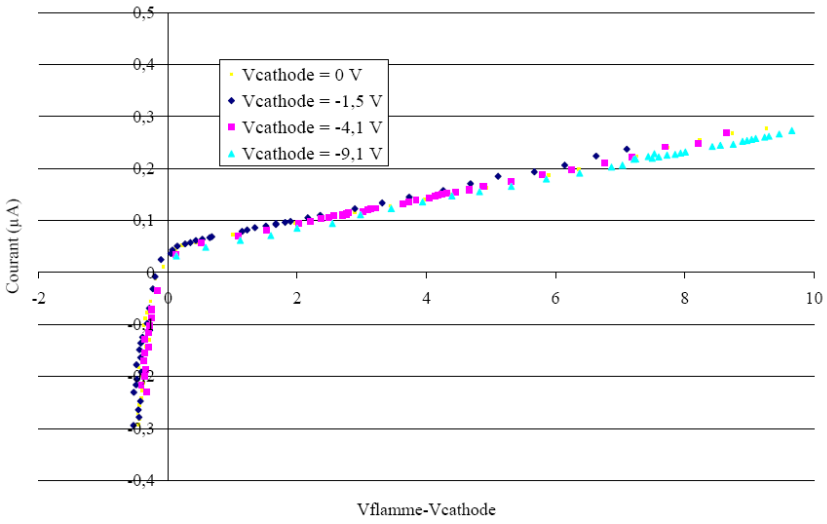


Fig. 41: Courant ionique en fonction de la chute de potentiel à la surface d'une électrode [51]

Dans un second temps des mesures de potentiel et de courant ont été réalisées dans le cas d'une flamme en propagation. La flamme se propage alors en direction des électrodes.

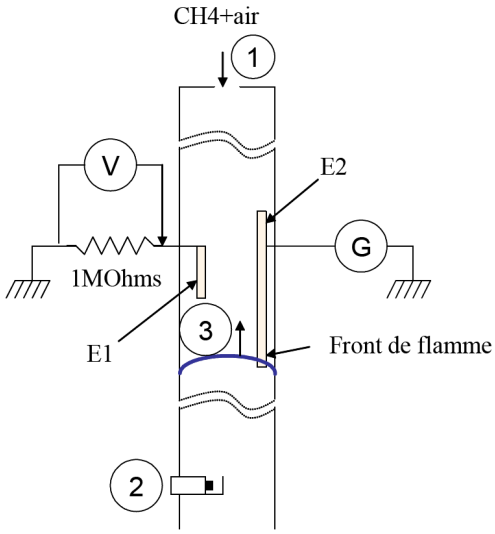


Fig. 42: Dispositif expérimental utilisé par J.M Rodrigues pour la mesure du courant d'ionisation dans le cas d'une flamme en propagation [51]

L'évolution de la tension mesurée en fonction de la surface de contact entre la flamme et les électrodes est résumée sur le schéma suivant :

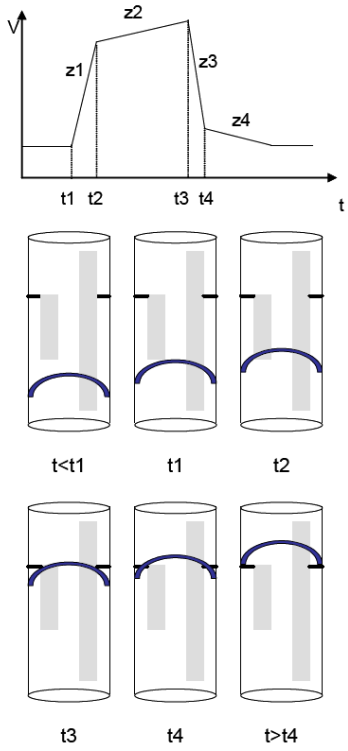


Fig. 43: Evolution de la tension mesurée en fonction de la position du front de flamme [51]

A l'aide de ce dispositif expérimental, l'influence de la longueur de la cathode a été étudiée. Il a ainsi été montré que la longueur de la cathode n'affecte pas l'amplitude du signal mais joue sur la durée du signal. Le choix d'une polarisation négative est aussi discuté dans cette étude. Ainsi l'électrode E1 est reliée à la masse tandis que l'électrode E2 est polarisée à -2V. Le graphique

suivant donne la comparaison entre le signal obtenu en polarisation positive et celui obtenu en polarisation négative.

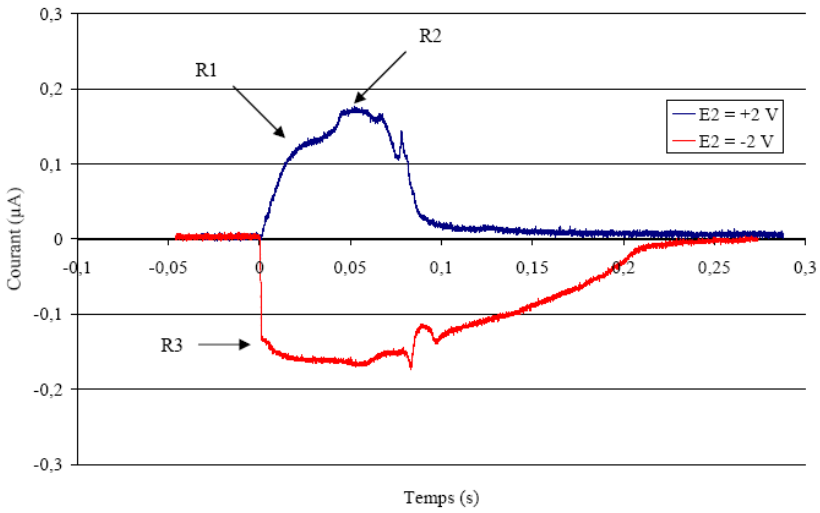


Fig. 44: Courant ionique en polarisation positive et négative [51]

Il a ainsi été observé que le temps nécessaire pour atteindre le courant maximum est plus court en polarisation négative qu'en polarisation positive. Par ailleurs l'influence de la zone de gaz brûlés sur le courant d'ionisation est moins visible sur le signal obtenu en polarisation négative. Enfin la diminution du courant est plus progressive dans le cas de la polarisation continue négative.

Globalement Il faut retenir de ces résultats que le courant ionique dépend de la surface de contact entre le front de flamme et la cathode. C'est la chute de potentiel cathodique qui influence le courant. Ainsi, sur moteur, lorsque l'électrode de mesure est polarisée négativement, une information locale sera obtenue. En polarisation positive, le courant mesuré donne une information moyennée sur la surface de la chambre en contact avec le front de flamme. Dans le cadre des applications sur les moteurs à combustion interne, une étude proposée par Wilstermann & al. [52] s'est intéressée à l'influence du choix de la géométrie de la bougie pour la mesure du courant ionique. La géométrie des différentes bougies ainsi que l'évolution du courant d'ionisation correspondante sont données sur la figure suivante :

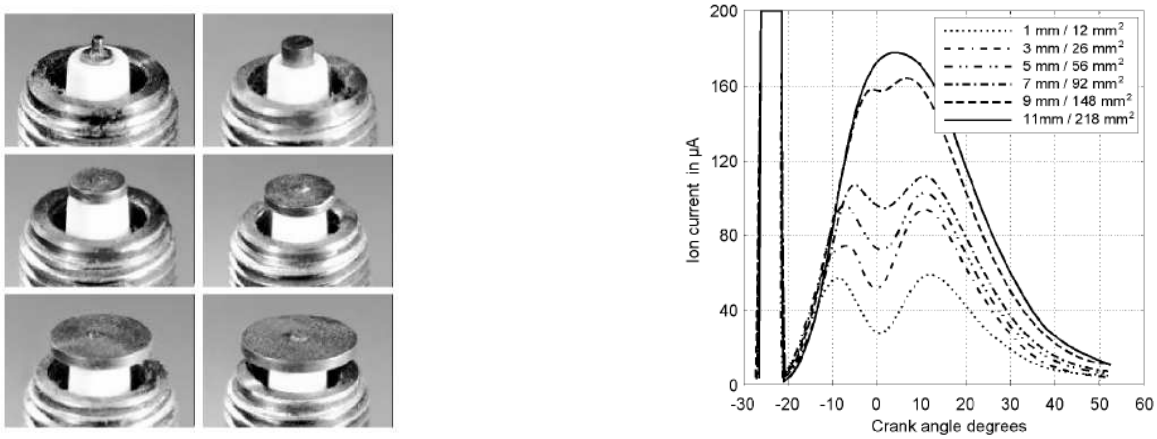


Fig. 45: Les différentes géométries de bougies et leur influence sur le courant d'ionisation [52]

L'augmentation de surface de l'électrode centrale polarisée négativement entraîne :

- L'augmentation de la quantité de charge positive collectée issue du front réactif de la flamme
- Un contact entre la flamme et l'électrode centrale de la bougie prolongé.

Ainsi une augmentation trop importante de la surface de l'électrode centrale masque la structure du signal et l'on ne mesure alors qu'un seul pic plus large au lieu de deux pics successifs. Le signal issu de la « chemi-ionisation » est alors confondu avec le signal lié à l'ionisation thermique.

Enfin au cours de cette étude, l'effet de l'encrassement de la bougie sur le courant mesuré est observé. L'encrassement n'affecte pas outre mesure le signal mesuré mais provoque simplement une augmentation de la charge résistive. Pour s'affranchir de l'effet d'encrassement il faut faire la différence entre le signal mesuré sans combustion et celui mesuré durant la combustion.

Fig. 46: Encrassement de la bougie [52]

Pour cette étude Wilstermann s'est aussi intéressé au cas de la polarisation alternative qui fait l''objet de la partie qui suit.

1.4.3 Dispositif d'excitation à tension variable

Un dernier cas très important pour notre étude concerne la polarisation en tension variable. Ces mesures sont peu répandues. Comme indiqué à la fin du paragraphe précédent, Wilstermann [52] a utilisé une polarisation alternative pour réaliser son étude. Ainsi en utilisant un post-traitement adapté (filtre passe-bas) le signal obtenu à partir d'une tension alternative est très proche de celui obtenu en tension continue (Fig. 47). Selon cette étude le fait d'utiliser une polarisation alternative comporte de nombreux avantages notamment concernant le coût et la fiabilité des composants électroniques nécessaires mais surtout au niveau de l'intégration au circuit d'allumage.

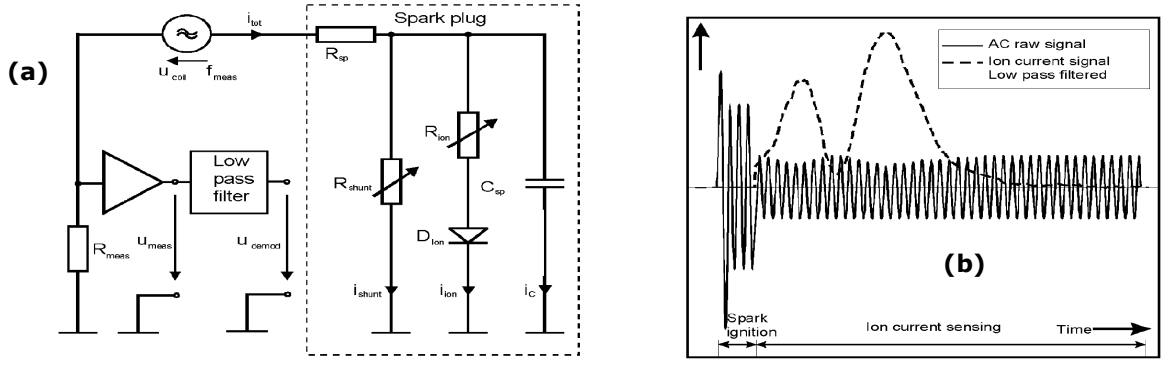


Fig. 47 Diagramme AC pour la mesure du courant ionique (a) et signaux mesurés et filtrés (b) [52]

L'intensité du courant obtenue en polarisation négative est très faible par rapport à l'intensité obtenue avec la polarisation positive. Cette dissymétrie des électrodes génère un champ électrique inhomogène au niveau de l'électrode centrale de la bougie. La caractéristique courant-tension obtenue est proche de celle d'une diode.

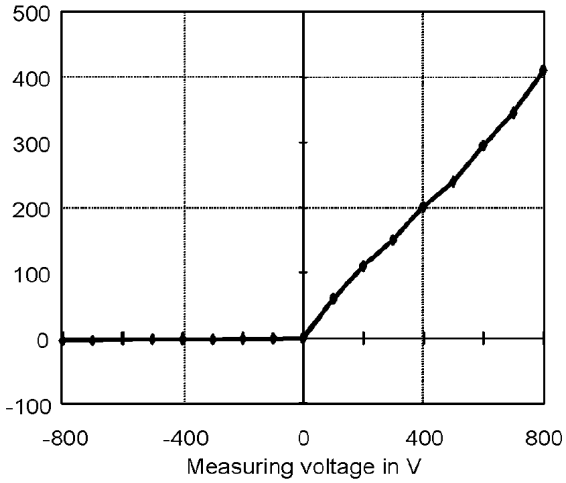


Fig. 48: Caractéristique courant-tension du signal d'ionisation mesuré par la bougie d'allumage d'un moteur à combustion interne [52]

Dans son étude J.M. Rodrigues s'est aussi intéressé à l'évolution du potentiel et du courant mesuré dans le cas d'une polarisation alternative. Le dispositif utilisé comporte toujours deux électrodes E1 et E2 de longueurs différentes et d'une électrode E3 servant à mesurer le potentiel de la flamme (Fig. 49).

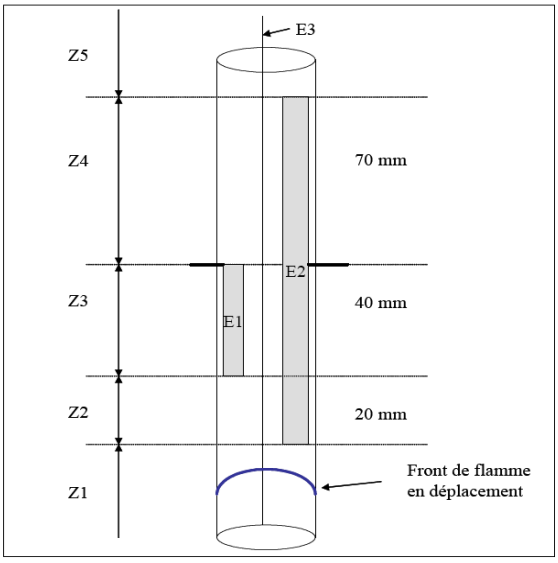


Fig. 49: Dispositif expérimental J.M. Rodrigues [51]

L'électrode E1 est utilisée comme électrode de mesure et l'électrode E2 est utilisée comme électrode de polarisation. La tension d'excitation est une tension alternative en créneaux carrés d'amplitude +/- 2V à une fréquence de 100Hz. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure suivante:

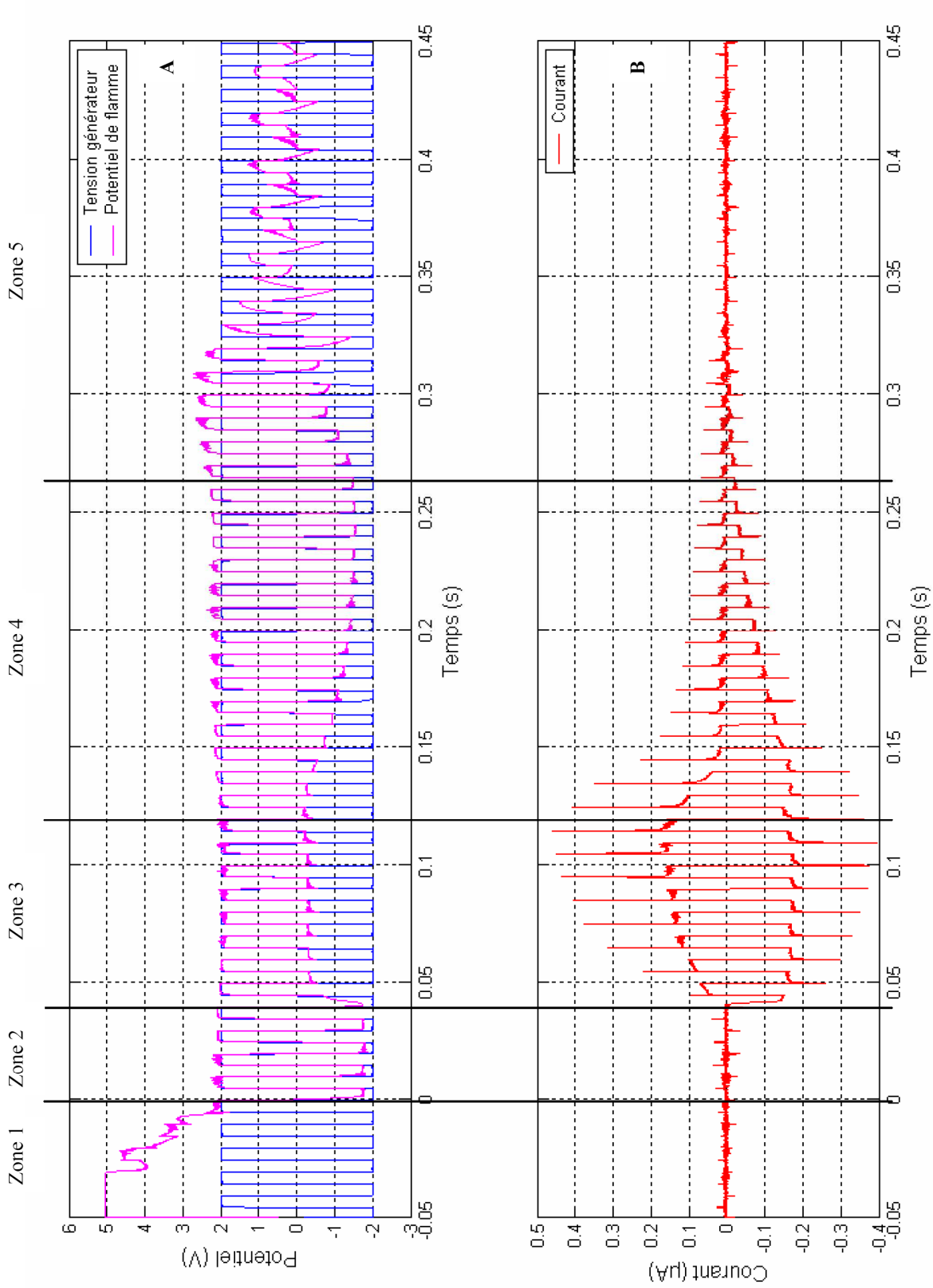


Fig. 50: Evolution temporelle du potentiel de la flamme, du courant d'ionisation et de la tension d'excitation [51]

La description des différentes phases observées lors de la mesure du courant d'ionisation en tension variable est détaillée dans la thèse de J.M. Miguel [51]. Le point essentiel est que le comportement en tension alternative est très proche de celui observé en polarisation continue. Les phénomènes décrit précédemment lors des études en polarisation continue se retrouvent en polarisation variable. On peut simplement noter la présence de pics de courant lors du changement de polarité qui correspondent au temps de formation des gaines et à la stabilisation de la mesure de courant. Ces effets seront caractérisés lors de notre étude. Enfin il a été mis en évidence que le comportement du système anode-flamme-cathode peut être assimilé au fonctionnement d'un transistor. L'intensité du courant dépend de la quantité de charge à la jonction flamme-cathode. Les phénomènes cathodiques sont essentiels à la compréhension des mécanismes de mesure du courant d'ionisation. Le choix de la tension d'excitation et de la géométrie des électrodes est primordial pour la mesure du courant ionique.

1.4.4 Application sur moteurs à combustion interne

De nombreuses études se sont intéressées à l'utilisation des sondes d'ionisation comme outil de diagnostic multi-paramètre de la combustion dans les moteurs à allumage commandé. L'objectif est à terme d'utiliser le courant d'ionisation mesuré par la bougie après l'allumage afin de réaliser un contrôle moteur en boucle fermée et en temps réel. L'objectif de cette partie n'est pas de faire une liste exhaustive de l'ensemble des applications possibles du courant d'ionisation mais simplement de donner quelques exemples et de montrer les limites qui existent aujourd'hui pour l'exploitation de ce signal.

Corrélation pic de pression – pic d'ionisation thermique: Détection cliquetis et réglages de l'avance à l'allumage

Une étude proposée par Saitzkoff & al [53] propose une relation entre le pic de courant lié à l'ionisation thermique et le pic de pression. Le taux d'ionisation dans les gaz brûlés est calculé à partir de l'équation de Saha et l'on suppose que l'oxyde d'azote (NO) est l'espèce responsable de la production de charge dans les gaz brûlés. Pour calculer le courant d'ionisation, il est nécessaire de déterminer la quantité d'électrons libres et leur vitesse. La vitesse étant déterminée par une loi cinétique. Le calcul permet d'obtenir une relation entre le courant et la température :

(Eq. 82)
$$I = A\sqrt{\frac{\varphi_s}{n_{tot}}}T^{\frac{1}{4}}\exp\left[-\frac{E_i}{2kT}\right]$$

Avec :

φs : Fraction d'espèce s

Ei : énergie d'ionisation de l'espèce s

ntot : la densité totale de charge

A : une constante

k: constante de Boltzmann

T : Température des électrons (K)

La densité totale de charge est calculée à partir d'une loi des gaz parfait et d'une loi cinématique indiquant le volume de la chambre de combustion en fonction de l'angle de vilebrequin. Par ailleurs la fraction de gaz brûlés est donnée par une loi de Wiebe afin de tenir compte de l'effet local de température sur la pression.

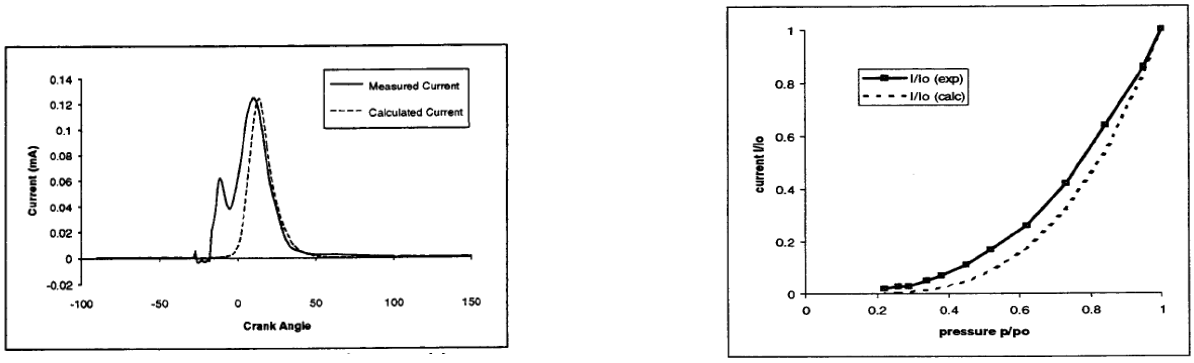


Fig. 51 Comparaison du courant d'ionisation calculé avec celui mesuré [53]

Le modèle simple proposé dans cette étude met en évidence la dépendance du courant ionique mesuré dans les gaz brûlés avec la pression. Il existe une corrélation entre la position du pic de pression et celle du second pic de courant ionique. Cependant ce modèle doit être amélioré afin de tenir compte d'un certains nombre d'effets qui peuvent affecter la mesure du courant ionique dans un moteur comme par exemple l'effet de la turbulence.

La mise en évidence de la corrélation entre la position du pic de pression et la position du second pic de courant constitue la base de nombreuses études applicatives de la sonde d'ionisation dans le cadre du contrôle moteur et notamment pour la détection des phénomènes de cliquetis ou pour le réglage de l'avance à l'allumage. Cavina & al [54] s'est intéressé au contrôle de la combustion dans un moteur par une analyse temps réel en boucle fermée du courant d'ionisation mesuré dans chaque cylindre. L'objectif est de déterminer un certain nombre de paramètres relatifs à la qualité de la combustion à partir du courant ionique, de comparer ces informations avec celles contenues dans une base de données préalablement intégrées au calculateur moteur, et de retourner une information de contrôle de l'avance à l'allumage. En particulier le courant d'ionisation doit permettre de déterminer l'existence d'un phénomène de cliquetis dans le cylindre. L'intérêt étant de pouvoir adapter l'avance à l'allumage en fonction des paramètres variables du moteur afin de maximiser le couple en sortie. Cette étude utilise le fait qu'il existe une corrélation entre le couple en sortie et la position du pic de pression dans le cycle. La pression moyenne indiquée dans le cylindre sur un cycle moteur (PMI) est tracée en fonction de la position du pic de pression. Ces données sont issues de 5000 cycles moteur à 2000 tours/minute (Fig. 52).

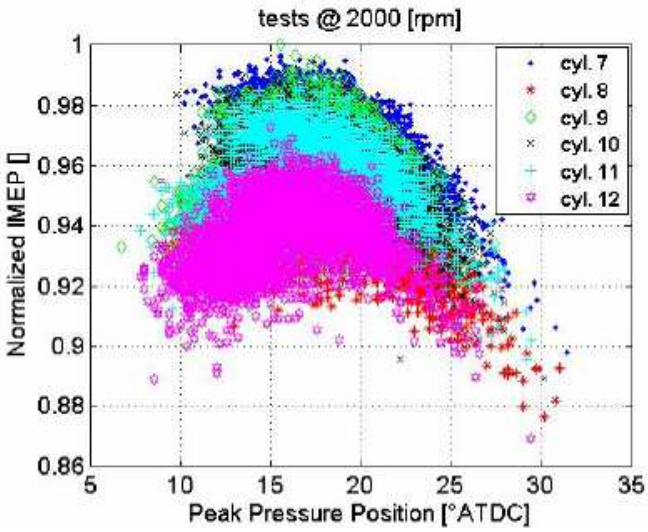


Fig. 52 Pression moyenne indiquée dans le cylindre en fonction de la position du pic de pression [54]

Un autre paramètre important concerne le taux de compression. Plus celui-ci est élevé plus le couple en sortie et le rendement du moteur seront important. Cependant en augmentant le taux de compression, on risque d'obtenir des phénomènes de cliquetis dans le moteur. De la même façon, le fait d'augmenter l'avance à l'allumage induit des pressions et des températures plus élevées dans le cylindre qui risquent d'engendrer aussi du cliquetis. La figure suivante montre l'évolution de la PMI en fonction de l'intensité de cliquetis pour différentes valeurs d'avance à l'allumage. L'intensité du cliquetis est corrélée avec des oscillations de pression, on définit un index d'intensité de cliquetis basé sur la pression noté MAPO :

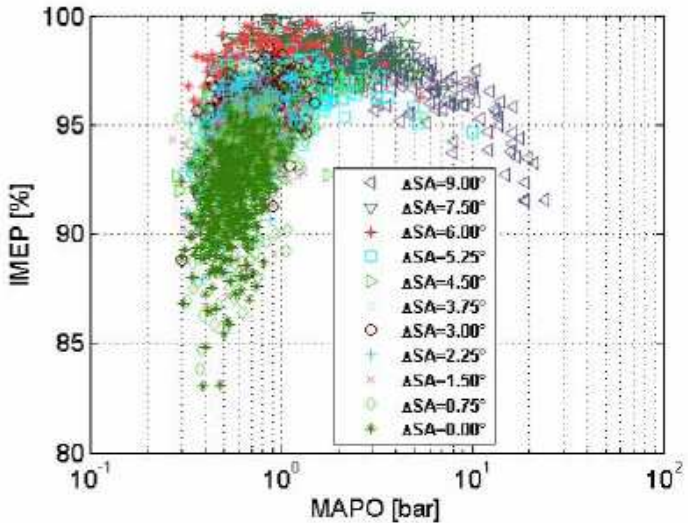


Fig. 53: Pression moyenne indiquée (IMEP) en fonction de l'intensité cliquetis (MAPO) [54]

Il faut donc optimiser l'avance à l'allumage pour maximiser le rendement et éviter un phénomène de cliquetis qui pourrait endommager le moteur. Cependant l'avance à l'allumage doit tenir compte des conditions spécifiques à chaque cylindre au niveau de l'injection ou des pertes thermiques. Le

fait de pouvoir contrôler individuellement les conditions dans chaque cylindre par la mesure du courant ionique présente un intérêt très fort.

L'utilisation du signal d'ionisation repose notamment sur le fait que le pic «thermique » est lié au pic de pression. Le signal de pression étant affecté par des oscillations en présence de cliquetis, il en est de même pour le courant d'ionisation :

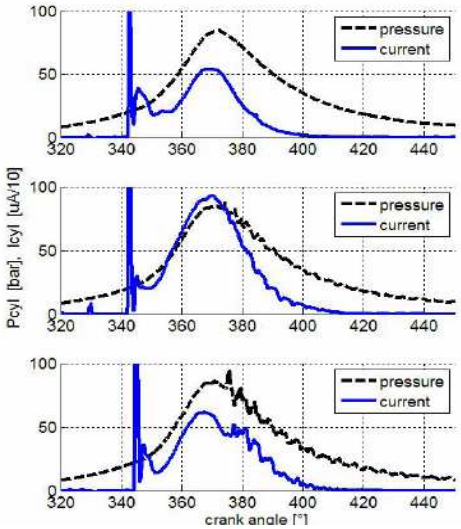


Fig. 54: Influence du cliquetis sur le signal de pression et le signal d'ionisation [54]

La pression et le courant ionique sont mesurés en fonction de l'angle de vilebrequin. Le premier cas correspond à une absence totale de cliquetis, le second indique l'apparition d'un léger cliquetis, et enfin le dernier graphique est représentatif de l'apparition d'un fort cliquetis avec des oscillations fortes en fin de combustion à la fois sur le pic thermique et sur la courbe de pression.

En travaillant sur l'analyse fréquentielle de la pression on peut déterminer une corrélation entre le courant ionique et le cliquetis :

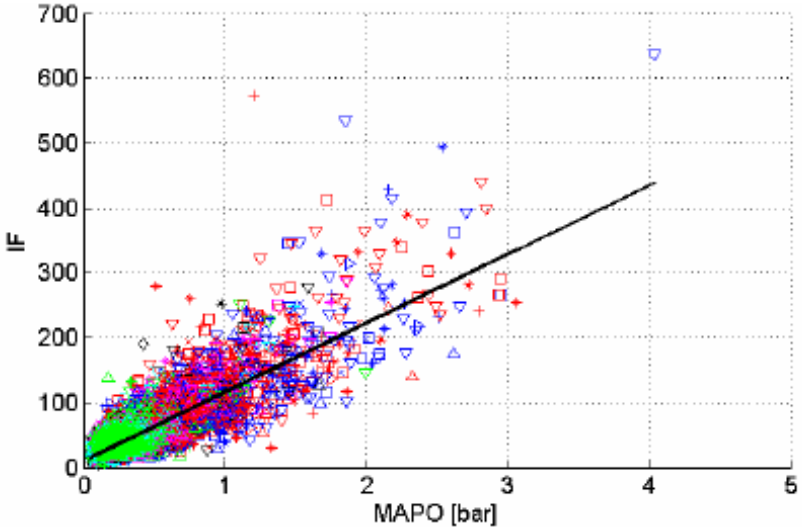


Fig. 55: Analyse fréquentielle du courant ionique en fonction de l'intensité cliquetis (MAPO) [54]

Sur ce graphique IF est une grandeur relative à l'analyse fréquentielle du courant ionique. Ces mesures ont été effectuées sur cycle moteur à 3000 tours/minute. Le courant ionique permet donc de détecter le cliquetis. Le problème étant de définir un seuil à partir duquel on considère le cliquetis comme étant dangereux pour le moteur.

Les résultats obtenus ici se basent sur l'existence d'une corrélation entre le pic de pression et le pic lié à l'ionisation thermique, cependant cette corrélation peut être mise en défaut notamment sous l'effet d'un écoulement aérodynamique. Ainsi dans le cas des moteurs à combustion interne ces résultats sont à prendre avec précautions. En annexe de ce travail, une petite synthèse sur l'aérodynamique et les structures d'écoulements rencontrés dans les moteurs est proposée (Annexe. 4).

Influence des écoulements aérodynamiques sur cette corrélation

A.Franke [55] propose une étude sur l'effet de l'écoulement de gaz. L'étude se base sur une corrélation linéaire entre la position du pic de pression et celle du pic de courant d'ionisation et repose sur la mesure combinée de la vitesse des gaz par LDV. Afin d'ensemencer l'écoulement sans perturber la conductivité électrique des gaz, de l'huile de pépins de raisin a été utilisée pour les mesures de LDV ce qui pose le problème de l'évaporation de l'huile lors de la combustion et rend l'interprétation des résultats difficiles. Lors de ces essais des positionnements différents pour la sonde de mesure du courant ionique ont été choisis comme l'indique le schéma ci-dessous :

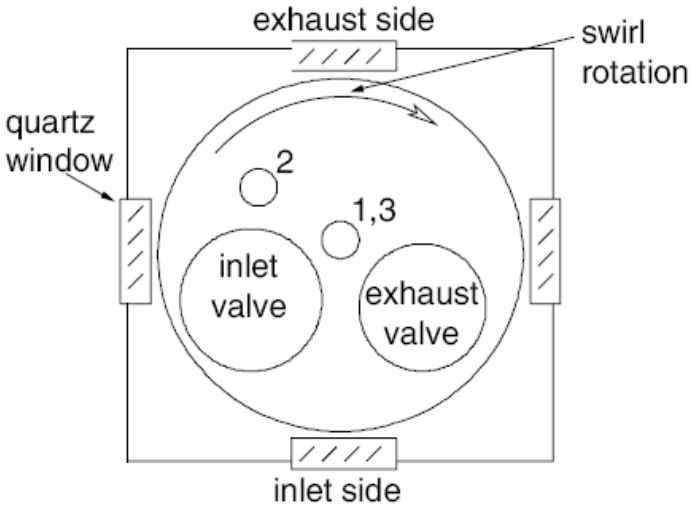


Fig. 56: Configuration expérimentale [55]

La sonde d'ionisation peut être positionnée en position 1 (centrale avec piston plat), 2 (en périphérie de la chambre, piston plat) ou 3 (centrale avec un piston creusé en croix). Suivant la configuration choisie l'écoulement du gaz devant la sonde est complètement différent. Simultanément la pression et le courant ionique ont été enregistrés :

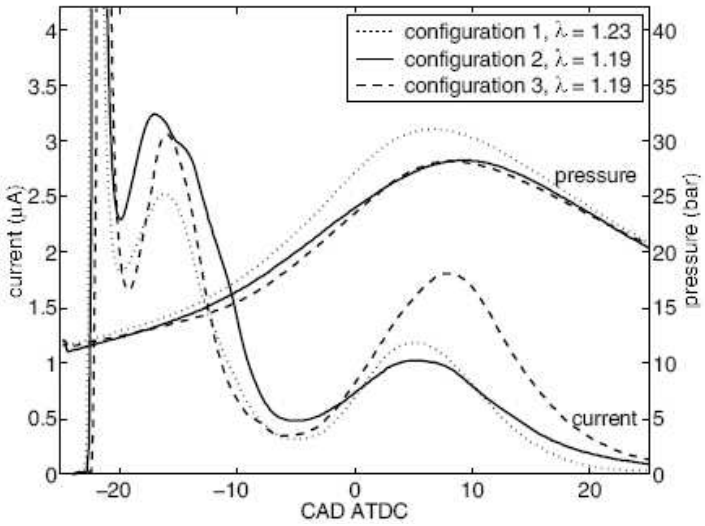


Fig. 57: Evolution du courant d'ionisation suivant le positionnement de la sonde de mesure [55]

On constate que si les courbes de pression pour les configurations 2 et 3 sont identiques, l'évolution du courant ionique diffère. Le positionnement différent de la sonde dans la chambre joue un rôle important ici pour deux raisons. Tout d'abord le pic d'ionisation thermique dépend fortement de la surface de contact entre la flamme et les parois de la chambre et par ailleurs l'écoulement diffère dans les deux configurations.

La relation de linéarité entre la position du pic de pression et celle du pic de courant est fortement mise en défaut dans le cas d'une combustion avec un écoulement fort des gaz devant la sonde de mesure. Le courant mesuré dépend de la surface de contact entre la flamme et les parois du cylindre, ce qui constitue un paramètre fluctuant d'un cycle à l'autre. La corrélation entre la position du pic de pression et le second pic de courant a aussi été étudiée expérimentalement par N.Cavina [54]:

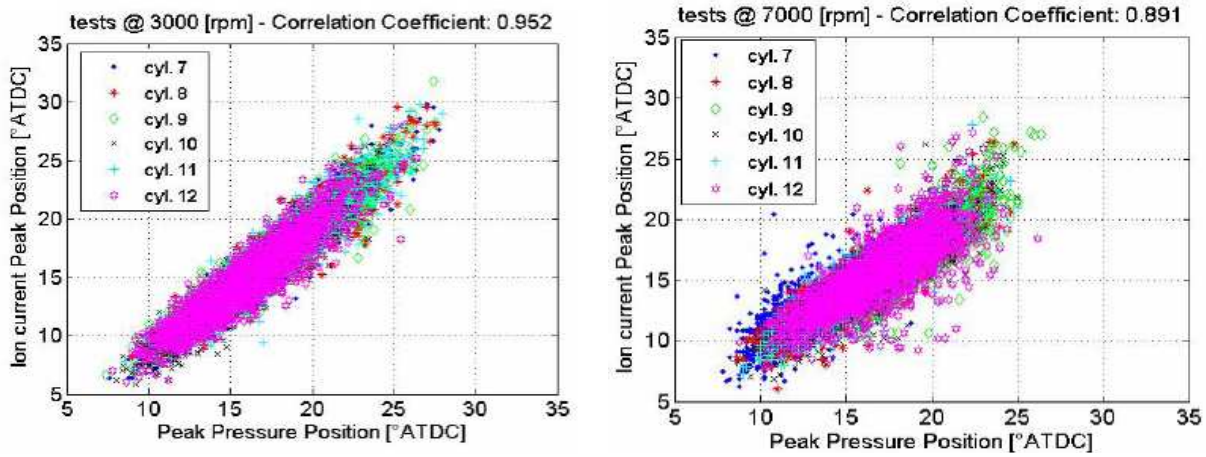


Fig. 58: Corrélation entre la position du pic de pression et la position du pic de courant d'ionisation [54]

Cette comparaison entre les deux graphiques montre que la corrélation est meilleure à 3000 tr/min qu'à 7000tr/min. Ainsi cette étude met en évidence que la corrélation est mise en défaut pour des régimes moteur élevés :

Engine speed [rpm]	1750	2250	2500	2750	3500	4000
Correlation coefficient	0.945	0.891	0.908	0.952	0.896	0.733
Engine speed [rpm]	**4750**	**5500**	**6000**	**6500**	**7000**	**7500**
Correlation coefficient	0.759	0.831	0.810	0.822	0.808	0.708

Fig. 59: Coefficients de corrélation en fonction du régime moteur [54]

La corrélation à haut-régime est moins bonne mais suffit à obtenir des résultats intéressants du point de vue du contrôle moteur. D'un point de vue fondamental il est cependant nécessaire de s'intéresser aux mécanismes physiques qui régissent la formation du second pic de courant afin de justifier les écarts observés à haut régime et dans les conditions turbulentes.

Influence de la richesse

D'autres limitations existent et rendent complexes l'utilisation de la corrélation pic de pression – pic d'ionisation thermique. Ainsi les travaux de Yoshimura & al [56] montrent que si la détection du cliquetis par courant d'ionisation s'avère réalisable à richesse proche de la stoechiométrie, elle s'avère beaucoup plus complexe en mélange pauvre. En effet l'intensité du courant ionique diminue fortement lorsque le taux de dilution augmente. Par ailleurs la température des gaz est aussi fortement modifiée par des variations du taux de dilution :

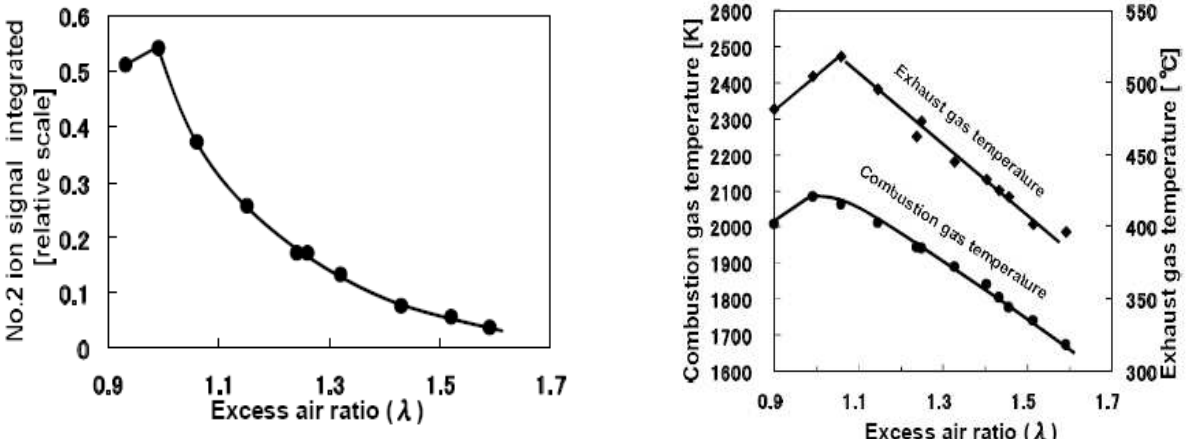


Fig. 60: Evolution du signal d'ionisation et de la température des gaz en fonction du taux de dilution [56]

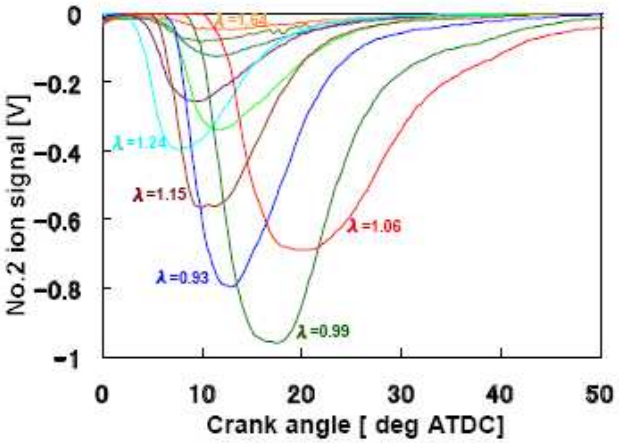


Fig. 61: Pic de courant en fonction du taux de dilution [56]

Le maximum du pic de courant varie en fonction du taux de dilution. Etant donné que le courant ionique est fortement modifié par des variations de richesse, pour effectuer des mesures, il est important d'adapter la tension de polarisation. Toute la difficulté réside dans le fait que le rapport signal sur bruit diminue fortement dans un moteur. Par conséquent l'utilisation de la sonde d'ionisation dans les conditions réelles moteur pour détecter les ratés d'allumage et le cliquetis nécessite d'adapter la sensibilité du circuit de mesure afin de garantir un bon rapport signal sur bruit.

G.Zhu [57] propose une étude sur les applications possibles de la sonde d'ionisation pour le diagnostic de la combustion dans un moteur essence à injection directe faible pression. La détection de la combustion incomplète peut se faire sur le signal de pression et le signal de la sonde comme le montre la figure suivante :

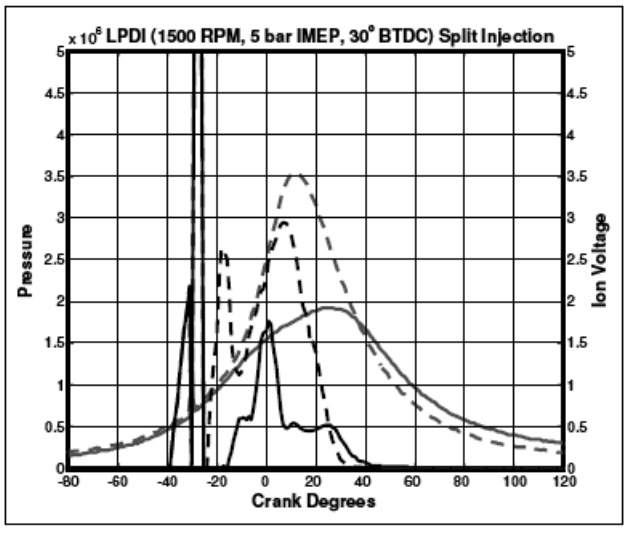


Fig. 62: Effet d'une combustion incomplète sur le signal de sonde [57]

Ainsi lorsque la combustion est incomplète (lignes continues) le signal de la sonde est partiel et l'on ne détecte pas clairement les deux pics comme lors de la combustion complète (lignes pointillées).

La principale différence entre un moteur à injection indirecte et un moteur à injection directe vient du fait que dans le premier cas le mélange air-carburant est relativement homogène alors que dans le second cas, on a une stratification du mélange. Ainsi l'étude montre que dans le cas d'une injection directe on a une moins bonne corrélation entre la position du second pic de courant et la position du maximum de pression.

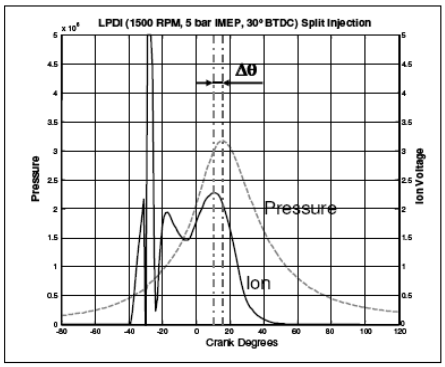


Fig. 63: Effet d'une stratification du mélange sur la corrélation entre la position du pic de pression et celle du second pic de courant [57]

Sur cette figure, le décalage entre le second pic de courant et le pic de pression maximale est noté Δθ. Cette figure représente une moyenne sur 300 cycles moteur à un régime de 3000 tr/min et une pression moyenne indiquée de 5bar. Par ailleurs on évalue généralement la stabilité de la combustion dans un moteur en mesurant le coefficient de variance (COV) de la pression moyenne indiquée (PMI) qui se définit comme étant le rapport de l'écart type de la PMI sur la valeur moyenne de la PMI. Une bonne combustion correspond à une faible valeur de COV. La durée de la combustion est aussi un bon indicateur de la stabilité de la combustion. L'ensemble de ces paramètres sont dépendant de la pression et donc peuvent être reliés par corrélation au second pic d'ionisation. De plus le signal d'ionisation est directement lié au processus de combustion, son évolution ainsi que son intensité sont des indicateurs de la combustion. Cependant le courant d'ionisation est très sensible aux fluctuations cycle à cycle ce qui implique une calibration très précise pour détecter correctement les fluctuations importantes de la combustion. Ainsi il convient de s'intéresser à l'évolution globale du signal (amplitude, longueur, position des pics…) plutôt qu'à son amplitude seule. Pour ce faire il est intéressant de travailler sur l'intégrale du signal (IDL) et non sur l'amplitude :

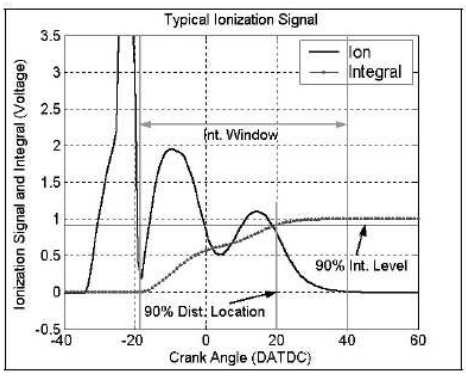


Fig. 64: Intégrale du signal d'ionisation [57]

Ainsi le coefficient de variance calculé à partir de l'intégrale du signal d'ionisation est très proche de celui calculé sur la pression moyenne effective :

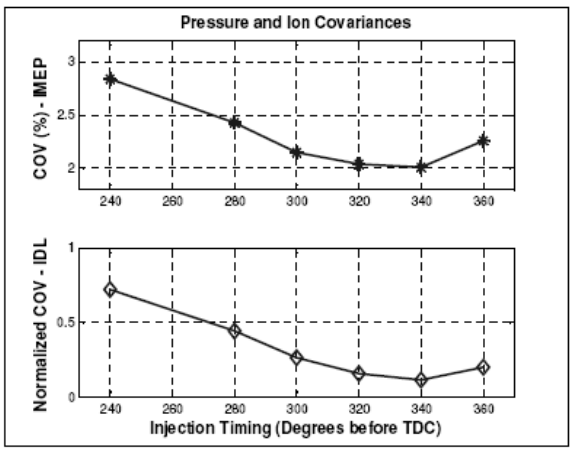


Fig. 65: Comparaison entre le coefficient de variance calculé à partir du courant d'ionisation et celui calculé à partir du signal de pression [57]

L'intérêt étant de pouvoir optimiser l'instant d'injection sur ce type de moteur en se servant du signal de la sonde d'ionisation.

Dans le cas d'une multi-injection, la légère stratification induite au niveau du mélange, entraîne une augmentation du pic de pression dans le cylindre. Ce phénomène est aussi visible sur le second pic de courant qui augmente lors d'une multi-injection. La première injection se fait à l'admission alors que la seconde se fait généralement en fin de compression. Si la seconde injection se fait trop prés du point mort haut, un film de carburant peut se déposer sur la bougie d'allumage et générer des ratés d'allumage ou des combustions incomplètes. Le procédé nécessite donc de maîtriser l'instant de la seconde injection de carburant d'où l'intérêt d'utiliser des sondes d'ionisation pour contrôler la combustion.

1.4.5 Autres Applications

Mesure de la vitesse d'écoulement dans une flamme par sonde d'ionisation

Un article de C.S.Maclatchy [58] décrit une méthode de mesure de la vitesse d'écoulement dans une flamme ou un autre plasma où les collisions jouent un rôle dominant. Cette méthode est basée sur la caractéristique de vitesse d'une sonde de Langmuir qui est déplacée à travers le plasma. Les sondes fonctionnent dans le régime de convection de gaine et présentent une variation systématique entre le comportement de gaine mince et de gaine épaisse qui est attribuée à une expansion de la gaine liée aux variations des conditions plasma-sonde.

Le principe de la mesure consiste à positionner une sonde de Langmuir sur un disque mis en rotation par un moteur électrique qui déplace la sonde dans la flamme avec une vitesse V_a. Le plasma est une flamme de propane qui possède une vitesse verticale V_p. La vitesse relative de la sonde dans la flamme est donc donnée par la relation :

(Eq. 83) $$U = \sqrt{V_p^2 + V_a^2}$$

L'objectif est de déterminer la vitesse V_p de la flamme. L'expérience réalisée montre que le courant mesuré par la sonde polarisée négativement est une fonction dépendante de la vitesse dans le cas où l'on travaille dans le régime de gaine mince. Les valeurs obtenues lors de ces essais ont été comparées avec des mesures optiques et une bonne corrélation entre ces deux méthodes a été trouvée. Le fait que le courant soit une fonction de la vitesse des gaz est en accord avec le modèle de convection de gaine exposé précédemment dans la bibliographie.

Mesure de la concentration en ions positifs par sondes électrostatiques

Des études ont été menées afin de montrer la possibilité d'utiliser le courant ionique pour déterminer la concentration en ion positif d'une flamme. Une application a été proposée par Goodings [59] pour mesurer la concentration en ions positifs dans une flamme de pré mélange de H_2-O_2-N_2. Cette méthode repose sur une mesure simple du courant de saturation observée lorsque l'on collecte sur la sonde électrostatique le flux maximum de cations issus de la flamme. Pour effectuer cette mesure il suffit d'appliquer une tension élevée continue (~50V/ 100V) qui assure que l'ensemble des charges négatives soit repoussé à proximité de la sonde. L'estimation de la concentration en ions positifs contenus dans la flamme se base sur le calcul théorique suivant.

Le flux cationique au niveau de la sonde est donné par la relation :

(Eq. 84) $$N_+ = \frac{I}{e}$$

Avec :

N+ : Flux de cations (charges.s-1)
I : Courant cationique (A)
e : Charge fondamental électronique

D'où :

(Eq. 85) $$n+ = \frac{i_+}{e\upsilon_b}$$

Avec

v_b : Débit volumique des gaz brûlés

Pour la détermination de la concentration en ions positifs dans les gaz brûlés il est donc nécessaire de coupler la mesure du courant de saturation avec un diagnostic de détermination de la vitesse d'écoulement dans les gaz brûlés. La méthode proposée possède cependant une bonne reproductibilité et une précision relativement bonne (<10%) qui dépend surtout de la qualité de la mesure de vitesse dans les gaz brûlés. Expérimentalement il a été montré que le courant de saturation est atteint pour une tension appliquée plus élevée si la concentration ionique de la flamme augmente. Le modèle théorique doit cependant être amélioré pour quantifier la dépendance entre le courant de saturation et la concentration ionique de façon plus précise.

Un autre diagnostic consistant à mesurer la concentration locale en ions positifs est proposée par Wortenberg [60]. Le principe repose sur le couplage de la mesure du courant ionique avec la mesure du profil de température par interférométrie laser pour une flamme de pré mélange méthane-air. L'aspect théorique se basant sur les formules de Bohm [61] obtenues pour une sonde cylindrique :

(Eq. 86)
$$n_+ = \frac{j_+}{e}\left\{\left(\frac{2\pi m_+}{kT_+}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1+\frac{3}{8}\frac{d}{\lambda_+}\ln\frac{2L}{d}\right]\right\}$$

Avec :

j_+ : Densité ionique de courant positif ($A.m^{-2}$)
e : Charge électronique élémentaire (c)
k : Constante de Boltzmann
L : Longueur de la sonde (m)
m_+ : Masse des ions positifs
T_+ : Température des ions positifs (K)
λ : Libre parcours moyen (m)
r : Section de collision (m^2)
d : Diamètre de la sonde (m)

Par ailleurs une étude proposée par Carabetta [62] permet de comparer différentes formulations théoriques pour estimer la concentration en ions positifs à partir du courant ionique dont celle proposée par Bohm [61]. Les autres théories évoquées sont données ci-dessous.

Pour une sonde cylindrique une théorie a été proposée par Travers [63]:

(Eq. 87)
$$N_+ = \frac{0.66 I^{+\frac{1}{2}} f}{e}\left(\frac{M^+\varepsilon_0}{kT^+U^+L}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\left(\frac{a}{r}\right)^2-1}{\left(\frac{a}{r}\right)^2}\right)$$

Avec :

I_+ : Courant de saturation
f : Fréquence de collision du plasma
ε_0 : Permittivité du vide
U_+ : Mobilité des ions positifs
a/r : rayon de la gaine/ rayon de la sonde
L : Longueur de la sonde

Cette formulation est particulièrement complexe à exploiter au vu des différents paramètres à déterminer (mobilité ionique, fréquence de collision du plasma…). La principale difficulté étant par ailleurs la détermination du paramètre adimensionnel a/r. Une méthode consiste à déterminer ce paramètre graphiquement à partir de la fonction γ suivante :

(Eq. 88)

$$\gamma = \left[(\frac{a}{r})^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} - (\frac{a}{r}) \ln(\frac{a}{r}) + \left[(\frac{a}{r^2}) - 1 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma^2 = \frac{2\pi U^+ \varepsilon_0 L v_p^2}{I^+ r}$$

V_p étant le potentiel appliqué à la sonde d'ionisation.

Une autre formulation pour une sonde sphérique plus simple est proposée par Su et Lam [64]:

(Eq. 89)

$$N^+ = \frac{(I^+)^{\frac{4}{3}}}{4\pi k T^- (1 + \frac{T^+}{T^-})^{\frac{4}{3}} (r_s V_p U^{+2})^{\frac{2}{3}}}$$

r_s : rayon de la sonde sphérique.

Les résultats de l'étude proposée par Carabetta montrent que la détermination de la concentration en ions positifs par mesure du courant ionique donne des résultats très proches de ceux obtenus à partir de mesures optiques. Ainsi les formulations théoriques (Eq. 86) et (Eq. 89) proposées par Bohm, Su et Lam donnent une bonne estimation de la concentration ionique bien que l'emploi de ces formules nécessite un certain nombre d'approximations sur la mobilité ionique ou bien encore la température ionique. L'ensemble de ces méthodes ne fonctionne cependant correctement que pour des tensions suffisamment élevées permettant la mesure du courant de saturation. Pour des tensions plus faibles le courant dépend fortement de la tension appliquée à l'électrode de mesure, or cette relation de dépendance n'est pas connue. Ainsi la mesure de la concentration en ions positifs n'est possible que dans la zone de saturation pour laquelle le courant mesuré ne dépend plus de la tension appliquée. L'amélioration du diagnostic de mesure de la concentration en ion positif par sonde électrostatique nécessite donc de comprendre les mécanismes de dépendance du courant ionique au potentiel d'excitation.

Mesure de la Température

Des études se sont intéressées à l'utilisation d'une sonde d'ionisation pour le diagnostic de la température de flamme. Une approche est notamment proposée par MacLatchy [58], qui s'intéresse à une méthode simple de mesure de la température de la flamme basée sur le courant ionique dans le cas où l'on suppose l'équilibre thermique local de la flamme. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux obtenus par mesure d'émissivité de la raie du sodium. La théorie utilisée lors de cette étude repose sur la formulation de Saha simplifiée qui donne une relation entre le courant ionique et la température locale en point de coordonnée r :

(Eq. 90)

$$I_i(r) = I_0 (\frac{T(r)}{T_0})^{\frac{3}{16}} \exp(\frac{3I}{8k} (\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T(r)}))$$

La connaissance du courant d'ionisation et de la température en un point de fonctionnement permet de déterminer la température en n'importe quel point à partir du courant ionique à condition que la vitesse du plasma, la tension d'excitation et les dimensions de la sonde restent constantes. Cette méthode permet une rapide estimation de la température si le plasma est à l'équilibre thermique dans la zone de mesure. Cependant cette méthode présente un certain nombre d'inconvénients, à commencer par la nécessité de connaître un point de référence pour la température et le courant ionique au préalable. Le problème majeur restant que la mesure n'est pas possible dans les zones de forts gradients thermiques et les plasmas de forte densité. Cette méthode n'est pas exploitable dans le cas de l'analyse de l'interaction flamme-paroi.

1.4.6 Conclusion

Dans cette partie nous avons vu un grand nombre d'études expérimentales sur la mesure du courant d'ionisation. Il en ressort que le courant d'ionisation mesuré dépend de nombreux paramètres aussi variés que la géométrie des électrodes, la polarisation, l'électronique de mesure, la richesse du mélange, la vitesse des écoulements, la pression, la température… L'interprétation des résultats est complexe et limite pour l'instant le champ d'application des sondes d'ionisation sur les moteurs à combustion interne [65]. Aujourd'hui l'ionisation sert essentiellement à détecter la combustion pour des applications comme le diagnostic des ratés d'allumage, le réglage de l'avance à l'allumage ou dans le cadre de la détection du début de la combustion en HCCI (Homogeneous Charge Combustion Engine) [66], [67]. Le capteur d'ionisation est déjà utilisé dans les véhicules de certains constructeurs automobiles ainsi que dans le domaine du sport automobile notamment en Formule 1 [68].

Au vu de sa simplicité d'intégration et de son faible coût le diagnostic par sonde d'ionisation suscite un vif intérêt dans le domaine de la recherche afin d'élargir de façon fiable les possibilités de cette méthode. L'objectif est de contrôler en temps réel la combustion à partir des informations issues du courant d'ionisation.

Dispositifs et Diagnostics Expérimentaux

2 Dispositifs et diagnostics expérimentaux

2.1 Introduction

Le travail présenté dans ce manuscrit s'attache à démontrer la possibilité d'utiliser les sondes électrostatiques comme outil de diagnostic innovant pour l'étude de l'interaction flamme-paroi. Lors de l'étude bibliographique précédente nous avons pu montrer les difficultés de compréhension des phénomènes liés à l'interaction flamme-paroi mais aussi ceux liés à l'interaction plasma-sonde. Le couplage des différents problèmes rend la réalisation et l'interprétation des mesures très complexe. D'un point de vue plasma, les phénomènes collisionnels d'interaction entre les particules chargées deviennent très difficiles à décrire pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique. D'un point de vue combustion les phénomènes d'interaction flamme-paroi sont liés notamment à l'écoulement aérodynamique et à l'influence de la turbulence. Ces mécanismes restent eux aussi très difficiles à modéliser. L'étude expérimentale réalisée a donc nécessité différents types de montage afin de commencer l'étude dans les conditions les plus simples possibles (flamme laminaire, basse pression…) et de progressivement complexifier le dispositif afin de se rapprocher au maximum des conditions rencontrées sur les moteurs à combustion interne. L'étude a débutée dans une chambre statique en régime laminaire à des niveaux de pressions proches de la pression atmosphérique pour se terminer en machine à compression rapide pour des niveaux de pression avoisinant les 20MPa. A chaque étape du développement, des outils de diagnostics notamment à l'aide de laser (L.I.F, P.I.V) ont permis de valider les résultats obtenus à partir du courant d'ionisation. L'ensemble des dispositifs utilisés au cours de cette étude sont présentés dans ce chapitre.

2.2 Dispositifs Expérimentaux

2.2.1 Chambres statiques

Chambre de combustion parallélépipédique

Pour l'étude de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire, une chambre de combustion parallélépipédique a été utilisée (Fig 2.1). Les dimensions de la chambre sont de 70mm de large, 58mm de profondeur et de 120mm de haut, soit un volume total de 490cm^3. Elle a été réalisée en aluminium (AU4G), et présente des hublots en verre (BK7) des deux côtés pour permettre l'accès optique pour les différentes techniques de diagnostics utilisées. L'un des côtés est par ailleurs équipé d'une lame de quartz (suprasil) permettant un accès optique pour le passage des longueurs d'onde situées dans l'UV. Trois accès ont été réalisés sur l'une des faces de la chambre afin de positionner les différents capteurs (sondes électrostatiques, fluxmètres) ainsi que l'électrode d'allumage. Sous la chambre une vanne a été positionnée pour permettre l'admission et l'échappement des gaz. Par ailleurs à proximité de cette vanne un capteur de pression piezo électrique de type Kistler 601 est monté affleurant à la paroi.

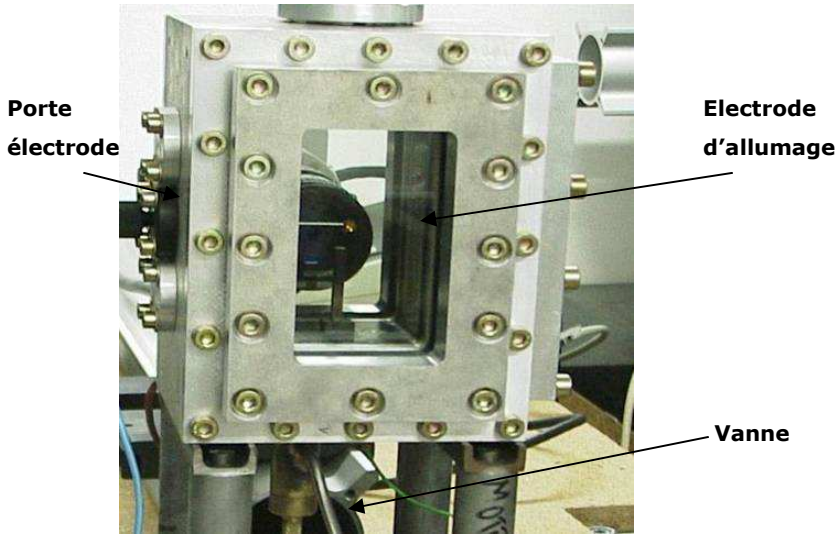


Fig 2.1: Photographie de la chambre de combustion utilisée pour les essais en régime laminaire

Cette chambre a par ailleurs été utilisée en régime turbulent. Dans ce cas un injecteur électromagnétique est monté sur la face supérieure de la chambre. Il permet de générer un mouvement turbulent dans le gaz avant l'allumage.

Chambre statique pour les visualisations dans l'UV

La chambre parallélépipédique présentée ci-dessus n'est pas équipée de hublots latéraux en quartz permettant de visualiser dans l'ultra-violet. Une seconde chambre statique présentant des hublots en quartz a donc été utilisée pour réaliser des visualisations en fluorescence induite par laser (L.I.F). L'intérêt et la mise en œuvre de cette technique sera expliquée au cours de ce chapitre. La géométrie de cette seconde chambre de combustion est variable. Il est possible de l'utiliser soit en configuration simple cubique soit de lui adjoindre un toit afin d'avoir une géométrie représentative des moteurs à combustion interne. Cette chambre a en effet été développée au cours des travaux de B.Boust [1] afin de reproduire les conditions d'écoulement d'un moteur à combustion interne fonctionnement à un régime proche des 1000 tours/min. La chambre présente un volume constant de 246 cm^3. La combustion est monocoup comme dans le cas de la chambre parallélépipédique. La chambre est équipée de trois hublots en quartz permettant de travailler jusqu'à une pression de 0.4MPa. Dans notre étude la chambre a été utilisée dans sa forme la plus simple mais il est cependant possible de positionner à l'intérieur de la chambre un toit d'angle 120° typique d'une culasse. Le remplissage de cette chambre avec le prémélange peut s'effectuer soit manuellement à partir de deux orifices positionnés sur une des faces latérales en acier de la chambre soit à l'aide de deux injecteurs à gaz (Orbital, Synerject). Les différents modes d'injection permettent de travailler aussi bien en régime laminaire qu'en régime turbulent. La chambre est par ailleurs équipée d'un capteur de pression de type piézo-électrique (Kistler 601) et présente un certain nombre d'accès permettant de positionner aussi bien un fluxmètre qu'une sonde électrostatique.

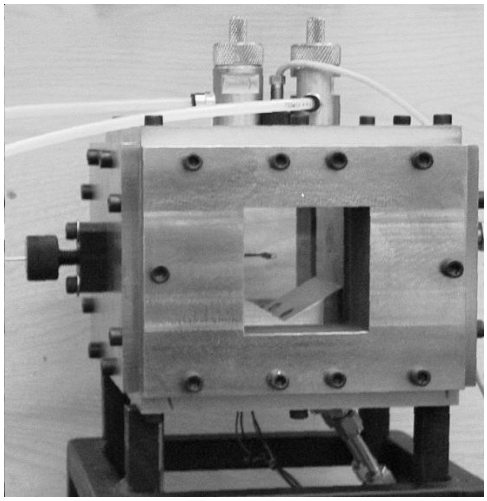


Fig 2. 2: Photographie de la chambre de combustion

2.2.2 Machine à Compression Rapide (MCR)

La machine à compression rapide a été développée au Laboratoire de Combustion et de Détonique en collaboration avec la société Akira Technologies. Un descriptif complet du dispositif est proposé dans la thèse de C.Strozzi [69]. Cette Machine à Compression Rapide a été conçue afin d'obtenir des taux de compression très élevés et de permettre la mise en place de diagnostics optiques grâce aux larges accès optiques positionnés sur les faces latérales et la face supérieure de la chambre de combustion. La MCR peut fonctionner uniquement en compression ou bien reproduire un cycle de compression-détente. Dans notre étude nous l'avons uniquement utilisée en mode compression. L'objectif avec ce dispositif est de travailler dans des régimes de pression élevés (jusqu'à 16MPa).

Fonctionnement

La figure suivante (Fig 2. 3) permet de comprendre le principe de fonctionnement de la MCR. Dans un premier temps la came est mise en mouvement par un vérin hydraulique qui la projette sur un galet guidé de manière linéaire. Il transforme alors le mouvement horizontal de la came en un mouvement de translation verticale communiqué au piston. Un vérin de rappel permet d'assurer le contact entre le galet et la came durant cette phase. Enfin un dispositif de freinage permet de stopper le mouvement de la came en fin de compression. La phase de compression dure environ 38ms ce qui correspond à un régime moteur de l'ordre de 800 tours par minute. On remarquera que le profil de la came permet de reproduire la cinématique d'un moteur. L'évolution temporelle du volume de la chambre (Fig 2. 4) montre que l'accélération et la décélération du piston restent modérées et que l'effet de la compression n'est visible que quelques millisecondes après le début de la compression. On notera que le temps nécessaire à la compression est en fait inférieur à 38ms car il suffit de 22ms seulement pour balayer de 10% à 90% du volume total déplacé. La vitesse du piston est comprise entre 0 et 18 $m.s^{-1}$ et sa vitesse moyenne est de $11m.s^{-1}$.

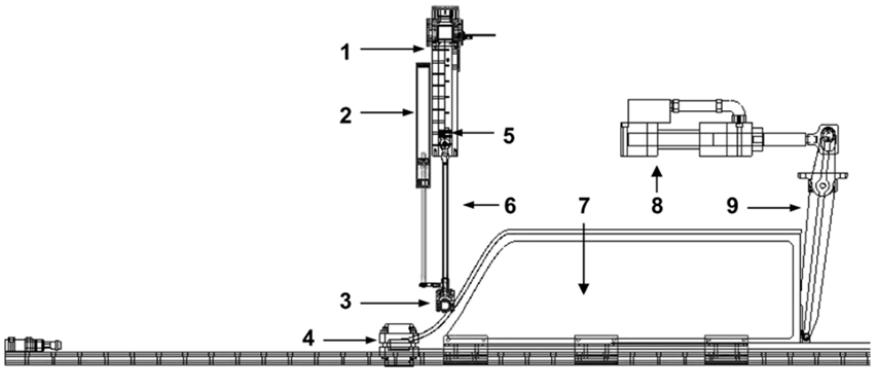


Fig 2. 3:Schéma de la machine à compression rapide à fort taux de compression. 1: cylindre/chambre de combustion, 2: vérin de rappel, 3: galet, 4: système de freinage, 5: Piston, 6: bielle, 7: came, 8: vérin hydraulique, 9: levier [69]

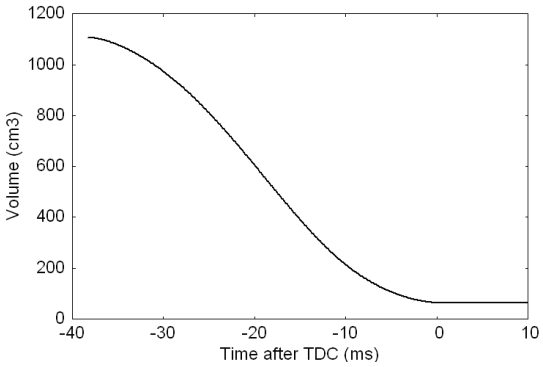


Fig 2. 4: Evolution temporelle du volume lors de la compression [69]

Les caractéristiques géométriques et cinématiques de la MCR sont résumées dans le tableau qui suit.

Cylindrée (cm3)	Course (cm)	Largeur du piston (cm)	Section du cylindre (cm2)	Temps de compression (ms)	Volume mort (cm3)	Taux de compression ε
1043	41.9	5.03	24.89	38	58.5-128.5	9.1-18.8

Tab 2.1 : Caractéristiques géométriques et cinématiques de la MCR [69]

Aspects techniques

La culasse de la MCR est équipée d'un sabot ajustable verticalement à l'aide d'un système de cales et permettant ainsi de faire varier le taux de compression de 9 à 18 environ. Dans notre étude le taux de compression a été fixé à 13.

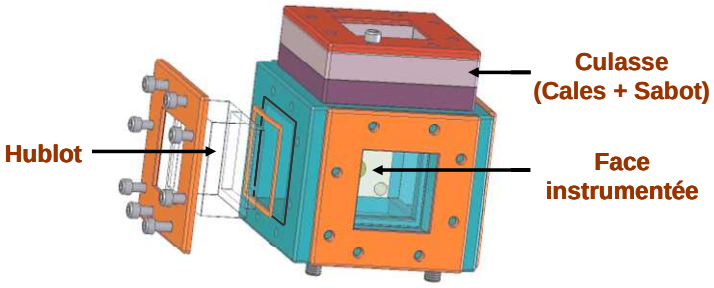


Fig 2.5: Partie supérieure de la chambre de combustion (volume mort) [69]

La partie supérieure de la chambre de combustion correspondant au volume mort peut être équipée de faces interchangeables opaques ou optiques (Fig 2.5). Trois faces peuvent être simultanément équipées d'accès optiques. Les hublots sont soit en saphir (20mm d'épaisseur) soit en quartz (37mm d'épaisseur). Ces hublots permettent de travailler jusqu'à des pressions de 22MPa. La face instrumentée est équipée d'un capteur de pression piézoélectrique et comporte un emplacement permettant de positionner un fluxmètre (Fig 2. 6). Une seconde face a été équipée à l'aide d'une sonde d'ionisation afin de mesurer simultanément le flux de chaleur et le courant d'ionisation.

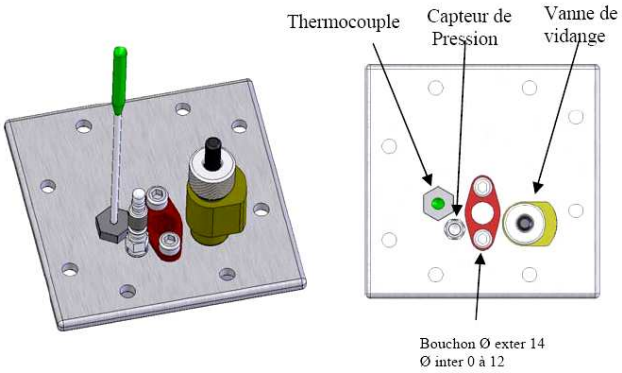


Fig 2. 6: Face instrumentée (capteur de pression, fluxmètre) de la chambre de combustion de la MCR

Le piston quant à lui présente une section carrée arrondie dans les coins de dimension 50mm*50mm.

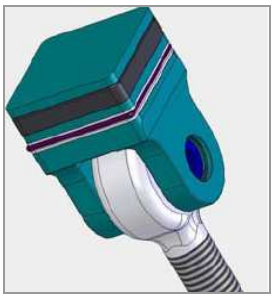


Fig 2. 7: Piston de la MCR

Le contrôle et l'acquisition de la MCR sont gérés à l'aide d'une interface Labview [70]. Les signaux de mesure (pression position du piston ou bien encore le flux de chaleur) sont enregistrés simultanément à l'aide d'une carte d'acquisition (National Instrument 6259) et sont intégrés à

l'interface précédente. Le contrôle des paramètres de la machine est également géré à l'aide de cette même interface. La fréquence d'acquisition de chacune des voies est fixée à 100kHz.

2.2.3 Dispositif d'allumage

Pour l'ensemble des montages expérimentaux présentés, un dispositif commun d'allumage permet d'initier la combustion par une étincelle électrique. La mesure du courant d'ionisation est extrêmement sensible aux bruits de rayonnement électromagnétiques. Dans l'étude bibliographique proposée dans ce manuscrit, des dispositifs usuels de mesure du courant d'ionisation ont été présentés. La plupart du temps la bougie servant à l'allumage est utilisée comme capteur de courant d'ionisation pour des raisons de coût et de facilité d'intégration sur un moteur à combustion interne. On notera que dans ce cas la première partie du courant d'ionisation est alors masquée par les perturbations induites par l'allumage. Le pic d'ionisation chimique peut devenir difficile à exploiter si les perturbations liées à l'allumage ne sont pas amorties très rapidement. Dans le cadre de notre étude, l'allumage et la mesure du courant d'ionisation sont réalisés par deux dispositifs différents afin de limiter au maximum les risques de perturbations du signal ionique. Il reste cependant indispensable d'atténuer au maximum le bruit électromagnétique généré par l'allumage pour ne pas perturber aussi bien le signal d'ionisation que la mesure de pression ou de flux dans certains cas. Pour diminuer les perturbations, le dépôt d'énergie doit se faire le plus rapidement possible. Un dispositif de type inductif-capacitif a été choisi. Ce type d'allumeur permet en effet d'avoir une durée d'étincelle de l'ordre de 50µs contre quelque milliseconde pour un allumage inductif pur [71]. Le dispositif utilisé au cours de cette étude a été développée dans le cadre des travaux de D.Lacoste [72]. Le schéma électronique simplifié du dispositif est proposé sur la figure suivante (Fig 2. 8).

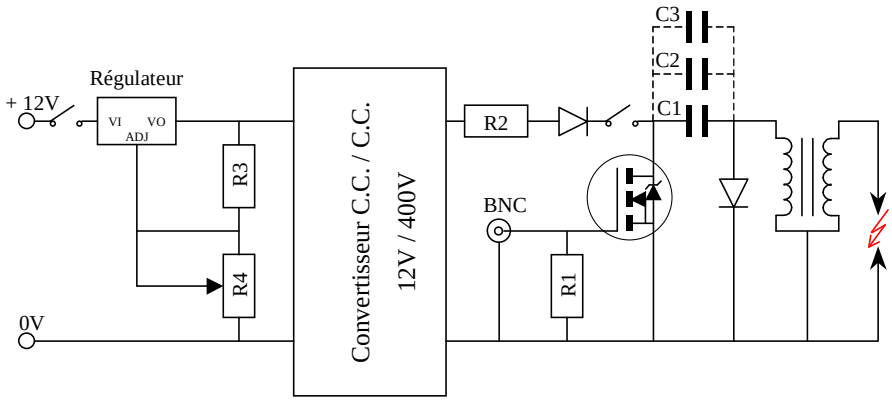


Fig 2. 8: Schéma électronique simplifié de l'allumeur inductif/capacitif [72]

Le principe simplifié du dispositif est le suivant, le dispositif est alimenté par une tension continue qui permet via un potentiomètre de charger trois capacités d'environ 1µF. Le potentiomètre permet de régler la tension de charge des capacités et donc de contrôler l'énergie stockée. On envoie alors un signal TTL afin de piloter un MOSFET qui ferme le circuit primaire. L'énergie stockée dans les capacités se décharge alors dans la bobine du primaire, produisant dans le secondaire une brusque augmentation de la tension alimentant la bougie d'allumage. La tension de claquage est alors de 6 kV et la durée de l'étincelle d'environ 35µs. L'énergie moyenne déposée est d'environ 10mJ. La

bougie d'allumage servant à l'étincelle a été conçue au laboratoire. Sa géométrie est différente de celle d'une bougie classique d'un moteur à allumage commandée pour des raisons de facilité de montage et pour diminuer au maximum les perturbations sur l'écoulement. L'anode est un tube acier dans lequel un fil de cuivre isolé est introduit constituant alors la cathode. La tension de claquage augmente avec la pression et avec la distance inter-électrodes. La distance séparant les deux électrodes doit être ajustée en fonction de la pression à laquelle la combustion est initiée.

2.3 Diagnostics Expérimentaux

2.3.1 Mesure de pression

Pour l'ensemble des chambres de combustion utilisées un capteur de pression piézo-électrique de type Kistler 601A a été monté affleurant à la paroi. Il s'agit d'un capteur dynamique adapté à la mesure des variations rapides de pression induite pour la combustion à volume constant. Les charges électriques induites par les variations de pression sont converties en tension par un amplificateur de charge Kistler 5011. Les fréquences de coupure du capteur et de l'amplificateur sont respectivement de 50kHz et de 180kHz. La chaine d'enregistrement de pression a donc un temps de réponse de 7µs. Ce temps de réponse est suffisamment petit par rapport au temps de combustion qui est l'ordre de plusieurs millisecondes.

2.3.2 Mesure de flux thermique pariétal

Pour mesurer localement le flux thermique pariétal, on utilise un capteur de type TFT à thermocouple de surface (CFTM, société CRMT) monté affleurant à la paroi de la chambre. Ce capteur de flux est adapté à l'étude de l'interaction instationnaire flamme-paroi comme l'ont montré les études respectives de J.Sotton [8] et B.Boust [1]. Le capteur est en acier comme les parois de la chambre afin de ne pas altérer localement les propriétés thermiques de la paroi. Ce capteur est muni de deux thermocouples de type J (Fe/Constantan). Le premier est situé en surface et le second en profondeur comme le montre la figure suivante (Fig 2. 9).

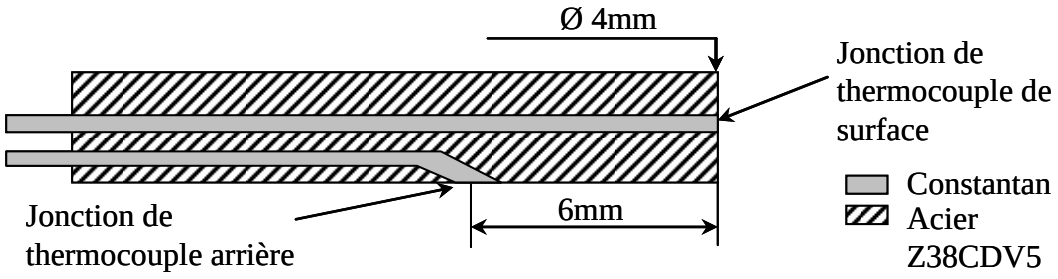


Fig 2. 9: Capteur de flux thermique CFTM [8]

Quand la durée de la sollicitation thermique est suffisamment courte, la signature thermique du flux ne pénètre pas en profondeur. Le thermocouple arrière n'enregistre donc pas de variation de température. Le capteur peut alors être considéré comme un mur semi-infini et le flux peut être calculé à partir de la température de surface T_w par résolution du Problème Inverse de Conduction Thermique (PICT).

Le flux thermique est déduit de la relation :

(Eq 2. 1)

$$Q_w(t) = \sqrt{\frac{\lambda \rho C_P}{\pi}} \int_0^t \frac{\frac{dT_w(\tau)}{d\tau}}{\sqrt{t-\tau}} d\tau$$

Où T_w représente la température de paroi, λ la conductivité thermique du capteur, ρ sa masse volumique et C_p sa capacité calorifique massique. Le calcul de l'intégrale est obtenu à l'aide d'un schéma numérique proposé par Riechelt & al. [73]. Le bruit électromagnétique est susceptible de perturber la mesure, et en pratique il est présent sur les signaux enregistrés par les deux thermocouples. Pour s'affranchir du bruit il convient de soustraire les deux signaux. Au besoin, il est possible d'appliquer un filtrage médian sur le signal résultant. Pour plus d'informations sur le dispositif et le traitement du signal on se référera à la thèse de doctorat de J.Sotton [8].

2.3.3 Chimiluminescence

La visualisation directe du front de flamme permet d'observer l'émission spontanée, ou chemiluminescence, des principaux radicaux rayonnant dans la flamme. Ainsi certaines espèces excitées par l'énergie dégagée dans le front de flamme, émettent des photons en retournant à un niveau électronique inférieur plus stable. Chaque espèce émet dans une longueur d'onde spécifique dépendant de la transition électronique de relaxation. Les principales espèces source de rayonnement dans le front de flamme d'hydrocarbure sont les radicaux OH*, CH* et C_2*. Les bandes et les pics d'émission des différentes espèces sont donnés dans le tableau qui suit.

Espèce	Bande d'émission	Pic d'émission
OH*	260 nm à 350 nm	306.4 nm
CH*		431.4, 314.3 et 390 nm
C_2*	450 nm à 600 nm	473.7 et 516.5 nm

Tab 2. 2: Longueurs d'onde d'émission des principales sources de rayonnement dans le front de flamme

Le radical OH* émet dans l'ultra-violet alors que les autres radicaux émettent dans le domaine du visible. En travaillant avec des optiques standards la radiation enregistrée est associée aux radicaux CH* et C2* qui sont de bons représentants du front de flamme. Il est donc possible de positionner le front de flamme à partir d'une image prise en visualisation directe.

La méthode de visualisation directe de la chimiluminescence permet d'étudier l'interaction flamme-paroi. Le dispositif est composé d'une caméra rapide de type PHOTRON APX-RS 3000 et d'un intensificateur HAMAMATSU C9548. La caméra possède une résolution maximale de 1024*1024 pixels sur 1024 niveaux de gris. La cadence de travail de la caméra est ici de 25kHz.

Cette technique a notamment été utilisée afin de mesurer la distance de coincement de la flamme en régime laminaire. La méthode a été développée par M.Bellenoue [74] et permet de mesurer la distance de coincement de la flamme aussi bien en régime d'interaction frontal que latéral à partir du profil spatial d'intensité lumineuse (Fig 2. 10).

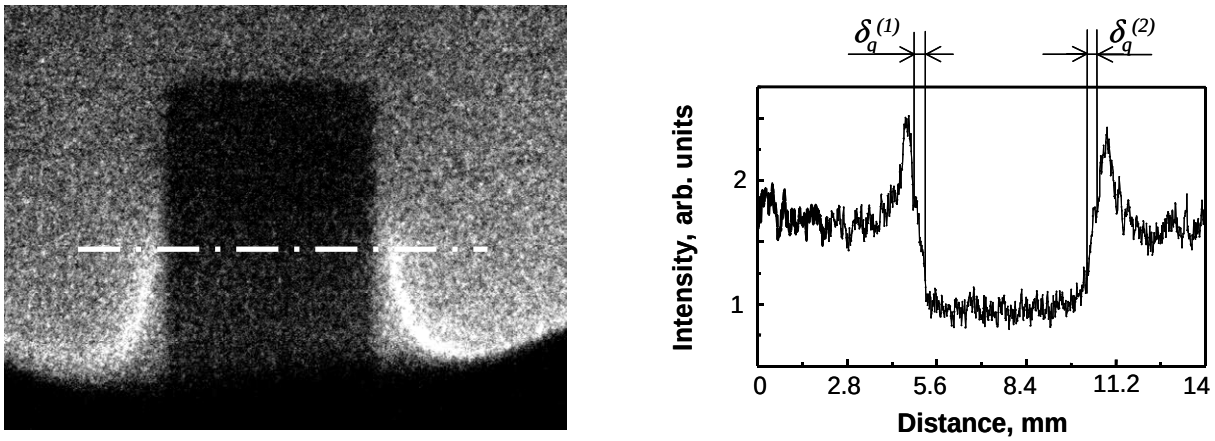


Fig 2. 10: Mesure de la distance de coincement par visualisation directe [74]

Les échelles spatiales et temporelle du phénomène de coincement sont très petites ce qui nécessite l'utilisation d'un matériel adapté. Comme nous le verrons dans la suite de notre étude la distance de coincement varie entre quelques dizaines de microns et quelques centaines de microns suivant les conditions physiques (pression, température, richesse…). Il est donc nécessaire d'utiliser une optique à fort grossissement. Dans notre cas la résolution spatiale varie entre 8µm/pixel et 20 µm/pixel suivant l'objectif utilisé. Pour obtenir la meilleure résolution spatiale possible (8µm/pixel) un microscope longue distance de type Questar QM-1 a été employé. Le faible niveau d'émission de la flamme rend indispensable l'emploi d'un intensificateur. Enfin la visualisation directe de la chimiluminescence donne une image intégrée sur la profondeur de champ considérée.

La méthode de détermination de la distance de coincement à partir des profils d'intensité lumineux est détaillée dans l'article de M.Bellenoue & al. [74], ainsi que dans la thèse de doctorat de J.Sotton [8]. Nous ne détaillerons donc pas plus ici le principe qui sera utilisé au cours de notre étude expérimentale.

2.3.4 Fluorescence Induite par Plan Laser (P.L.I.F)

La fluorescence induite par plan laser (P.L.I.F) est une méthode qui consiste à mesurer l'intensité du rayonnement de fluorescence émis par une molécule préalablement excitée par laser. Contrairement au cas de la chimiluminescence présentée au paragraphe précédent, l'information obtenue n'est pas intégrée selon une direction mais elle est mesurée à l'intersection du plan laser avec la zone d'écoulement que l'on souhaite étudiée. Le signal obtenu présente donc une intensité relative plus importante et un meilleur rapport signal sur bruit. Nous allons détailler dans le paragraphe qui suit le principe de réalisation de la mesure. Pour des informations complémentaires sur le dispositif, il convient de s'intéresser à la thèse de doctorat de M.Theron [75].

Principe de la mesure

La fluorescence est l'émission spontanée d'un rayonnement lors de la désexcitation d'un atome ou d'une molécule préalablement excitée. L'absorption de l'énergie laser provoque la transition de la molécule vers un niveau énergétique plus élevé. Cette molécule se désexcite alors au bout d'un temps relativement court (quelques nanosecondes) vers un état énergétique inférieur. La désexcitation provoque l'émission de photons à une longueur d'onde qui peut être différente de celle de l'excitation, le processus étant inélastique. Dans le cas de notre étude, l'objectif est d'exciter une molécule représentative du front de flamme et qui possède de bonnes propriétés fluorescentes. Le tableau donné au paragraphe précédent présente les longueurs d'onde d'émission des principales espèces rayonnantes du front de flamme (Tab 2. 2). Nous travaillerons sur le radical OH*. Le radical OH* est naturellement présent dans le front de flamme et les gaz brûlés, il n'est pas nécessaire de rajouter un traceur dans l'écoulement pour observer de la fluorescence. Ce radical émet dans la partie UV du spectre et nécessite l'emploi d'optiques spécifiques permettant d'enregistrer la bande UV du spectre. Par ailleurs les hublots de la chambre de combustion doivent permettre la visualisation dans l'UV, ce qui conditionne dans notre cas le choix de la chambre de combustion. Pour une longueur d'onde donnée, l'intensité du signal de fluorescence dépend d'un certain nombre de facteurs. Globalement le niveau de fluorescence augmente avec la quantité de radicaux OH*. Si l'énergie d'excitation reste en dessous d'un certain seuil, l'intensité du signal de fluorescence est proportionnelle à l'énergie d'excitation laser. On parle alors de régime linéaire. Le processus de désexcitation par fluorescence étant en compétition avec d'autres processus de désexcitation non radiatifs, on définit un rendement quantique de fluorescence. L'intensité du signal de fluorescence Sf, en régime linéaire, s'exprime sous la forme [76] :

(Eq 2. 2) $$Sf(T,x,y) = k.I(x,y).C\sigma(T).\varphi(T)$$

Où k est une constante liée à l'optique de collection, I l'intensité de l'excitation laser, C la concentration du traceur fluorescent, σ la section efficace de l'absorption et φ le rendement de fluorescence associé à la plage de longueurs d'onde d'émission.

Dispositif Expérimental

Le dispositif de mesure par fluorescence induite par plan laser (PLIF) est donné sur le schéma suivant :

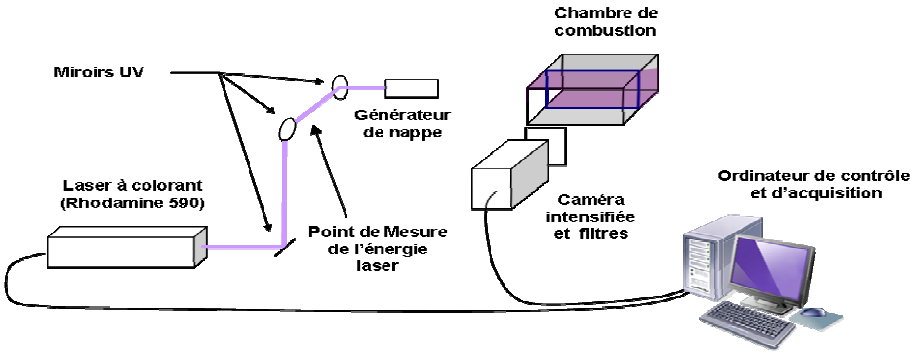


Fig 2. 11: Schéma du dispositif de mesure par fluorescence induite par laser (PLIF) [69]

L'excitation du radical OH* est obtenu à l'aide d'un laser à colorant Continuum ND6000 doublé pompé par le second harmonique d'un laser Nd-Yag pulsé Continuum modèle Surelite III (longueur d'onde doublée 523nm, énergie moyenne 280mJ). Le colorant utilisé est la Rhodamine 590 qui permet, par orientation d'un réseau de fond de cavité oscillatrice, de couvrir une gamme de longueur d'onde entre 540nm et 585nm soit entre 270nm et 292nm après doublage. La longueur d'onde utilisée au cours de ces expérimentations est située entre 282.9nm et 283.9nm. Pour déterminer la longueur d'onde de travail permettant d'obtenir le meilleur signal de fluorescence, un brûleur permettant de générer une flamme de H_2 est utilisé comme signal de référence. On fait varier progressivement la longueur d'onde du laser entre 282.9nm et 283.9nm jusqu'à obtenir le meilleur rapport signal sur bruit. L'énergie maximum du faisceau UV en sortie de laser à colorant est de 20mJ. La durée d'un flash laser est de 6ns avec une fréquence de répétition de 10Hz pour avoir une bonne stabilité d'énergie de la nappe. Le temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi est de l'ordre de quelques millisecondes, ainsi la fréquence d'acquisition du système permet d'obtenir seulement une image lors de l'interaction flamme-paroi. Les combustions étant monocoup, la synchronisation du dispositif de P.L.I.F avec l'expérience est difficile et sera détaillée dans la suite du paragraphe. Une fine nappe laser est amenée à l'entrée de la chambre de combustion à l'aide d'un dispositif optique composé de lentilles et de miroirs. L'objectif étant de générer une fine nappe laser tangente à la surface de l'obstacle sur lequel on souhaite visualiser le phénomène d'interaction flamme-paroi. Il est à noter que le fait d'utiliser des miroirs en sortie de laser provoque des pertes énergétiques liées aux coefficients de transmission des miroirs. Le signal de fluorescence est collecté à l'aide d'une caméra intensifiée Princeton PI MAX-1K-RB-SG-43 (CCD, 16 bits, 5Hz), avec une résolution effective de 566*300 pixels. La caméra peut être munie de plusieurs objectifs travaillant dans l'UV et de distance focale différente suivant la résolution spatiale choisie. La collection est assurée par une combinaison de deux filtres SCHOTT UG11 et WG305 permettant d'obtenir un filtre passe-bande possédant une transmission de 66.4% à 310nm.

La principale difficulté de mise en œuvre du système dans notre cas est liée à la fréquence de travail de la chaine de mesure (f=10Hz). Pour chacun des essais une seule image du phénomène pourra être enregistrée. La synchronisation du système avec le phénomène devient alors essentielle. La figure suivante présente le chronogramme de synchronisation du dispositif de fluorescence en relation avec le déclenchement de l'injection et de l'allumage du mélange étudié.

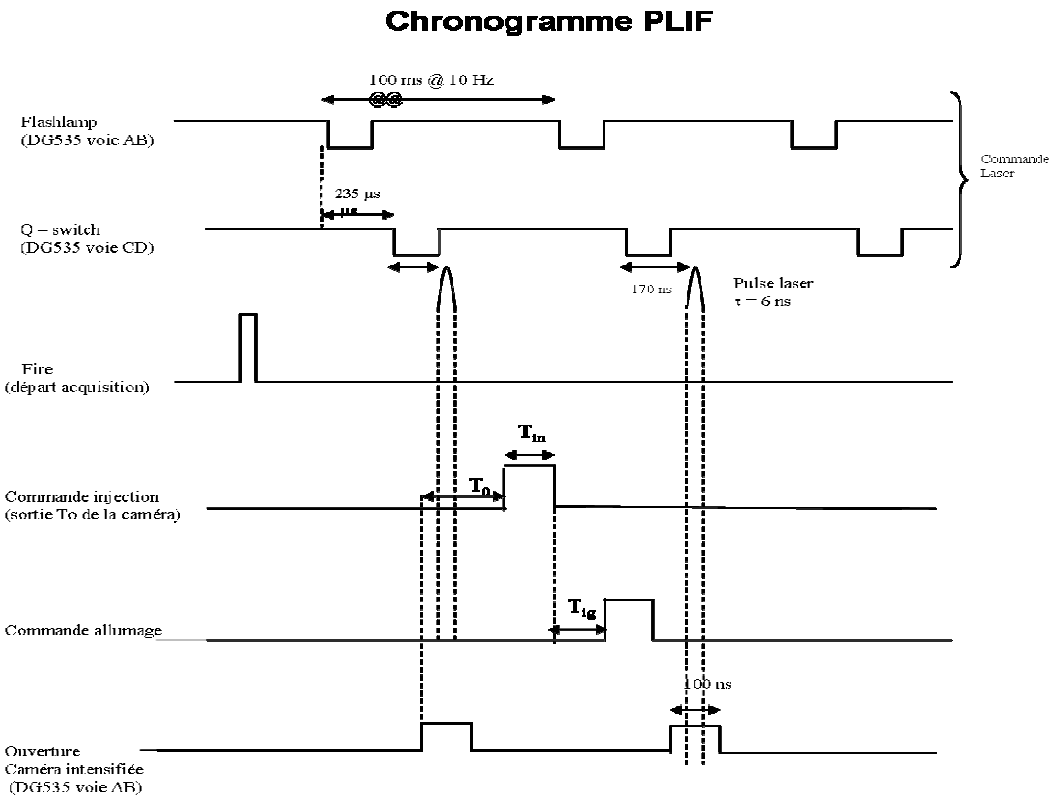


Fig 2. 12: Chronogramme de synchronisation du système de PLIF OH*

Un générateur d'impulsions et délais (Stanford DG535) permet la génération d'impulsions laser à une fréquence stable de 10Hz. L'intensification et l'ouverture de la caméra sont synchronisées par rapport aux impulsions laser grâce à un second générateur du même type. Enfin deux autres générateurs d'impulsions sont utilisés afin de commander l'injection du mélange gazeux et l'allumage. En régime laminaire la combustion est reproductible, ainsi l'instant du coincement de flamme peut être estimé et il convient de régler l'instant d'allumage de façon à ce que le phénomène se produise lors de l'ouverture caméra. L'utilisation d'une sonde d'ionisation positionnée en paroi de l'obstacle permet de vérifier la synchronisation entre le phénomène et la prise d'image comme nous le détaillerons dans la suite de ce manuscrit. Dans le cas d'un régime turbulent la synchronisation devient très difficile car l'instant du phénomène n'est pas reproductible d'un essai à un autre. La précision de la mesure est là aussi vérifiée par sonde d'ionisation. L'étude par PLIF du coincement en régime turbulent nécessite un grand nombre d'essais afin d'obtenir une visualisation de l'instant de coincement.

Pour notre étude la P.L.I.F présente l'avantage d'avoir un excellent rapport signal sur bruit et de permettre la visualisation du front de flamme dans un plan. Il évite les phénomènes liés à l'intégration spatiale observée en chimiluminescence. Le dispositif sera principalement utilisé afin d'étudier l'impact du profil de flamme sur le courant d'ionisation lors des combustions en régime turbulent.

2.3.5 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

La vélocimétrie par images de particules (P.I.V) est utilisée dans cette étude pour caractériser la dynamique de la flamme et des gaz lors de l'interaction flamme-paroi. En effet le comportement d'une flamme instationnaire à l'approche de la paroi dépend de nombreux paramètres physiques tels que le flux thermique pariétal, les champs de vitesse ou la turbulence. La compréhension des phénomènes d'interaction nécessite donc de mesurer localement l'évolution de ces différents paramètres. L'utilisation de la vélocimétrie par images de particules a ainsi permis de caractériser l'évolution temporelle de la vitesse aussi bien dans les gaz frais que dans les gaz brûlés et d'étudier localement la dynamique de la flamme lors de son interaction avec la paroi. Les résultats obtenus constituent une base de données pour les mesures par sonde d'ionisation et ils ont fait l'objet d'un article [77].

Principe de la mesure

La PIV consiste à mesurer le déplacement dl d'une particule de taille réduite (traceur) qui suit le mouvement de l'écoulement pendant un temps fixé dt. On en déduit alors la vitesse locale de l'écoulement :

(Eq 2. 3)

$$\vec{V} = \frac{\vec{dl}}{dt}$$

La mesure des déplacements locaux se fait à partir de l'acquisition et du traitement de deux images successives espacées d'un intervalle de temps dt. Les particules sont visualisées dans un plan laser par diffusion de Mie et la durée dt, qui sépare en fait deux impulsions laser, est choisie en fonction de l'ordre de grandeur de la vitesse à mesurer. Le traitement des images obtenues se fait par intercorrélation sur des zones de l'image que l'on définit comme des fenêtres d'interrogation. Ce traitement permet alors de calculer la vitesse moyenne des particules localisées dans cette fenêtre d'interrogation pendant un temps dt. La technique permet de réaliser une cartographie instantanée de la projection du vecteur vitesse moyen dans le plan éclairé pour chacunes des fenêtres d'interrogation.

Chaîne de mesure

Le schéma de principe de la chaine de mesures PIV est proposé sur la figure suivante :

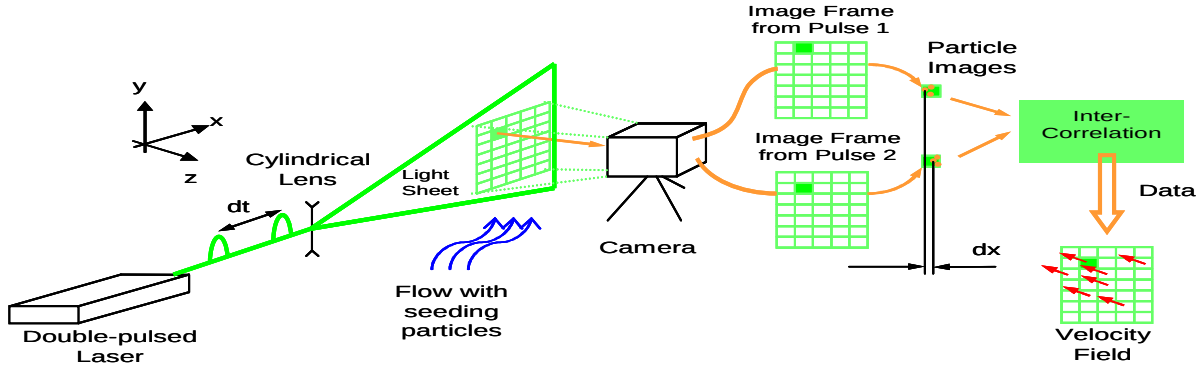


Fig 2. 13: Schéma de principe de mesure de PIV [72]

Les couples d'images de diffusion de mie des particules sont enregistrés à partir d'une caméra rapide Photron (Ultima APX-RS 3000) à une fréquence de 5kHz qui correspond à la résolution temporelle de la mesure de vitesse. Cette caméra est équipée d'un capteur CMOS et plusieurs résolutions ont été utilisées à partir d'une fenêtre d'observation maximale de 1023*360 pixels à la fréquence de 5kHz. Les particules de l'ensemencement sont éclairées à partir d'un laser bi-cavité Nd:YLF pompé par diodes qui fournit des pulses verts de longueur d'onde 527nm. La fréquence de répétition de chaque cavité est limitée à 5kHz ce qui correspond à un couple de pulses toutes les 200µs. L'énergie maximale de chaque cavité est de 2.5mJ à 5kHz ce qui donne une puissance de 12.5W. Par ailleurs l'intervalle de temps entre les couples d'image, noté dt, est régler à partir du déphasage entre ces deux cavités.

Conditions particulières d'utilisation

La PIV a été utilisée dans cette étude afin de caractériser le phénomène de coincement de flamme et de valider les hypothèses ou les résultats liés à l'utilisation des sondes d'ionisation pour l'étude de l'interaction flamme-paroi. Le temps caractéristique de l'interaction flamme paroi est de l'ordre de quelques millisecondes ce qui justifie l'utilisation d'un système de PIV cadencé à haute fréquence. La distance de coincement de la flamme dépend de l'état de surface (température, matériaux,…), des conditions physiques (température, pression), du carburant et de la géométrie d'interaction entre la flamme et la paroi (frontal, latéral,…). Pour une gamme de pression de [0.1MPA-0.25MPa] et pour un mélange stœchiométrique de méthane air, la distance de coincement obtenue expérimentalement varie entre 100µm et 200µm. Ainsi pour visualiser la dynamique de l'écoulement dans cette zone de très proche paroi, il est indispensable de travailler avec une très forte résolution optique. Une zone de travail de 500µm a été définie en proche paroi et un système optique approprié, reposant sur l'emploi d'un microscope longue-distance de type Questar QM1, a été utilisé. Ce système permet de travailler avec une résolution spatiale de 5µm/pixel pour une distance minimale de travail de 56cm. Le Questar QM1 a ainsi été couplé à la caméra rapide. Pour cette étude deux types d'ensemencement ont été utilisés, à savoir de l'huile végétal et de la poudre d'oxyde de Zirconium. L'huile végétale a été employée pour effectuer des mesures de vitesses dans les gaz frais situés dans la zone de coincement. Pour l'étude des gaz brûlés et du front de flamme, l'emploi de poudre d'oxyde de zirconium a été nécessaire ($\phi < 5\mu m$). Pour réaliser des mesures avec une bonne résolution spatiale en proche paroi, il est indispensable de minimiser les réflexions parasites du laser sur les parois en orientant le faisceau du laser parallèlement à la paroi. Un autre problème rencontré vient de la présence de forts gradients de densité au niveau du plan d'observation ce qui a tendance à dégrader les images de PIV. Ces effets parasites ont pu être fortement diminués en travaillant sur un obstacle rectangulaire de 10mm de largeur inséré à l'intérieur de la chambre de combustion. Ainsi les champs de vitesse et le phénomène de coincement ont été étudiés en surface de cet obstacle. En appliquant cette méthode expérimentale, des champs de vitesses ont pu être déterminés à partir d'une distance de 100µm de la paroi.

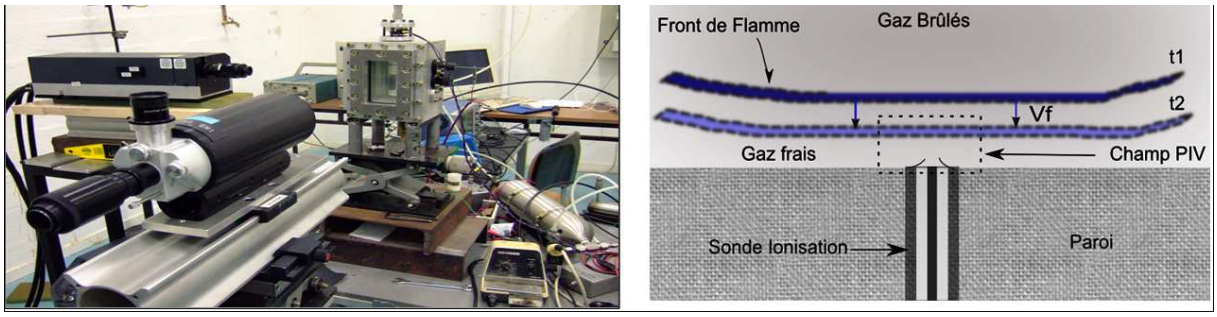


Fig 2. 14: Dispositif expérimental utilisé en PIV

Traitement des images brutes

Le traitement des images brutes issues de l'acquisition permet de déterminer les champs de vitesses en utilisant un algorithme approprié du logiciel Davis 7. Le principe du calcul se base sur l'intercorrélation spatiale de deux images de chaque couple par transformée de fourrier rapide (FFT). La corrélation utilisée sur la fenêtre d'interrogation se rapproche de la corrélation mathématique suivante :

(Eq 2. 4)
$$C(dx,dy)=\sum_{x=0,y=0}^{x<n,y<n} I_1(x,y)I_2(x+dx,y+dy),-\frac{n}{2}<dx,dy<\frac{n}{2}$$

I1 et I2 représente les intensités de l'image sur la première et la deuxième fenêtre d'interrogation. Le tableau bidimensionnel C donne l'intensité de corrélation pour tous les déplacements dx, dy entre les deux fenêtres d'interrogation et n représente la taille de la fenêtre d'interrogation et du plan de corrélation. En théorie le déplacement maximum calculable est donc de $\pm\frac{n}{2}$. En réalité pour réaliser une bonne corrélation des deux fenêtres d'interrogation, il est nécessaire que le déplacement d'une particule pendant l'intervalle de temps dt soit inférieur au tiers de la taille de la fenêtre. Il convient d'adapter l'intervalle de temps dt séparant deux images de PIV à la vitesse de l'écoulement étudié. Dans notre cas, les gradients de vitesses étant importants, il est nécessaire de définir le dt en fonction de la zone d'intérêt. Pour étudier l'évolution de la couche de gaz frais localisée dans la zone de coincement, il est indispensable de prendre un dt de 100µs au vu des vitesses très faibles dans l'écoulement. A l'inverse pour l'étude de la dynamique des gaz brûlés le dt doit être de l'ordre de 20µs pour éviter que les particules se déplacent de plus d'un tiers de la fenêtre d'interrogation entre deux images. Par exemple si l'on travaille sur une maille de 32*32 pixels et une résolution spatiale de 5,5µm/pixel on aura un déplacement maximal de 10 pixels soit 55µm. Avec un dt=100µs, la vitesse maximale théoriquement mesurable dans les gaz frais en proche paroi est de l'ordre de 0.5m.s^{-1}. Pour un dt de 20µs, la vitesse mesurable dans les gaz brûlés est de l'ordre de 3m.s^{-1}. En réalité il est possible de mesurer des vitesses plus importantes en utilisant un traitement multipassage avec diminution progressive de la fenêtre de corrélation. L'intérêt du traitement par intercorrélation est par ailleurs de permettre une mesure de vitesse avec une précision sub-pixel. La précision subpixel est un point qui a été détaillé dans la thèse de Lecordier [78]. Dans ce cas l'enveloppe du pic de corrélation est échantillonnée sur plus d'un pixel et la position exacte du maximum de corrélation peut être mesurée à partir de la connaissance d'un nombre fini de points de l'enveloppe du pic. Cette idée est proche du théorème de Shannon qui permet de reconstituer l'ensemble d'un signal à partir d'un ensemble fini de valeurs, lorsque la

fréquence d'échantillonnage est égale au moins au double de la fréquence maximale du signal analogique initial. La précision subpixel est en relation avec l'étalement sur plusieurs pixels de l'information concernant une particule. La détermination de la position du pic de corrélation avec une précision subpixel peut être obtenue notamment par un suréchantillonage de l'image de corrélation en utilisant par exemple la reconstruction de Wittaker. Avec ce type de méthode la précision maximale pouvant être obtenue est de l'ordre de 0.1 pixel suivant la qualité des images et les paramètres de calculs (taille de la fenêtre, fonction de corrélation…). Le calcul du champ a été réalisé par des itérations successives en réduisant progressivement la taille de la fenêtre d'interrogation carrée de 128*128 pixels à 32*32 pixels. Ainsi les informations obtenues en travaillant sur les plus grandes fenêtres d'interrogation sont utilisées pour corriger les calculs de corrélation sur les fenêtres les plus petites ici en 32*32. De cette façon, on limite les erreurs induites sur les mesures de vitesse par les forts gradients existant dans les fenêtres d'interrogation. Par ailleurs un recouvrement partiel des mailles de 50% a été utilisé ce qui constitue un sur-échantillonage spatial du champ de vitesse. La fréquence spatiale de coupure obtenue avec une résolution de 5.5µm/pixel est de l'ordre de $6mm^{-1}$ pour une maille de 32x32 pixels. La taille des structures turbulentes accessibles correspond donc à 176µm pour une maille de 32 pixels.

Post traitement des données : Etude des gradients de vitesse

L'ensemble des méthodes de traitement et d'analyse du champ turbulent présenté dans ce paragraphe sont issus des travaux de B.Boust. Pour plus de détails on se référera à la thèse de doctorat de B.Boust [1]. L'objectif est ici de séparer la turbulence du mouvement d'ensemble. Suivant la décomposition de Reynolds, chaque champ de vitesse U est la somme d'un champ moyen $\langle U \rangle$ et d'un champ fluctuant $[U - \langle U \rangle]$. Le champ moyen à l'instant t est alors calculé comme la moyenne de phase des champs de vitesse mesurés au même instant ce qui constitue une analyse d'ensemble. Une autre possibilité consiste à faire une décomposition du champ fluctuant en deux parties, la partie basse fréquence liée à des fluctuations cycle à cycle et la partie haute fréquence constituée par la turbulence. Le champ de vitesse U du tir i à l'instant t est décomposé comme la somme de trois champs :

$$U(x,y,t,i) = \langle U \rangle(x,y,t,i) + U_{BF}(x,y,t,i) + U_{HF}(x,y,t,i) \qquad \textbf{(Eq 2. 5)}$$

Le champ moyen <U> peut être calculé suivant différentes méthodes. Le champ basse fréquence est quant à lui calculé à partir d'un filtrage spatial. Le filtre passe-bas retenu ici pour le traitement est de type Hamming. Ce type de filtre permet de séparer les petites structures des grandes structures à l'échelle spatiale. Dans notre cas l'échelle de coupure est prise égale à 0.5mm ce qui correspond à la taille des plus petites structures tourbillonnaires observées dans les gaz frais. Le champ haute fréquence est quant à lui déterminée par différence avec les autres champs.

Pour le calcul du champ moyen <U>, les contraintes de gradients de vitesses occasionnées par la présence de la paroi dans la zone de traitement, nécessite de prendre pour champ moyen la moyenne temporelle des champs de vitesse sur une fenêtre temporelle à la fois grande devant les temps caractéristiques de la turbulence, et courte devant la durée du phénomène observé. Dans ce cas on parle d'une analyse de cycle résolu.

(Eq 2. 6) $$\langle U \rangle(x, y, t, i) = \frac{\sum_t U(x, y, t, i)}{n_t}$$

Où nt est le nombre de champs de vitesse inclus dans la fenêtre temporelle considérée. Dans notre cas nt=9 soit une fenêtre temporelle de 1.8ms.

On peut par ailleurs évaluer la fluctuation turbulente comme l'écart-type temporel du champ de vitesse turbulente. nt est le nombre d'instants de la fenêtre temporel considérée :

(Eq 2. 7) $$u'(t, i)^2 = \frac{\sum_t \left[u_{HF}(x, y, t, i) - \langle u_{HF} \rangle(x, y, t, i)\right]^2}{n_t}$$

D'autre part pour tenir compte des fluctuations turbulentes dans chaque direction, on définit l'intensité de turbulence q' à partir de l'énergie cinétique turbulente massique q'^2.

(Eq 2. 8) $$q'(t)^2 = \frac{1}{2}(u'(t)^2 + 2 * v'(t)^2)$$

Pour étudier l'écoulement en proche paroi devant la sonde, un fort grossissement optique a été utilisé permettant une résolution de 5.5µm/pixel. La zone observée devant la sonde est d'une profondeur de l'ordre du millimètre.

Post-traitement des données : Vitesse locale de flamme et étirement

La caractérisation des processus de combustion au niveau local nécessite de connaître les caractéristiques géométriques locales du front de flamme. L'extraction du front de flamme se fait à l'aide des résultats issus du traitement précédent de caractérisation des vitesses d'ensemble. Les images de PIV permettent de visualiser la zone de gaz frais et la zone de gaz brûlés. Lors de l'interaction flamme-paroi les gaz frais sont comprimés par l'augmentation de pression liée au déplacement de la flamme vers la paroi et on observe l'expansion des gaz brûlés dans la direction opposée à celle de la paroi. L'extraction des profils de vitesse en fonction de la distance à la paroi par le post-traitement précédent permet de visualiser un brusque changement de direction des vecteurs vitesses à l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. La détection de cette inversion dans les profils de vitesses permet d'établir la position temporelle de la flamme avec une incertitude liée à l'épaisseur du front réactif. La zone chimique n'est en effet pas suffisamment résolue car l'ensemencement est trop faible. L'ensemble des post-traitements utilisés ensuite sont similaires à ceux utilisés par Foucher [79]. Ainsi on assimile le contour du front de flamme à une courbe paramétrique de coordonnées x et y et on travaille en fonction de l'abscisse curviligne l. Le vecteur normal $\vec{n}$ et le vecteur tangent $\vec{t}$ sont ainsi calculés en chaque point du contour. La détermination de l'étirement local de la flamme se fait à partir des formules suivantes [80] :

(Eq 2. 9) $$\kappa = \kappa_S + \kappa_C$$

Où κ_s est dû à l'effet des contraintes tangentielles imposés par l'aérodynamique des gaz frais devant la zone réactive et κ_c est issu de l'étirement dû à la courbure du front de flamme.

(Eq 2. 10) $$\kappa_S = \nabla_t . \vec{V}_r . \vec{n}$$

(Eq 2. 11) $$\kappa_C = S_d / R$$

Avec R, le rayon de courbure locale de la flamme, S_d la vitesse de déplacement du front réactif par rapport aux gaz frais, V_r la vitesse des gaz frais et $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal au front de flamme. La vitesse de propagation du front de flamme V_f s'exprime quant à elle de la manière suivante [81] :

(Eq 2. 12) $$S_d = \vec{V}_f.\vec{n} - \vec{V}_r.\vec{n}$$

L'objectif de ce traitement est d'étudier l'influence de la paroi sur la vitesse de flamme cependant la complexité des phénomènes physiques mis en jeu et notamment la présence de forts gradients de vitesses dans cette zone rendent le traitement complexe. L'ensemble des résultats présentés dans le reste de cette étude concerne des flammes faiblement étirées.

2.4 Diagnostics spécifiques à l'étude : Les sondes d'ionisation

2.4.1 Introduction

Le travail qui est présenté dans ce manuscrit a pour objectif de démontrer la possibilité d'utiliser les sondes d'ionisation pour le diagnostic de la combustion et plus particulièrement pour le diagnostic de l'interaction flamme-paroi. Nous avons présenté dans la partie consacrée à l'étude bibliographique différents dispositifs existants de sonde d'ionisation et présenté l'influence d'un certain nombre de paramètres liés à la sonde comme la surface de ses électrodes ou bien encore sa polarisation. Le paragraphe qui suit est donc consacré à la présentation des différentes sondes d'ionisation utilisée au cours de ce travail et nous discuterons le choix des géométries ainsi que de la polarisation. Par ailleurs nous présenterons un autre aspect essentiel du dispositif qui concerne l'électronique de mesure.

Ce paragraphe va se diviser en deux parties distinctes ; dans un premier temps nous allons expliquer le choix des géométries des différentes sondes puis dans une deuxième partie nous évoquerons les choix des paramètres de polarisation.

2.4.2 Géométrie et conception des sondes

Globalement l'étude bibliographique nous a démontré qu'il était indispensable d'adapter le dispositif de mesure du courant d'ionisation aux paramètres à mesurer. Ainsi pour l'étude de l'interaction flamme-paroi, il convient de définir dans un premier temps les paramètres que l'on souhaite mesurer. L'interaction flamme-paroi peut en effet être caractérisée par plusieurs grandeurs représentatives comme par exemple la distance de coincement de flamme ou le flux de chaleur pariétal. Comme nous l'avons expliqué dans la partie consacrée à l'étude du phénomène par PIV, le coincement de flamme se caractérise par ses échelles spatiale et temporelle particulières. Ainsi le temps caractéristique du phénomène est de l'ordre de la milliseconde et la distance de coincement devient rapidement inférieure à la centaine de micromètres lorsque la pression dépasse quelques atmosphères. Il est indispensable de tenir compte de ces contraintes

spatio-temporelles afin de développer des sondes destinées à caractériser ce phénomène comme nous le verrons dans ce paragraphe.

Géométrie et conception

Dans le chapitre I, nous avons mis en évidence le fait que la cathode est l'électrode qui limite le courant d'ionisation. Le phénomène de coincement de flamme étant un phénomène local, il convient de polariser négativement l'électrode de mesure afin de détecter localement le courant d'ionisation lié à l'interaction flamme-paroi. Dans le cas d'une polarisation positive de l'électrode centrale, les parois de la chambre jouent le rôle de cathode ce qui donne une information globale sur les phénomènes. Ainsi les sondes utilisées pour l'étude de l'interaction flamme paroi sont composées de deux électrodes séparées par une couche d'isolant de type époxy (3). Pour les sondes qui sont utilisées en polarisation variable une électrode est positionnée entre l'électrode de mesure (1) et l'électrode de polarisation (2). Cette électrode, qui constitue un anneau de garde, est au même potentiel que l'électrode centrale. Cette électrode permet de couper les couplages capacitifs entre l'électrode de polarisation et l'électrode de mesure. Elle permet aussi de rendre les lignes de champs parallèles entre elles et perpendiculaires au niveau de l'électrode de mesure. Ce point est important dans le cadre des mesures à hautes fréquences et sera discuté dans la suite de l'étude. L'électrode centrale, qui constitue la cathode, possède un diamètre variant de 0.5mm à 3mm et se positionne généralement dans un tube métallique de 10mm de diamètre qui joue le rôle d'anode. Les deux électrodes sont ensuite isolées l'une de l'autre par une couche d'époxy (Fig 2. 15).

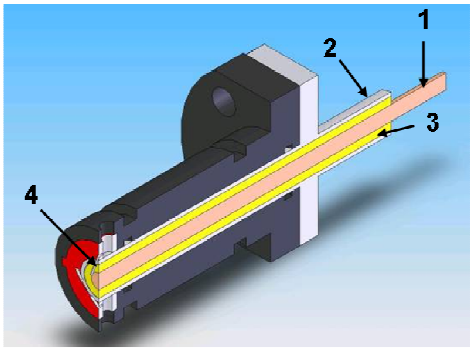


Fig 2. 15: Sonde d'ionisation (vue en coupe latérale)

L'électrode extérieure de la sonde (anode) est connectée au corps de la chambre et sert à polariser la flamme par l'intermédiaire d'antennes de polarisation (4). Contrairement au cas le plus classique, la sonde d'ionisation ne joue pas ici le rôle d'électrode d'allumage afin de ne pas perturber le signal électrique et d'avoir un phénomène de coincement localisé sur la surface de la sonde. Dans ce cas il est indispensable d'utiliser un dispositif permettant de garantir la bonne polarisation de la flamme au moment de la mesure. Ainsi dans les expériences développées au cours de l'étude, la flamme n'est pas toujours en contact avec les parois de la chambre de combustion au moment de l'interaction avec l'électrode de mesure. Le positionnement relatif de la sonde de mesure par rapport à l'électrode d'allumage conditionne ce point. Afin de s'affranchir de ce problème des antennes dites de polarisation ont été positionnées au niveau de l'électrode de polarisation (anode) afin de garantir le contact de cette électrode avec la flamme à l'instant de la

mesure. Les antennes permettent un bon contact électrique avec la flamme et ainsi le potentiel de la flamme, qui reste constant dans toute la flamme, est proche du potentiel de l'anode [82].

L'ensemble est ensuite inséré dans un support capteur en plastique pouvant être inséré en paroi de la chambre de combustion.

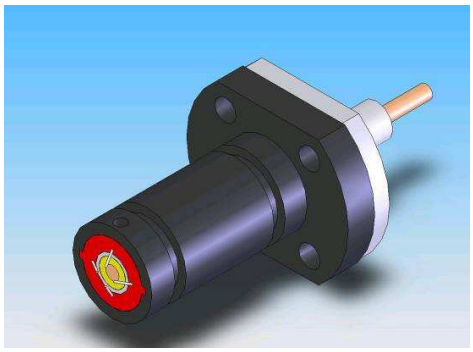


Fig 2. 16: sonde d'ionisation positionnée dans le support capteur

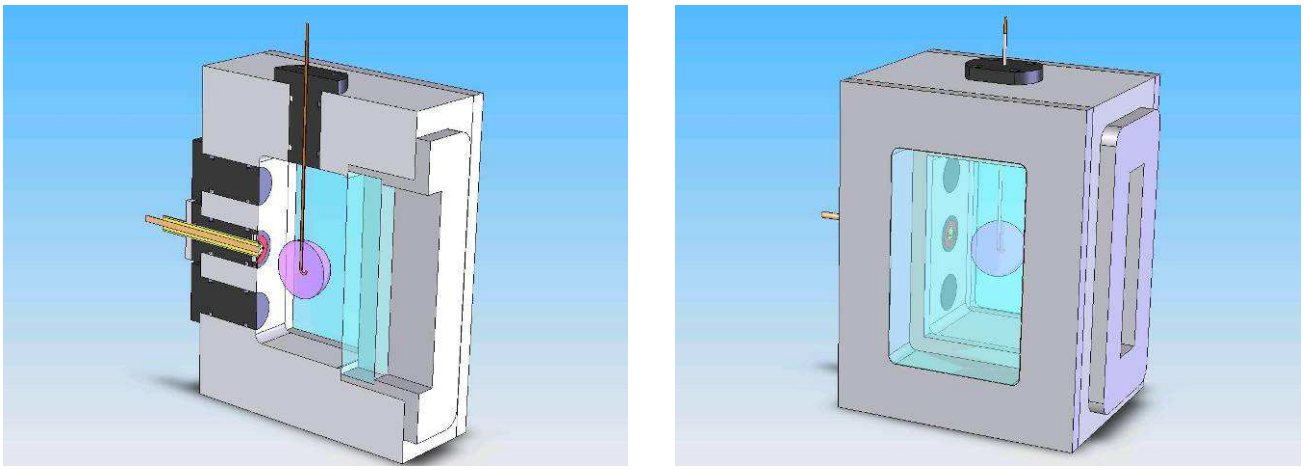


Fig 2. 17: Chambre de combustion parallélépipédique équipée d'une sonde d'ionisation

Antennes de polarisation

Les antennes de polarisation assurent le bon contact entre l'électrode de polarisation et la flamme. Ce point apparait essentiel au vu de l'influence de la polarisation sur le signal d'ionisation comme l'a étudié JM. Rodrigues [82]. L'emploi des antennes de polarisation s'avèrent indispensable pour garantir le potentiel de la flamme lors de l'interaction de la flamme avec l'électrode de mesure.

Fig 2. 18: photo d'une sonde d'ionisation avec antennes de polarisation

Une phase de développement a été nécessaire afin de proposer la meilleure configuration possible. La géométrie des antennes a été choisie afin de ne pas générer de perturbations sur la flamme au moment de la mesure du courant d'ionisation. Une étude complète sur l'influence de la géométrie des antennes est proposée en annexe de ce manuscrit (Annexe. 3). Un brevet a par ailleurs été déposé sur ce système (FR07-56270) [83]. Les antennes doivent proposer une bonne surface de contact sans toutefois perturber la flamme. Les antennes droites ne permettent pas une bonne stabilisation du signal dans la mesure où la surface de polarisation reste faible, néanmoins dans ce cas les perturbations sur le profil de la flamme sont limitées. Dans le cas des antennes inclinées vers l'intérieur de la sonde, on observe une bonne répétitivité de la mesure du courant d'ionisation d'un essai à l'autre. Cependant il faut ajuster la longueur des antennes pour éviter les risques de perturbations du front de flamme. Lorsque les antennes sont trop longues, elles peuvent modifier le front de flamme au niveau de l'électrode de mesure et perturber le signal d'ionisation. Il faut noter que la configuration retenue correspond à une longueur d'antenne inférieure au tiers du rayon de la sonde, soit une longueur d'environ 0.5mm et un diamètre inférieur à 0.2mm. Avec cette géométrie on obtient une bonne répétitivité cycle à cycle de la mesure de courant ionique.

Mesure en tension variable : Electronique

Un aspect complexe de l'étude concerne la mise au point d'une technique de mesure expérimentale de la caractéristique courant-tension en régime d'excitation variable. L'intérêt de cette méthode est la caractérisation rapide de la réponse de la sonde en fonction de l'évolution de l'interaction de la flamme avec la sonde. Le régime d'excitation continue impose d'effectuer un essai de combustion pour chaque tension de polarisation pour reconstruire la caractéristique courant-tension complète. Par ailleurs l'évolution de la combustion n'est pas parfaitement reproductible d'un cycle à l'autre. Un certain nombre de paramètres comme le profil du front de flamme peuvent évoluer d'un essai à l'autre. La méthode de caractérisation en tension continue peut devenir rapidement fastidieuse à mettre en œuvre car elle nécessite une grande répétition des mesures. L'utilisation de l'excitation en régime de tension variable permet de suivre de façon dynamique l'évolution de la caractéristique courant-tension lors de la combustion. Le choix de la fréquence d'excitation devient l'un des éléments clefs de la méthode. La mise en œuvre expérimentale de la mesure de la caractéristique courant-tension en régime d'excitation variable a nécessité le développement de différents schémas électroniques. Le principe général de la mesure est le suivant :

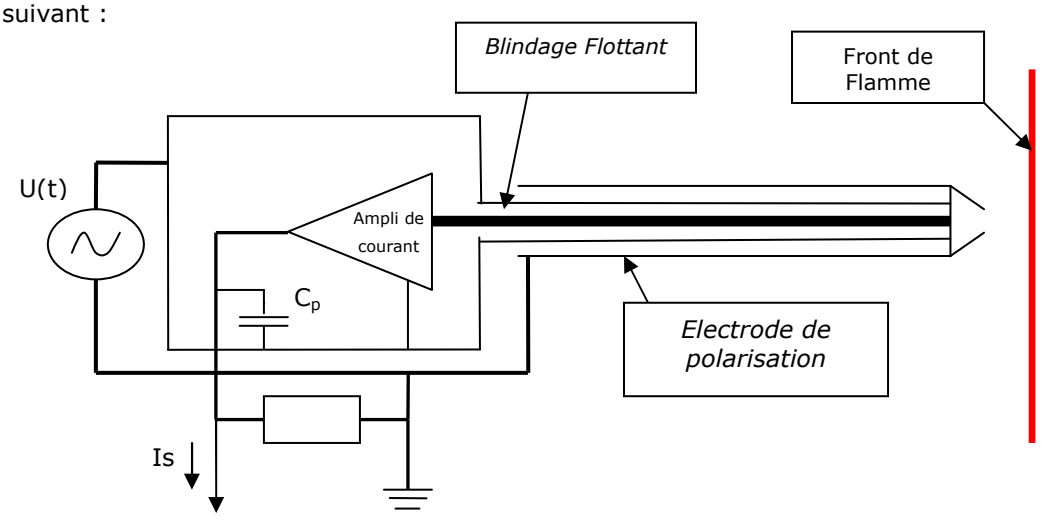


Fig 2. 19: Schéma de principe de l'électronique

L'anneau de garde est au même potentiel que l'électrode de mesure et ce potentiel constitue la masse flottante du circuit électronique. Il ne doit pas y avoir de « fuite » entre l'anneau de garde et le schéma électronique afin de ne pas induire de capacités parasites sur le signal. Le blindage est donc parfaitement assuré entre l'électrode de mesure et le circuit électronique. On applique la différence de potentiel variable entre l'entrée du montage et l'électrode de polarisation. La flamme est polarisée soit par couplage capacitif avec l'électrode de polarisation soit à l'aide des antennes de polarisation décrites précédemment. Le circuit électronique n'est pas détaillé ici pour des raisons de confidentialités. Le but est de constituer un ampli de courant avec un gain suffisant pour mesurer correctement le courant d'ionisation et d'avoir une bande passante suffisamment large afin d'avoir une bonne résolution temporelle. Le choix des fréquences de travail sera explicité au cours de ce manuscrit. Au cours de cette étude deux groupes d'électroniques ont été développés

- Electronique « basse fréquence » (BF)
- Electronique « haute fréquence » (HF)

Les caractéristiques sont les suivantes :

Electronique	**Gain**	**Fréquence de Travail**	**Signal d'excitation**
BF	~650000	1kHz-400kHz	Triangle [-30V, 0V]
HF		1-5 MHz	Sinus, créneaux Dc :~-5V Ac : ~+-200mv

Un autre point important concerne le choix de la tension d'excitation. En régime de « basses fréquences » (f<50kHz), l'excitation choisie est triangulaire avec une amplitude comprise entre 0V et -30V. Pour l'étude à fréquence élevée (f~1MHz), on applique une tension sinusoïdale de quelques centaines de millivolts d'amplitude et avec un offset d'environ -3V.

Mesure de la distance de coincement de flamme

Partie I : Régime laminaire

3 Mesure de la distance de coincement de flamme - Partie I : Régime laminaire

Cette partie a fait l'objet d'une publication [84] et d'un brevet [85].

3.1 Introduction

Les sondes électriques sont utilisées depuis longtemps pour réaliser des diagnostics dans les plasmas. Les recherches pour appliquer cette technologie dans le domaine de la combustion sont motivées par le fait que la flamme génère des espèces chargées et se comporte donc comme un plasma faiblement ionisé. La caractérisation de la flamme en tant que plasma a été réalisée au premier chapitre de ce manuscrit. Différentes applications de cette technique ont été étudiées au cours de ces dernières années. Une partie de ces applications a été présentée dans l'étude bibliographique. Le premier objectif de cette partie est de démontrer que les sondes d'ionisation peuvent être utilisées afin de caractériser l'interaction flamme-paroi et en particulier pour mesurer la distance de coincement de la flamme.

Comme nous l'avons déjà évoqué, la distance de coincement peut être reliée au flux de chaleur pariétal et constitue un paramètre important pour caractériser l'interaction entre la flamme et la paroi. Les autres diagnostics déjà existants pour étudier l'interaction flamme-paroi comme les fluxmètres ou bien les techniques de visualisation sont difficiles à mettre en œuvre dans les moteurs à combustion interne. En particulier les diagnostics optiques sont des techniques coûteuses, difficiles à mettre au point et surtout elles ont un domaine d'application limité. La distance de coincement dépend d'un grand nombre de paramètres physiques (nature du carburant, température de paroi, pression…) et elle est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres ce qui rend la mesure optique complexe. Ainsi le développement d'une nouvelle méthode de diagnostic de l'interaction flamme-paroi avec une large plage d'utilisation est devenu indispensable. Un choix technologique basé sur les sondes d'ionisation constitue un compromis entre ces différents aspects comme nous le verrons dans la suite de l'étude.

Le principe est ici d'étudier l'interaction flamme-paroi à partir de la mesure du courant d'ionisation lorsque la flamme interagit avec l'électrode de mesure. La caractéristique courant-tension mesurée lors de l'interaction flamme-paroi donne des informations sur les paramètres physiques de l'interaction. Pour cette étude il convient de travailler avec une sonde de mesure polarisée négativement afin d'avoir une information locale sur l'interaction entre la flamme et la paroi. Le courant est en effet contrôlé par la cathode. La polarisation de la sonde est réalisée à l'aide d'une tension variable de façon à obtenir une réponse dynamique et résolue temporellement de la caractéristique courant-tension en fonction de l'évolution du phénomène de coincement de flamme. Dans cette partie un modèle simple d'analyse du courant d'ionisation sera utilisé afin de déterminer la distance de coincement de flamme. Les résultats obtenus par sonde d'ionisation seront validés par les méthodes optiques développées au cours de l'étude de J.Sotton [8]. Ce chapitre va se dérouler en trois axes. Dans un premier temps nous détaillerons les conditions expérimentales de l'étude, puis nous présenterons un modèle simplifié de l'interaction flamme-

paroi et du courant d'ionisation avant de présenter l'ensemble des résultats et de discuter la validité des différents modèles.

3.2 Conditions expérimentales

Cette étude a été réalisée dans les chambres statiques présentées au chapitre 2 (Fig2.1, Fig2.2) et qui permettent d'effectuer des visualisations de la combustion grâce aux différents accès optiques qu'elles présentent. Les sondes d'ionisation utilisées ont été positionnées en paroi de la chambre de combustion.

Lors de cette étude, deux types d'interaction flamme-paroi ont été étudiés à savoir l'interaction frontale et latérale (cf. chapitre 1). La géométrie de coincement de la flamme sur la sonde dépend de la position relative de l'électrode d'allumage par rapport à cette dernière. Dans le cas de l'interaction frontale, le point d'allumage est situé face à la sonde et au niveau de l'axe de symétrie de celle-ci. La distance relative entre l'électrode d'allumage et la sonde électrique est d'environ 2cm. Avec ce positionnement le front de flamme se propage suivant l'axe perpendiculaire à l'électrode de mesure et le coincement de flamme est frontal. Pour travailler en régime latéral, l'électrode d'allumage est déplacée en proche paroi de façon à ce que la flamme se propage le long de la paroi où la sonde d'ionisation est positionnée. Le front de flamme se déplace alors sur le plan tangent à l'électrode de mesure. Les sondes d'ionisation utilisées correspondent à celles décrites dans la partie précédente et comprennent trois électrodes (polarisation, écran, mesure). Le point important à discuter ici concerne le choix de la tension de polarisation à appliquer à la sonde de mesure. Pour cette étude, l'électrode centrale est polarisée négativement par rapport à l'électrode de polarisation. Des impulsions triangulaires de 12V d'amplitude et d'une fréquence minimale de 10kHz sont utilisées pour polariser la flamme par rapport à l'électrode de mesure. La fréquence de travail est choisie suffisamment faible pour que les ions ainsi que les électrons puissent répondre sans délai significatif aux sollicitations du champ électrique induit par les variations sur la tension d'excitation. Dans notre cas on cherche à mesurer le courant conductif, pour valider le choix de la fréquence à 10kHz il est indispensable de déterminer le temps caractéristique de déplacement des charges dans la zone de coincement. La densité de courant dans la couche de coincement est supposée constante et, à la frontière de la flamme, la densité de courant est donnée par l'expression :

(Eq 3. 1) $$j = n_f e V_{in}$$

Avec n_f la densité d'ions dans le front de flamme et V_{in} la vitesse des ions à l'entrée de la « gaine ». En utilisant le critère de Bohm (cf. chapitre 1), la vitesse d'entrée des ions dans la gaine est donnée par les relations :

(Eq 3. 2) $$V_{in} = V_{Bohm}\sqrt{\frac{2}{\pi}\frac{\lambda_i}{\lambda_D}}$$

(Eq 3. 3) $$V_{Bohm} = \sqrt{\frac{kT_f}{M_i}}$$

Le temps de passage des ions à travers la couche de coincement est estimé à partir d'un certain nombre de données expérimentales résumées dans le tableau suivant :

Paramètres expérimentaux	**Valeurs**
Permittivité Diélectrique	$8.854.10^{-12}$ F.m^{-1}
Constante de Boltzmann k	$1.38.10^{-23}$ J.K^{-1}
Nombre d'Avogadro	$6.0221.10^{23}$ mol
Masse molaire de l'air	0.028 kg.mol^{-1}
Masse des électrons	$9.109.10^{-31}$kg
Charge élémentaire	$1.6e^{-19}$ C
Ion a.m.u	50
Masse des ions	a.m.u*$1.66.10^{-27}$ kg
Mobilité des ions	3.10^{-4} m^2
Température de Flamme	2500K
Pression	1bar
Distance de coincement	160µm

Tab 3. 1: Données expérimentales pour un mélange stœchiométrique de méthane air

Pour ces conditions on calcul les paramètres suivants :

Le libre parcours moyen des ions contenus dans la flamme est la distance moyenne que parcourt un ion entre deux collisions. Cette distance est donnée par la relation :

(Eq 3. 4)
$$\lambda_i = \frac{8}{3\sqrt{\pi}}\frac{\mu}{e}\sqrt{\frac{kT_f}{N_a}\frac{M_a}{2}} \approx 80.5\text{nm}$$

La longueur de Debye, qui est l'échelle de longueur sur laquelle une séparation des charges peut avoir lieu, est donnée par la relation:

(Eq 3. 5)
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_f}{n_f e^2}} \approx 27.3\mu\text{m}$$

Ainsi la vitesse des ions à l'entrée de la « gaine » est donnée par:

(Eq 3. 6)
$$V_{in} = \sqrt{\frac{2}{\pi}\frac{\lambda_i}{\lambda_{De}}\frac{kT_f}{M_i}} \approx 28.1\text{m.s}^{-1}$$

Les ions rentrent dans la « gaine » avec une vitesse v_{in}~28m.s^{-1}. Le champ électrique dans la zone de coincement est donné par l'équation de Poisson :

(Eq 3. 7) $$E = \sqrt{\frac{2j\delta_q}{\mu_i \varepsilon_0}} \approx 9.375.10^4\ V.m^{-1}$$

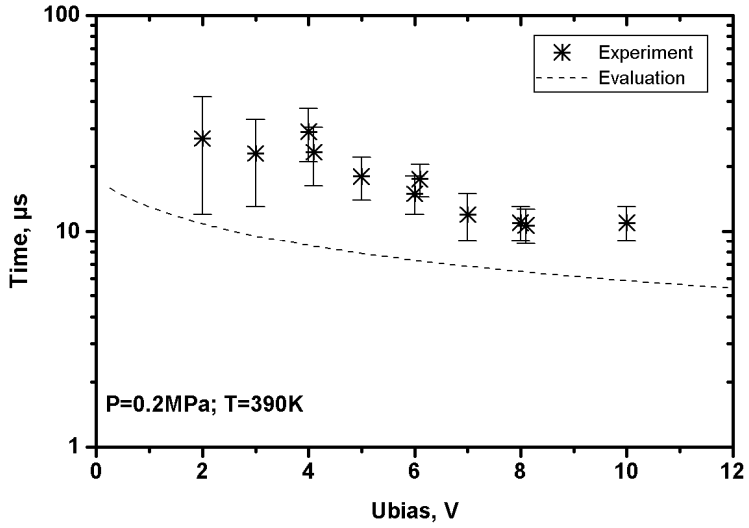
En utilisant la mobilité ionique μ_i définie au chapitre 1, la vitesse de dérive des ions sous l'effet du champ électrique est calculée à partie de la relation :

(Eq 3. 8) $$V_i = \mu_i E \approx 28 m.s^{-1}$$

On calcule au premier ordre le temps de parcours des ions dans la « gaine »:

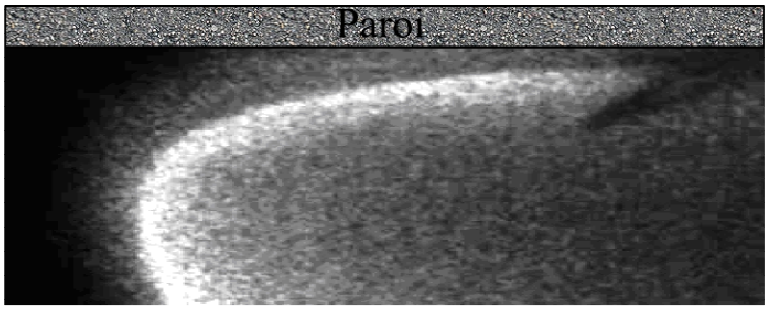
(Eq 3. 9) $$t = \frac{\delta_q}{V_i} = 5.7 \mu s$$

Cette estimation du temps de parcours des ions dans la « gaine » montre que le processus de stabilisation du courant se fait plus rapidement que le temps de mesure de la caractéristique courant tension. L'électronique choisie pour ces mesures permet de travailler sur une plage de fréquence comprise entre 1kHz et 400kHz pour un gain tension-courant d'environ 650000. Cependant pour l'ensemble des mesures qui sont réalisées dans ce chapitre la fréquence de travail est prise inférieure à 20kHz. Afin d'appuyer l'évaluation faite ci-dessus, des expérimentations ont été réalisées pour estimer le temps caractéristique de stabilisation du courant dans notre configuration et ainsi de tenir compte de l'ensemble des paramètres comme l'influence du terme capacitif en $\partial U / \partial t$. Pour cela une tension en créneaux est appliquée à l'électrode de polarisation. En augmentant ainsi la tension de polarisation, les charges d'espaces sont collectées par l'électrode de mesure. L'enregistrement de l'évolution temporelle du courant donne une estimation du temps de stabilisation du courant. La figure suivante (Eq 3. 10) montre les résultats obtenus, les étoiles correspondant aux points de mesure expérimentale et la ligne discontinue est une estimation théorique du temps de parcours des ions dans la couche de coincement à partir de l'équation précédente (Eq 3. 6). Ces estimations nous montrent que le temps caractéristique de stabilisation du courant τ_1 est de l'ordre de 20µs alors que le temps caractéristique du phénomène de coincement τ_2 est d'environ 100µs [1]. Au final le temps de mesure de la caractéristique courant-tension τ est compris entre le temps de stabilisation de la mesure de courant et le temps caractéristique du phénomène de coincement $\tau_1 << \tau < \tau_2$. On suppose donc que la géométrie de la couche de coincement ainsi que la position du plasma à proximité de la sonde restent stationnaires pendant la mesure de la caractéristique courant-tension.

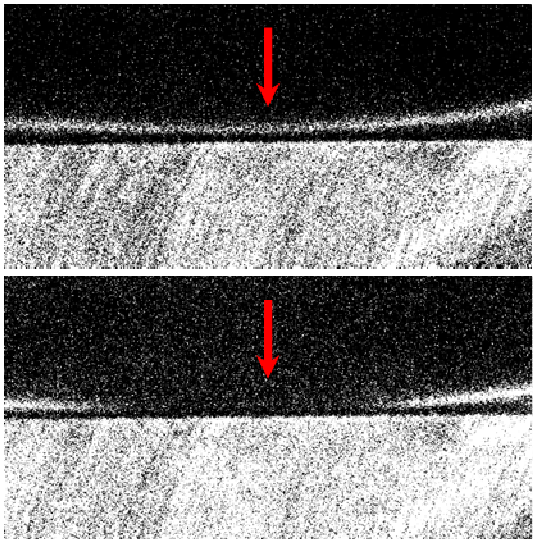


Eq 3. 10: Temps caractéristique de stabilisation du courant

Pour réaliser cette étude, différents paramètres ont été enregistrés expérimentalement et ont nécessité la mise en œuvre de diagnostics appropriés. Pour l'ensemble des essais la pression a été enregistrée à l'aide du capteur piézo-électrique Kistler 601A décrit dans la partie de présentation des diagnostics. La chimiluminescence a par ailleurs été utilisée afin de suivre l'évolution de la flamme durant son interaction avec la sonde de mesure et ainsi mesurer la distance de coincement de la flamme. La mesure de la distance de coincement repose sur la méthode développée dans une précédente étude M.Bellenoue [74]. Pour chaque essai la position du front de flamme est enregistrée à l'aide d'une caméra rapide de type PHOTRON APX-RS3000 équipée d'un intensificateur HAMAMATSU C9548. La caméra est utilisée avec une résolution de 256*384 pixels sur 1024 niveaux de gris, ce qui permet l'enregistrement de 20000 images par seconde avec un temps d'exposition de 30µs. La résolution spatiale utilisée varie entre 8µm/pixel et 14µm/pixel suivant les objectifs utilisés. L'incertitude sur la détermination de la distance de coincement par cette méthode doit prendre en compte la précision de l'ensemble du dispositif expérimental mais aussi la précision du traitement des images ce qui induit au final une incertitude d'environ 2 pixels sur la distance de coincement mesurée. Avec les résolutions spatiales employées la précision sur la mesure de la distance de coincement de la flamme est comprise entre 16µm et 28µm. A titre d'exemple, sur les figures suivantes deux images de l'interaction flamme-paroi, enregistrées en chimiluminescence sont proposées.



Eq 3. 11: Visualisation du coincement latéral d'une flamme de prémélange méthane-air (Φ=1) chimiluminescence avec une résolution de 8µm/pixel



Eq 3. 12: Images de chimiluminescence (résolution de 14µm/pixel) en coincement frontal CH4-air (Φ=1) [1]

L'évolution du champ de vitesse de l'écoulement a par ailleurs été étudiée pendant le phénomène d'interaction flamme-paroi à l'aide du système de PIV à haute fréquence. Comme nous l'avons expliqué dans la partie du chapitre 2 consacrée à la présentation du dispositif de PIV et des post-traitements utilisés, l'observation du phénomène de coincement nécessite une bonne résolution optique et une cadence temporelle suffisante pour suivre le phénomène. Dans notre cas, un microscope longue distance de type Questar QM-1 a permis d'obtenir une résolution spatiale de 5µm/pixel. Le Questar QM-1 a été couplé avec une caméra rapide (PHOTRON APX-RS 3000) synchronisée avec un laser à double cavité (Pegasus New Wave Research). La fréquence de travail du système, qui est de 5kHz, a permis de visualiser une fenêtre de 1023*360 pixels. Afin de diminuer les réflexions parasites du laser sur la surface de la paroi, l'étude a été réalisée sur un obstacle positionné au centre de la chambre. Cette configuration géométrique permet d'obtenir une nappe laser bien parallèle à la surface de l'obstacle. Un point important concerne la présence de forts gradients de densité tout au long de l'axe optique d'observation et qui affectent la qualité des résultats obtenus par PIV. Ces effets parasites sont néanmoins partiellement atténués en travaillant sur un obstacle. Pour l'ensemble des essais les champs de vitesse ont été déterminés en surface de cet obstacle. Dans cette configuration, il est possible de faire des mesures de vitesse jusqu'à 100µm de la paroi tout en conservant une bonne précision [93].

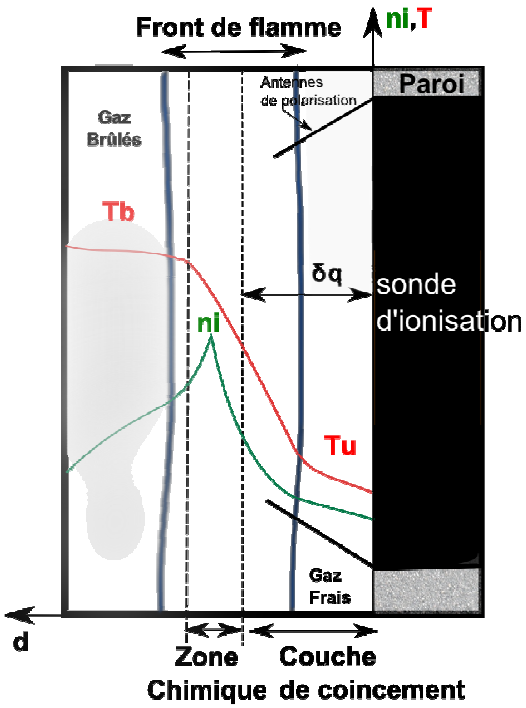
3.3 Caractérisation de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

Dans un premier temps il est nécessaire de s'intéresser expérimentalement au phénomène de coincement afin de déterminer un certain nombre de paramètres caractéristiques. Dans l'étude bibliographique, un paragraphe a été consacré à la théorie générale des sondes d'ionisation pour un écoulement de gaz faiblement ionisé. Les calculs ont permis de proposer des formulations analytiques du courant d'ionisation à condition de pouvoir effectuer des simplifications sur les équations générales. Pour permettre ces développements analytiques, des paramètres ont été introduits dans les calculs et ils ont mis en évidence la dépendance du courant ionique aux caractéristiques intrinsèques de l'écoulement de gaz ionisé. Afin de déterminer le régime théorique de modélisation de la « gaine », il est indispensable de faire une évaluation des différents critères qui rentrent en jeu. Ces critères définis plus en détail au premier chapitre font intervenir les paramètres suivants :

- Le nombre de Reynolds électrique : $R_e = \frac{V_\infty L}{(\frac{\mu_\infty k T_e}{e})}$ où V_∞ est la vitesse d'écoulement libre, μ_∞ est la mobilité des ions dans le plasma, L est la longueur de la sonde, k est la constante de Boltzmann, T_e est la température des électrons, e est la charge électronique
- $\alpha = \frac{\lambda_d}{L} = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}}{L}$ avec n_e est la densité électronique dans le plasma, ε0 est la permittivité du vide.
- $\chi = \frac{-eU_{bias}}{kT_e}$ fait intervenir la tension de polarisation U_{bias}

Il apparait indispensable d'évaluer les caractéristiques hydrodynamiques (vitesse de l'écoulement) et thermodynamiques (température, pression) de la combustion lors de l'interaction flamme-paroi pour modéliser le courant ionique. Dans ce premier paragraphe une caractérisation des différents paramètres de l'écoulement est proposée.

Un modèle simplifié de l'interaction flamme paroi est proposé sur la figure suivante :



Eq 3. 13: Représentation simplifiée de l'interaction flamme paroi

[84]

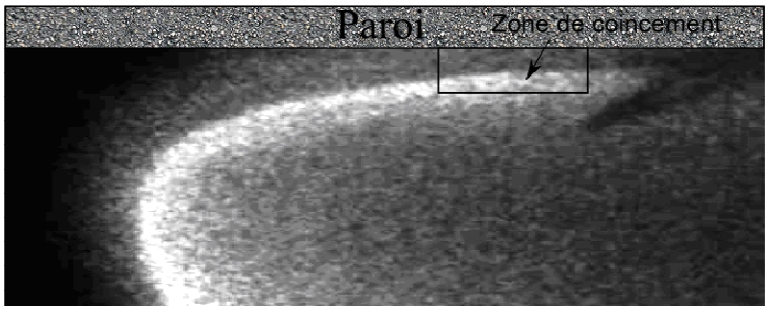
Le profil de température dans les gaz frais est supposé linéaire et se détermine à partir d'un modèle simple de conduction de la chaleur issue de la flamme vers la paroi à travers la couche de coincement. En accord avec les études précédentes [86], la température de surface de la paroi T_w reste constante durant toute l'interaction et elle est prise égale à la température ambiante T_0. Lors de l'allumage, la température des gaz frais T_u est prise égale à la température ambiante T_0. Pendant la combustion les gaz frais sont chauffés sous l'effet de la compression que l'on suppose isentropique. Des études [94], [95] ont montré que dans une chambre à volume constant, la température de la flamme, notée T_f, augmente durant la propagation de la flamme. Le temps de mesure de la caractéristique courant-tension reste faible devant le temps caractéristique du phénomène de coincement. Ainsi dans la zone de mesure on suppose que la combustion se déroule à pression constante et que la température de flamme reste constante au cours de la mesure du courant d'ionisation. Les études précédentes ont montrés que les phénomènes de production d'espèces chargées ont lieu principalement dans le front de flamme. La plupart de ces travaux proposent une répartition des profils d'ions dans la flamme [96]. Les profils de concentration en charges positives commencent à augmenter au début de la zone de réaction où la température s'élève, puis ils atteignent leur maximum dans la zone de réaction chimique avant de diminuer fortement et de disparaître dans la zone de gaz brûlés. Pour cette étude nous simplifieront les profils de concentration en ions positifs comme proposé sur la figure précédente (Eq 3. 13) [97]. Dans son étude Warnatz [98] a mis en évidence le fait que la concentration en espèces chargées varie très fortement dans le front de flamme. Pour cette étude la distribution de charge dans le front de flamme est simplifiée par un créneau qui atteint son maximum dans la zone de réaction chimique du front de flamme. En accord avec les résultats de J.C. Bell [99] nous supposerons par

ailleurs que dans cette zone la concentration en espèces chargées n'évolue pas au cours de la mesure du courant d'ionisation. La quantité de charge prélevée reste faible devant la production.

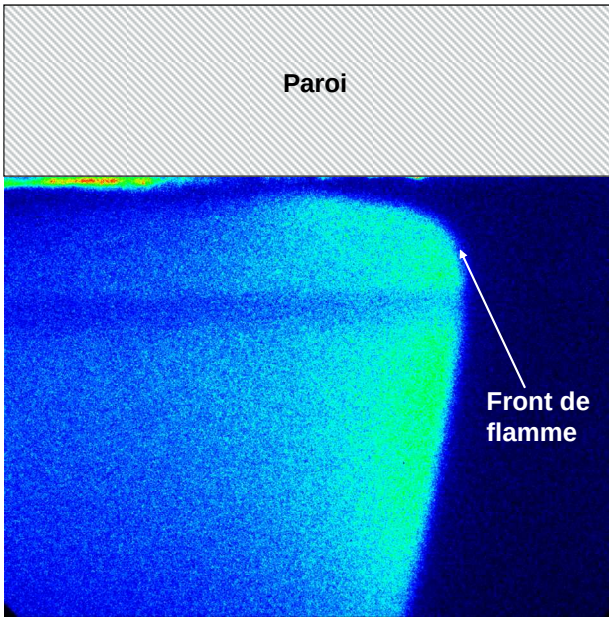
Dans l'étude bibliographique consacrée au phénomène de coincement de la flamme, il a été indiqué que le phénomène de coincement est dû aux effets individuels ou conjugués des pertes thermiques pariétales, de l'étirement de la flamme et d'une désexcitation des radicaux sur la paroi. Popp et Baum [100] ont étudié l'interaction d'une flamme de prémélange (méthane-air) avec une paroi inerte en tenant compte des effets de la diffusion thermique et de l'adsorption des radicaux par la paroi. Ils ont montré que pour une température de paroi de 300K les effets de la diffusion thermique et de la recombinaison radicalaire en proche paroi sont négligeables. Pour notre étude la température de paroi ne dépasse pas 320K, nous pouvons donc considérer que les effets de recombinaison radicalaire en proche paroi sont négligeables sur le phénomène de coincement. Pour étudier l'influence de l'étirement de la flamme au moment du coincement, il est nécessaire de s'intéresser à la dynamique du front de flamme en utilisant les mesures de PIV. Il convient de différencier les deux types d'interaction étudiés à savoir frontale et latérale.

Coincement latéral (SWQ)

Dans le cas du coincement latéral, la flamme se propage le long de la surface de l'obstacle et s'éteint progressivement en surface de l'obstacle comme le montrent les figures suivantes :

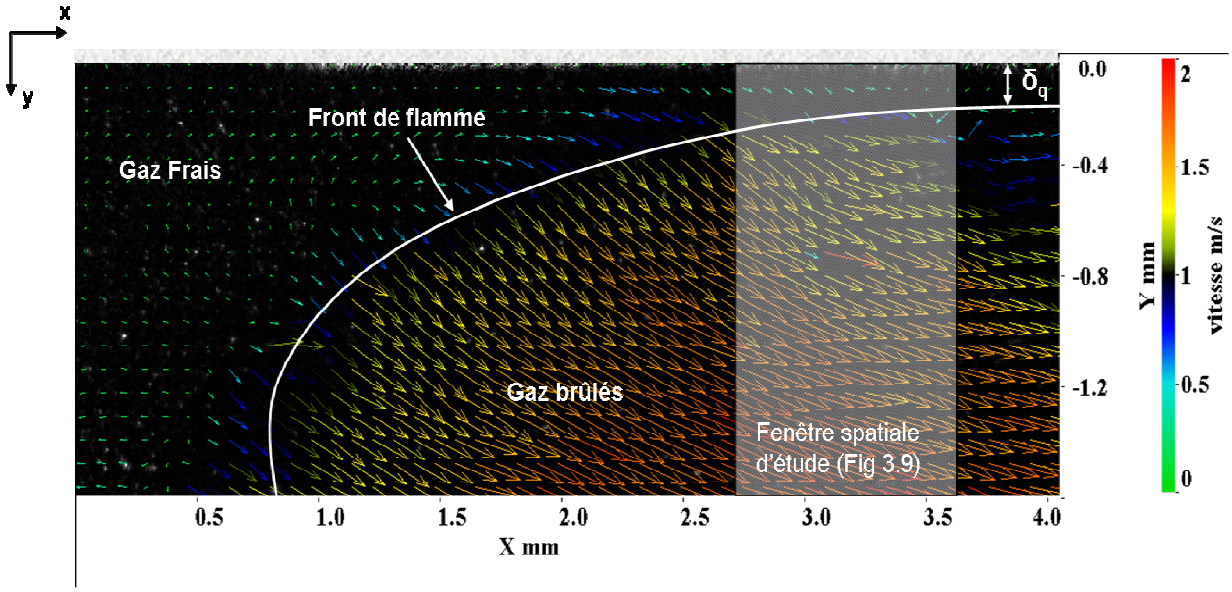


Eq 3. 14: Coincement latéral (CH4-air/ Φ=1) Pi=2.4bar, chimiluminescence (5µm/pixel)



Eq 3. 15: Coincement latéral (CH4-air/ Φ=1) Pi=2.4bar, P.L.I.F (15µm/pixel)

Le post-traitement simultané des images de chimiluminescence et du courant d'ionisation montre que le courant d'ionisation augmente fortement quand le front réactif est situé devant l'électrode de mesure et reste parallèle à la surface de la sonde. Une estimation de la vitesse du front de flamme en proche paroi a été calculée directement à partir des images de visualisation directe (Eq 3. 14). La zone lumineuse correspondant au front de flamme, localisée à 180µm de la paroi, se propage à une vitesse d'environ $1m.s^{-1}$ alors que la partie du front réactif située à 800µm de la paroi se déplace à la vitesse de $2m.s^{-1}$. Ces évaluations sont validées par les résultats issus de la P.I.V. Un champ moyen de répartition des vitesses en proche paroi a été obtenu à l'aide du système de PIV comme le montre la figure suivante :



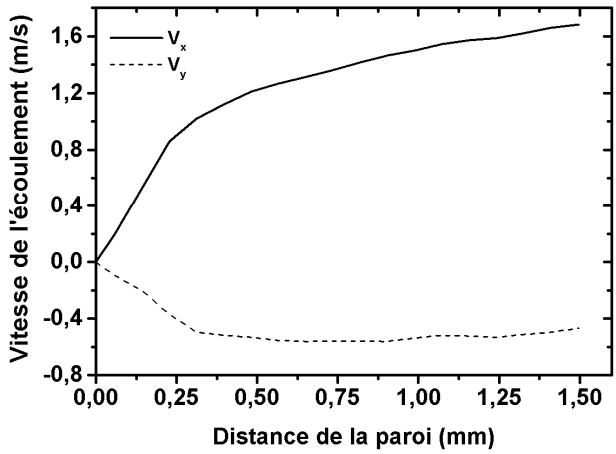
Eq 3. 16: Champ de vitesse de l'écoulement dans le cas du coincement latéral (CH4-air/Φ=1/Pi<0.2MPa) 5µm/pixel

Pour ces mesures, la pression d'interaction est inférieure à 0.2MPa et la distance de coincement est de l'ordre de 180µm. En appliquant une méthode de post-traitement spécifiques [1] des données issues de la PIV, on peut résoudre les forts gradients de vitesse liés à l'écoulement en proche paroi et calculer l'évolution des profils de vitesse en fonction de la distance à la paroi. Les champs de vitesses sont obtenus dans un plan (x,y) où x représente la coordonnée spatiale parallèle à la surface de la sonde et y est dirigée suivant la normale à la surface de la sonde. En proche paroi les champs de vitesses sont caractérisés par de forts gradients et l'écoulement moyen peut être estimé à partir d'une moyenne temporelle des différents champs de vitesse obtenus au cours d'un même essai en utilisant la relation suivante :

(Eq 3. 17)

$$< V > (x, y, t) = \frac{\sum_{-t} V(x, y, t)}{n_t}$$

Où n_t représente le nombre de champs de vitesse dans la fenêtre temporelle choisie. Pour cette étude, la fenêtre temporelle est choisie comme étant le temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi (~1ms) et les champs de vitesses sont pris sur la fenêtre spatiale devant la sonde et qui a été représentée sur la figure précédente (Eq 3. 16). L'évolution du profil de vitesse de la composante tangentielle à la surface de la sonde en fonction de la distance à la paroi est donnée sur la figure suivante (Eq 3. 18):



Eq 3. 18: Profils moyens de vitesse de l'écoulement en proche paroi lors de l'interaction latéral dans la zone définie sur la figure précédente

La vitesse tangentielle de l'écoulement moyen à 180µm de la paroi est de l'ordre de 0.8m.s^{-1}. Au cours de l'interaction flamme-paroi latérale, la flamme se propage le long de l'obstacle et la composante normale des vitesses de l'écoulement reste faible dans les gaz frais comme dans le front de flamme. La composante normale calculée dans l'écoulement moyen correspond à l'expansion des gaz brûlés derrière le front de flamme. La taille caractéristique de la couche limite thermique est considérée comme constante pendant le coincement. Le taux d'étirement tangentiel lié au gradient de vitesse dans les gaz frais est estimé dans la zone de coincement :

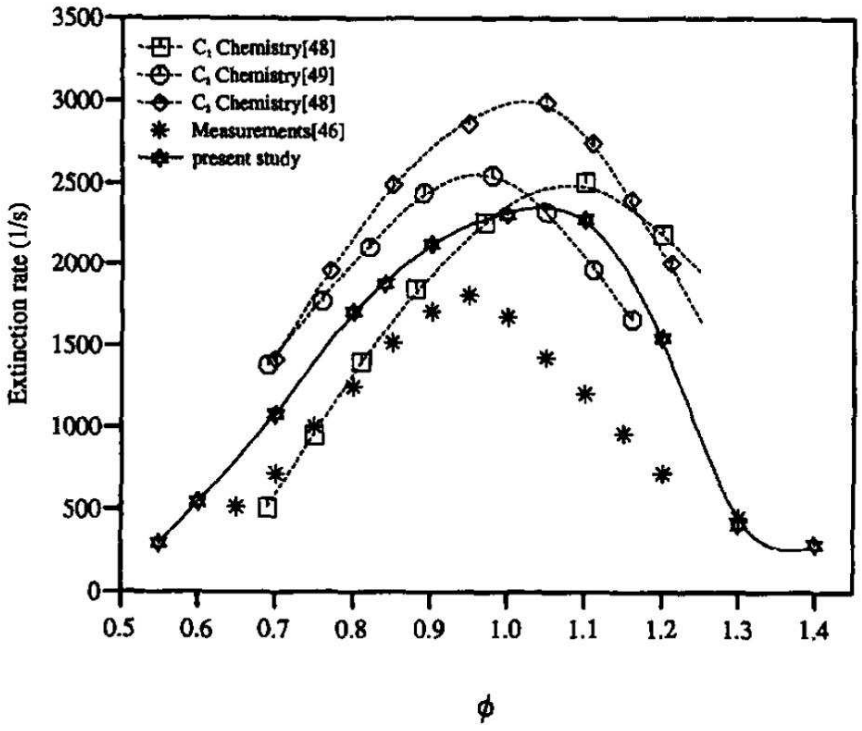
(Eq 3. 19)

$$\kappa_S = \nabla_t . \vec{V}_r . \vec{n}$$

$\vec{V}_r$ est la vitesse des gaz frais associée au contour de flamme, t est le vecteur tangent et n est le vecteur normal au front de flamme. Pour ces expériences le taux d'étirement κ_S est de l'ordre de 1900s^{-1}. Le taux d'étirement total de la flamme est défini à partir de la relation :

(Eq 3. 20) $$\kappa = \kappa_S + \kappa_C$$

Où κ_C représente l'étirement de courbure du front de flamme. Dans la zone de coincement, l'étirement de courbure $2S_u/R$ est inférieur à 32s^{-1} [1] ce qui est négligeable devant l'étirement tangentiel. Le taux d'étirement total de la flamme est de l'ordre de 2000s^{-1} dans le cas du coincement latéral. La figure suivante donne le taux d'étirement nécessaire pour provoquer l'extinction d'une flamme plane en fonction de la richesse du mélange [101]. Ces valeurs sont issues de la littérature et résultent de la comparaison de la simulation numérique avec l'expérimentale.

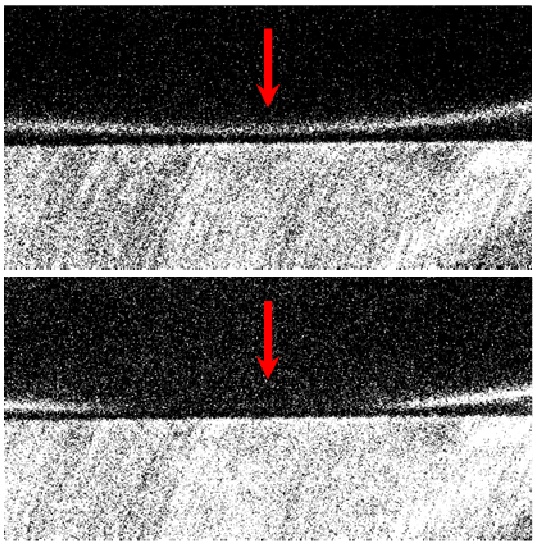


Eq 3. 21: Taux d'étirement provoquant l'extinction pour une flamme plane et pour différentes richesses [101]

Les évaluations montrent que l'étirement tangentiel a un impact sur les mécanismes de coincement en interaction latérale. Le coincement latéral est dû aux effets conjugués des pertes thermiques et de l'étirement de la flamme. Ce résultat explique que la distance de coincement mesurée est plus importante en interaction latérale qu'en interaction frontale dans les mêmes conditions thermodynamiques.

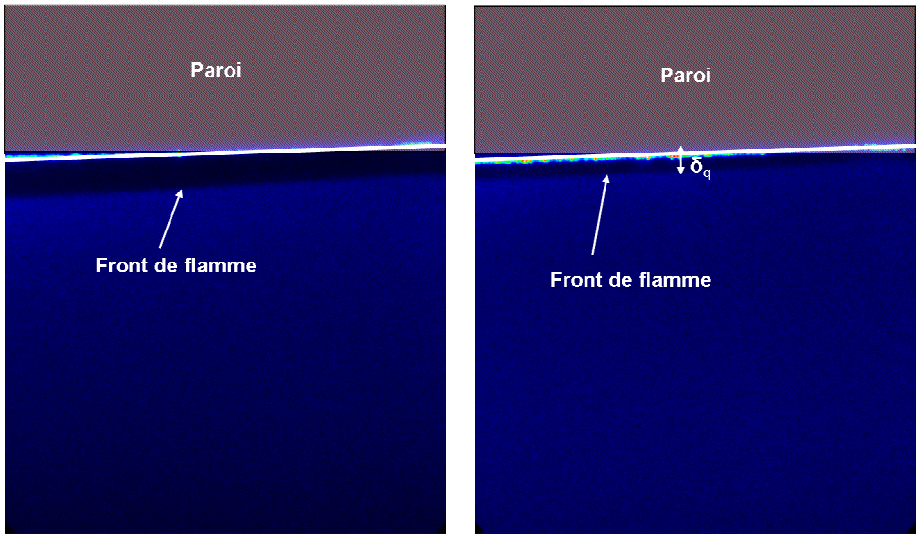
Coincement Frontal (HOQ)

Dans le cas de l'interaction frontale, l'écoulement moyen est dirigé vers la paroi et la composante de vitesse parallèle à la surface de la sonde est négligeable. Dans cette configuration la flamme n'est quasiment pas étirée et le phénomène de coincement est principalement dû aux pertes thermiques. Quelques illustrations du coincement frontal sont proposées ici :



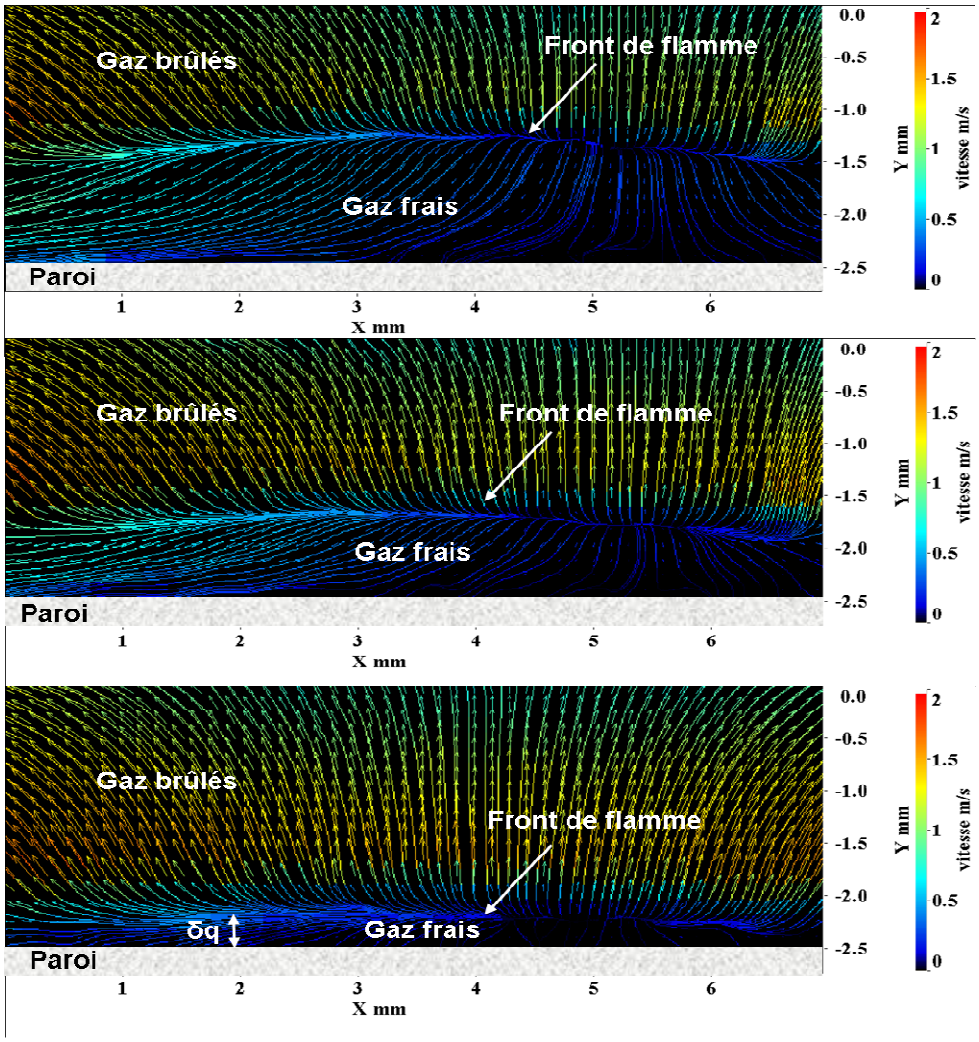
Eq 3. 22: Coincement frontal, chimiluminescence CH_4-air Φ=1 (15µm/pixel)

La figure suivante (Eq 3. 23) permet de visualiser l'interaction frontale en P.L.I.F :



Eq 3. 23: Interaction frontal, P.L.I.F CH4-air Φ=1 (15µm/pixel)

Enfin la figure suivante (Eq 3. 24) donne les champs de vitesse lors de l'interaction frontale de la flamme avec la paroi.



Eq 3. 24: Champ de vitesse de l'écoulement dans le cas du coincement frontal (CH4-air Φ=1/Pi=0.26MPa)

Ces différentes illustrations de l'interaction frontale entre la flamme et la paroi confirment le fait que l'étirement de flamme peut être négligé. Par ailleurs on voit que la géométrie d'interaction est plan-plan. Ce résultat sera utilisé afin de modéliser l'interaction de la flamme avec la sonde d'ionisation dans la suite du chapitre.

3.4 Lien entre la distance de coincement et le courant d'ionisation : Modèle Théorique

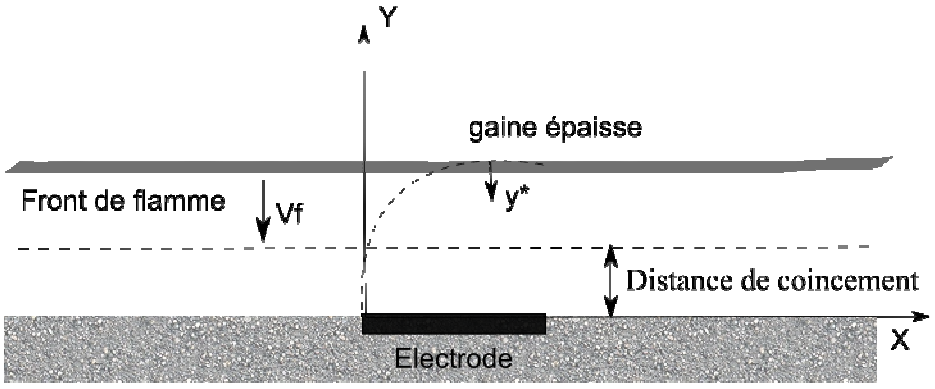
3.4.1 Modèle théorique

L'objectif de ce paragraphe est de proposer un modèle simple permettant de relier la distance de coincement au courant d'ionisation. Le temps caractéristique du phénomène de coincement de flamme est de l'ordre de 100µs [8] alors que le temps d'enregistrement de la caractéristique courant-tension est ici de 50µs. Par ailleurs lors du coincement le front de flamme est stationnaire dans la direction de l'électrode de mesure. La flamme qui contient des espèces chargées constitue un bon conducteur tout comme l'électrode de mesure, le système flamme-

électrode se comporte donc comme un condensateur imparfait (i.e. avec résistance de fuite) composé de deux plaques planes parallèles (Eq 3. 23) où la couche de coincement joue le rôle de diélectrique [46]. Pendant le coincement de la flamme, la distance entre les deux plaques du condensateur est fixe, la capacité est donc elle aussi constante. Au vue de la fréquence d'excitation (f~10kHz) le courant mesuré est essentiellement dû au courant de conduction entre la flamme et la sonde à travers la couche de coincement ce qui correspond au régime de convection dans la « gaine ». Une évaluation du temps caractéristique de formation de la « gaine » a montré que celle-ci se forme bien plus vite que les temps de mesure de la caractéristique courant-tension et du coincement de flamme.

Coincement Frontal

Dans le cas du coincement frontal, la flamme se propage en direction de la paroi, et l'écoulement tangentiel à la surface de la sonde de mesure est négligeable. La figure suivante propose un schéma simplifié de l'interaction flamme-paroi en interaction frontale :



Eq 3. 25: Schéma simplifié de l'interaction flamme-sonde en coincement frontal

La flamme arrête de se propager en direction de la paroi lorsqu'elle arrive à la distance minimale δq qui correspond à la distance de coincement. Lors du coincement, le courant mesuré par la sonde polarisée négativement est essentiellement dû aux mouvements des charges positives de la flamme vers la surface de l'électrode de mesure. Les électrons sont repoussés du voisinage de l'électrode de mesure dès que la tension devient suffisamment importante pour vérifier la condition : $U_{bias} >> \frac{kT_e}{e}$

Les estimations montrent que dans nos conditions l'amplitude de la tension appliquée est suffisamment importante (U_{bias}>0.17V) pour que la densité électronique devienne rapidement nulle dans la zone de coincement.

Dans ces conditions, la densité de courant mesurée par la sonde est donnée par la relation :

(Eq 3. 26) $$j = j_i + j_e \approx j_i = e \cdot n_i \cdot \mu_i \cdot E$$

La distribution spatiale du champ électrique entre deux plaques planes, l'une constituée par la flamme et l'autre par l'électrode de mesure, est donnée par l'équation de Poisson et peut s'écrire sous la forme suivante :

(Eq 3. 27)

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e \cdot (n_i - n_e)}{\varepsilon_o} \approx \frac{e \cdot n_i}{\varepsilon_o} = \frac{j}{\mu_i \cdot \varepsilon_o \cdot E}$$

En prenant comme conditions aux limites que le champ électrique et le potentiel électrique sont nuls à la frontière entre la couche de coincement et le plasma (E=0 ; V=0), on retrouve pour une configuration plane, l'équation générale de mouvement des charges d'espaces dominée par la mobilité :

(Eq 3. 28)

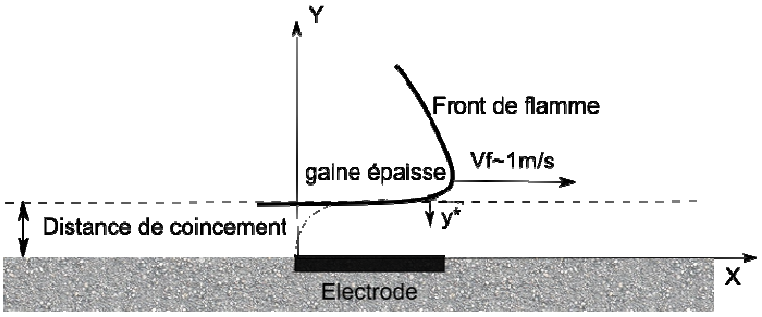
$$j = \frac{9}{8} \frac{\mu_i \varepsilon_0 (U_f - U_{cathode})^2}{\delta_q^3}$$

Ici U_f représente le potentiel de la flamme et $U_{cathode}$ le potentiel de la cathode.

On peut conclure que l'évolution de la caractéristique courant-tension en fonction de la tension appliqué $U_{bias} \sim U_f - U_{cathode}$ donne une évaluation de la distance de coincement de flamme.

Coincement Latéral

Dans le cas du coincement latéral, le régime d'interaction entre la flamme et la sonde est similaire au cas étudié par Clements & Smy et De Boer & Johnson [102]. Un schéma simplifié de l'interaction entre la flamme et la sonde dans le cas du régime d'interaction latéral est proposé sur la figure suivante :



Eq 3. 29: Représentation simplifiée de l'interaction latérale entre une flamme et une sonde d'ionisation

Sur cette figure, la flamme se propage le long de l'obstacle avec une vitesse relative $V \sim 1 m.s^{-1}$ à la distance de coincement δq de la surface de la sonde. Dans la couche de coincement la vitesse des gaz frais est très faible. On utilise les données du tableau suivant pour faire une évaluation de l'ensemble des paramètres caractéristiques du modèle d'interaction plasma-sonde décrit au chapitre 1 de cette thèse :

Paramètres expérimentaux	Valeurs
Vitesse de flamme	$1 m.s^{-1}$
Densité d'ions	$1.62.10^{16} m^{-3}$
Taille caractéristique de la sonde	$2.10^{-3} m$
Mobilité	$3.10^{-4} m^2 V^{-1} s^{-1}$
Température des ions	1500-2500K
Longueur de Debye	$2.10^{-5} m$

Paramètres adimensionnés	Valeurs
$\alpha = \frac{h_e}{L}$	$\sim 10^{-2}$
Nombre de Reynolds	~250
Potentiel normalisé	~40-80
$R_E \alpha^2 \chi^2$	~40-160
$R_E \alpha^2$	10^{-2}

Tab 3. 2: Données expérimentales et estimations des paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-sonde en régime latéral

L'évaluation des différents termes proposés dans le tableau précédent (Tab 3. 2) montre que l'on peut modéliser la « gaine » par un régime de convection des charges (Eq1.68). On peut donc appliquer le modèle du courant limité par la charge d'espace comme dans le cas de l'interaction frontale (Eq 3. 28).

Lors de l'interaction flamme-paroi l'évolution du courant est principalement liée au terme conductif calculé à partir de la relation précédente (Eq 3. 28). Pour s'affranchir de l'ensemble des autres termes (notamment capacitifs) qui peuvent induire un offset sur le courant mesuré, il est préférable de travailler sur la dérivée du courant.

Il est important de noter que le choix de la valeur de la mobilité est un point difficile pour exprimer la densité de courant en fonction de la distance de coincement.

Pour notre étude nous avons choisi de calculer la mobilité à partir de la relation évoquée au chapitre 1 (Eq1.59).

En accord avec les résultats issus de l'étude bibliographique sur la chimie des ions dans la flamme pour un mélange de méthane-air, nous calculerons la mobilité des différentes espèces majoritaires contenues dans le front de flamme. Par ailleurs pour le calcul de la mobilité il convient de tenir compte des effets de compression et de refroidissement des espèces chargées dans la zone de coincement. Pour le calcul de la mobilité, la température des ions sera prise comme étant la valeur moyenne entre la température des gaz en proche paroi et la température de la flamme [86], [6].

3.4.2 Influences des hypothèses du modèle sur l'estimation de la distance de coincement

Dans le paragraphe qui suit nous allons discuter quelques hypothèses nécessaires afin d'utiliser le modèle théorique proposé.

Ions Majoritaires

Comme nous l'avons évoqué dans l'étude bibliographique sur la chimie des ions dans la flamme, les ions H_3O^+, $C_2H_3O^+$ et CH_3^+ sont les ions positifs majoritaires dans nos conditions. Il est nécessaire de comparer l'influence du choix de l'ion majoritaire sur la valeur de la mobilité calculée à partir de la relation précédente. Une étude récente [104] a montrée que la valeur de la mobilité

de l'ion H_3O^+ est environ 30% inférieure à celle calculée pour l'ion $C_2H_3O^+$. On reporte cet écart dans la relation qui lie la densité de courant à la distance de coincement via la mobilité des espèces chargées.

Pour une valeur de densité de courant donnée le fait de modifier la valeur de la mobilité de 30% induit un écart de 10% sur la distance de coincement. Le choix de l'ion majoritaire introduit une incertitude d'environ 10% sur l'estimation de la distance de coincement ce qui est compatible avec un calcul au premier ordre.

Les mobilités des différents ions majoritaires sont du même ordre de grandeur. D'autre part la mobilité calculée ne peut être dans le meilleur des cas une estimation de la mobilité moyenne des ions. On prendra donc une mobilité moyenne calculée avec les différents ions majoritaires.

Expression de la mobilité

Un calcul complet des différents paramètres ioniques de la flamme est proposé dans ce paragraphe. L'objectif est de valider un certain nombre d'hypothèses notamment sur l'effet de la polarisabilité des atomes neutres pour le calcul de la mobilité.

On suppose les conditions d'interaction suivantes:

Mélange	Méthane-air ou Propane-air
Température et pression initiales : T_0 / P_0	300K / 0.1MPa
Température et pression d'interaction : T_i/ P_i	550K/ 0.24MPa (Zone de coincement) 1800K/ 0.24Mpa (flamme)
Distance de coincement :	75 – 100µm
Géométrie d'interaction	Plan-plan
Tension appliquée	-15V

Tab 3. 3: Paramètres de l'interaction

Dans la couche de coincement on fait appel ici à une température intermédiaire proposée par [Von Karman & Millan, 1952] pour séparer la zone de préchauffage de la zone réactive. La température des gaz dans la couche de coincement est prise comme une moyenne entre la température de paroi et la température d'allumage T_{ig}, qui est de l'ordre de 850K pour un mélange méthane-air stœchiométrique. Pour la température de flamme on prend la température moyenne entre la température d'allumage T_{ig} et la température adiabatique de flamme T_{ad}.

La masse ionique « moyenne » est de l'ordre de :

$$A \approx 50 \text{u.m.a}$$
$$M_i = 1.66.10^{-24} * 50 = 8.3.10^{-23} \text{g}$$

La densité de neutres à une pression de 2.4 bars et pour une température de 550k est de $N=3.2.10^{19}$ cm^{-3}. Pour la même pression et une température de 1800K, elle est de $9.8.10^{18} cm^{-3}$. La densité ionique contenue dans la flamme est prise égale à $n_0 \sim n_i \sim n_e \sim 10^9$ cm^{-3} [22].

On calcule alors l'effet de la polarisabilité sur la section efficace de collision entre les espèces chargées et les atomes neutres.

Une partie des grandeurs utilisées ici ont été démontrées au chapitre 1 en unité S.I. Dans un souci de simplification de l'écriture, on travaille ici dans le système d'unité CGS, qui correspond aux unités atomiques.

On considère un ion de charge unitaire à la distance r d'une molécule de polarisabilité α, l'énergie de leur interaction (Eq1.55) devient en unité CGS: $U(r) = e\varphi(r) = \frac{-\alpha e^2}{2r^4}$

Le système ion-molécule est affecté par l'interaction dipôle si l'énergie de l'attraction $U(\rho_0)$ est du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique du mouvement relatif du « projectile » et de la « cible » $\varepsilon' : U(\rho_0) = \varepsilon'$ où ρ_0 représente la distance minimale entre l'ion et la molécule : $\varepsilon' \approx \frac{\alpha e^2}{2\rho_0^4}$

La section de transport donnée par le calcul exact [120] est : $\sigma_{tr} = 2\sqrt{2}.\pi a_0^2 \sqrt{(\alpha/a_0^3).I_H/\varepsilon'}$

Avec :

- $a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e^2} = 0.529.10^{-8}\,\text{cm}$ - Le rayon de l'orbite de Bohr
- $\pi a_0^2 = 0.88.10^{-16}\,\text{cm}^2$ - L'aire de l'orbite de Bohr
- $I_H = e^2/2a_0 = 13.6\text{eV}$ - Le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène

On en déduit :

Polarisabilité réduite de l'azote	$\alpha/a_0^3 = 11.8$
Energie cinétique du mouvement relatif à 300K	$\varepsilon' = \frac{3}{2}kT \approx 0.039\text{eV}$
Section efficace de collision de transport	$\sigma_{tr} = 2\sqrt{2}.0.88.10^{-16}\sqrt{11.8.(13.6/0.039)} = 1.6.10^{-14}\,\text{cm}^2$
« taille » d'un ion $C_2H_3O^+$	~430 pm
« taille » d'une molécule d'azote	~145pm
Section de collision élastique	$\sigma_{el} \approx \pi((430+145)/2)^2 = 0.26.10^{-14}\,\text{cm}^2$

Tab 3. 4: Section de collisions

On peut alors en déduire les caractéristiques des ions se déplaçant dans la zone de coincement sous l'effet du champ électrique E. Dans la zone de coincement on considère une température T_i=550K et une pression P_i=0.24MPa, ce qui correspond à la pression moyenne d'interaction entre

la flamme et la sonde d'ionisation positionnée en paroi de la chambre parallélépipédique avec une pression initiale de mélange P_0=0.1MPa.

Section de collisions ioniques de transport	$\sigma_{tr} \approx 1.6.10^{-14}\,cm^2$
Libre parcours moyen ionique	$\lambda_i = 1/N\sigma_{tr} \approx 2.10^{-6}\,cm$
Vitesse thermique relative des ions par rapport aux neutres	$\overline{u}_i \cong 1.45.10^4\sqrt{T/A'} \approx 8.10^4\,cm.s^{-1}$
	$A' = A_i A/(A_i + A) \cong 17.95$
Fréquence de collisions ioniques	$\nu_i = \overline{u}_i N\sigma_{tr} \approx 4.10^{10}\,s^{-1}$
Mobilité ionique	$\mu_i \cong\approx 2cm^2V^{-1}s^{-1}$
Vitesse de dérive ionique (Ubias=-15V)	$u_{di} = \mu_i \frac{U_{bias}}{\delta_q} \approx 375cm.s^{-1}$
Temps de parcours des ions dans la zone de coincement	$t_d \approx \frac{\delta}{u_d} \approx 27\mu s$
Fréquence plasma ionique	$\omega_i = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 M_i}} \approx 5.9.10^6\,s^{-1}$

Tab 3. 5: Propriétés des ions dans la zone de coincement (P_i=0.24MPa/T_i=550K)

Le calcul donne une expression de la mobilité en tenant compte de la polarisabilité des atomes neutres. L'écart obtenu sur la mobilité par rapport à l'expression simplifiée (Eq1.59) est inférieure à 20%.

On fait un calcul similaire pour vérifier que l'expression simplifiée reste une bonne approximation de la mobilité pour des conditions de pression plus élevées. Le calcul est réalisé pour une pression d'interaction P_i=1MPa et une température T_i=550K. On calcul par exemple ici la mobilité de l'ion $C_2H_3O^+$. Des travaux expérimentaux [106] ont montrés que l'ion $C_2H_3O^+$ a la même structure que $[CH_2=C=OH]^+$. La taille de l'ion C_2H_3O+ est de l'ordre de 427pm et la taille de N_2 est de 145pm. La section efficace de collision élastique reste donc : $\sigma_{el} \approx \pi((430+145)/2)^2 = 0.26.10^{-14}\,cm^2$

La masse relative est : $\overline{M} = \frac{M_{ion}.M_{N2}}{M_{ion}+M_{N2}} \approx 3.32.10^{-23}\,g$

La polarisabilité de N_2 : $\alpha N_2 = 1.7.10^{-24}\,cm^3$

La vitesse relative thermique dans ces conditions est : $\overline{u}_i \approx 7.6.10^4\,cm.s^{-1}$

La section efficace de collision en tenant compte de l'effet de polarisabilité devient : $\sigma_{tr} \approx 2.73.10^{-14}\,cm^2$

De la même façon pour ces conditions de température et de pression, la densité de neutre devient : $N' \approx 2.85.10^{20}\,cm^{-3}$

Finalement la mobilité ionique dans la zone de coincement pour une température de 550K et une pression P_i=1MPa est :

$$\mu = \frac{e}{M\upsilon} = \frac{e}{MN'\sigma_{tr}\upsilon} \approx 0.52 cm^2 V^{-1} s^{-1} \text{ soit } \mu = 5.2*10^{-5}\, m^2 V^{-1} s^{-1}$$

Avec l'expression simplifiée (Eq1.55) on a: $\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} (\frac{P}{P_0}) \approx 4.11.10^{-5}\, m^2 V^{-1} s^{-1}$

La différence est de moins de 20% entre les deux valeurs de mobilité. L'expression de la mobilité donnée précédemment (Eq1.55) constitue donc une bonne approximation de la mobilité dans nos conditions. La prise en compte de l'effet de polarisabilité des atomes neutres pour le calcul de la mobilité n'est pas nécessaire. Un écart d'environ 30% sur la valeur de la mobilité affecte de moins de 10% l'estimation de la distance de coincement. Dans les deux estimations effectuées ici l'écart est de moins de 20% entre la mobilité calculée en tenant compte des effets de polarisabilités des atomes neutres et lorsqu'on n'en tient pas compte.

Pour la suite de l'étude, la mobilité sera calculée à partir de l'expression :

(Eq 3. 30)
$$\mu_i(T_i, P_i) = \mu_0 \sqrt{\frac{T_i}{T_0}} \frac{P_0}{P_i}$$

Où μ_0 est la mobilité de l'atome i calculé pour la pression et la température de référence P_0=0.1MPa et T_0=300K.

La formulation analytique de la densité de courant lors de l'interaction flamme-sonde dépend de la distance de coincement, de la pression et de la température d'interaction. Pour l'ensemble des essais réalisés au cours de cette étude un capteur de pression dynamique a été utilisé afin d'enregistrer l'évolution de la pression pendant la combustion. La pression d'interaction est donc un paramètre connu mais il reste deux inconnues à estimer à savoir la distance de coincement et la température d'interaction. La distance de coincement étant le paramètre à mesurer il convient d'évaluer la température d'interaction. Ce point est l'objet du paragraphe suivant.

Choix de la température

Globalement dans la suite de l'étude la température des ions est prise égale à la valeur moyenne entre la température des gaz frais après compression isentropique et la température adiabatique de flamme. Une autre possibilité consiste à calculer la température de flamme non adiabatique à partir des mesures expérimentales de flux thermique pariétal. La température de flamme non adiabatique peut être calculée par la relation :

(Eq 3. 31)
$$T_f = T_f^a - \frac{q_{loss}}{\rho_u S \langle T_f \rangle C_p}$$

Où T_f^a est la température de flamme adiabatique, ql_{oss} est le flux thermique pariétal, ρ_u est la densité des gaz frais, $S\langle T_f \rangle$ est la vitesse de flamme non perturbée et C_p est la chaleur massique. Les valeurs de mobilité calculées en tenant compte de la température de flamme adiabatique et non adiabatique montrent un écart d'environ 7%. On en déduit que le choix du modèle de température affecte peu l'estimation de la distance de coincement au premier ordre. Par soucis de simplification, on prendra la valeur de la température de flamme adiabatique.

3.4.3 Analyse de la caractéristique courant-tension lors du coincement de la flamme

Il a été indiqué précédemment que la densité de courant mesurée par la sonde d'ionisation est une fonction du mouvement des charges d'espaces à l'intérieur de la couche de coincement sous l'effet du champ électrique appliqué. Pour des faibles tensions de polarisation, la frontière de gaine reste proche de la zone de réaction chimique du front de flamme où la densité de charge est relativement faible (gaz faiblement ionisé). Pour notre modèle, la concentration ionique dans le front réactif de la flamme est supposée constante pendant l'interaction. Le profil de répartition des charges d'espaces dépend quant à lui du champ électrique et donc de la tension d'excitation appliquée à la sonde. Dans cette configuration le courant mesuré par la sonde est directement lié au flux des charges à travers la couche de coincement. Dans le cas de l'interaction latérale la vitesse du front de flamme en direction de la sonde est négligeable pendant l'interaction flamme-paroi (Eq 3. 18). Dans le cas de l'interaction frontale, les études réalisées en PIV que nous détaillerons dans la suite de l'étude montrent que sous l'effet des pertes thermiques la vitesse de flamme devient très faible au moment du coincement ie $V_f<0.1 m.s^{-1}$.

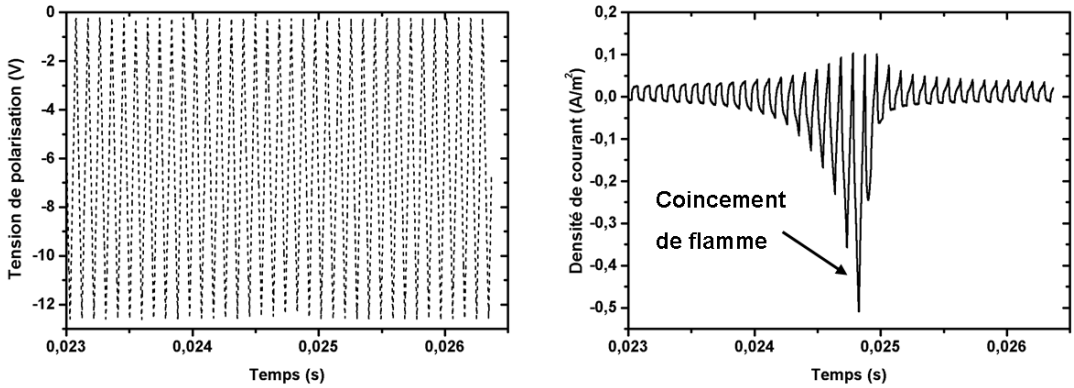
	Ions		**Electrons**
Fréquence de plasma	$5.9.10^6 s^{-1}$		$1.8.10^9 s^{-1}$
Fréquence de collisions	$4.10^{10} s^{-1}$		7.10^{12}
Libre Parcours moyen	2.10^{-6}cm		$3.6.10^{-6}$cm
Rayons de Debye		5.10^{-3}cm	
Distance de coincement		0.1cm	
Vitesse thermique	$8.10^4 cm.s^{-1}$		$2.6.10^7 cm.s^{-1}$
Vitesse de dérive sous effet de champ électrique	$375 cm.s^{-1}$		$7.5.10^5 cm.s^{-1}$
Fréquence de la tension de polarisation		$10^4 s^{-1}$	
Vitesse du front de flamme		$0\text{-}10 cm.s^{-1}$	

Tab 3. 6: Paramètre d'interaction flamme-sonde

La distance de coincement de flamme dans ces conditions de pression et de température est de l'ordre de 100µm pour le coincement frontal [1]. On cherche à déterminer la position du front de flamme prés de la paroi lors du phénomène de coincement alors que la vitesse de la flamme lors de

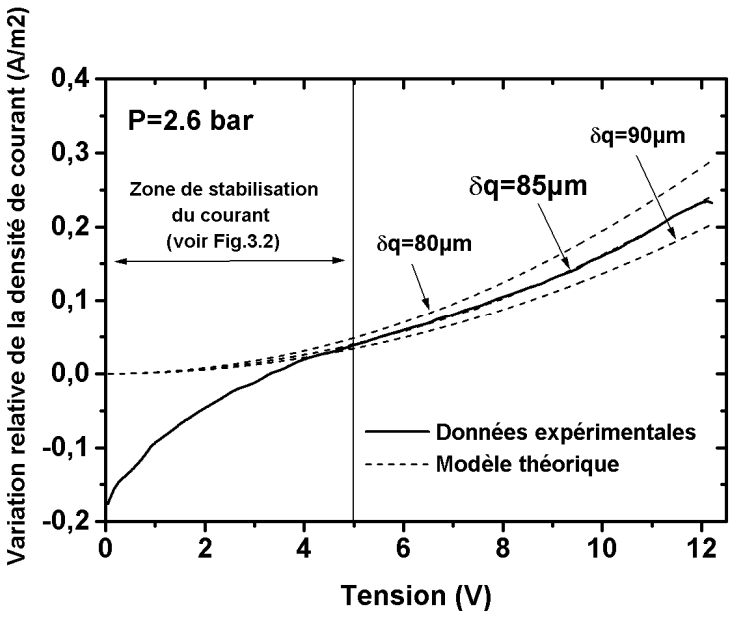
l'interaction devient très petite (V_f~0.05m.s^{-1}). On a donc un temps caractéristique pour le phénomène de coincement qui est de l'ordre de quelques centaines de microsecondes.

L'estimation du temps caractéristique de stabilisation de la mesure de courant est de l'ordre de 20µs. On voit qu'en utilisant une fréquence d'excitation de 10kHz, la flamme peut être considérée comme stationnaire pendant la mesure de la caractéristique courant-tension. Par ailleurs avec cette fréquence de travail il est possible de scanner avec une bonne précision l'instant du coincement de flamme.



Eq 3. 32: Signal brut de courant d'ionisation lors de l'interaction flamme-paroi, f=10kHz

La figure suivante (Eq 3. 33) montre une caractéristique courant-tension mesurée à l'instant du coincement pour une pression de 0.26MPa, une température de gaz frais de 380K après compression isentropique et une tension de polarisation triangulaire de fréquence 10kHz et d'amplitude -12V avec un offset de -6V. Cette tension d'excitation permet de tracer la réponse en courant sur une plage de tension comprise entre 0V et -12V comme le montre la caractéristique ci-dessous :



Eq 3. 33: Variation relative de la densité de courant pour un mélange stœchiométrique de méthane-air à l'instant du coincement (Pi=0.26MPa)

La formulation analytique de la densité de courant proposée précédemment (Eq 3. 28) permet de déterminer les variations relatives de la densité de courant en fonction de la tension de polarisation U et de la distance de coincement de flamme δ_q. Le fait de travailler sur la dérivée de la densité de courant permet de supprimer toutes les valeurs d'offsets existantes et qui sont notamment liées à la présence de couplages capacitifs. En faisant varier la valeur de distance de coincement dans la formulation analytique et en comparant la densité de courant ainsi calculée avec la densité de courant mesurée expérimentalement on peut déterminer la distance de coincement de flamme. La figure précédente montre une bonne sensibilité de la variation relative de courant à la distance de coincement.

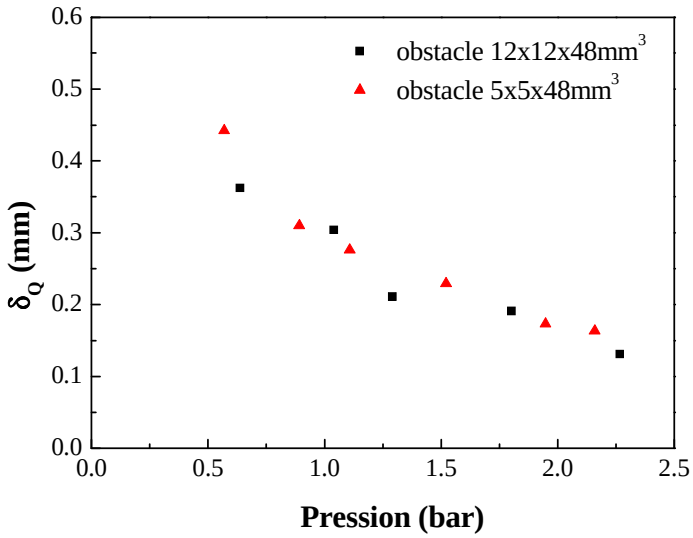
3.5 Résultats expérimentaux et discussion

Afin de valider les résultats obtenus par sondes électrostatiques, des mesures simultanées de distance de coincement de flamme par visualisation directe et par sonde d'ionisation ont été réalisées. Ces comparaisons ont été effectuées pour les deux configurations d'interaction à savoir frontale et latérale et pour des mélanges stœchiométriques de méthane-air et de propane-air.

3.5.1 Couplage des mesures par sonde d'ionisation et par méthodes optiques

La méthode de mesure de la distance de coincement de flamme par visualisation directe a été développée précédemment dans la thèse de doctorat de J.Sotton [8] et a fait l'objet d'un article [74]. Dans cette partie nous reprendrons la même méthode d'analyse. Globalement il a été montré que le fait de réaliser la visualisation du phénomène de coincement de flamme sur un obstacle et non sur la paroi améliore la précision de la mesure. La figure suivante issue de la thèse de J.Sotton

[8] met en évidence que la distance de coincement ne varie pas en fonction de la section de l'obstacle, 5*5mm ou 12*12mm. Ces essais ont été réalisés pour un coincement latéral :



Eq 3. 34: Comparaison de la distance de coincement latéral mésurée sur deux obstacles de tailles différentes pour un mélange CH_4-air [8]

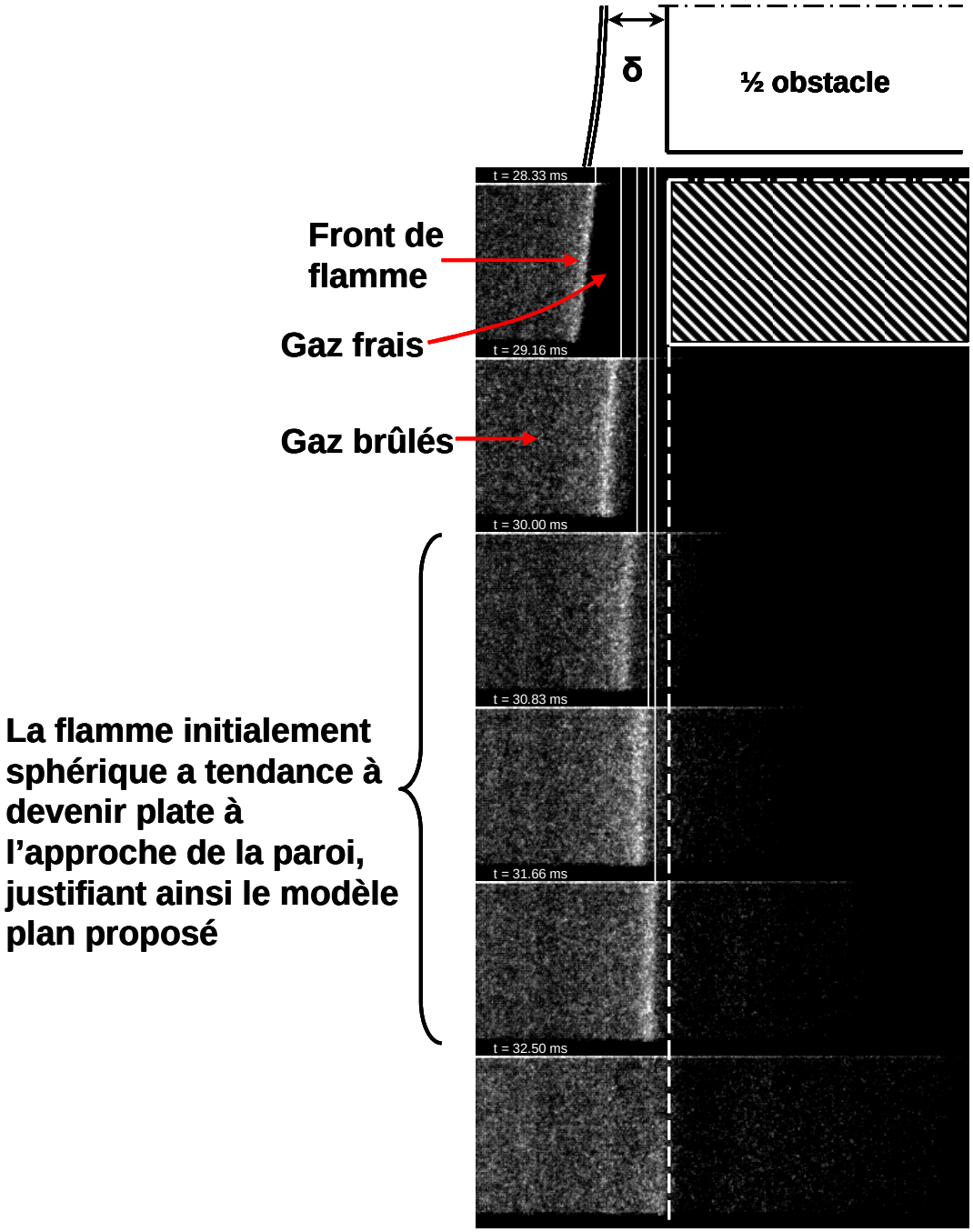
Ces travaux ont permis de conclure que la distance de coincement est indépendante de la taille de la paroi considérée, à condition que sa dimension soit supérieure ou égale à 5*5mm. Ainsi on peut travailler indépendamment sur la surface de la paroi de la chambre ou bien sur un obstacle positionné au centre de la chambre.

Par ailleurs les mesures de flux réalisées par B.Boust [1] ont permis de vérifier que l'obstacle constitue bien un plan d'échelle du phénomène et que le flux thermique mesuré est indépendant de la taille de la paroi utilisée.

De la même façon dans notre étude le courant d'ionisation n'est pas affecté par la taille de la paroi dans laquelle est positionnée la sonde d'ionisation. L'étude du phénomène de coincement peut être effectuée sur un obstacle ce qui favorise la qualité des images de visualisation.

La caméra rapide (PHOTRON APX-RS 3000) couplée à l'intensificateur (HAMAMATSU C9548) permet de suivre l'évolution de l'interaction flamme-paroi à une cadence de 20kHz. Pour assurer cette cadence d'acquisition seule la surface de la sonde est visualisée sur une fenêtre de 256*368 pixels avec une résolution optique de 18µm/pixel ce qui représente un champ de 4.6*6.6mm.

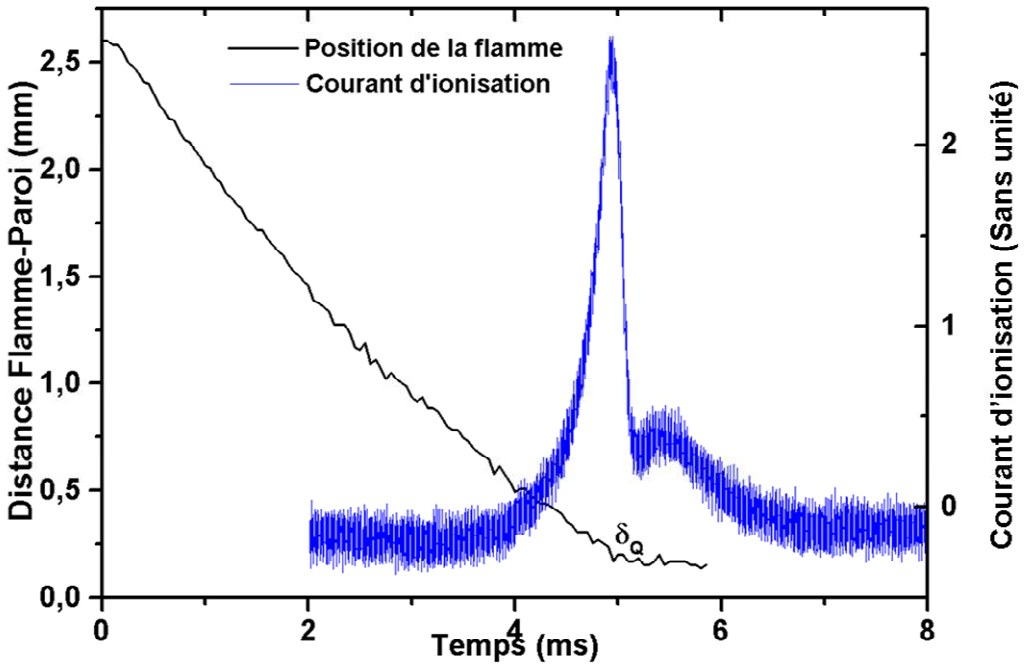
Un exemple de suivi de l'interaction frontal est donné sur la figure suivante :



Eq 3. 35: Visualisation du coincement frontal -CH4-air Φ=0.7, P=0.23MPa [1]

La propagation de la flamme est marquée par un fort ralentissement à l'approche de la paroi. La distance entre la flamme et la paroi diminue jusqu' atteindre un minimum qui est la distance de coincement δq.

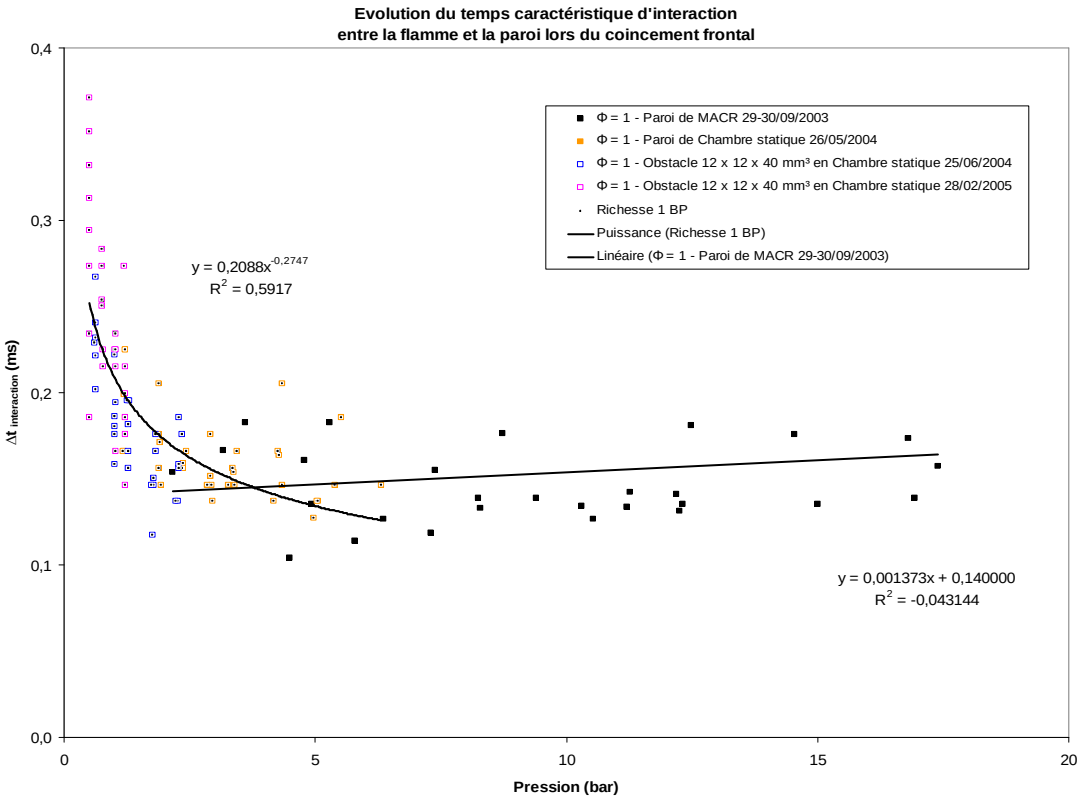
La figure suivante permet de visualiser le courant d'ionisation en tension continue enregistré simultanément avec la position de la flamme.



Eq 3. 36: Mesure simultanée du courant d'ionisation et de la distance flamme-paroi (visualisation) pour un coincement frontal CH4-Air Φ=1 et P=0.26Mpa

Pour ces comparaisons, la sonde d'ionisation est polarisée avec une tension continue négative de -22V. Le courant est ici évalué à partir de la mesure de la tension aux bornes d'une résistance de 10kΩ connectée entre l'électrode de mesure et la masse. On voit sur la figure précédente (Eq 3. 36) une bonne synchronisation entre le pic de courant mesuré par la sonde et le coincement de la flamme enregistré par la caméra. Un léger décalage peut être néanmoins observé à cause de l'échantillonnage temporel du film. La caméra fonctionne à une fréquence maximale de 20kHz. Le film est donc composé d'images prises toutes les 50µs au mieux.

Globalement le décalage temporel entre le pic de courant et l'instant où la flamme arrive à la distance de coincement est inférieure à 100µs. Il faut aussi tenir compte du temps caractéristique d'interaction flamme-paroi. Lors des études précédentes [8], [1] ce temps caractéristique a été mesuré :



Eq 3. 37: Temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi en fonction de la pression pour un mélange stœchiométrique méthane-air

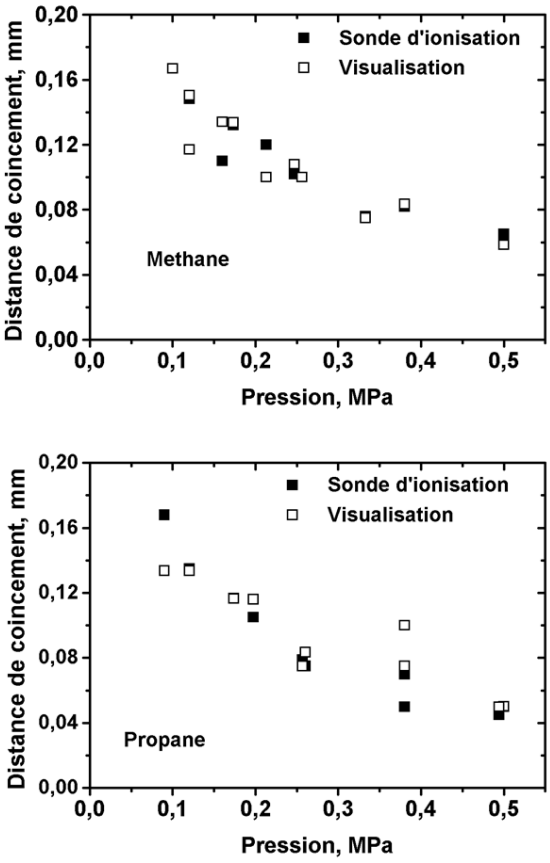
Le temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi évolue peu avec la pression au delà de 0.2MPa et reste supérieur à 100µs. On voit que le temps de stabilisation du courant est petit devant le temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi. On note donc que la distance de coincement peut être mesurée avec une assez bonne précision dans la zone située entre 70% et 100% du maximum de courant.

Un autre aspect important concerne la fréquence de polarisation en régime d'excitation variable. On voit que pour réaliser une mesure de l'interaction flamme paroi précise, la plage temporelle est de l'ordre de 100µs. Ainsi une fréquence minimale de 10kHz doit être utilisée afin de caractériser le coincement de la flamme. Lors des essais qui seront réalisés dans cette partie, la bonne synchronisation de la caractéristique courant-tension avec la plage d'interaction flamme-paroi est vérifiée à chaque essai. Pour améliorer la précision temporelle de la mesure, on doit travailler avec la fréquence d'excitation la plus élevée possible tout en respectant le domaine de validité du modèle théorique. La fréquence de travail sera comprise entre 10kHz et 20kHz afin de garantir la bonne stabilité du courant mesuré tout en ayant une bonne résolution temporelle du phénomène de coincement.

3.5.2 Résultats des mesures

La figure suivante (Eq 3. 38) permet de comparer les valeurs de distance de coincement obtenues simultanément par les deux méthodes, à savoir l'ionisation et la visualisation directe,

pour le coincement frontal et pour des mélanges stœchiométriques de méthane-air et de propane-air.



Eq 3. 38: Evolution de la distance de coincement en fonction de la pression - comparaison des résultats de la visualisation et de l'ionisation

Cette figure met en évidence la bonne corrélation qui existe entre les résultats obtenus à partir des caractéristiques courant-tension mesurées par la sonde d'ionisation et les résultats issus du traitement des visualisations directes. La pression a une influence de premier ordre sur la distance de coincement. Ce résultat est visible quelle que soit la méthode de mesure. La distance de coincement diminue avec l'augmentation de la pression. Les résultats issus de l'analyse du courant d'ionisation donnent un écart maximum de 25% avec les résultats obtenus par visualisation pour le même essai de combustion. Les incertitudes expérimentales expliquent en grande partie les différences observées entre les deux méthodes. Le premier point à discuter ici concerne la méthode par visualisation directe. Ce type de mesure présente un grand nombre de limitations et de difficultés comme cela a déjà été démontrés [8]. Dans les basses pressions les images du front de flamme présentent un mauvais contraste et la flamme reste peu lumineuse ce qui rend difficile le traitement et la mesure de la distance de coincement. D'autre part lorsque la pression augmente la distance de coincement diminue et les mesures sont alors limitées par la résolution spatiale du système optique. Ce dernier point permet notamment d'expliquer que les écarts entre les deux méthodes augmentent lorsque la pression devient plus importante. Dans le cas de la méthode de mesure par sondes d'ionisation les incertitudes sont notamment liées à la précision du modèle théorique utilisé. L'influence des hypothèses simplificatrices utilisées sur le résultat a été discutée

au paragraphe précédent. Par ailleurs la précision spatiale et temporelle de la méthode de diagnostic par sonde d'ionisation dépend de la fréquence et de l'amplitude de la tension de polarisation. En augmentant l'amplitude de la tension d'excitation et la fréquence de travail il est possible d'améliorer la précision de la mesure. Il convient toutefois de respecter les plages de validités du modèle utilisé. Avec des pressions d'interaction comprises entre 0.1MPa et 0.3MPa l'écart type sur la mesure de la distance de coincement est du même ordre de grandeur pour les deux méthodes et les deux types de mélanges, de l'ordre de 12%. Globalement les mesures par sonde d'ionisation présentent une bonne corrélation avec les résultats par visualisation directe sur l'ensemble de la gamme de pression étudiée. Pour une plage de pression comprise entre 0.1MPa et 0.5MPa, la distance de coincement diminue plus fortement pour le mélange de propane-air que pour le mélange de méthane-air ce qui est en accord avec les résultats proposés par Vosen & al [107]. Il est important de noter que le diagnostic de mesure par sonde d'ionisation a permis de mesurer la distance de coincement pour une pression supérieure à 0.5MPa ce qui n'est pas possible optiquement avec la résolution spatiale utilisée ici.

L'incertitude sur la détermination de la distance de coincement par sonde d'ionisation peut être estimée par le calcul suivant :

(Eq 3. 39)

$$\frac{\Delta\delta_q}{\delta_q} \cong \frac{1}{3}\left[\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i} + 2\frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta J}{J}\right] \approx 0.15 - 0.25$$

$$\text{Avec :}$$

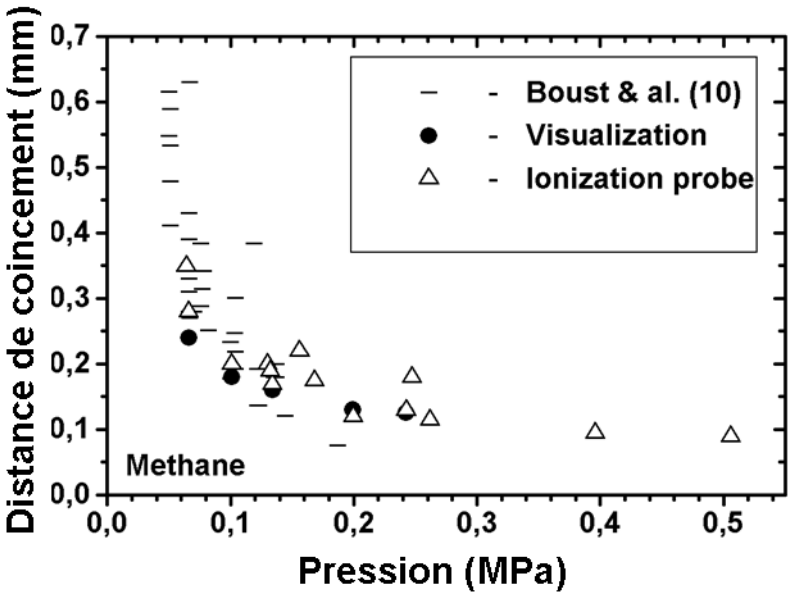
$$\frac{\Delta\mu_i}{\mu_i} \approx 0.2 - 0.3$$

$$\frac{\Delta U}{U} \approx 0.1 - 0.2$$

$$\frac{\Delta J}{J} \approx 0.05 - 0.06$$

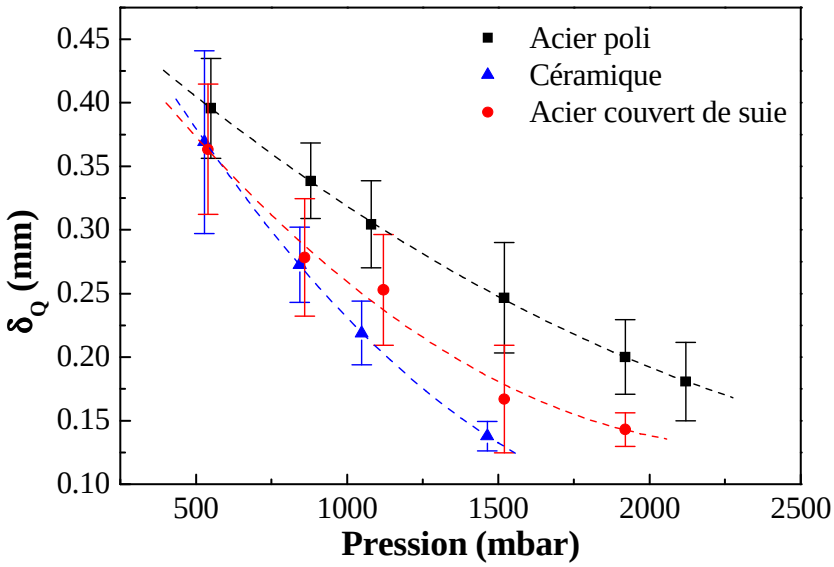
L'incertitude sur le calcul de la mobilité est de l'ordre de 20 à 30%. La chute de potentiel anodique est de l'ordre de 10% pour ces conditions de pression [26], ce qui implique que le potentiel de flamme est connu avec une précision du même ordre de grandeur, soit 10%. Enfin la précision de la mesure de la densité de courant dépend de la précision de l'électronique utilisée. Ici la précision de la mesure est estimée à 5-6%. Au final, la précision de la détermination de la distance de coincement à partir du courant d'ionisation est de l'ordre de 15% à 25%, ce qui est acceptable au premier ordre.

L'évolution de la distance de coincement en fonction de la pression d'interaction obtenue avec le diagnostic par sonde d'ionisation a été comparée avec les résultats obtenus précédemment dans l'étude de B.Boust [1]. Les conditions expérimentales sont restées similaires entre les deux études ce qui permet cette comparaison (Eq 3. 40):



Eq 3. 40: Comparaison des résultats obtenus par sonde d'ionisation avec les données issues d'études précédentes CH_4-air Φ=1

Ces résultats présentés sur la figure précédente (Eq 3. 40) sont en accord, ce qui permet de valider le fonctionnement du diagnostic par sonde pour un domaine de pression allant jusqu'à 0.3MPa. Les écarts qui existent entre les deux séries de mesures s'expliquent en partie par le fait que la combustion n'est pas parfaitement reproductible. D'un essai à l'autre le profil de la flamme peut présenter des variations et les écarts sur la reproductibilité du phénomène de coincement peuvent induire des incertitudes sur la valeur de la distance de coincement mesurée pour une pression donnée. Un point intéressant concerne le fait qu'il n'y avait pas de sonde d'ionisation en paroi lors des essais réalisés par B.Boust. La bonne corrélation entre les deux séries de mesure indique que la sonde d'ionisation n'affecte pas le phénomène de coincement. La distance de coincement ne varie pas en fonction de la présence ou non d'une sonde d'ionisation sur la paroi de la chambre de combustion. Pourtant dans une étude proposée par J.Sotton [108] il a été démontré que la distance de coincement de flamme est affectée par le matériau qui constitue la paroi sur laquelle la flamme vient interagir.

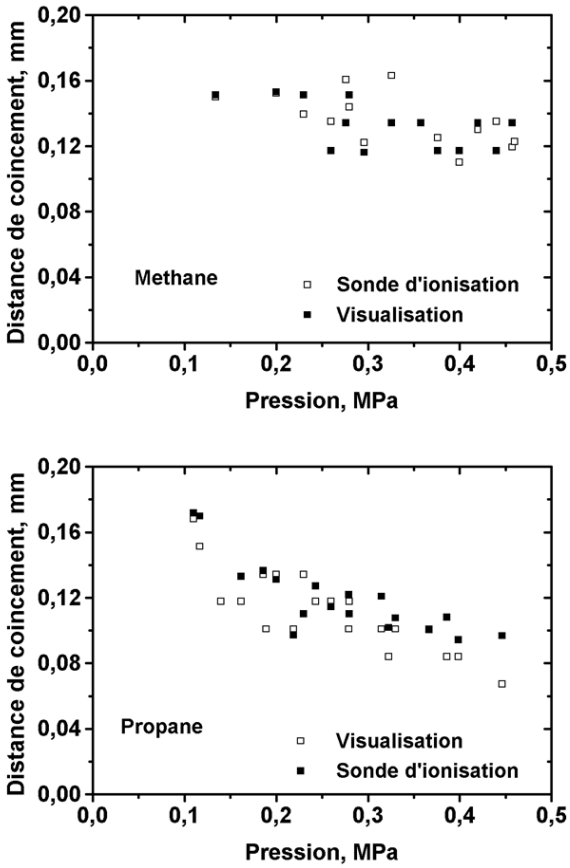


Eq 3. 41: Influence de la nature de la paroi sur la distance de coincement latéral [8]

En particulier lors du coincement frontal sur la céramique, la distance de coincement diminue d'environ 20% par rapport au cas d'une paroi en acier. La différence de conductivité thermique entre les deux matériaux, qui présente un rapport de l'ordre de 50, explique l'écart observé sur la valeur de la distance de coincement. Pour notre étude l'électrode est en acier, sa conductivité est donc similaire à celle de la paroi.

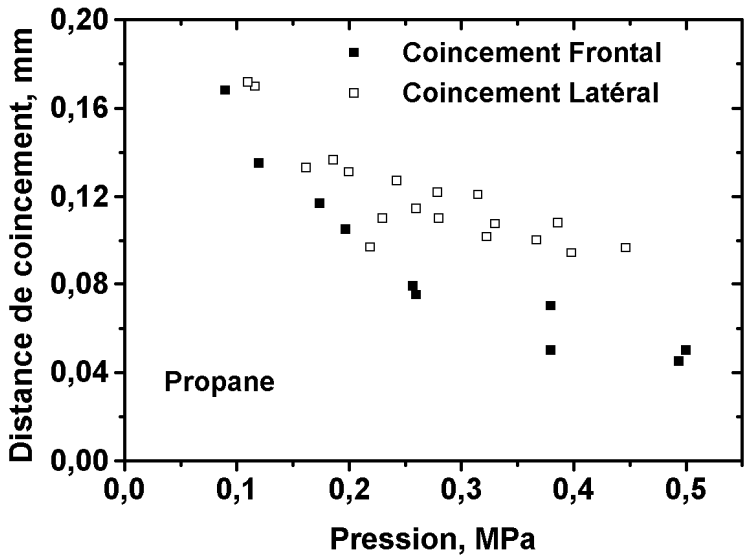
Une autre question importante concerne le profil d'une flamme coincée sur une paroi présentant deux matériaux différents, dans notre cas du métal et de l'isolant (epoxy). Il est important de vérifier que la taille caractéristique des différentes couches successives d'isolant et de métal n'affecte pas la distance de coincement mesurée. L'électrode de mesure et de polarisation ainsi que les parois de la chambre sont constituées par le même type de matériau. Les propriétés thermiques sont donc similaires. Il reste à vérifier l'impact de la couche d'isolant dont les propriétés thermiques sont proches de celles du plastique étudié par J.Sotton [108]. Ainsi pour une pression de 0.1MPa au moment du coincement, la jonction métal-plastique affecte le profil de la flamme à condition que la taille de cette jonction soit supérieure à 2mm. Les sondes utilisées dans notre étude présentent une couche d'époxy de moins de 2mm pour séparer l'électrode de mesure de l'électrode de polarisation. Le phénomène de coincement de flamme n'est donc pas affecté par le fait que la sonde d'ionisation soit constituée de deux matériaux aux propriétés thermiques différentes. Cette hypothèse a pu être vérifiée visuellement grâce au suivi de l'interaction par caméra rapide.

Une comparaison des résultats des mesures de la distance de coincement en configuration latérale obtenus par sonde d'ionisation et par visualisation directe est proposée sur la figure suivante :



Eq 3. 42: Evolution de la distance de coincement en configuration latérale - comparaison des résultats obtenus par sonde d'ionisation et par visualisation directe Φ=1

En interaction latérale la flamme se propage le long de la paroi, cependant le temps caractéristique de stabilisation de la mesure de courant d'ionisation est petit devant le temps caractéristique de déplacement de la flamme et du phénomène de coincement. La démonstration théorique du modèle de courant d'ionisation utilisé a permis de montrer que le régime de modélisation de la « gaine » en coincement latéral est similaire à celui observé en frontal. La différence importante entre le coincement en interaction frontale et en interaction latérale est liée à l'étirement du front de flamme. Il a ainsi été démontré que l'étirement aérodynamique de la flamme est négligeable en coincement frontal alors qu'il atteint une valeur de l'ordre de $2000s^{-1}$ en coincement latéral. Le coincement frontal de la flamme est essentiellement dû aux pertes thermiques car les effets de l'étirement de la flamme sont négligeables. Dans le cas du coincement latéral l'étirement de la flamme peut jouer un rôle dans le phénomène de coincement avec les pertes thermiques [101]. En coincement latéral on observe une bonne corrélation entre les mesures de distance de coincement réalisées par sonde d'ionisation et par visualisation directe (Eq 3. 42). Les écarts observés entre les deux méthodes sont raisonnables mais légèrement supérieurs à ceux observés dans le cas du coincement frontal. Ce dernier point peut s'expliquer par l'influence de l'hydrodynamique et des effets de l'étirement de la flamme dans la zone de coincement. Les résultats de mesures de la distance de coincement obtenus par sonde d'ionisation pour un mélange stœchiométrique de propane-air dans les deux configurations, frontal et latéral, sont présentés sur la figure qui suit (Eq 3. 43)



Eq 3. 43: Comparaison des valeurs de distance de coincement obtenues par sonde d'ionisation en régime frontal et latéral - Mélange stœchiométrique de propane-air

Pour le mélange propane-air, les distances de coincement mesurées sont plus petites que pour le mélange méthane-air. Des résultats similaires ont été obtenus par J.Sotton [6]. Par ailleurs la distance de coincement en régime d'interaction frontal est plus faible que la distance de coincement en régime latéral d'un facteur 1.3-1.4 pour une pression comprise entre 0.1 et 0.25MPa et d'un facteur 1.6 pour des pressions plus élevées.

Les résultats obtenus lors de ces essais montrent que la distance de coincement peut être mesurée par sonde d'ionisation avec une bonne précision comparativement à la mesure par visualisation directe, et permet d'étendre la plage de mesure à des pressions plus élevées.

3.6 Conclusion

L'analyse de la caractéristique courant-tension mesurée par sonde d'ionisation permet de déterminer un paramètre fondamental de l'interaction flamme-paroi, à savoir la distance de coincement de flamme δ_q. Cette méthode de diagnostic présente l'avantage d'avoir une bonne résolution spatio-temporelle. La technique a pu être validée aussi bien dans le cas de l'interaction frontale que dans le cas de l'interaction latérale et pour une gamme de pression allant de 0.05MPa à 0.6MPa. Dans cette étude un modèle simplifié d'interaction flamme-paroi a été utilisé en s'appuyant sur les résultats de précédentes études du phénomène [8], [1]. Un modèle théorique permettant de formuler analytiquement la dépendance du courant d'ionisation à la distance de coincement a été utilisé. Ce modèle fait intervenir notamment la tension de polarisation et la mobilité ionique. L'une des difficultés du modèle réside dans le calcul de la mobilité des ions contenus dans la flamme. Seule une estimation de la mobilité moyenne peut être proposée afin de caractériser le comportement des ions contenus dans la couche de coincement. Les résultats expérimentaux ont néanmoins pu mettre en évidence le fait que l'incertitude sur la mobilité ionique n'affecte pas outre mesure le calcul de la distance de coincement de flamme. Des mesures simultanées par visualisation directe et par sonde d'ionisation ont permis de vérifier l'ensemble des

résultats. Ces mesures ont été effectuées sur des mélanges stœchiométriques de méthane-air et de propane-air et pour des géométries d'interaction frontales et latérales. La méthode de mesure optique étant limitée par sa résolution spatiale, les résultats obtenus par sonde d'ionisation n'ont pu être vérifiés que dans un domaine limité de pression. D'autres méthodes de diagnostics devront être utilisées afin de vérifier la technique de mesure par sonde d'ionisation à des pressions plus élevées. En particulier un modèle théorique décrit dans l'étude bibliographique consacrée à l'interaction flamme-paroi permet de relier la distance de coincement au flux thermique pariétal. La mesure simultanée du flux thermique pariétal à l'aide de fluxmètre permettrait de vérifier les résultats issus de l'ionisation à des pressions plus élevées que celles étudiées dans ce chapitre. Ceci constituera l'objet de la partie suivante de ce manuscrit.

Mesure de la distance de coincement de flamme

Partie II : Hautes-Pressions et régime Turbulent

4 Mesure de la distance de coincement de flamme-Partie II : Hautes pressions et régime turbulent

4.1 Introduction

Certaines solutions technologiques développées aujourd'hui par les motoristes impliquent qu'une plus grande partie de la charge de combustible brûle en proche paroi. L'une des ces solutions, « le downsizing », entraîne notamment un confinement important de la chambre de combustion et donc des niveaux de pression très élevés. Une meilleure compréhension des phénomènes d'interaction flamme-paroi dans ces conditions devient essentielle afin de réduire la consommation et la pollution de ces moteurs. Par ailleurs la validation des modèles théoriques de combustion dans ces conditions nécessite l'acquisition d'une base de données expérimentale des différents paramètres de l'interaction flamme-paroi. Dans le chapitre précédent, la mesure de la distance de coincement de flamme par sonde d'ionisation a été validée pour des gammes de pression allant de 0.05MPa à 0.5MPa. Les méthodes optiques ne permettent pas de mesurer la distance de coincement pour des pressions plus élevées à cause de l'échelle spatiale du phénomène. La distance de coincement diminuant fortement sous l'effet d'une augmentation de pression, il est nécessaire d'utiliser de nouveaux outils de validation du diagnostic par sonde d'ionisation pour ces niveaux de pression. Une étude précédente proposée par B.Boust [86] a montré que la mesure du flux de chaleur pariétale permet de donner une estimation de la distance de coincement. De la même façon que pour le diagnostic par sondes d'ionisation cette méthode a été vérifiée optiquement pour des pressions inférieures à 0.5MPa. Dans cette partie du manuscrit des mesures couplées du flux de chaleur pariétal et du courant d'ionisation vont être présentées pour des pressions comprises entre 0.05MPa et 16MPa. Les résultats obtenus par ces deux méthodes indépendantes vont être discutés et une analyse complète de l'évolution du flux de chaleur et de la distance de coincement en fonction de la pression va être proposée. L'intérêt est ici de faire une validation croisée à haute pression des deux modèles de détermination de la distance de coincement à partir de la mesure du flux de chaleur et du courant d'ionisation.

Une modélisation de la cinétique chimique des ions dans la flamme à haute pression est aussi proposée dans ce chapitre. Cette étude a été réalisée à l'institut « Heat and Mass Transfer » de Minsk avec l'aide de A.Migoun et A.Chernukho. Les résultats ont permis de mettre en évidence l'influence de la densité des gaz sur les mécanismes de polarisation de la flamme et ainsi d'améliorer la précision du modèle de détermination de la distance de coincement par sonde d'ionisation à haute pression.

Un autre aspect important qui sera discuté dans ce chapitre concerne l'influence des écoulements turbulents sur la mesure du courant d'ionisation et plus particulièrement sur le modèle de détermination de la distance de coincement présenté au chapitre 3. Une étude de l'interaction flamme-paroi par P.I.V en régime turbulent est ainsi proposée. Cependant il n'a pas été possible de coupler les mesures par P.I.V et par sondes d'ionisation car le courant ionique est affecté par la présence d'huile ou de particules nécessaires à l'ensemencement de l'écoulement.

Les mesures réalisées en P.I.V seront donc découplées des mesures réalisées à l'aide des sondes d'ionisation. L'étude de l'influence de l'écoulement turbulent sur les méthodes de diagnostics développées au chapitre précédent en régime laminaire constitue un point essentiel en vue d'une application sur les moteurs à combustion interne.

4.2 Mesure de la distance de coincement de flamme à hautes pressions

4.2.1 Mesures couplées du flux de chaleur pariétal et du courant d'ionisation

Conditions expérimentales

Les essais ont été réalisés dans la chambre de combustion de la machine à compression rapide présentée au chapitre 2 de ce manuscrit. Pour cette étude le taux de compression de la MCR est réglé à ε=13. Des hublots de visualisation sont montés sur les faces latérales de la chambre de combustion. Pour ces essais un mélange stœchiométrique de méthane-air a été utilisé et l'initiation de la combustion se fait à l'aide d'une bougie avec électrodes déportées pour un allumage au centre de la chambre.

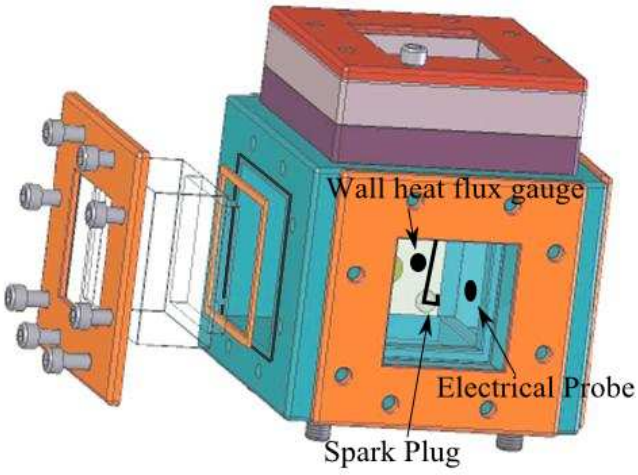


Fig4. 1: Chambre de combustion de la Machine à Compression Rapide (MCR)

L'allumage du mélange se fait au centre de la chambre de combustion et avec un délai de 80ms après le point mort haut. L'instant d'allumage est choisi de façon à limiter dans un premier temps l'écoulement aérodynamique des gaz frais dans la chambre de combustion et permettre ainsi un régime de combustion laminaire. Les instabilités de l'écoulement sont essentiellement dues ici aux effets de la pression. La validation du choix de ce délai est réalisée par visualisation directe de la flamme et par des mesures en P.I.V des vitesses d'écoulements et de la turbulence dans la chambre de combustion (Fig4. 3). Les champs de PIV présentés ici (Fig4. 3) sont extraits des travaux de C.Strozzi qui ont été réalisés avec un taux de compression supérieur qui est de l'ordre

de 20. La méthode de mesure des champs de vitesse par PIV dans la MCR est détaillée dans la thèse de doctorat de C.Strozzi [109]. Pour plus de détails on se référera à cette thèse. Les méthodes de traitements utilisées sont similaires à celles décrites dans le chapitre 2 de ce manuscrit. La principale difficulté des mesures dans la MCR vient de la présence de forts gradients spatio-temporels de la vitesse dans la chambre de combustion. Le choix du dt entre les deux images nécessaires à l'intercorrélation devient donc problématique afin de résoudre correctement ces gradients. Dans le cas des mesures en plein champ, le champ de vitesse instantané est déterminé à l'aide d'un algorithme multipass en 32x32 pixels puis en 8x8 pixels sans overlap. Le système de P.I.V est ici cadencé à 5kHz avec une résolution de 896x336 pixels. La résolution spatiale est de 68.2µm/pixels. L'ensemencement se fait à partir de poudre d'oxyde de Zirconium ZrO_2. Afin de résoudre les forts gradients de vitesse deux intervalles de temps dt_1 et dt_2 sont choisis. Deux corrélations sont alors effectuées sur les images de P.I.V à partir des dt différents. Le champ de vitesse est alors reconstruit à partir des deux champs calculés avec les intervalles de temps dt_1=40µs et dt_2=200µs. L'utilisation de deux dt différents pour réaliser les corrélations permet de résoudre avec une bonne dynamique les faibles vitesses comme les forts écoulements. Le schéma suivant permet de représenter la fenêtre de visualisation observée sur les champs PIV proposés

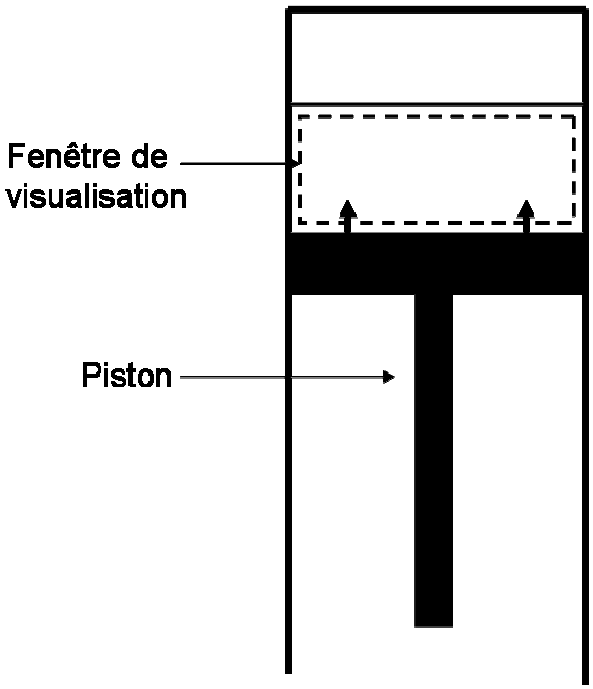


Fig4. 2: Schéma de la zone de visualisation utilisée en PIV pour l'étude de l'écoulement des gaz inertes lors de la phase de compression

La figure suivante montre l'évolution temporelle des champs de vitesses instantanés sur l'ensemble de la chambre de combustion (Fig4. 3, Fig4. 4).

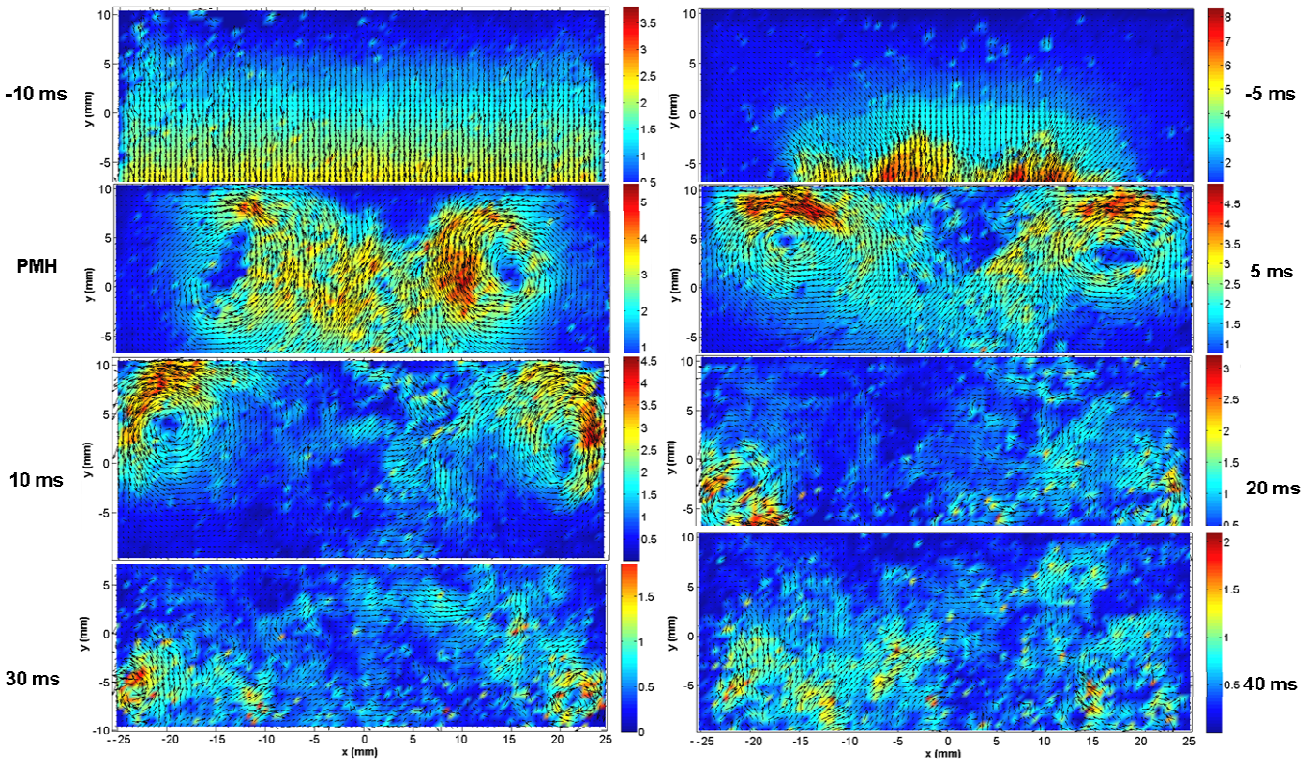


Fig4. 3: Evolution des champs de vitesses instantanés lors d'une compression inerte (m/s) [109]

Au départ (t=-10ms avant le PMH) on voit un écoulement monodimensionnel laminaire lié à l'effet compression du piston. Puis une zone de fortes vitesses (~5m/s à 8m/s) avec un écoulement turbulent arrive au centre du volume mort et vient impacter la culasse au PMH. L'écoulement est structuré de deux tourbillons contrarotatifs qui ramènent les gaz frais des parois vers le centre de la chambre. Les tourbillons se déplacent ensuite progressivement vers les parois puis le bas de la chambre avant de laisser place à un écoulement déstructuré tridimensionnel. La vitesse maximale de l'écoulement décroît progressivement au cours de ces différentes phases et l'on voit des zones de basses vitesses 40ms après le PMH. Avec un taux de compression de 20, le champ instantané de vitesse est donné 80 ms après le point mort haut sur la figure suivante (Fig4. 4). Dans notre cas le taux de compression étant plus faible (ε=13), on peut supposer que les écoulements seront de plus faibles intensités encore. Sur les figures suivantes (Fig4. 4, Fig4. 5), les vitesses sont données en $m.s^{-1}$.

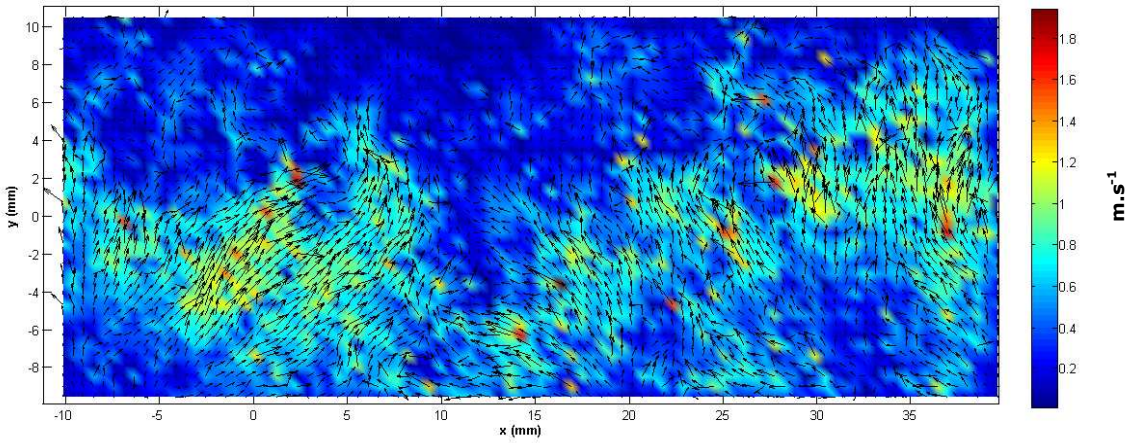


Fig4. 4: Champ de vitesses instantanés à t=+80ms (aprés le PMH)

On réalise ensuite un calcul du champ moyen de vitesses et des vitesses fluctuantes par une analyse de cycle résolue qui est expliquée au chapitre 2. Le traitement se base sur une décomposition triple du champ de vitesse en champ moyen et en fluctuation basses fréquences et hautes fréquences. Le filtrage utilisé est un filtrage spatial de Hamming avec une échelle de coupure à -3db de 4.9mm ici. Le calcul de la moyenne est réalisé sur une fenêtre temporelle de 7ms autour des 80 ms après le PMH suivant l'étude de C.Strozzi [69].

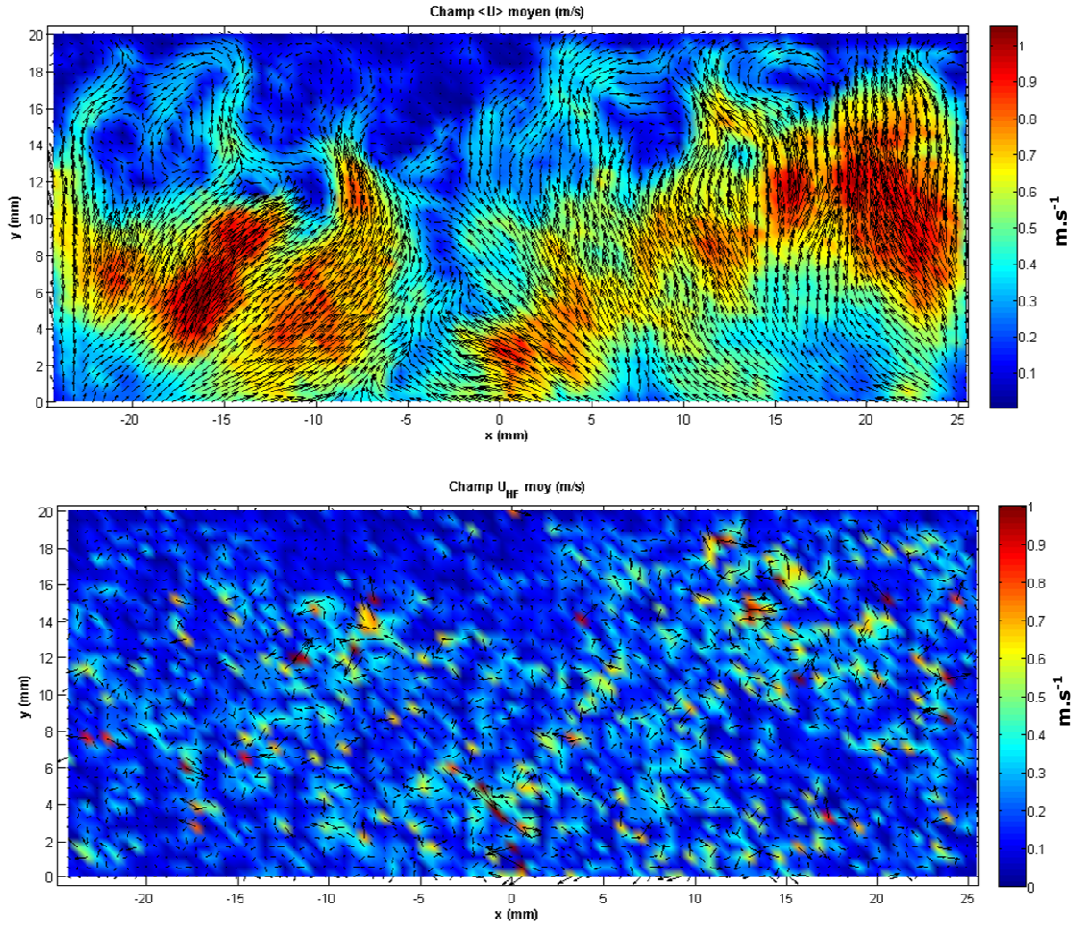


Fig4. 5: Décomposition du champ de vitesse en champ moyen et champ fluctuant haute fréquence (t=80ms)

Afin de vérifier l'influence de ce mouvement de gaz résiduel sur le développement de la flamme, une étude en chimiluminescence est réalisée. L'objectif est ici de vérifier que l'interaction entre la flamme et la sonde d'ionisation ou le fluxmètre reste en régime laminaire.

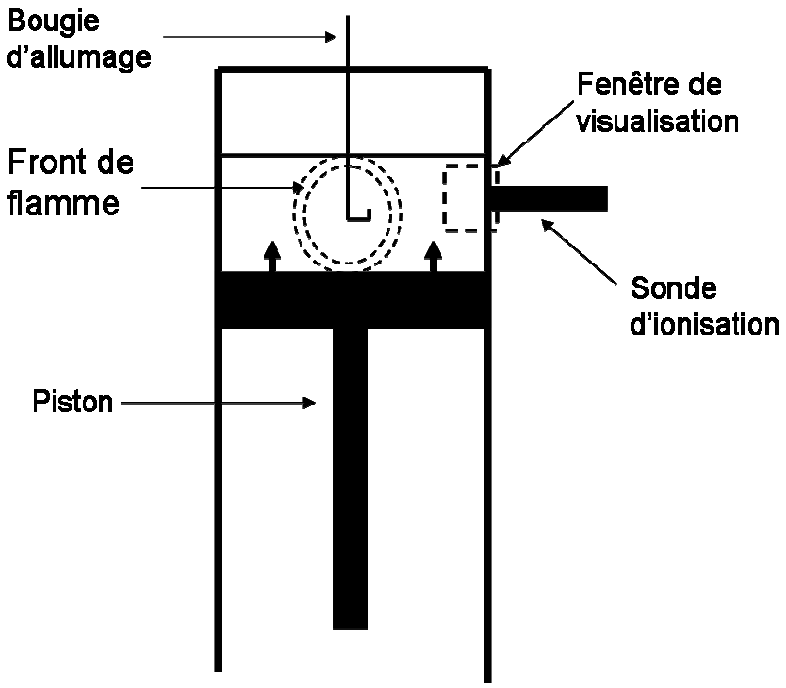


Fig4. 6: Configuration pour la visualisation directe du front de flamme dans la MCR

Le développement de la combustion est suivi à l'aide de la caméra rapide PHOTRON APX-RS 3000 couplé à l'intensificateur HAMMAMATSU C9548. La fréquence d'acquisition du système est prise égale à 7000 images par seconde. La zone d'observation est localisée devant la sonde d'ionisation insérée en paroi. Les images obtenues sont intégrées sur une profondeur de champ qui rend complexe l'analyse de l'interaction flamme-sonde. La dynamique de la flamme étant fortement tridimensionnelle, il est difficile d'analyser la structure de la flamme qui interagit avec l'électrode de mesure. Néanmoins on peut observer sur la figure suivante une stabilisation de la structure de flamme en paroi (Fig4. 7). Le front de flamme situé devant la sonde de mesure a une structure locale plane comme dans le cas de l'interaction flamme-sonde rencontrée dans la chambre statique. Dans ce cas on peut considérer que localement l'interaction flamme-paroi est de type plan-plan.

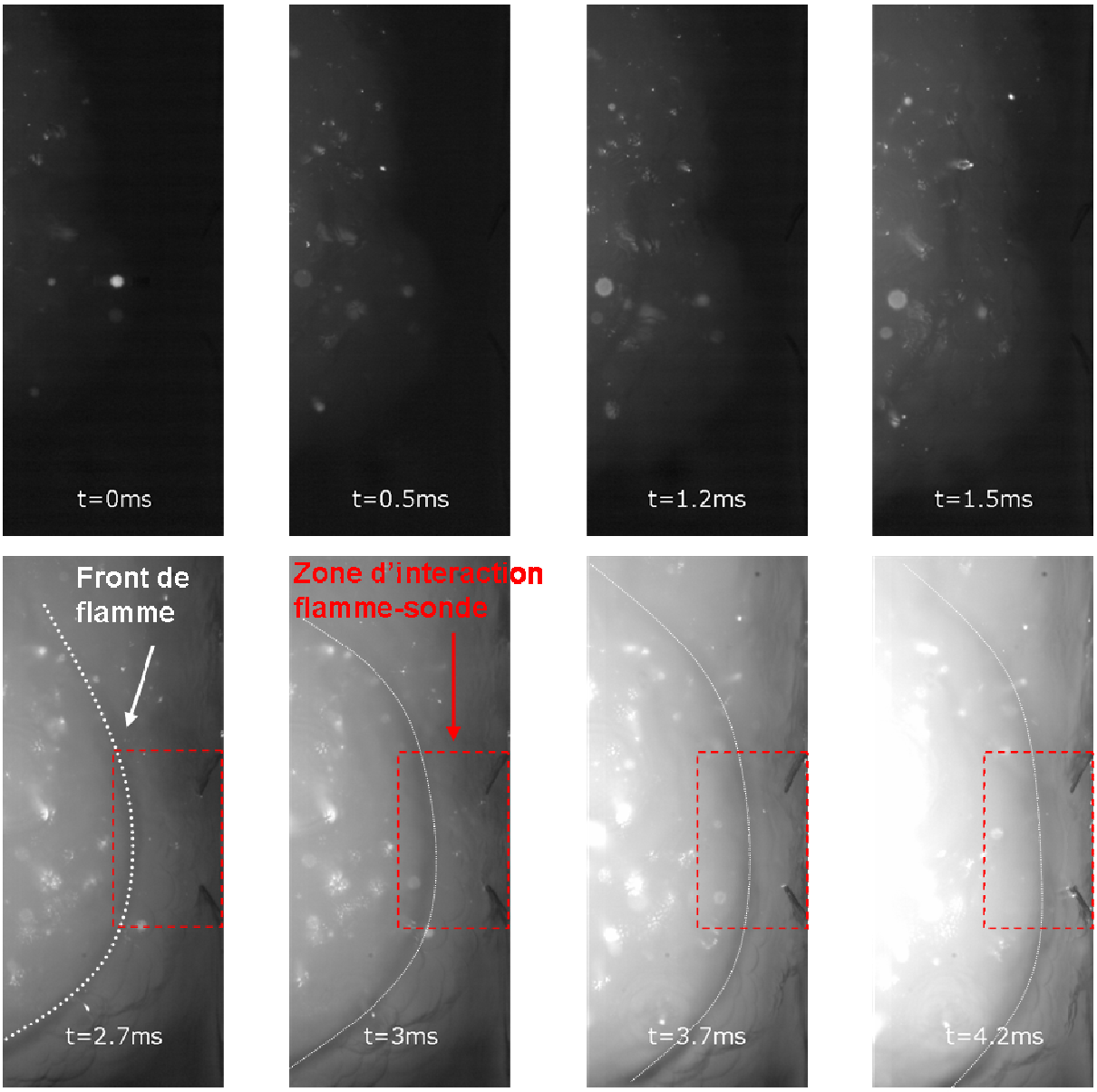


Fig4. 7: Evolution de la combustion dans la MCR P_i=4MPa, CH_4-air stœchiométrique

Sur une zone dont la dimension caractéristique correspond à la taille de la sonde de mesure, la flamme peut être considérée comme plane au vu des images de l'interaction. Dans ces conditions la mesure du courant d'ionisation doit permettre de déterminer la distance de coincement de flamme. A noter que pour l'ensemble des essais réalisés dans la suite de ce paragraphe la visualisation directe de la flamme sera utilisée afin de contrôler la géométrie d'interaction et la structure de la flamme. Pour certains niveaux de pression, on observe alors l'apparition d'une structure cellulaire du front de flamme et de fortes perturbations hydrodynamiques comme le montre la figure suivante (Fig4. 8).

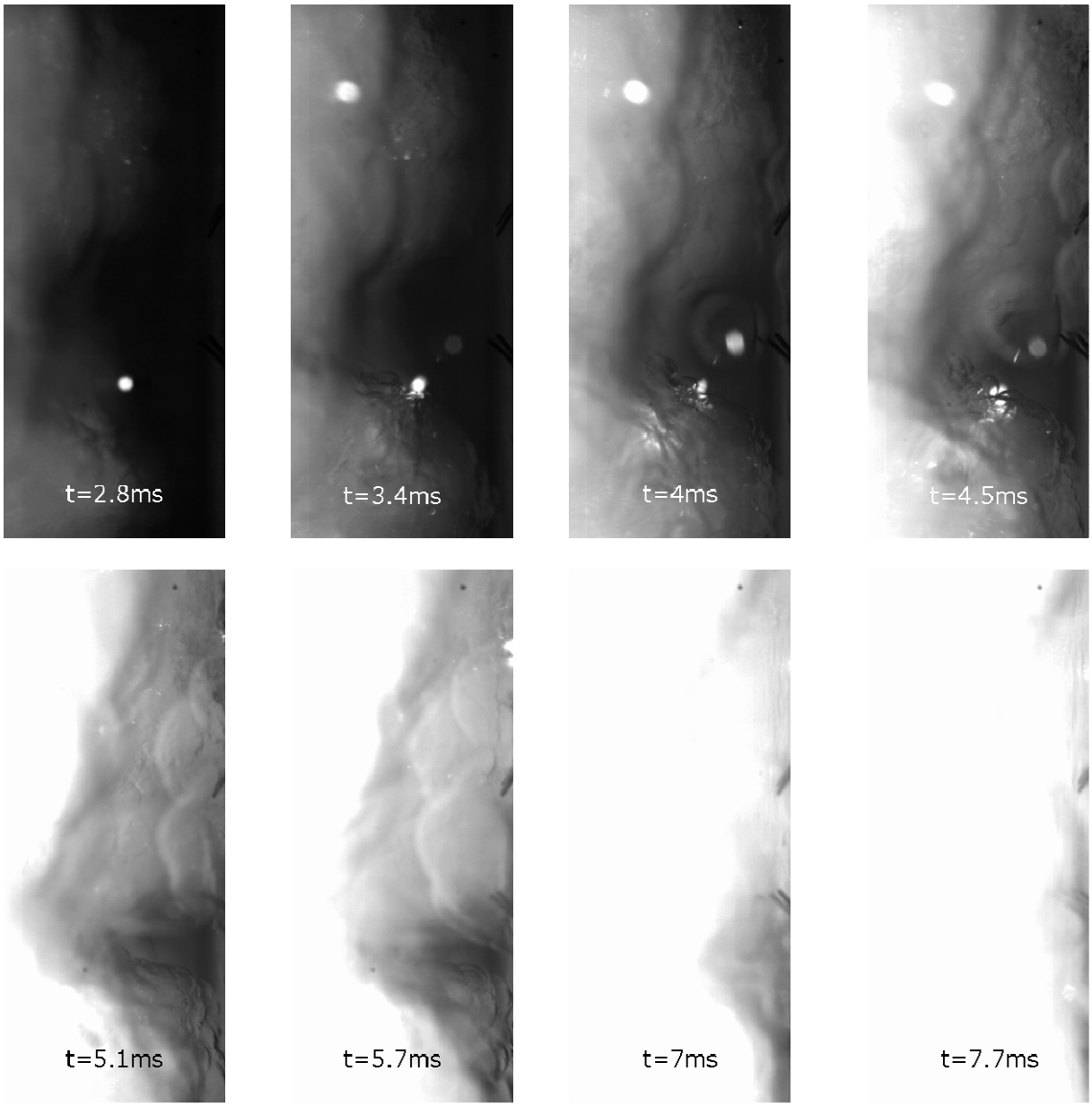


Fig4. 8: Visualisation de la combustion dans la MCR à P_i=10MPa, CH_4-air stœchiométrique

Dans ce cas, la flamme ne peut plus être considérée comme plane et une analyse de la structure sera proposée dans la suite de ce manuscrit. Les résultats, présentés ici, de mesure de la distance de coincement concernent l'interaction d'une flamme localement plane avec la sonde de mesure.

Le point d'allumage est positionné au niveau de l'axe de symétrie de la sonde d'ionisation et du fluxmètre de façon à obtenir un coincement frontal de la flamme sur les deux capteurs. La géométrie du fluxmètre utilisé ici à été décrite au chapitre 2. Son diamètre est de 4mm et il est composé de deux thermocouples de type J. L'un des thermocouples est placé sur la surface de la jauge alors que le second thermocouple est placé à l'intérieur de la jauge à environ 6mm de profondeur. Le flux thermique pariétal est calculé à partir des profils de températures mesurés par les deux thermocouples. Comme pour les études expérimentales précédentes l'évolution de la pression lors de la combustion est enregistré avec un capteur Piézo-électrique de type Kistler 601A couplé à un amplificateur de charge Kistler 5011B10. Des mesures simultanées de flux de chaleur

pariétal et de courant d'ionisation ont ainsi été réalisées. La sonde d'ionisation possède une électrode centrale de 2mm de diamètre. Elle est montée affleurant à la surface de la paroi de la même façon que le fluxmètre. Pour l'ensemble des essais, la sonde d'ionisation et le fluxmètre sont positionnés symétriquement par rapport au point d'allumage sur des faces adjacentes de la chambre de combustion (Fig4. 1). Pour réaliser les mesures de courant d'ionisation, une tension d'excitation négative de fréquence 10kHz est appliquée à l'électrode de polarisation. Les méthodes de mesures et de post-traitement du courant d'ionisation restent les mêmes que celles employées au chapitre précédent. La distance de coincement de flamme a ainsi été calculée pour l'ensemble des essais. Lors de l'interaction flamme-paroi et du fait de la compression, la température des gaz frais dans la couche de coincement est de l'ordre de 800-900K. La pression reste constante pendant la durée de l'interaction. Les essais ont été effectués pour des pressions allant de 0.8MPa à 16MPa. Par ailleurs il est important de noter que la température de paroi de la chambre est considérée comme constante pendant l'interaction et égale à sa température initiale (T_0~293K).

Résultats

La figure suivante donne l'évolution du flux thermique pariétal maximal en fonction de la pression (Fig4. 9).

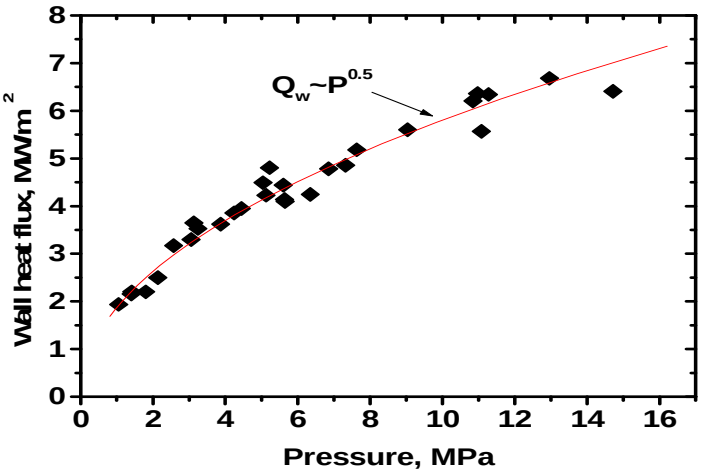


Fig4. 9 : Evolution de la densité de flux thermique maximale à la paroi en fonction de la pression, méthane-air stœchiométrique

Sur cette figure, la densité de flux thermique maximale Q_w est tracée en fonction de la pression à l'instant du coincement de flamme. Pour l'ensemble du domaine de pression, la densité de flux thermique maximale augmente de façon monotone avec l'augmentation de la pression et atteint ainsi une valeur de 6.5MW/m^2 pour une pression de 15MPa. Sur la figure 1 la courbe d'évolution de la densité de flux est approximée par un polynôme dont l'équation est : $Q_w = 1.84 \cdot P^{0.5}$ où Q_w est donné en MW/m^2 et P est donné en MPa. Dans le premier chapitre de ce manuscrit un modèle théorique, permettant de relier le flux de chaleur pariétal maximal à la distance de coincement de flamme, a été présenté [86]. La distance de coincement de flamme peut ainsi être estimée à partir du flux de chaleur en utilisant les relations suivantes :

(Eq4. 1) $$P_e = \frac{\delta_q}{\delta_L} = \frac{T_F - T_w}{T_F - T_u} . \frac{1-\varphi}{\varphi} \; ; \qquad \varphi = \frac{Q_W}{Q_\Sigma} \quad , \quad \text{et} \quad \delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u \cdot S_u \cdot c_P} \; ,$$

Où δ_l, λ, c_p, et S_u sont respectivement l'épaisseur de flamme, la conductivité thermique, la chaleur massique à pression constante et la vitesse de flamme non perturbée [110]. La puissance de la flamme Q_Σ est définie à partir de la relation : $Q_\Sigma = \rho_u \cdot S_u \cdot Y_{fuel} \cdot \Delta H$ avec ρ_u ; Y_{fuel} et ΔH qui sont respectivement la densité de gaz frais, la fraction massique de carburant et la chaleur de combustion. T_w est la température de paroi et T_u est la température des gaz frais. L'estimation théorique de la distance de coincement à partir du flux de chaleur pariétal a été validée lors des études expérimentales de la thèse de doctorat de B.Boust [1] pour une plage de pression comprise entre 0.08MPa et 0.35MPa. Cette relation est utilisée ici à hautes pressions par extrapolation.

Les valeurs de flux adimensionnés φ diminuent linéairement de 0.17 à 0.1 lorsque la pression augmente de 1 à 15MPa (Fig4. 10).

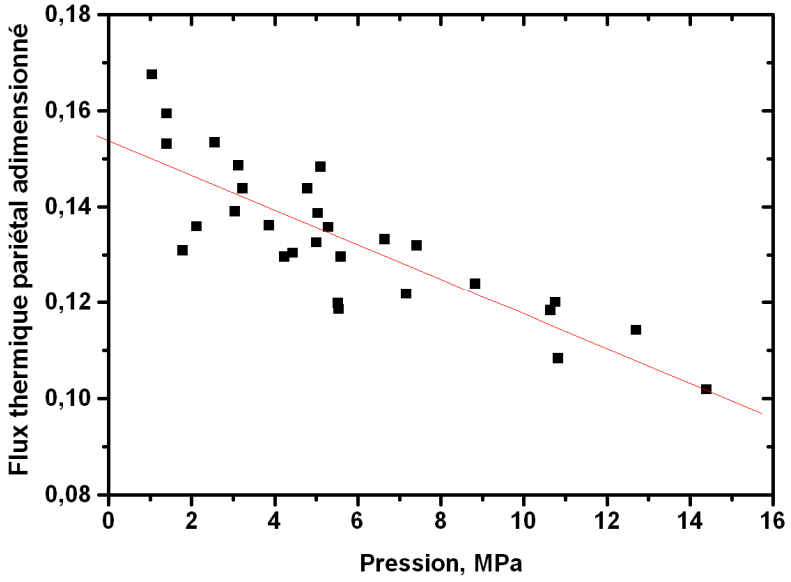


Fig4. 10: Evolution de la densité de flux adimensionnée en fonction de la pression

Pour nos conditions expérimentales, il peut être conclu que des pertes thermiques en paroi, qui représentent entre 10% et 20% de la puissance totale de la flamme, sont suffisantes pour provoquer l'extinction de celle-ci et donc son coincement pariétal.

A partir du flux thermique adimensionné et de la relation précédente (Eq4. 1), on détermine les valeurs de distance de coincement en fonction de la pression. D'autre part en utilisant l'équation de du mouvement des charges d'espace (Eq 3. 28), on estime les valeurs de distance de coincement à partir du courant d'ionisation.

La figure suivante montre l'évolution de la distance de coincement en fonction de la pression. Les valeurs présentées sont issues des mesures réalisées à la fois par sonde d'ionisation et par le fluxmètre.

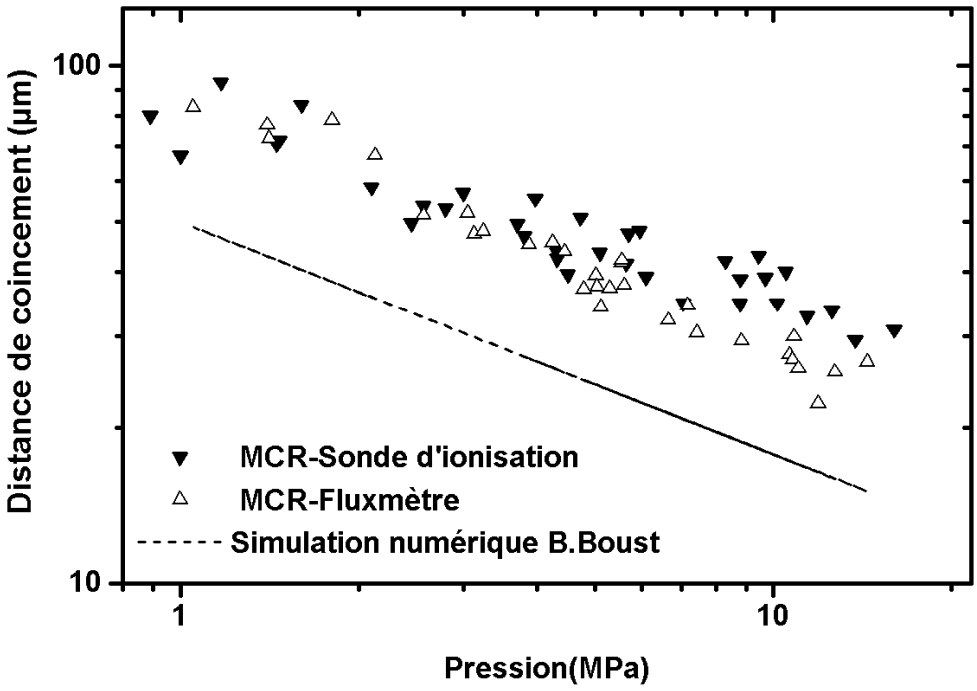


Fig4. 11: Evolution de la distance de coincement de flamme en fonction de la pression

Les triangles orientés vers le haut représentent les résultats de mesure par fluxmètre et les triangles orientés vers le bas les résultats issus du traitement du courant d'ionisation. La figure précédente met en évidence le fait que les deux techniques permettent d'obtenir des résultats relativement proches. Les mesures par sonde d'ionisation donnent néanmoins des valeurs de distance de coincement supérieures de l'ordre de 20 % à celles obtenues à l'aide du fluxmètre. Les résultats issus du traitement des mesures de flux semblent plus proches des valeurs obtenues à l'aide de la simulation numérique [1]. Le point important à noter ici concerne le fait que les deux types de mesures, qui sont totalement indépendantes, donnent des résultats du même ordre de grandeur. Les deux diagnostics indépendants n'ont été jusqu'à présent validés que pour des pressions inférieures à 0.5MPa. Le fait qu'il puisse exister une bonne corrélation des résultats jusqu'à 15MPa constituerait une forme d'auto-validation des deux techniques pour une plage de pression allant de 0.05MPa à 15MPa. Dans la mesure où les valeurs issues du courant d'ionisation semblent s'écarter à la fois des mesures par fluxmètre et des valeurs obtenues par simulation numérique pour les hautes pressions, on peut supposer que l'augmentation de la densité du gaz à un impact fort sur le modèle de conduction du courant ou sur les propriétés électriques de la flamme. Afin d'améliorer le modèle analytique de détermination de la distance de coincement par mesure du courant ionique, il est impératif d'étudier et d'analyser l'effet de la pression sur les propriétés électriques de la flamme. Ce point constituera l'objet du prochain paragraphe.

L'évolution de la distance de coincement de flamme en fonction de la pression obtenue par sonde d'ionisation peut être approximée par un polynôme d'équation : $\delta_q = a.P^b$, où a=78 et b=-0.34 pour une gamme de pression allant de 0.8 à 16MPa. Dans cette équation P est donné en MPa et δq

est donné en µm. De la même façon, la courbe d'évolution de la distance de coincement avec la pression obtenue par fluxmètre peut être approximée par un polynôme d'équation $\delta_q = 88.P^{-0.48}$. Les courbes expérimentales d'évolution de la distance de coincement en fonction de la pression sont comparées avec les résultats numériques issus des travaux de Boust B. [113]. Ces valeurs numériques sont calculées pour des pressions supérieures à 0.3MPa. Les prévisions numériques sont représentées sur la figure précédente sous forme d'une ligne discontinue (Fig4. 11). En échelle Log, on voit que la pente de la modélisation numérique est proche de celle des courbes d'approximation issue des données expérimentales. Le faible écart entre les résultats expérimentaux de notre étude et les calculs peut notamment se justifier par le fait que dans nos essais la température des gaz frais est supérieure. La compression des gaz frais dans la machine à compression rapide permet en effet d'avoir une température de gaz frais de l'ordre de 800K à 900K.

Conclusion

Des mesures simultanées de flux thermique pariétal et de courant d'ionisation ont été réalisées avec un mélange stœchiométrique de méthane-air dans le cas d'un coincement frontal laminaire et pour des pressions allant de 0.8MPa à 16MPa. Il a ainsi été montré que le flux thermique augmente avec la pression avec une approximation en $P^{0.5}$. Cependant le flux thermique adimensionné diminue avec l'augmentation de la pression. Ce résultat amène à penser que dans nos conditions expérimentales, des pertes thermiques équivalentes à moins de 20% de l'énergie totale de la flamme suffisent à provoquer son extinction.

Ces essais ont par ailleurs permis de confirmer que la distance de coincement diminue lorsque la pression augmente. Ce résultat est vérifié aussi bien par les résultats issus de l'analyse du flux de chaleur que du courant d'ionisation. Ces deux méthodes de diagnostics indépendantes ont abouti à des résultats similaires avec néanmoins des écarts pouvant atteindre 20% pour une gamme de pression allant de 0.8MPa à 16MPa. La distance de coincement mesurée est ainsi de l'ordre de 20 à 30µm pour une pression d'interaction de 15MPa. La courbe expérimentale d'évolution de la distance de coincement en fonction de la pression peut être approximée par un polynôme en $\delta_q \sim P^{-0.5}$.

Un point important concerne le fait qu'une bonne corrélation entre les résultats issus du courant d'ionisation et du flux de chaleur constituerait une forme de validation croisée des deux méthodes dans une gamme de pression élevée allant jusqu'à 15MPa. En effet jusqu'à présent ces deux méthodes de mesures ont été validées pour des régimes de pression où la mesure par technique optique de la distance de coincement était possible. Par ailleurs, si la bonne corrélation entre les deux méthodes était confirmée, le flux de chaleur maximal pourrait donc être déduit d'une mesure de courant d'ionisation à condition de connaître la pression.

Afin d'améliorer la précision des mesures de distance de coincement par courant d'ionisation, il se pose alors la question de la validité des différentes hypothèses utilisées dans le modèle théorique. Un aspect important concerne notamment les propriétés électriques de la flamme dans un régime de haute pression. La caractérisation des propriétés électriques de la flamme a été effectuée lors de l'étude de J.M Rodrigues [26]. Un certain nombre de résultats ont

alors été mis en évidence sur la nature des porteurs de charges contenus dans le front de flamme et sur les propriétés des jonctions flamme-électrodes. Ainsi le potentiel de la flamme mesuré dans les conditions de l'étude était celui imposé par l'anode à une légère chute de tension près. Ce résultat a été utilisé ici car nous avons considéré que la différence de potentiel entre la flamme et la cathode était directement la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes. Cependant ce résultat n'a été validé qu'à pression atmosphérique et pour une géométrie d'interaction flamme-électrodes différente de celle utilisée dans notre étude. La partie suivante a donc pour objet d'étudier les propriétés du potentiel de flamme en fonction de la pression et de la température du mélange gazeux.

4.2.2 Effets de la pression et de la température sur le potentiel de la flamme

Dans l'étude bibliographique proposée au premier chapitre de ce manuscrit, un certain nombre de résultats expérimentaux issus des travaux de J.M Rodrigues [114] sur l'analyse du potentiel de flamme ont été présentés. Ces données ont été mesurées lors d'essais réalisés à la pression atmosphérique. La figure suivante rappelle la répartition spatiale du potentiel dans la flamme mesurée entre deux électrodes, l'une au potentiel V_1 et l'autre au potentiel V_2.

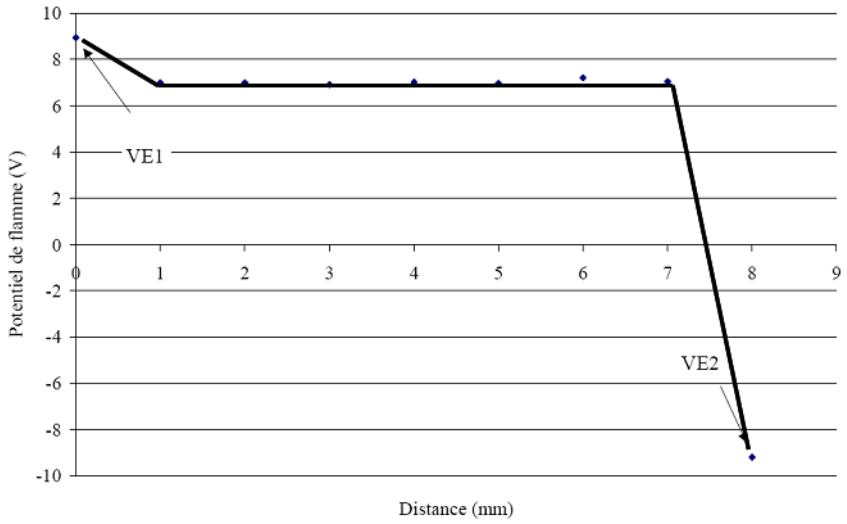


Fig4. 12: Distribution spatiale du potentiel entre deux électrodes E1 et E2 [26]

Il a ainsi été montré que la flamme est une équipotentielle dont le potentiel est celui imposé par l'électrode de plus fort potentiel électrique (l'anode). Ce potentiel sera appelé par la suite potentiel de flamme. Globalement pour l'étude présentée au chapitre précédent, nous avons utilisé ce résultat et supposé que la différence de potentiel entre la flamme et l'électrode de mesure correspondait directement à la différence de potentiel appliquée entre l'électrode de polarisation et l'électrode de mesure. La question qui est soulevée ici est de savoir si cette hypothèse reste vérifiée pour des conditions de pression et de température plus élevées. Ce point constitue l'objet du paragraphe qui va suivre et nous allons analyser l'influence de la pression et de la température sur le potentiel électrique de la flamme.

Influence de la pression

Il a été mis en évidence qu'à la pression atmosphérique la résistance interne de la flamme est suffisamment faible pour assurer l'équipotentialité du front de flamme [26]. Par ailleurs il a été observé l'existence de deux chutes de potentiel aux interfaces entre la flamme et les électrodes. La chute de potentiel à la surface de la cathode étant bien plus élevée que celle observée à la surface de l'anode. Ce résultat s'explique par la différence de natures des porteurs de charges localisés à la surface des deux électrodes. Ainsi du côté de l'anode les électrons assurent la conductivité du gaz alors que ce sont les ions positifs qui assurent ce rôle à la surface de la cathode. Les résultats obtenus ont ainsi mis en évidence une chute de potentiel anodique de l'ordre de 10% par rapport à la différence de potentiel entre les deux électrodes. Dans l'étude qui suit nous avons cherché à mesurer l'évolution de cette chute de potentiel en fonction de la pression d'interaction entre la flamme et les électrodes de mesure pour une flamme en propagation libre.

Dispositif expérimental

Pour étudier l'influence de la pression sur la polarisation de la flamme, la même chambre de combustion statique que celle présentée au chapitre précédent a été utilisée (Fig2.1). Les accès optiques de la chambre de combustion ont cependant été remplacés par des parois métalliques. Les hublots ne doivent pas en effet être soumis à des pressions supérieures à 1.5MPa. Une sonde adaptée à la mesure du potentiel est réalisée (Fig4.13). Cette sonde se compose de deux électrodes de Laiton de formes rectangulaires. La longueur de ces plaques est de 13mm pour une largeur de 11mm. Ces deux plaques sont espacées d'une distance de 5mm. Un fil de cuivre, recouvert d'une couche d'argent, d'une longueur de 7mm et d'un diamètre de 0.3mm est positionné entre ces deux électrodes à des distances variables afin de mesurer la répartition du potentiel dans le front de flamme. Le choix des matériaux de la sonde doit être adapté à la mesure du potentiel de la flamme. La composition de la sonde peut avoir un effet sur le potentiel mesuré comme l'a montré une précédente étude. Dans notre cas les matériaux choisis ne présentent pas d'effets catalytiques et assurent une bonne stabilité de la mesure. L'ensemble du dispositif est positionné à l'intérieur d'un tube de plexiglas de longueur 32mm avec un diamètre intérieur de 10mm et un diamètre extérieur de 24mm.

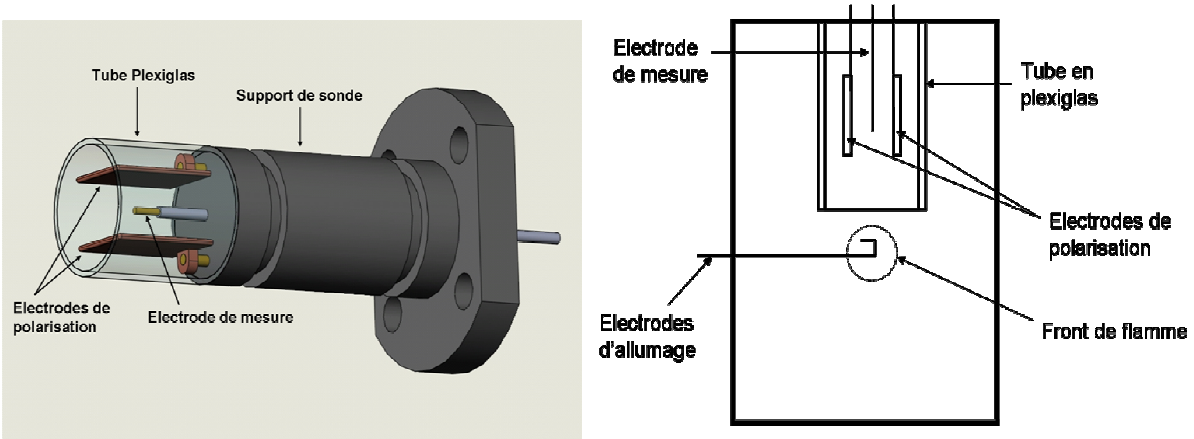


Fig4.13: Sonde de mesure du potentiel de la flamme

Une électrode d'allumage est positionnée au centre de la chambre face à l'entrée du tube contenant les différentes électrodes. Le front de flamme qui se propage à l'intérieur du tube de plexiglas est en contact avec les différentes électrodes et présente un profil courbé à cause des pertes thermiques pariétales et des perturbations hydrodynamiques qui ralentissent la progression de la flamme au niveau des parois du tube. La mesure du potentiel de la flamme est effectuée à l'aide d'un transistor à effet de champ monté en suiveur. Ce montage présente l'intérêt d'avoir une forte impédance d'entrée. La polarisation des deux électrodes se fait à l'aide d'un générateur de tension continue. La masse électrique du système d'excitation sert de masse de référence pour l'ensemble du montage électronique. Les parois de la chambre, bien qu'isolées de la flamme par le tube en plexiglas, sont elles-aussi mises à cette masse de référence ainsi qu'une des deux électrodes de la bougie d'allumage. L'acquisition du signal se fait à l'aide d'un oscilloscope.

Mesures expérimentales et interprétation des résultats

De nombreux essais ont été effectués afin de mesurer le potentiel dans le front de flamme pour différentes configurations. Globalement l'électrode de mesure a été positionnée plus ou moins prés de l'anode ou de la cathode avec une distance minimale de 1mm entre l'électrode de mesure et les plaques métalliques. Il en ressort que le potentiel mesuré ne dépend pas de la position de l'électrode. On retrouve le résultat de M.Rodrigues [26] concernant l'existence d'une zone équipotentielle. Le potentiel a été mesuré en dehors des zones de chute de potentiel aussi bien anodique que cathodique. Les chutes de potentiel sont en effet localisées dans la « gaine » qui se forme en surface des deux électrodes. En augmentant la pression la taille de la « gaine » diminue. Dans les conditions de pression de l'étude réalisée ($P \in [0.1-2\mathrm{MPa}]$) la dimension caractéristique de la « gaine » est bien inférieure à la distance minimale de mesure entre les électrodes. Le potentiel est donc toujours mesuré dans la zone équipotentielle de la flamme. Dans les différents essais réalisés, on fait varier la polarisation des différentes électrodes entre -18V et +18V. Afin de comparer l'ensemble des mesures réalisées, le potentiel de flamme est normalisé par rapport à la différence de potentiel imposée entre les deux électrodes.

Eq4. 2

$$\Delta = V_{anode} - V_{cathode}$$
$$\varepsilon_a = V_{anode} - V_{flamme}$$
$$\delta\xi = \frac{\varepsilon_a}{\Delta}$$

Où V_{anode} est le potentiel appliqué à l'anode, $V_{cathode}$ le potentiel appliqué à la cathode, V_{flamme} le potentiel mesuré dans la flamme, ε_a la chute de potentiel anodique et $\delta\xi$ la chute de potentiel anodique normalisée. On obtient alors une variation de la chute de potentiel normalisée globalement linéaire avec la pression.

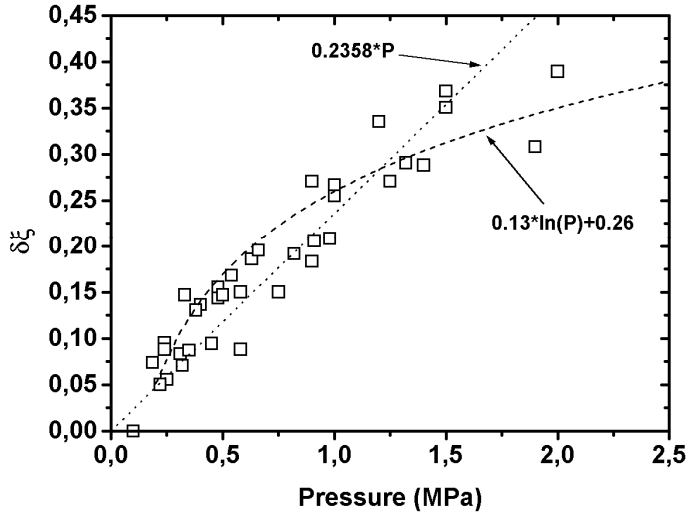


Fig4. 14: Evolution de la chute de potentiel anodique normalisée en fonction de la pression

On voit que la chute de potentiel varie quasi linéairement avec la pression en première approximation. La flamme prend bien un potentiel proche du potentiel de l'anode, cependant la chute de potentiel à l'interface entre la flamme et l'anode augmente fortement avec la pression. En utilisant les formules précédentes (Eq4. 2), on peut exprimer facilement le potentiel de flamme en fonction de la chute de potentiel normalisée et de la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes. On a la relation :

(Eq4. 3) $$V_{flamme} = V_{anode} - \delta\xi * \Delta$$

En approximant les points expérimentaux par une régression linéaire on obtient une expression de la chute de potentiel normalisée en fonction de la pression :

(Eq4. 4) $$\delta\xi = 0.2358 * P$$

Où P est donné en MPa. Cette relation empirique est valable pour ces conditions d'essais, à savoir P compris entre 0.1MPa et 2MPa et une température de gaz frais de l'ordre de 370K.

On reporte alors cette expression dans la formule précédente :

(Eq4. 5) $$V_{flamme} = V_{anode} - (0.2358 * P)\Delta$$

Cette relation permet d'exprimer le potentiel de flamme dans la chambre statique en fonction de la pression et du potentiel appliqué à chacune des électrodes. Les conditions de température sont fixes pour l'ensemble de ces essais avec une température de gaz frais de l'ordre de 370K au moment de l'interaction.

On peut aussi proposer une approximation de la chute de potentiel par une fonction logarithme :

(Eq4. 6) $$\delta\xi \approx 0.13 * \mathrm{Log}(P) + 0.26$$

P est donné en MPa et cette formulation est valable entre 0.2MPa et 2MPa.

Les résultats de ces essais permettent de tirer un certain nombre de conclusion. Dans un premier temps on voit que le potentiel de flamme reste constant dans un plan horizontal et que la flamme se comporte toujours comme une équipotentielle lorsqu'on augmente la pression. Comme indiqué dans l'étude de J.M Rodrigues le potentiel de flamme dépend alors de la tension appliquée à l'anode, à une chute de potentiel près. Cependant cette chute de potentiel devient non négligeable lorsqu'on augmente la pression. Cette chute de potentiel dépend à la fois de la pression et de la différence de potentiel entre l'anode et la cathode. Ainsi, dans l'étude de J.M. Rodrigues, il a été montré que : $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c} << 1$ et donc que $\Delta \approx \varepsilon_c$. Mais lorsqu'on travaille à des pressions supérieures à la pression atmosphérique la relation devient :

(Eq4. 7)

$$\varepsilon_c = (1-\delta\xi) * \Delta$$
$$\varepsilon_a = \delta\xi * \Delta$$
$$\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c} = \frac{\delta\xi}{1-\delta\xi}$$

A partir de la corrélation expérimentale linéaire donnée précédemment on trace l'évolution du rapport des chutes de potentiels anodique et cathodique en fonction de la pression :

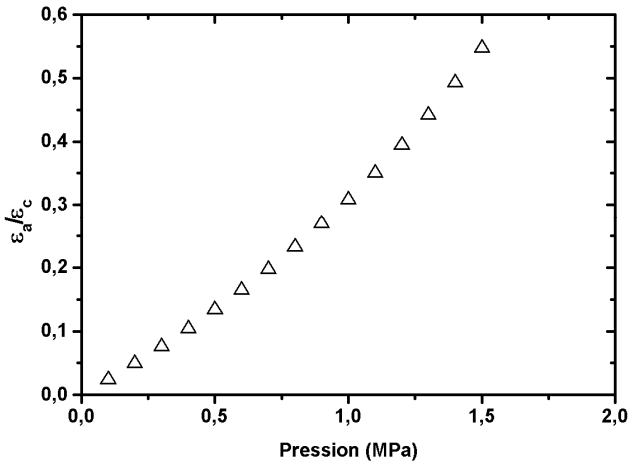


Fig4. 15: Evolution du rapport des chutes de potentiel anodique et cathodique en fonction de la pression

Pour des pressions proches de la pression atmosphérique, le rapport des chutes de potentiels reste petit devant 1 ce qui permet de conclure que la différence de potentiel entre les électrodes est directement la chute de potentiel cathodique. Lorsqu'on augmente la pression, ce rapport augmente fortement, et la chute de potentiel cathodique n'est plus directement la différence de potentiel entre les électrodes. En d'autres termes, le potentiel de la flamme n'est plus directement le potentiel de l'anode pour des pressions élevées. Il faut alors tenir compte de la chute de potentiel anodique pour calculer le potentiel réel de la flamme.

Analyse des résultats

La chute de potentiel cathodique n'est plus la différence de potentiel imposée entre les électrodes lorsque la pression augmente fortement. Dans ce cas il n'est plus possible de considérer que la flamme est au potentiel de l'anode. On introduit ce résultat dans le modèle du courant limité par les charges d'espace développé au chapitre précédent :

(Eq4. 8)
$$J = \frac{9}{8}\frac{\mu_i \varepsilon_0 \varepsilon_c^2}{d^3} = \frac{9}{8}\frac{\mu_i \varepsilon_0 ((1-\delta\xi)\Delta)^2}{d^3}$$

Lors de l'analyse du modèle, une chute de potentiel anodique de l'ordre de 10% avait été prise en compte en se référant aux résultats de J.M. Rodrigues [26]. La figure (Fig4. 14) donne l'évolution de la chute de potentiel normalisée en fonction de la pression. On voit que cette chute de potentiel reste de l'ordre de 10% pour des pressions allant jusqu'à 0.6-0.7MPa pour les conditions de température rencontrées dans cette chambre statique. L'ensemble des résultats donnés au chapitre précédent n'est donc pas affecté par l'effet de la pression sur le potentiel de la flamme car les écarts observés restent dans la plage d'incertitudes. Pour des pressions plus élevées, il faut par contre tenir compte de l'effet de la pression sur la chute de potentiel anodique. Afin d'évaluer l'influence de cette chute de potentiel anodique sur la densité de courant mesurée, nous introduisons dans l'(Eq4. 8), l'expression de la distance de coincement en fonction de la pression proposée par Westbrook [113]. A partir du critère de coincement basé sur le nombre de Peclet, Westbrook [113] propose une relation en loi puissance pour évaluer la distance de coincement du mélange méthane-air stœchiométrique :

(Eq4. 9)
$$\delta_q = d_0 * P^{-0.5} = 0.05 * P^{-0.5}$$

Où P est exprimé en Pa et δ_q en m. On notera que cette relation est tout à fait comparable avec celle trouvée précédemment lors de nos mesures.

On trace l'évolution du courant en fonction de la pression pour une plage allant de 0.1MPa à 2MPa ce qui correspond au domaine pour lequel une approximation de la chute de potentiel a été déterminée dans ces conditions de température (Eq4. 4).

Le courant est estimé pour une sonde dont le diamètre est de 2mm et une différence de potentiel Δ de 10V entre les deux électrodes :

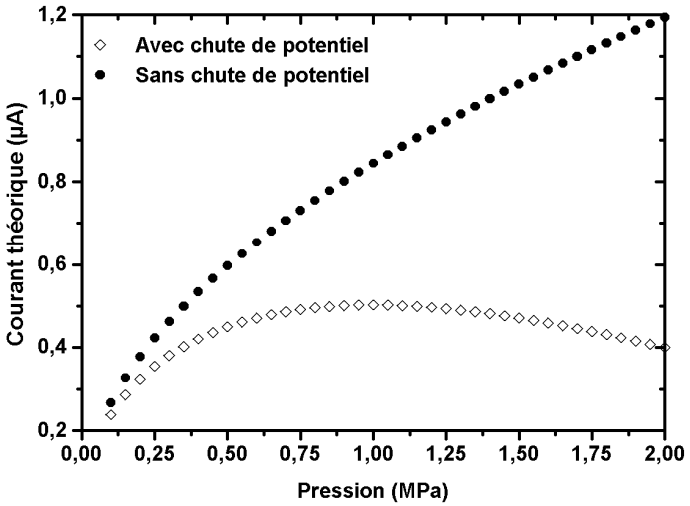


Fig4. 16: Comparaison de l'évolution du courant ionique en fonction de la pression avec ou sans prise en compte de la chute du potentiel de flamme

La figure précédente permet de comparer l'évolution du courant en fonction de la pression dans le cas où l'on tient compte de la chute du potentiel de flamme avec la pression et dans le cas où l'on néglige cette chute de potentiel. Dans le cas où la chute de potentiel cathodique est prise égale à la différence de potentiel entre les deux électrodes, le courant augmente avec la pression. L'évolution du courant dépend essentiellement de la diminution de la distance de coincement et de la mobilité avec l'augmentation de la pression. Dans le cas où l'on tient compte de la chute de potentiel exprimée précédemment (Eq4. 4), l'évolution du courant est totalement différente. Le courant augmente pour des pressions allant de 0.1MPa à environ 0.8MPa avant de diminuer progressivement. Par ailleurs l'augmentation du courant est logiquement plus faible si l'on tient compte de la chute de potentiel dans la flamme.

Validation des résultats par visualisation directe

Pour les niveaux de pression étudiés, la chambre statique ne peut pas être équipée de hublots. Par conséquent il n'est pas possible de suivre la position de la flamme simultanément avec l'évolution du potentiel dans la flamme dans cette configuration. Pour les essais qui suivront, la chambre de combustion de la machine à compression rapide, décrite au chapitre 2, sera utilisée en configuration statique. L'objectif est de respecter des conditions d'essais similaires à celles observées dans la chambre statique. Il convient de ne pas chauffer les gaz par compression et d'éviter tout écoulement aérodynamique dans les gaz frais lors des essais. Le piston de la MCR sera donc bloqué en position haute pour effectuer des visualisations directes en simultané avec la mesure du potentiel de la flamme. L'électrode d'allumage est placée au centre de la chambre de combustion face à la sonde de mesure du potentiel qui est strictement identique à celle décrite précédemment. L'une des deux plaques est mise à la masse et constituera l'anode tandis que la deuxième plaque sera mise à -8V afin de jouer le rôle de la cathode. L'espace entre les plaques est pris égal à 5mm et l'électrode de mesure est centrée entre les deux plaques. La pression initiale est de P_0=0.9MPa avec une pression max lors de l'interaction de Pi=1.4MPa. La durée de propagation de la flamme sur l'électrode de mesure est ici d'environ t_i=14ms. Le potentiel de la flamme mesuré par rapport à l'anode présente l'évolution suivante :

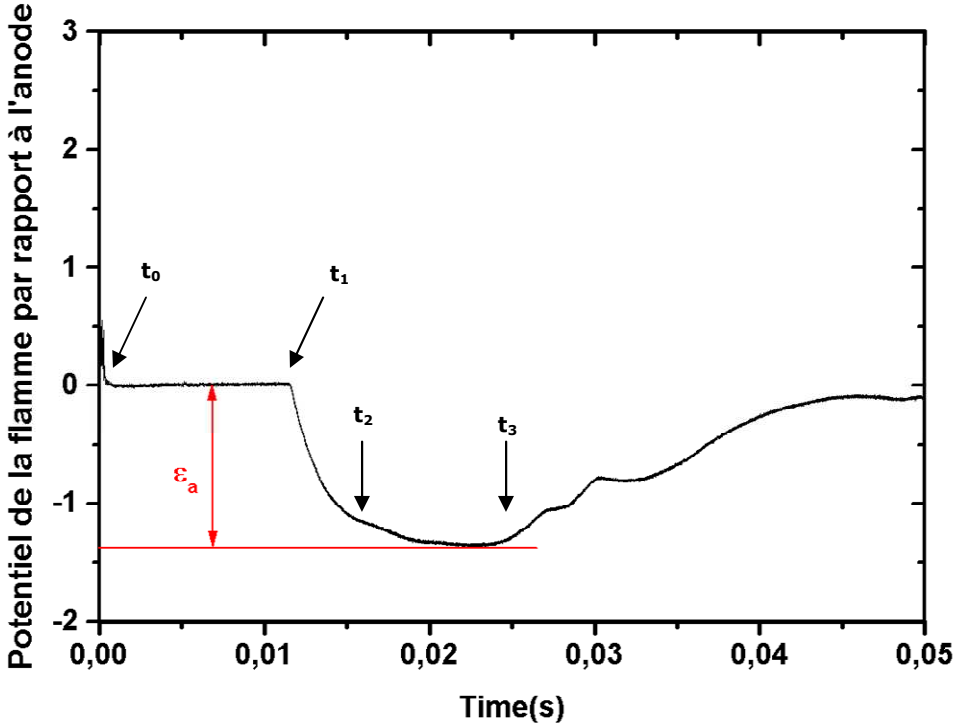


Fig4. 17: Evolution du potentiel de la flamme mesuré par rapport à l'anode en fonction du temps Pi~1MPa

Les images obtenues par visualisation directes et qui correspondent aux différents instants de la figure précédente sont données ci-dessous :

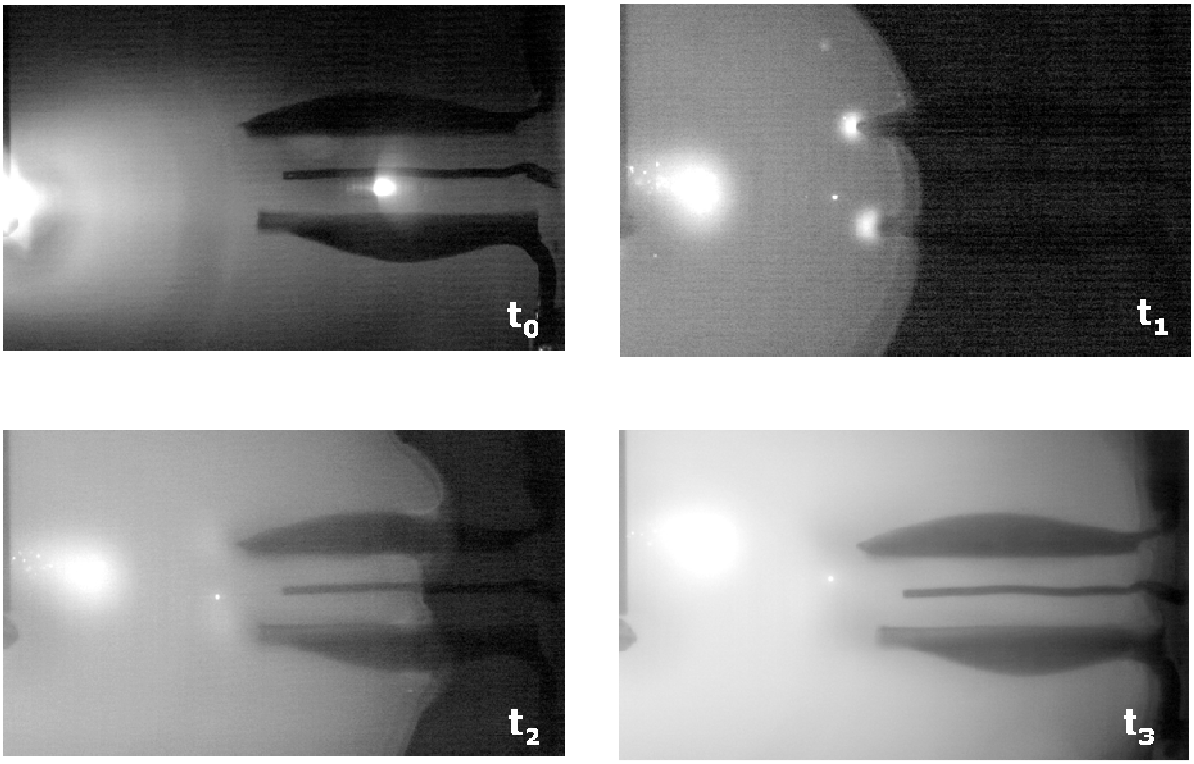


Fig4. 18: Evolution du front de flamme entre les deux électrodes en visualisation directe - CH4-air

L'augmentation du potentiel coïncide avec l'arrivée du front réactif sur l'électrode de mesure positionnée en retrait entre les deux plaques. Cependant il convient de noter que le temps caractéristique de mise au potentiel de l'électrode de mesure est supérieur à la milliseconde. L'estimation des temps caractéristiques des phénomènes plasmiques proposée au chapitre précédent a mis en évidence des temps de l'ordre de la microseconde. Globalement la mesure proposée ici ne permet pas de suivre l'évolution du potentiel de flamme avec un temps de réponse inférieur à la milliseconde. La chute de potentiel ne peut donc être estimée que dans le cas d'une excitation stationnaire et lorsque la durée de propagation de la flamme sur les électrodes est suffisante pour garantir l'équilibre des potentiels entre la flamme et l'électrode de mesure. La méthode de mesure proposée ici ne peut pas être utilisée pour étudier l'évolution du potentiel de flamme dans le cas d'une excitation variable dont la fréquence est supérieure au kHz.

Pour réaliser ces essais on utilise une tension de polarisation continue et on observe alors une stabilisation du potentiel à la valeur imposée par l'anode moins la chute de potentiel calculée à la pression d'interaction en utilisant la formulation précédente (Eq4. 4). Enfin on note la diminution progressive du potentiel dans la zone de gaz brûlés.

Globalement cette méthode de mesure donne une estimation de la chute de potentiel observée sous l'effet de la pression mais elle ne permet pas de conclure sur l'évolution temporelle du potentiel de flamme. Le temps de réponse caractéristique du dispositif est en effet très supérieur au temps caractéristique des phénomènes électroniques et ioniques.

Conclusion

Les propriétés de conductivité électrique de la jonction flamme-électrode sont fortement affectées lorsque la pression d'interaction augmente. Ainsi le potentiel de flamme mesuré n'est plus directement équivalent au potentiel imposé à l'anode. La chute de potentiel anodique n'est plus négligeable et il est nécessaire d'en tenir compte dans l'équation du courant limité par les charges d'espaces. Le courant qui a tendance à augmenter lorsque la flamme se rapproche pour des pressions inférieures à 0.6MPa diminue ensuite sous l'effet de la chute du potentiel de la flamme. Il est indispensable de s'intéresser par ailleurs à l'effet de la température des gaz frais sur l'évolution du potentiel de flamme.

Influence de la température

Les essais précédents ont permis de mettre en évidence l'effet de la pression sur le potentiel de la flamme. La chute de potentiel à l'anode augmente de façon significative sous l'effet de la pression. Les conditions thermodynamiques lors de l'interaction entre la flamme et les électrodes de polarisation ont donc un impact fort sur les mécanismes de polarisation de la flamme. Afin d'étudier l'effet de la température sur la polarisation de la flamme, des essais ont été effectués dans la machine à compression rapide décrite au chapitre 2. Le taux de compression est fixé à 13 et le délai entre la phase de compression et l'allumage est pris suffisamment important afin de limiter au maximum l'écoulement aérodynamique dans les gaz frais. Le délai entre le PMH et l'allumage est de l'ordre de 80ms. Dans ces conditions la combustion se fait suivant un régime laminaire. La compression des gaz frais permet d'avoir une température du mélange de l'ordre de 900K contre 370K dans la chambre statique utilisée lors des essais précédents. L'évolution du

potentiel de la flamme en fonction de la pression a été mesurée dans ces conditions afin de déterminer la corrélation entre la chute de potentiel et la pression pour une température des gaz frais d'environ 900K. On obtient alors une évolution similaire à celle observée précédemment mais avec une augmentation atténuée de la chute de potentiel en fonction de la pression. En première approximation la chute de potentiel normalisée dans la MCR peut s'écrire suivant la relation :

(Eq4. 10) $$\delta\xi(T_{GF} \approx 900K) \approx 0.14P + 0.03$$

P est la pression d'interaction donnée en MPa, cette formulation est obtenue pour P compris entre 1MPa et 5MPa.

A l'aide des expressions de la chute de potentiel normalisée obtenue pour les deux températures différentes (370K et 900K), on détermine une relation entre la chute de potentiel normalisée et la masse volumique des gaz frais :

(Eq4. 11) $$\delta\xi \approx 0.021\rho$$

Où ρ est la masse volumique des gaz frais, avec ρ compris entre 1kg.m^{-3} et 20kg.m^{-3}. La relation précédente est une corrélation obtenue dans nos conditions particulières d'essais. L'objectif de ces essais est simplement de mettre en évidence l'effet de la masse volumique des gaz frais sur la polarisation de la flamme. La figure suivante permet de représenter schématiquement la répartition spatiale du potentiel électrique entre les deux électrodes en fonction de ρ.

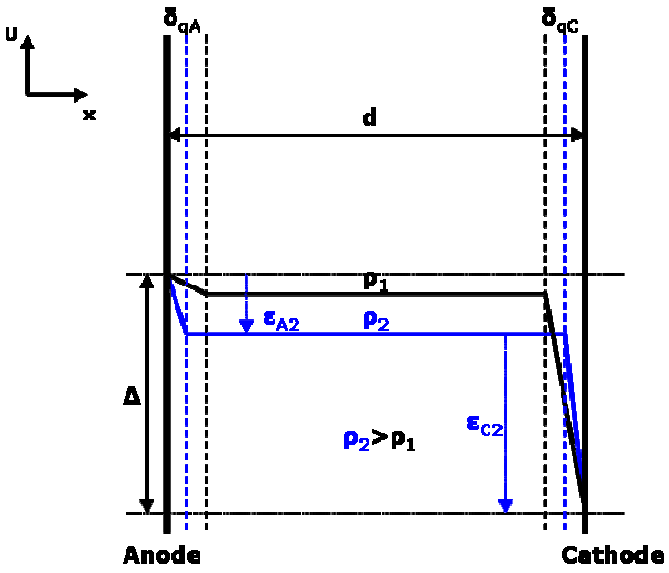


Fig4. 19: Répartition spatiale du potentiel électrique entre les deux électrodes

Sur le schéma proposé on note δ_{qa} la taille de la couche de gaz frais localisée à la jonction flamme-anode et δ_{qc} la taille de la couche de gaz frais à la jonction flamme-cathode. ε représente les chutes de potentiel. U est le potentiel et x la coordonnée spatiale perpendiculaire aux deux électrodes. Enfin d représente la distance inter-électrodes. L'ensemble de ces notations et des paramètres introduits ici seront détaillé dans le paragraphe qui suit. On note simplement ici que sous l'effet d'une augmentation de la masse volumique, la chute de potentiel anodique augmente. Par conséquent la chute de potentiel à la cathode diminue et le potentiel de la flamme s'écarte du

potentiel de l'anode pour prendre une valeur plus faible. Pour la suite de notre étude il est donc important de tenir compte des effets de la masse volumique des gaz frais ρ sur la polarisation afin de caractériser correctement le courant d'ionisation mesurée.

Discussion sur l'Influence de la densité des gaz frais dans les mécanismes de polarisation de la flamme

Une modélisation de la chimie des ions dans la flamme dans des conditions de pression et de température similaires à celles rencontrées expérimentalement a été réalisée au sein du laboratoire « Laboratory of Nonequilibrium Processes », Institute of Heat and Mass Transfer of NASB, Minsk (Belarus). Je tiens à remercier Dr. Alexei Migoun et Dr. Andrey Chernukho pour leur accueil et leur aide précieuse. Une synthèse des résultats théoriques obtenus est proposée ainsi qu'un modèle simple de description des mécanismes de polarisation de la flamme à haute pression.

Modélisation de la cinétique chimique à haute pression

Les mécanismes cinétiques utilisés pour modéliser la combustion d'un mélange stœchiométrique de méthane-air ont été intégralement détaillés dans les publications [114] et [115]. Ainsi la composition ionique d'un plasma de combustion pour le mélange methane-air a déjà été modélisée et les résultats obtenus ont été validés expérimentalement par spectrométrie de masse [114]. Les calculs cinétiques proposés ici ont pour base ces travaux et plus particulièrement la dernière étude proposée par A.Migoun & A.Chernukho [115]. Le principe général des calculs est simplement résumé ici. Pour cette étude, le profil spatial de température au niveau de la flamme a été calculé à partir du code Premix issu du logiciel CHEMKIN [116]. Les profils de température ainsi calculés sont utilisés pour modéliser l'évolution des concentrations d'espèces chargées contenues dans la flamme à partir des schémas cinétiques de formation des ions dans la flamme issus du modèle de Starik M. (cf. annexe 1). La modélisation cinétique utilisée contient 214 mécanismes réactionnels de formation des ions. Dans la première partie de l'étude, les calculs ont été réalisés dans le cas d'un réacteur adiabatique de volume constant. Le modèle est 0D et il a permis de tracer l'évolution de la densité ionique et électronique dans la flamme en fonction de la pression et de la température du mélange. Dans ce cas les effets de diffusion des espèces sur les schémas cinétiques sont négligés. On obtient alors des profils de répartition d'espèce plus fins que dans la réalité cependant la composition globale ionique et électronique reste inchangée. Il a en effet été montré que la diffusion des espèces légères comme H, CH ou OH a tendance à élargir les profils spatiaux de répartition des espèces chargées [115]. La diffusion de ces espèces influence de façon significative la distribution de l'ion primaire CHO^+ qui intervient dans le mécanisme de Calcotte à l'origine de la formation des ions dans la flamme (cf. chapitre 1). Les schémas cinétiques de formation des ions ont été développés en considérant les mécanismes primaires de formation des ions suivant :

$$CH + O = CHO+ + e-$$

$$CH*+ C2H2 = C3H3+ +e-$$

$$CH* + O = CHO+ + e-$$

Les profils de concentration des espèces chargées, ions et électrons, ont donc été calculés à l'aide du modèle 0D pour les mêmes gammes de pression et de température que celles étudiées lors des essais réalisés en MCR et chambre statique. Les résultats ont été obtenus pour des pressions variant de 0.1MPa à 2MPa avec une température de gaz frais de 370K (chambre statique) et pour des pressions variant de 1MPa à 10MPa avec une température de gaz frais de 900K (MCR).

Dans la seconde partie de l'étude, un modèle de flamme en propagation a été utilisé. Dans ce cas les effets de diffusion des espèces légères ont été pris en compte. A noter ici que pour ne pas alourdir le modèle et donc le temps de calcul, on ne tiendra pas compte des phénomènes de diffusion ambipolaire des espèces chargées mais uniquement des coefficients de diffusion des espèces neutres. L'influence de la diffusion ambipolaire sur la cinétique chimique a été discutée au premier chapitre (cf Fig1.18). La prise en compte du champ ambipolaire affecte la répartition spatiale des espèces mais ne modifie pas la concentration des ions et des électrons. L'objectif du calcul est de déterminer l'influence de la pression et de la température sur la concentration en espèces chargées. Le caractère spatial des profils ne sera pas utilisé par la suite, il n'est alors pas indispensable de tenir compte des effets de la diffusion ambipolaire. Dans ce paragraphe La procédure de calcul est strictement identique à celle décrite dans la publication [115]. Dans un premier temps, on calcule les profils spatiaux des paramètres caractéristiques de la dynamique des gaz dans le cas d'une flamme de méthane-air en propagation. Ensuite le profil de température obtenu est utilisé pour simuler la combustion du mélange dans un réacteur adiabatique et isochore 0D. Cela revient à recalculer le profil spatial de température dans le temps à l'aide du profil de vitesse dans les gaz. Cette température est introduite dans le modèle cinétique 0D. Enfin les profils temporels de température et de concentration des espèces sont transformés en profils spatiaux, l'ensemble des solutions étant synchronisé par rapport au point d'allumage qui est pris comme correspondant au maximum de concentration en [CH]. Pour le modèle d'une flamme en propagation les calculs ont été réalisés pour des pressions variant de 0.1MPa à 0.5MPa et pour une température de mélange de 300K.

Résultats

Les courbes qui sont présentées ici correspondent au cas de la modélisation de la combustion d'un mélange stœchiométrique de méthane-air dans un réacteur adiabatique 0D avec une température initiale de gaz frais de 370K. La figure suivante donne l'évolution temporelle relative des concentrations totales en électrons, ions positifs et ions négatifs contenus dans la flamme pour différentes pressions :

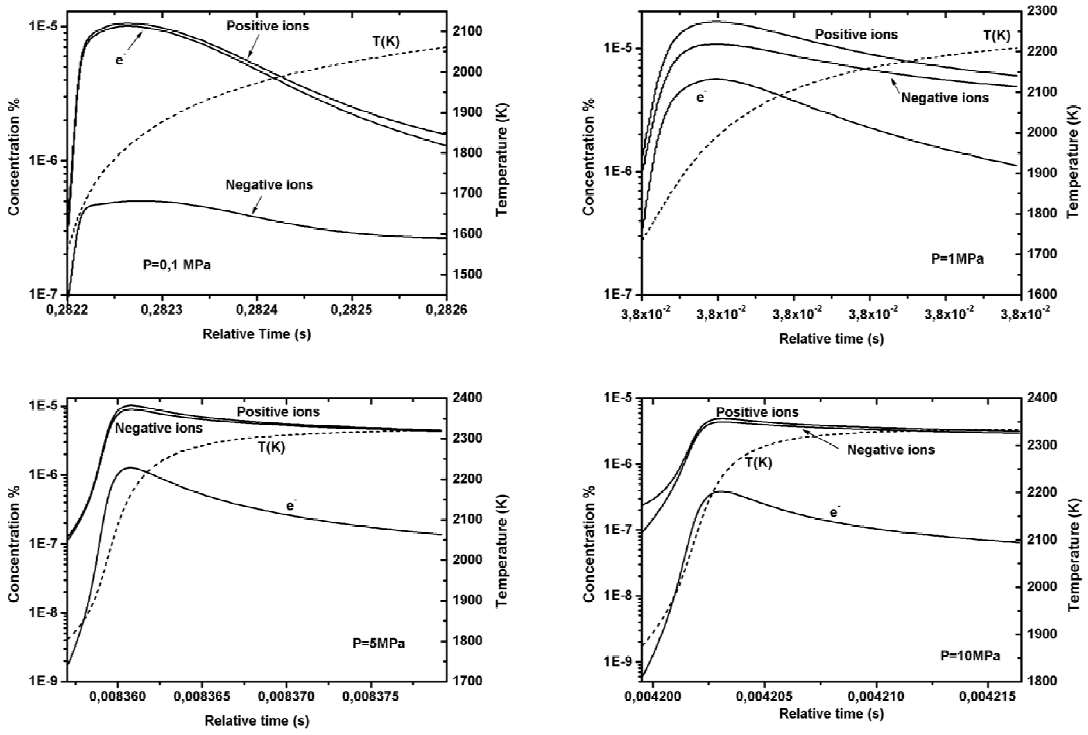


Fig4. 20 : Evolution relative de la concentration en électrons, ions positifs et négatifs pour différentes pression (0.1MPa/1MPa/5MPa/10MPa) Tgf=370K

On voit sur la figure précédente que les électrons sont bien l'espèce majoritaire au niveau des charges négatives à pression atmosphérique. La concentration totale en ions négatifs est dans ce cas négligeable par rapport à la concentration totale en électron comme cela a déjà été démontré [114]. Pour des conditions de pression et de température proches des conditions atmosphériques, on peut faire l'approximation que la flamme produit essentiellement des cations et des électrons. On voit cependant que pour des pressions plus élevées, le ratio [e^-]/[anions] diminue fortement et que la concentration en électrons devient rapidement inférieure à la concentration totale en ions négatifs. Il est alors intéressant d'étudier l'évolution du ratio de concentration totale en électrons par rapport à la concentration totale en charges négatives produites par la flamme. On utilise pour cela les formulations suivantes :

(Eq4. 12)

$$n_0 = n_{i+} = n_e + n_{i-}$$
$$\tau_e = \frac{n_e}{n_0}$$

Où n_{i+} représente la concentration totale en ions chargés positivement, n_e est la concentration totale en électrons et n_{i-} est la concentration totale en ions négatifs. τ_e se définit comme étant le taux de concentration en électrons. Sur la figure suivante, le taux maximum de concentration électronique dans le front de flamme est tracé en fonction de la pression :

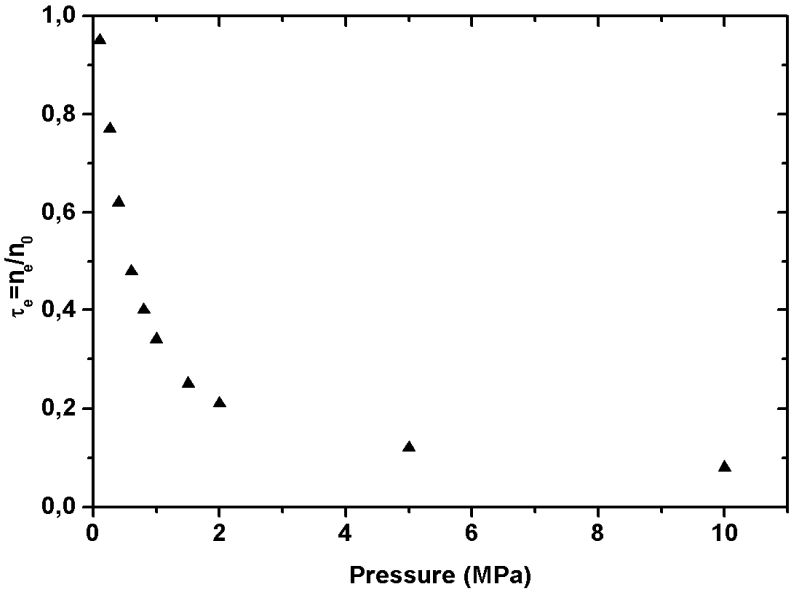


Fig4. 21: Taux maximum de concentration en électrons dans la flamme CH4-air Φ=1 en fonction de la pression (Tgf=370K)

On voit donc que le taux d'électrons contenus dans la flamme décroit fortement avec la pression. Ainsi à 10MPa la concentration totale en électrons ne représente plus que 8% de la charge négative contenue dans le front réactif. Ces valeurs sont obtenues en considérant une température de 370K dans les gaz frais ce qui correspond aux conditions d'essais en chambre statique.

Dans la gamme de pression correspondante à celle étudiée dans ces essais expérimentaux [0.1MPa ; 2MPa], la courbe théorique du taux de concentration en électrons peut être approximée par l'expression logarithmique suivante :

(Eq4. 13) $$\tau_e = -0.2638.\ln(P) + 0.3639$$

Avec P en MPa (P<2MPa) et T_{gf}=370K.

L'étude des profils de concentration en charges négatives montrent que les anions sont dominants pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique.

Sur l'ensemble de la gamme de pression modélisée [0.1MPa, 10MPa], le taux d'électron évolue en $\tau_e = 0.3232.P^{-0.57}$. A haute pression, les propriétés électriques de la flamme dépendent donc en partie des ions négatifs et pas seulement des électrons. La figure suivante donne les répartitions temporelles relatives des espèces chargées produites par les réactions chimiques dans le cas d'une combustion à 0.1MPa et à 2MPa.

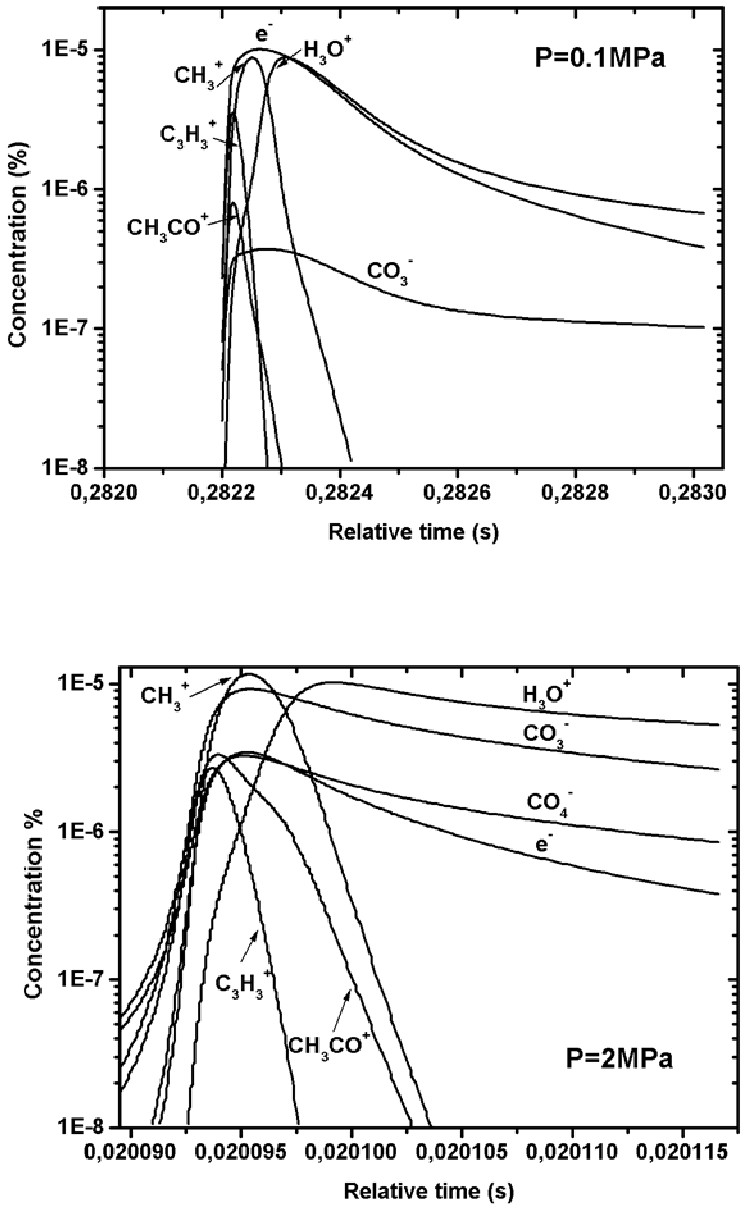


Fig4. 22: Evolution temporelle relative des concentrations en électrons et ions pour des pressions de 0.1MPa et 2MPa et Tgf=370 K

Les calculs montrent que les ions positifs majoritaires contenus dans le front de flamme sont CH_3^+, H_3O^+ et $C_3H_3^+$. Ces résultats sont en accord avec les autres études [114], [115]. Les ions positifs majoritaires ne dépendent pas ici de la pression, on voit que H_3O^+ et CH_3^+ restent majoritaires à 2MPa. En ce qui concerne les charges négatives, on voit que CO_3^- devient majoritaire à 2MPa. La concentration en CO_3^- est en effet alors 6 fois supérieure à celle des électrons. Par ailleurs la concentration en CO_4^- reste très proche de celle des électrons. Globalement la modélisation cinétique met en évidence l'importance des conditions de pression sur la nature des porteurs de charges qui assurent la conductivité de la flamme. Alors qu'à pression atmosphérique les électrons constituent plus de 95% de la charge totale négative, ils n'en représentent plus que 20% à 2MPa.

Afin d'améliorer la précision des profils obtenus, il convient de s'intéresser au cas d'une flamme en propagation libre. A l'aide du modèle décrit précédemment des profils spatiaux de répartition des espèces chargées ont été obtenus. Les calculs n'ont pu être menés ici que pour une gamme de pression allant de 0.1MPa à 0.5MPa. Comme nous l'avons indiqué précédemment, le fait d'inclure dans le modèle les effets de diffusion des espèces ne modifie pas la composition ionique globale mais cela augmente la précision de la répartition spatiale des espèces. Ainsi en tenant compte des effets de diffusion une bonne corrélation a été obtenue entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux issus de mesure par spectrométrie de masse [115]. La figure suivante (Fig4. 23) donne la répartition spatiale des différentes espèces calculées à 0.1MPa et à 0.5MPa.

Les profils obtenus confirment que les ions CH_3^+, H_3O^+ et $C_3H_3^+$ restent les espèces positives majoritaires. La concentration maximale ionique devient cependant 8 fois moins importante lorsque l'on tient compte des effets de diffusion. Par ailleurs les profils de répartition spatiale des espèces s'élargissent sous l'effet de la diffusion des espèces légères. On voit que les ions $C_3H_3^+$ et CH_3^+ sont principalement présents dans le front de flamme, tandis que l'ion H_3O^+ apparaît plus tard dans la zone de gaz brûlés. Pour les charges négatives, on voit que les électrons sont largement majoritaire à pression atmosphérique et que CO_3^- représente alors moins de 5% de la concentration total en espèces chargées négativement. A 0.5MPa, la proportion d'électron tombe à 65% de la charge totale négative contenue dans le front de flamme. Ce résultat confirme les calculs réalisés à l'aide du modèle purement cinétique 0D (Fig4. 21). La concentration en ions CO_3^- devient rapidement significative dans le front réactif et reste supérieure à celle des électrons dans les gaz brûlés pour P=0.5MPa.

Comme attendu les processus de chemi-ionisation sont fortement affectés par les conditions de pression et de température.

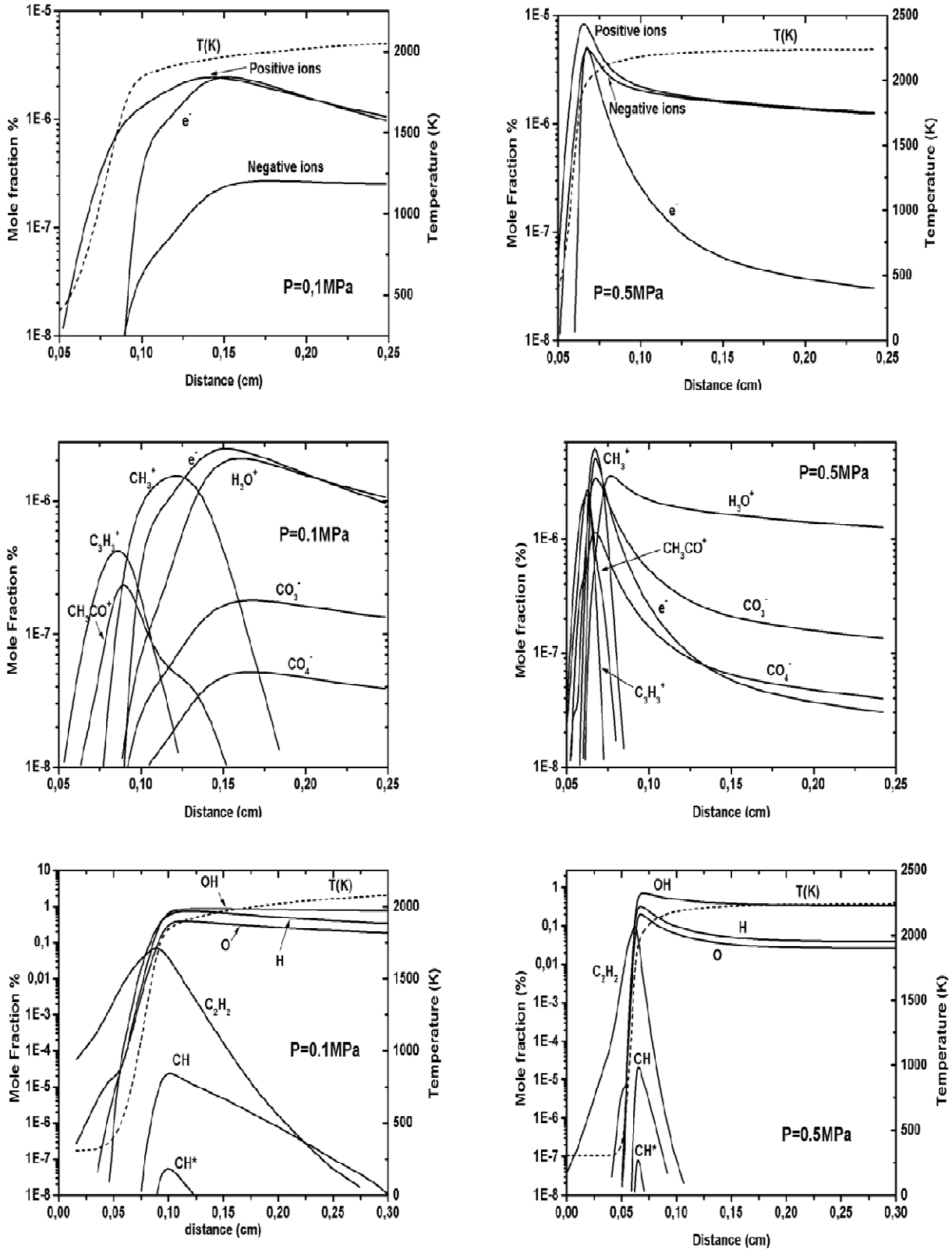


Fig4. 23: Répartition spatiale des différentes espèces calculée pour une flamme de méthane-air stœchiométrique en propagation libre et en tenant compte des effets de diffusion à P=0.1MPa (gauche) et P=0.5MPa (droite) Tgf=300K

Des calculs ont aussi été effectués avec une température initiale de gaz frais de l'ordre de 850K pour des pressions comprises entre 1MPa et 15MPa. Les calculs ont été faits uniquement dans le cas du réacteur adiabatique 0D. La figure suivante donne l'évolution relative des espèces chargées.

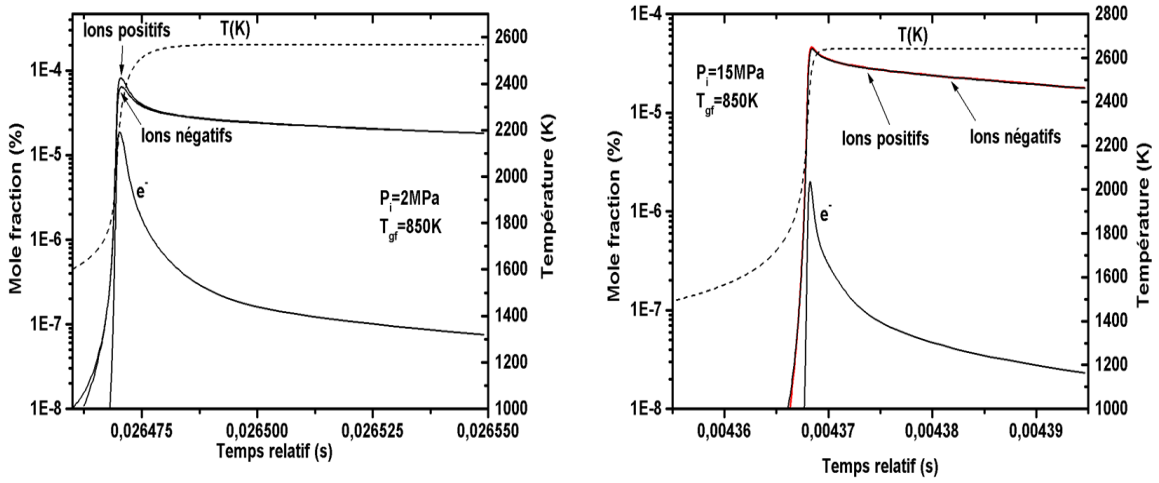


Fig4. 24: Evolution relative de la concentration en électrons, ions positifs et négatifs pour Pi=2MPa/15MPa et Tgf=850K

Dans ce cas on retrouve le fait que la concentration en électrons libres devient inférieure à la concentration en ions négatifs. De la même façon que précédemment on trace alors l'évolution du taux de concentration en électrons avec la pression pour une température initiale de gaz frais de 850K :

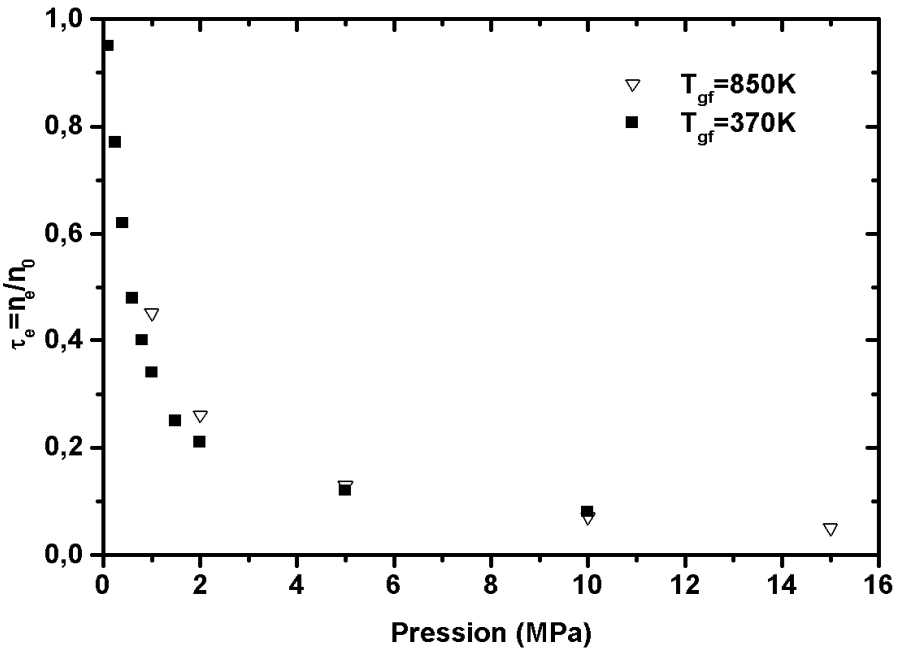


Fig4. 25: Taux maximum de concentration en électrons dans la flamme de CH4-air stœchiométrique en fonction de la pression (Tgf=370K/850K)

On obtient une évolution assez similaire du taux de concentration en électrons avec la pression pour les deux températures initiales dans les gaz frais. Pour Pi=15MPa on voit que la concentration en électrons représente moins de 5% de la charge totale négative produite par la flamme. Avec une température initiale de 850K et une gamme de pression allant de 1MPa à 15MPa on retrouve des conditions similaires à celles rencontrées lors des essais en MCR. Globalement dans ce cas le taux de concentration en électrons peut être approximé par une fonction puissance :

(Eq4. 14) $$\tau_e = 0.4571.P^{-0.8104}$$

Où P est en MPa, $P \in [1MPa;15MPa]$ et T_{gf}=850K.

On trace enfin les répartitions relatives d'espèces chargées à P_i=2MPa et P_i=15MPa. Et pour T_{gf}=850K.

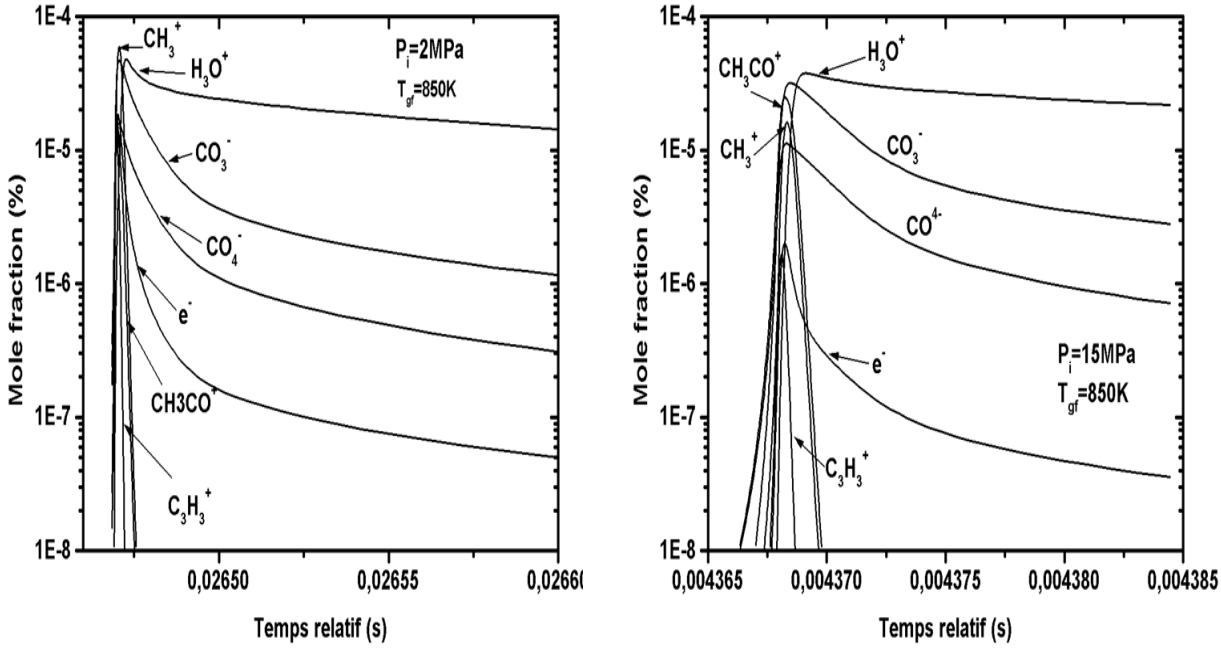


Fig4. 26: Evolution temporelle relative des concentrations en ions et électrons pour Pi=2MPa et Pi=15MPa et pour Tgf=850K

On retrouve les mêmes espèces majoritaires que celles calculées précédemment pour une température initiale de 370K. On note simplement qu'à 15MPa la concentration en ion CH_3CO^+ devient plus importante que la concentration en CH_3^+ dans le front de flamme. Les ions CO_3^- et CO_4^- restent majoritaires dans les espèces négatives. Et l'ion H_3O^+ est l'espèce positive dominante dans les gaz brûlés.

Les modélisations réalisées montrent que la concentration totale en électrons diminue fortement avec la pression. Ce résultat a été aussi vérifié pour d'autres carburants.

Ainsi une étude récente proposée par A.N Migoun [117] a permis de simuler la production des ions et des électrons pendant la combustion d'un mélange essence-air comprimé de façon adiabatique

dans une chambre de combustion avec un taux de compression de 10. Dans ces simulations la température initiale est prise égale à 600K et la pression est de 25 bars. Pour ces estimations, les pertes thermiques pariétales ne sont pas prises en compte. Les calculs obtenus permettent d'estimer les variations de concentration totale en ions négatifs et électrons pour différentes richesses comme le montre la figure suivante :

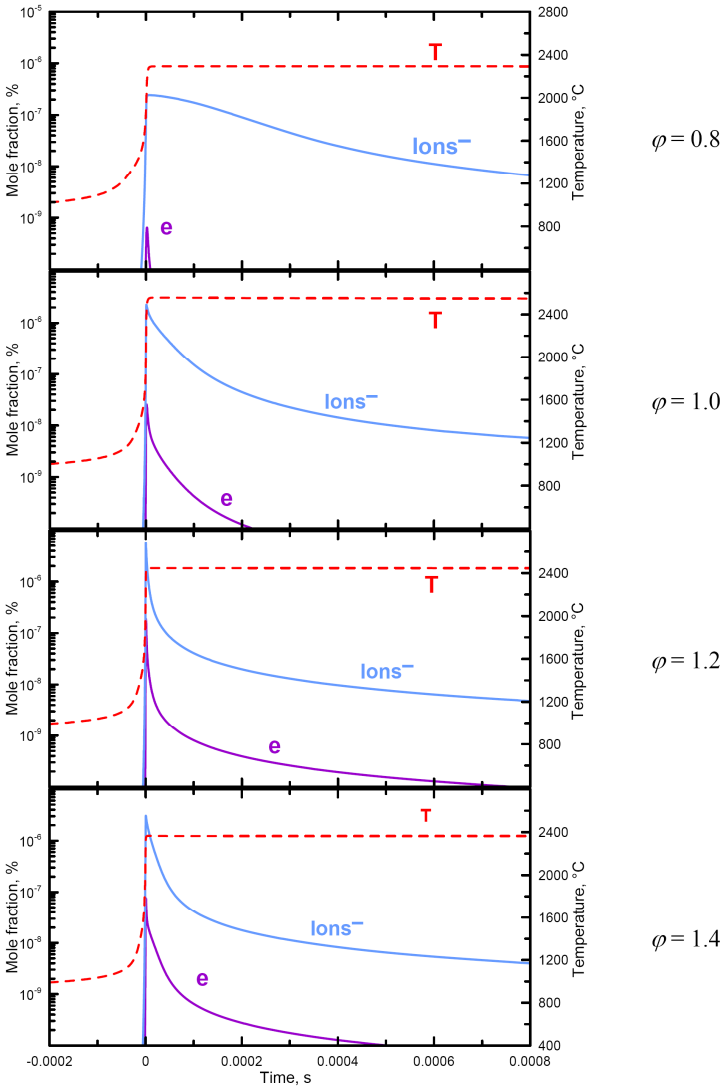


Fig4. 27: Evolution de la concentration totale en anions et électrons pour différentes valeurs de richesse du mélange essence-air [117]

Le plasma de combustion étant électriquement neutre, la concentration totale en charges positives correspond à la somme des anions et des électrons. On peut observer que dans le cas d'un mélange pauvre la concentration totale en électrons est très faible. Dans le cas d'un mélange stœchiométrique la concentration en ions négatifs est supérieure à celle des électrons de deux ordres de grandeur. On voit donc que pour des conditions de pression élevées la densité des électrons est faible devant la densité d'ions négatifs.

Configuration symétrique

Les expérimentations réalisées ont mis en évidence que lorsque la densité du gaz augmente la chute de potentiel anodique augmente. Le potentiel de la flamme n'est plus celui imposé par l'anode comme cela a été démontré à pression atmosphérique [26]. Ce résultat s'explique par la différence de nature des porteurs de charge qui interviennent à l'anode et à la cathode. Ainsi du côté de l'anode il a été montré que ce sont les électrons libres qui assurent la bonne conductivité du gaz à l'interface entre la flamme et l'électrode. Dans le cas de la « gaine » cathodique les espèces qui interviennent sont les ions positifs produits par les réactions de chemi-ionisation localisées dans le front de flamme. Le rapport des chutes de potentiel anodique et cathodique se développe comme le rapport des mobilités des espèces qui assurent la conductivité.

Or $\frac{\mu_i}{\mu_e} << 1$ ce qui implique que la chute de potentiel anodique reste faible devant la chute de potentiel cathodique.

Considérons une configuration parfaitement symétrique :

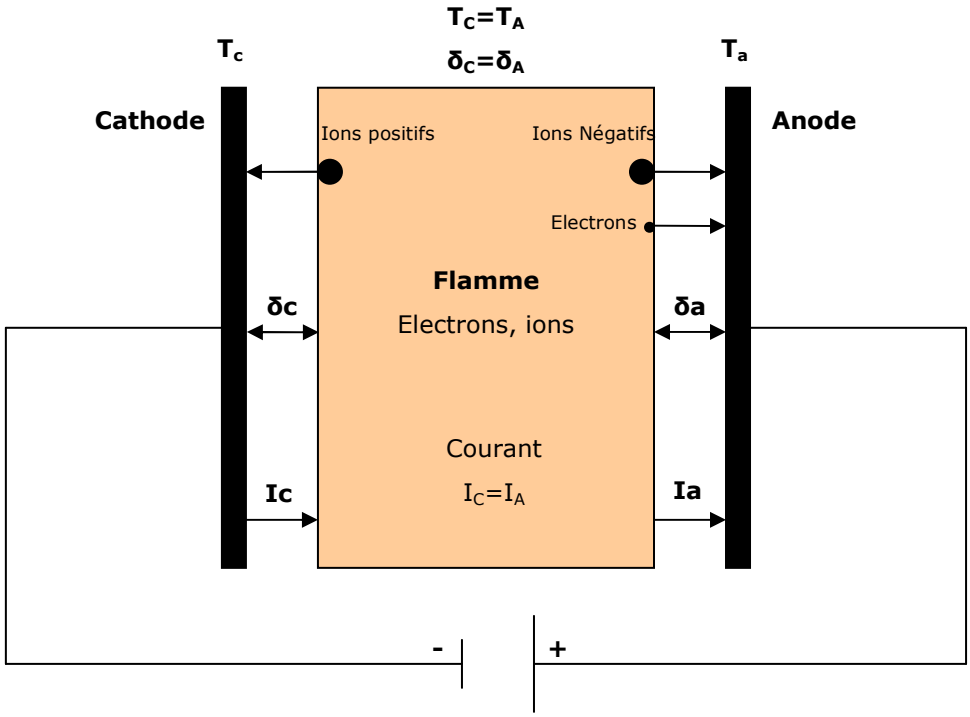


Fig4. 28 : Schéma de polarisation de la flamme dans un cas parfaitement symétrique

Dans le cas de la figure précédente (Fig4. 28), la température des deux électrodes est la même. On considère donc que la couche de coincement est identique à la cathode et à l'anode. La distance de coincement est notée δ_a à l'anode et δ_c à la cathode. La continuité du courant impose que le courant anodique soit égal au courant cathodique. Si la surface des électrodes est identique, on peut écrire l'égalité de la densité de courant anodique et cathodique :

(Eq4. 15)

$$J_+ = n_+ e\mu_+ \frac{|V_f - V_c|}{\delta_c}$$
$$J_- = n_- e\mu_- \frac{|V_f - V_a|}{\delta_a}$$

Comme $n_+ \sim n_-$ et $\delta_a = \delta_C$:

(Eq4. 16)

$$\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c} \approx \frac{\mu_+}{\mu_-}$$

Le rapport des chutes de potentiel dépend de la mobilité des porteurs de charge et par conséquent de la nature des porteurs de charges. A pression atmosphérique, les porteurs de charges négatifs sont essentiellement des électrons. Dans ce cas, on constate effectivement que la chute de potentiel anodique est très petite devant la chute de potentiel cathodique. La flamme suit alors le potentiel imposé par l'anode. Pour des conditions de pression supérieures à la pression atmosphérique on constate une augmentation progressive de la chute de potentiel au niveau de l'anode (Fig4. 15). Ainsi la chute de potentiel anodique n'est plus petite devant la chute de potentiel cathodique. Une première hypothèse qui peut être proposée afin d'expliquer ce résultat concerne la nature des porteurs de charges. Supposons que les charges négatives ne sont plus essentiellement des électrons libres mais des anions. Dans ce cas le rapport des mobilités entre les charges négatives et positives devient équilibré. La chute de potentiel à l'anode devient de l'ordre de grandeur de la chute de potentiel à la cathode. Ainsi lorsque les mobilités des porteurs de charges positifs et négatifs sont strictement identiques le potentiel de flamme devient :

(Eq4. 17)

$$\varepsilon_c = \varepsilon_a \Rightarrow V_F = \frac{1}{2}(V_A - V_C) = \frac{1}{2}U_0$$

La relation précédente met en évidence que dans un cas parfaitement symétrique et à condition que les porteurs de charge négatifs soient des anions, le potentiel de flamme est strictement la moitié de la différence de potentiel appliquée entre les électrodes.

Les résultats obtenus expérimentalement montrent bien une augmentation significative de la chute de potentiel anodique avec l'augmentation de la pression. Celle-ci reste cependant inférieure à 35% de la différence de potentiel appliquée dans les conditions de la chambre statique c'est-à-dire pour une pression inférieure à 2MPa et une température de gaz frais de 370K. Dans ce cas, la conductivité électrique à l'anode ne peut pas être uniquement liée aux ions négatifs.

Le comportement global des chutes de potentiel observées peut s'écrire :

(Eq4. 18)

$$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a} = \frac{\overline{\mu}_-}{\mu_+}$$

On définit dans ce cas une mobilité moyenne des charges négatives $\overline{\mu}_-$ sous la forme :

(Eq4. 19)

$$n_0 = n_- + n_e$$
$$\tau_- = \frac{n_-}{n_0}$$
$$\tau_e = \frac{n_e}{n_0}$$
$$J_- = n_0 e\bar{\mu}E = n_e\mu_e eE + n_-\mu_- eE$$
$$\bar{\mu}_- = \tau_-\mu_- + \tau_e\mu_e$$

Où n_- est la concentration d'anions, n_e la concentration d'électrons libres, n_0 la concentration totale de charges négatives et n_+ la concentration en cations ($n_0=n_e+n_-=n_+$).

On a donc :

(Eq4. 20)

$$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a} = \frac{\tau_e\mu_e + \tau_-\mu_-}{\mu_+} = \tau_e\frac{\mu_e}{\mu_+} + (1-\tau_e)\frac{\mu_-}{\mu_+}$$

On suppose que les mobilités cationique et anionique sont similaires ($\mu_+ \approx \mu_-$) et que la mobilité électronique est très supérieure à la mobilité ionique ($\frac{\mu_+}{\mu_e} << 1$) ce qui permet d'écrire :

(Eq4. 21)

$$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_a} \approx 1 + \frac{\mu_e}{\mu_+}\tau_e$$

Le rapport des chutes de potentiel dépend donc du taux d'électron et du rapport des mobilités entre les électrons et les ions positifs. La modélisation des schémas cinétiques de production d'espèces chargées dans le front de flamme a permis d'évaluer le taux d'électron en fonction de la pression. Ainsi sur la Fig4. 21, le taux d'électrons a été tracé en fonction de la pression dans les conditions de la chambre statique. En utilisant les valeurs théoriques de τ_e et l'équation précédente (Eq4. 21), il est possible d'évaluer le rapport des chutes de potentiel anodique et cathodique en fonction de la pression.

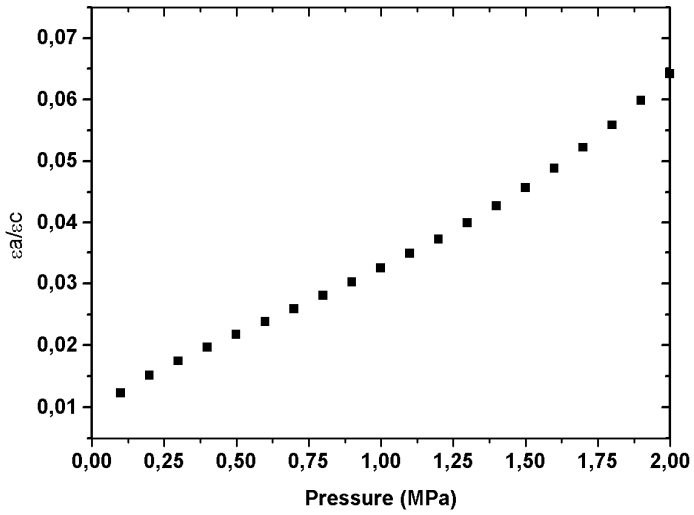


Fig4. 29: Evolution du rapport des chutes de potentiel anodique et cathodique en fonction de la pression calculée à partir de (Eq4. 21)

On voit sur la figure précédente que le rapport des chutes de potentiel calculé reste très faible par rapport à celui mesuré expérimentalement. Ainsi les calculs théoriques font apparaître une chute de potentiel inférieure à 10% pour une pression de 2MPa alors que les mesures expérimentales indiquent un ratio de 35% à cette même pression. La réduction de la concentration en électrons dans le front de flamme avec l'augmentation de la pression ne suffit pas à expliquer les chutes de potentiels mesurées. L'écart très important entre la mobilité des électrons et celles des ions positifs suffit ici à compenser les différences de concentration observées entre les espèces. Ainsi malgré la chute de la concentration en électrons libres la chute de potentiel anodique calculée théoriquement reste très inférieure à la chute de potentiel cathodique. D'autres phénomènes sont donc à prendre en compte afin d'expliquer les résultats expérimentaux.

Afin d'étayer le modèle, il convient de s'intéresser à la bibliographie existante sur la nature des porteurs de charges négatifs contenus dans la flamme. Le premier point important concerne les réactions d'attachement électronique. La tendance des particules neutres à attacher un électron et former ainsi un ion négatif se traduit par l'affinité électronique. En combustion de nombreuses espèces électronégatives sont présentes et participent au processus d'attachement électronique. En particulier les atomes d'oxygène jouent un rôle prépondérant dans ce phénomène à cause de leur forte concentration. Les radicaux OH qui sont présents dans le front de la flamme présentent une forte affinité électronique. Un tableau récapitulatif des principales espèces électronégatives avec les valeurs d'affinité électronique dans le cas d'une flamme de propane-air est proposé.

Espèces	Fraction Molaire	Affinité électronique (eV)
OH	0.0058	1.83
CO	0.018	1.326
O	0.0008	1.46
O2	0.0075	0.45
H	0.0009	0.754
NO	0.0052	0.026
C2		3.27
CH		1.24
CN		3.82

Tab 4. 1: Affinité électronique d'espèces présentes dans le front réactif et les gaz brûlés. Concentration à l'équilibre pour une combustion isochore de propane-air stœchiométrique avec une température des gaz de 2000K [119]

Il existe trois voies possibles pour la production d'anion. La première concerne directement les réactions de chemi-ionisation, la seconde voie possible est le processus d'attachement dissociatif et enfin la dernière possibilité est liée au processus d'attachement à trois corps.

Le processus d'attachement à trois corps dans l'air en l'absence de champ électrique est [120] :

(Eq4. 22) $$e + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$$

Avec $M=O_2,N_2,H_2O$

Les constantes de réaction sont $k_M=k_{O2}=2.5.10^{-30}cm^6/s$, $k_{N2}=0.16.10^{-30}$, $k_{H20}=14.10^{-30}$ pour $T=T_e=300K$. La concentration électronique diminue donc en suivant la loi [120]:

(Eq4. 23)
$$\left(dn_e/dt\right)_a = -\upsilon_a n_e$$
$$n_e = n_e^0 \exp(-\upsilon_a t)$$

La fréquence d'attachement électronique dans l'air sec (absence de molécule H_2O) à une pression de 1 bar est donné par : $\upsilon_a = k_{O_2} N_{O_2}^2 + k_{N_2} N_{N_2} N_{O_2} = 0.9.10^8 s^{-1}$.

Le temps de vie des électrons est alors de l'ordre de 10ns ce qui correspond au premier ordre au temps caractéristique de séparation des charges suivant le modèle de Debye et sous l'effet du champ électrique à 1 bar et pour une température de gaz de 300K (cf. chapitre1).

Dans notre cas l'attachement électronique se produit dans la zone de coincement sous l'effet du champ électrique. Le fait d'augmenter fortement la densité du gaz contenu dans la couche limite thermique augmente fortement la fréquence de collision des espèces chargées avec les molécules neutres et favorise donc fortement les effets de l'attachement électronique. Un coefficient d'attachement électronique, noté a, peut être défini comme étant le rapport de la fréquence d'attachement électronique υ_a sur la vitesse de dérive électronique sous effet de champ.

$$a = \frac{\upsilon_a}{v_d}$$

Ce coefficient traduit le nombre d'attachement pour 1cm parcouru le long d'une ligne de champ. Une analyse simple proposée au premier chapitre a permis de montrer que dans notre cas le régime peut être considéré comme de « champ faible ». Le rapport E/P varie de 0.01 à 1V/cm.torr ce qui permet de faire l'hypothèse que le mécanisme prépondérant d'attachement électronique est le mécanisme à trois corps décrit précédemment (Eq4. 22). En effet les molécules O_2, CO_2 et H_2O sont très fortement liées, et il faut une très grande énergie pour provoquer l'attachement dissociatif d'un électron comme le montre les valeurs suivantes [120].

$$e + O_2 + 3.6\,eV \rightarrow O + O^-,$$
$$e + CO_2 + 3.85\,eV \rightarrow CO + O^-,$$
$$e + H_2O + 4.25\,eV \rightarrow OH + H^-,$$
$$e + H_2O + 3.6\,eV \rightarrow H_2 + O^-,$$
$$e + H_2O + 3.2\,eV \rightarrow H + OH^-.$$

Fig4. 30: Réactions d'attachement dissociatif d'un électron

Dans le cas où les mécanismes prédominants sont les mécanismes à trois corps, Y.P. Raizer [120] propose l'évolution du coefficient d'attachement électronique pour certaines valeurs de pression qui restent très inférieures à celle rencontrées dans notre étude :

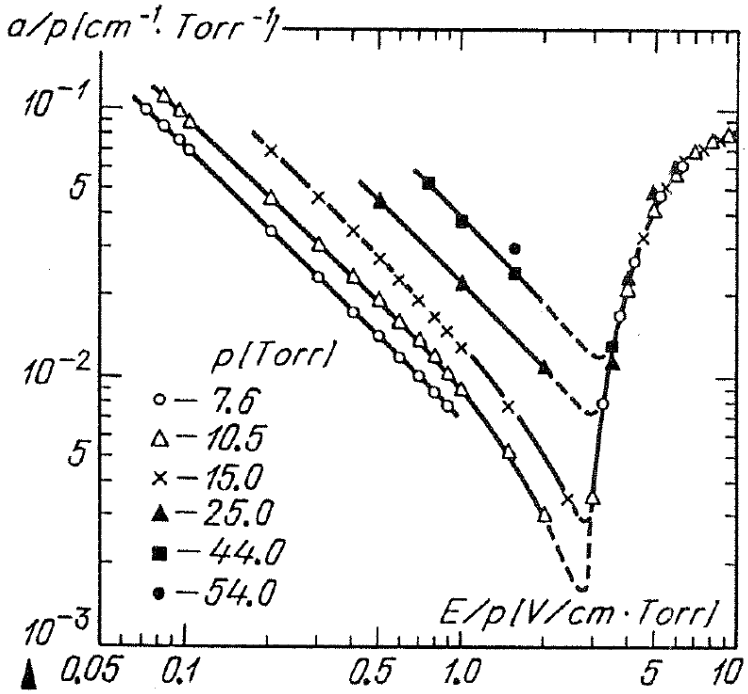


Fig4. 31: Evolution du coefficient d'attachement électronique dans l'oxygène pur à T=300K et pour différentes pressions [120]

Le coefficient d'attachement électronique en champ faible évolue suivant une relation : $a = P^2 f(E/P)$

Globalement on notera ici qu'en condition de champ faible, le processus d'attachement électronique à trois corps est prédominant et que le coefficient d'attachement électronique augmente fortement avec la pression. Il est impératif de prendre ces résultats avec précaution dans la mesure où les niveaux de pression étudiés ici restent très faibles par rapport aux conditions rencontrées dans les expérimentations de cette thèse.

Afin d'évaluer de façon plus précise l'impact de ce phénomène dans nos conditions expérimentales, des calculs sur les processus d'attachement électronique dans la couche de coincement ont donc été réalisés. Ces calculs ont été faits à l'aide du modèle cinétique présentée au paragraphe précédent avec l'aide de l'institut « Heat and Mass Transfer » de Minsk. On considère ici le processus d'attachement à trois corps de type :

$$e^- + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M$$

Où M=O_2, N_2 ou H_2O

Les constantes de réactions liées au processus d'attachement ont été calculées en fonction de la pression et de la température. Par exemple dans le cas de l'attachement électronique sur O_2, on obtient :

$$e^- + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$$

(Eq4. 24)

$$K_{att} = 1.5.10^{21}.\frac{1}{T}.\exp(-\frac{600}{T}).(6.10^{23})^{-2}$$

(Eq4. 25)

$$\tau_{attach} = \frac{1}{k_{att}.N_{O_2}^2} = \frac{1}{K_{att}.(0.5.10^{19})^2}.\frac{\left(\frac{T}{300}\right)^2}{P^2}$$

On voit que la fréquence d'attachement électronique obéit à une loi de pression en P^2. Sur la figure suivante on trace l'évolution du temps d'attachement électronique en fonction de la température pour différentes pressions :

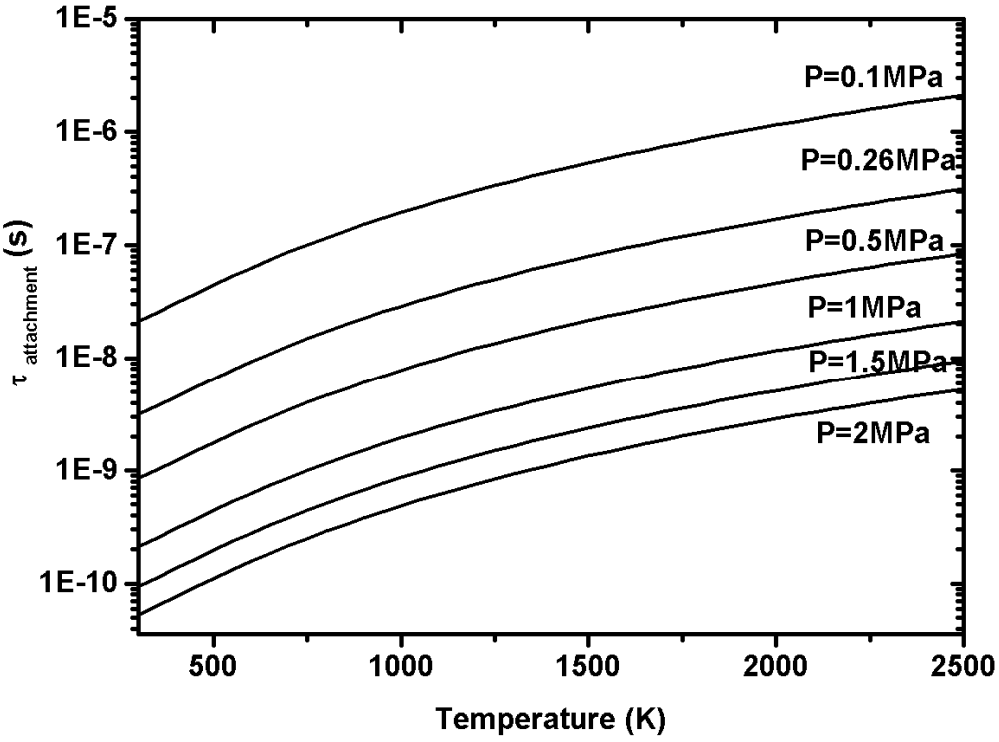


Fig4. 32: Evolution du temps d'attachement électronique en fonction de la température et de la pression

La durée de vie des électrons est d'environ 10ns à pression et température atmosphériques. On voit que sur l'ensemble de la gamme de pression étudiée ici, le temps d'attachement augmente avec la température. La durée de vie des électrons reste donc supérieure dans le front réactif de la flamme par rapport à la zone de proche paroi dans la couche de coincement. Comme attendu on voit par ailleurs que la durée de vie des électrons diminue avec la pression.

Il existe cependant un équilibre entre les processus d'attachement électronique et les mécanismes de détachement des électrons. On tient compte alors du processus suivant :

$$O_2^- + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + e^-$$

La constante de réaction de ce processus est donné par :

(Eq4. 26)

$$K_d = 1.5.10^{-11}.T^{0.5}.\exp(-\frac{5590}{T})cm^3.s^{-1}$$

(Eq4. 27)

$$\tau_{det} = \frac{1}{K_d.N_2} \approx \frac{1}{K_d.\left(0.5.10^{19}\right)} \frac{\left(\frac{T}{300}\right)}{P}$$

La constante de réaction suit une loi d'évolution linéaire en fonction de la pression. On trace sur la figure suivante l'évolution du temps caractéristique de détachement des électrons en fonction de la température et pour différentes pressions :

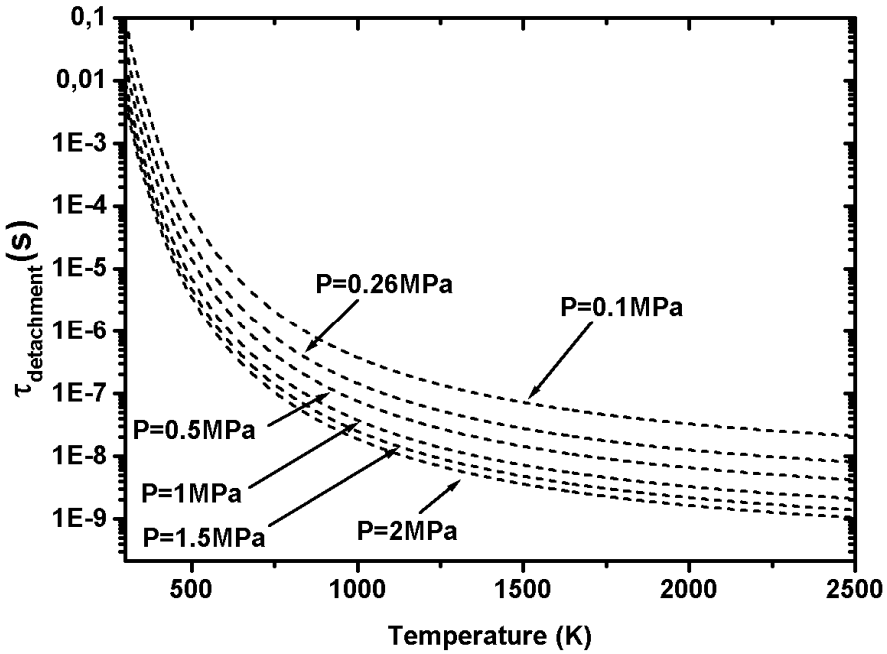


Fig4. 33: Evolution du temps caractéristique de détachement électronique en fonction de la température et de la pression

La durée de vie de l'ion O_2^- décroit fortement avec l'augmentation de la température. A pression et température atmosphérique, la durée de vie d'O_2^- est de l'ordre de 100ms tandis qu'elle est de 20ns à T=2500K et P=2MPa. Par ailleurs comme pour le processus d'attachement électronique les temps caractéristiques diminuent avec l'augmentation de la pression.

Les processus d'attachement et de détachement électronique ont des tendances inversées avec l'augmentation de température, il peut donc être intéressant de superposer les courbes obtenues sur un même graphique. La figure suivante permet de comparer les temps caractéristiques des deux processus en fonction de la température et de la pression :

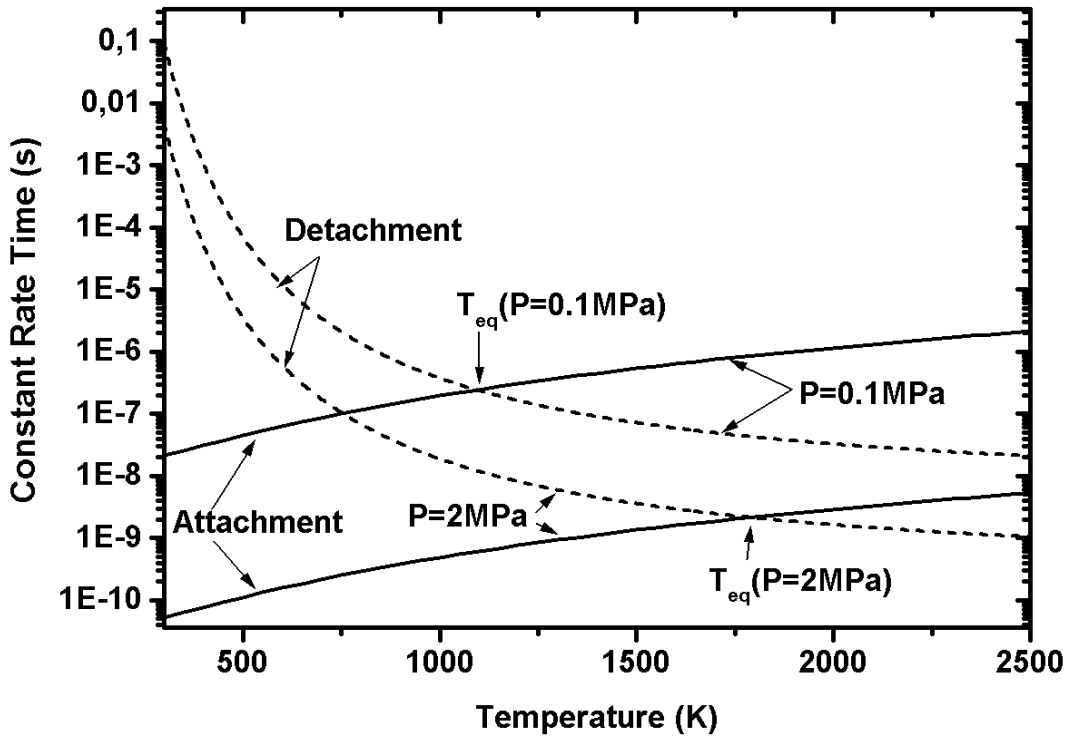


Fig4. 34: Comparaison des temps caractéristiques des processus d'attachement et de détachement électronique

On voit sur la courbe précédente qu'il existe une température d'équilibre entre les processus de détachement et d'attachement électronique qui dépend de la pression. L'évolution de cette température d'équilibre en fonction de la pression est proposée sur la figure qui suit :

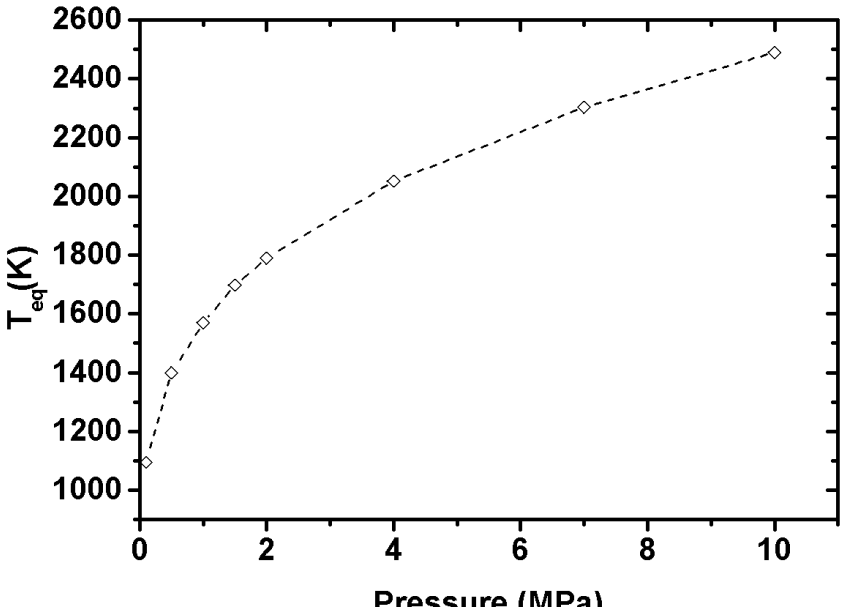


Fig4. 35: Evolution de la température d'équilibre entre les processus d'attachement et de détachement électronique en fonction de la pression

Lorsque la température est supérieure à la température d'équilibre donnée sur la figure précédente, les mécanismes de détachement électronique sont plus rapides que les processus

d'attachement. A l'inverse pour une température inférieure à T_{eq}, les réactions de détachement électronique sont favorisées et les électrons ont une durée de vie plus courte que celle des ions négatifs. A cause du fort gradient thermique qui existe dans la couche de coincement entre la flamme et les électrodes, il est important de tenir compte des deux mécanismes. Pour simplifier le problème, on fait ici l'hypothèse que les électrons produits par la flamme restent libres à condition que la température soit supérieure à T_{eq}. Dans la zone de coincement où la température devient inférieure à T_{eq}, les électrons s'attachent et leur concentration diminue fortement. Il devient alors nécessaire de comparer les temps caractéristiques liés aux mécanismes d'attachement électronique et le temps de traversée des électrons dans cette zone. Afin d'expliquer la chute de potentiel anodique à haute pression, on utilise un modèle simplifiée d'interaction flamme-paroi. Le profil de température dans la couche de coincement est supposé linéaire et la température de l'électrode est constante, égale à 300K. Un logiciel de type Gaseq est ici utilisé afin de calculer les températures de flamme adiabatique pour les différentes valeurs de pression.

Dans un premier temps, il est nécessaire d'estimer l'évolution de la couche de coincement avec la pression. Pour faire ce calcul nous utiliserons la corrélation proposée par B.Boust dans sa thèse de doctorat [1]. Cette corrélation sera discutée dans la suite du manuscrit. La distance de coincement suit l'évolution :

(Eq4. 28)

$$\delta_q = 20.P^{-1} \rightarrow P < 0.3MPa$$
$$\delta_q = 50.P^{-0.45} \rightarrow P > 0.3MPa$$

Ainsi pour chaque valeur de pression on détermine la taille de la couche de coincement, la température d'équilibre des mécanismes d'attachement et de détachement électronique et la température de flamme adiabatique. A partir de cas données et en prenant un profil linéaire de température, il est possible d'estimer la taille de la zone de la couche de coincement dans laquelle les mécanismes d'attachement électroniques sont plus lents que les mécanismes de détachement et la zone pour laquelle cette tendance s'inverse.

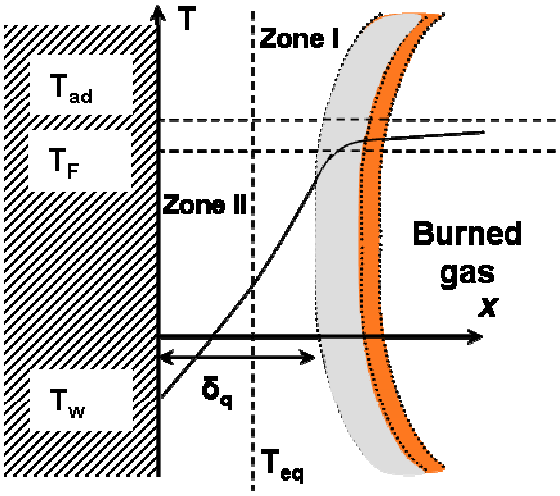


Fig4. 36: Modèle simplifié d'interaction flamme-paroi

La figure précédente (Fig4. 36) donne une représentation simplifiée de l'interaction entre la flamme et l'électrode. La zone notée I correspond à la partie de la couche de coincement dans laquelle la

température est supérieure à T_{eq}. Dans cette zone la conductivité électrique dépend donc des ions et des électrons produits par les réactions de chemi-ionisation qui ont lieu dans le front de flamme. La zone notée II correspond à la partie de la couche de coincement dans laquelle la température reste inférieure à T_{eq} et dans laquelle la concentration électronique diminue fortement sous l'effet de l'attachement. A partir de ces hypothèses, on peut écrire :

(Eq4. 29)

$$\overline{V}_{-} = \overline{\mu}_{-} E = \frac{\delta_q}{t} = \frac{\delta_q}{t_I + t_{II}}$$

$$t_1 = \frac{d_I}{\overline{\mu}_{-I} E}$$

$$t_2 = \frac{d_{II}}{\overline{\mu}_{-II} E}$$

$$\overline{\mu}_{-} = \frac{\delta_q}{\frac{d_I}{\overline{\mu}_{-I}} + \frac{d_{II}}{\overline{\mu}_{-II}}}$$

$$\overline{\mu}_{-I} = \tau_e \mu_e + (1 - \tau_e)\mu_{-}$$

$$\overline{\mu}_{-II} = \tau'_e \mu_e + (1 - \tau'_e)\mu_{-}$$

Où $\overline{\mu}_{-}$ est la mobilité moyenne des espèces négatives dans la couche de coincement, d_I représente la taille de la zone I, d_{II} la taille de la zone II, δ_q la distance de coincement, t_I le temps de parcours dans la zone I, t_{II} le temps de parcours dans la zone II, t le temps de parcours total, $\overline{\mu}_{-I}$ la mobilité moyenne des espèces négatives dans la zone I, $\overline{\mu}_{-II}$ la mobilité moyenne des espèces négatives dans la zone II, τ_e le ratio d'électrons produits par la flamme (Eq4. 19), τ'_e le ratio d'électrons dans la zone 2, μ_e la mobilité électronique et enfin μ_{-} la mobilité des anions.

A partir des résultats de la modélisation de la cinétique chimique et des modèles de coincement on évalue alors le rapport des chutes de potentiel anionique et cathodique (Eq4. 18).

Comme expliqué dans le chapitre précédent, la mobilité des ions est calculée à partir de l'expression proposée par Fialkov. Dans la zone I, la température utilisée pour le calcul des mobilités est la température moyenne entre la température de flamme et la température de d'équilibre T_{eq}. Dans la zone II la température des espèces est prise égale à la température moyenne entre la température de paroi et la température d'équilibre. Pour les ions négatifs, la modélisation cinétique a montré que l'ion CO_3^- est l'ion majoritaire produit par la flamme et dans la couche de coincement les mécanismes d'attachement électronique génèrent des ions O_2^-. Pour les espèces positives, on prend une valeur moyenne de mobilité entre la mobilité de CH_3^+ et celle de H_3O^+ qui sont les deux espèces positives prépondérantes. La mobilité électronique sera calculée à partir de la relation proposée par Yu.Raizer :

Table 2.1. Estimated values of electron mobility, effective collision frequency for momentum transfer, conductivity, and mean free path length

Gas	$\mu_e p$, $10^6 \frac{cm^2\ Torr}{V \cdot s}$	$\nu_m p$, $10^9\ s^{-1}\ Torr^{-1}$	$\sigma p/n_e$, $10^{-13} \frac{Torr \cdot cm^2}{Ohm}$	range of E/p, $\frac{V}{cm \cdot Torr}$	l_p, $10^{-2}\ cm \cdot Torr$
He	0.86	2.0	1.4	0.6–10	6
Ne	1.5	1.2	2.4	0.4–2	12
Ar	0.33	5.3	0.53	1–13	3
H_2	0.37	4.8	0.58	4–30	2
N_2	0.42	4.2	0.67	2–50	3
air	0.45	3.9	0.72	4–50	3
CO_2	1.1	1.8	1.8	3–30	3
CO	0.31	5.7	0.5	5–50	2

[Mobilities were found by approximating the experimental curves $v_d(E/p)$ with the function $v_d = \mu_e E$; ν_m and σ were calculated using the value of μ_e. Mean free path lengths, $l = (N\sigma_{tr})^{-1}$, refer to electron energies of 1 to 10 eV, typical for the positive column of glow discharges.]

Fig4. 37: Estimation de la mobilité électronique en fonction de la pression [120]

La vitesse de dérive électronique est majorée suivant la relation :

(Eq4. 30)
$$V_d \leq (2U_0 / \delta_q)\mu_e$$

On estime en fonction de la pression, le temps de parcours des électrons dans la zone II. Pour une pression comprise entre 0.1MPa et 2MPa le temps de traversée de la couche II varie entre 10ns et 100ns.

Le taux de concentration en électrons dans cette zone II est donné par :

(Eq4. 31)
$$\tau'_e = \tau_e \exp(-\frac{t}{t_{att}})$$

On calcule alors le taux d'électrons restant sur une durée correspondant au temps de parcours. On voit alors qu'à pression atmosphérique le taux d'électrons reste de l'ordre de grandeur de τ_e. Le temps d'attachement électronique est du même ordre de grandeur que le temps de parcours. On peut donc écrire : $\overline{\mu}_{-II} \approx \mu_{-I}$ pour P=0.1 MPa.

Pour une pression de 2MPa, le calcul montre qu'il n'y a plus d'électrons libres susceptibles d'assurer la conductivité des électrons dans cette zone. Le temps d'attachement est très inférieur au temps de parcours. Dans ce cas on a : $\overline{\mu}_{-II} \approx \mu_-$ pour P=2MPa.

On calcule alors le ratio $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_c}$ pour P=0.1MPa et P=2MPa. A pression atmosphérique on retrouve le résultat issu de (Eq4. 21), le rapport est de l'ordre de 2%. En revanche à P=2MPa, on obtient un ratio de l'ordre de 58% ce qui correspond à la mesure expérimentale.

La figure suivante donne l'évolution expérimentale des rapports de chute de potentiel avec l'augmentation de la pression pour Tgf=370K (chambre statique) :

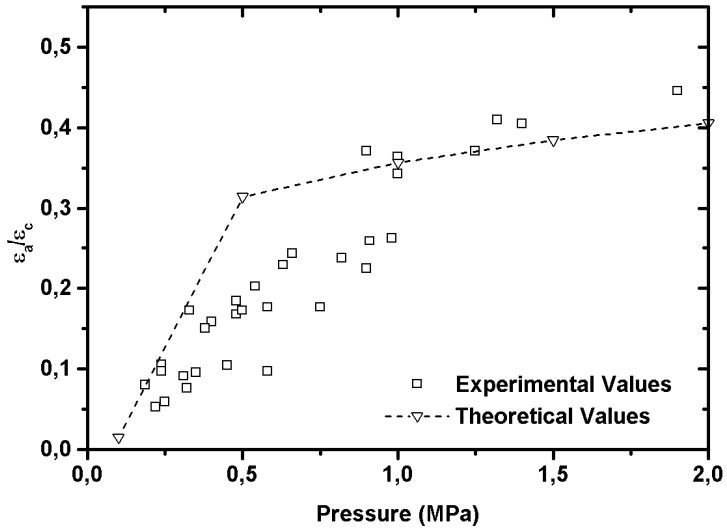


Fig4. 38: Valeurs expérimentales et théoriques du rapport des chutes de potentiel CH_4-air Φ=1, T_{gf}=370K

On obtient une bonne corrélation entre les valeurs théoriques obtenues ici et les valeurs expérimentales de chute de potentiel mesurées. La principale difficulté pour estimer la valeur de la chute de potentiel théorique réside dans la détermination de la mobilité des différentes espèces en fonction de la pression et de la température. Il n'existe pas dans la littérature de données sur la mobilité des différentes espèces à ces niveaux de pression. Dans la mesure où le rapport des chutes de potentiel est directement lié au rapport des mobilités, la précision du modèle dépend de la précision des valeurs de mobilité utilisées.

La chute de potentiel observée lorsque la densité du gaz augmente peut donc s'expliquer par deux mécanismes principaux. Dans un premier temps les modélisations de la cinétique chimique montrent que sous l'effet d'une augmentation de la densité du gaz, la flamme contient moins d'électrons libres. La durée de vie des électrons dans la flamme diminue avec l'augmentation de pression. On voit notamment que la concentration totale en électrons dans le front de flamme ne représente plus que 20% de la concentration totale en charges négatives pour une pression de 2MPa et une température de gaz frais de 370K. L'ion négatif majoritaire dans le front de flamme est CO_3^- dans le cas de la combustion d'un mélange stœchiométrique de méthane-air. Ainsi les anions majoritaires ont une mobilité similaire à celle des ions positifs qui reste très faible devant celle des électrons. La modification de la nature des porteurs de charges est responsable de la diminution de la conductivité du gaz à l'anode qui provoque une augmentation de la chute de potentiel entre l'anode et la flamme. Le second mécanisme qui tend à augmenter la chute de potentiel à l'anode est lié aux phénomènes d'attachement et de détachement électroniques dans la couche de coincement. Les fréquences d'attachement et de détachement électronique sont liées à la densité du gaz ce qui permet de justifier la dépendance de la chute de potentiel anodique à la pression et à la température. Il existe un équilibre entre les mécanismes d'attachement à trois corps et les processus de détachement électronique des électrons dans l'air. Les calculs ont permis de montrer que pour les hautes températures la durée de vie des électrons étaient supérieure à

celle des anions de type O_2^-. Ce résultat s'inverse lorsque la température passe sous une valeur d'équilibre T_{eq}. A cause du gradient thermique à l'interface flamme électrode, les électrons ne peuvent pas assurer la conductivité électrique dans toute la zone de coincement. Les mécanismes de conduction sont donc assurés à la fois par les électrons et les ions négatifs ce qui provoque la chute de potentiel anodique observée. Cette chute de potentiel a été vérifiée expérimentalement en faisant varier la pression et la température dans la couche de coincement. Dans l'analyse réalisée précédemment, une configuration parfaitement symétrique a été prise en compte. Il est intéressant d'analyser l'influence d'une modification de la symétrie du phénomène étudié.

Configuration Asymétrique

Dans la configuration utilisée au chapitre 3, la flamme est polarisée à l'aide d'un dispositif d'antenne. La différence de potentiel est appliquée entre ces antennes dites de polarisation et l'électrode de mesure du courant d'ionisation. Dans cette configuration, et contrairement au cas du système de mesure du potentiel à deux plaques, le système de polarisation n'est plus symétrique. Les antennes de polarisation sont nettement plus fines que l'électrode de mesure, et par conséquent leur température augmente plus fortement au contact de la flamme. La distance de coincement entre la flamme et les antennes devient alors plus faible que celle observée entre la flamme et l'électrode de mesure. Afin d'analyser cette configuration, un schéma est proposé :

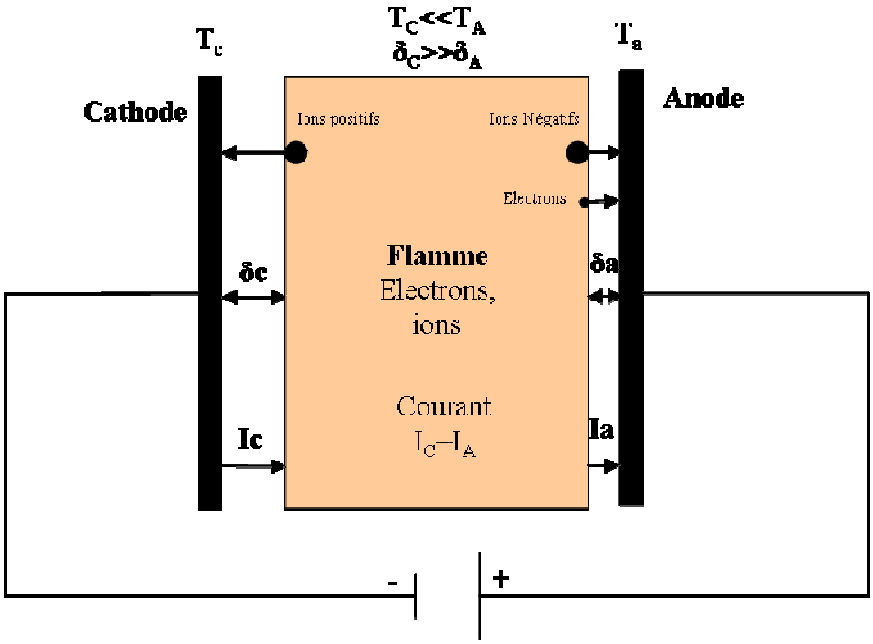


Fig4. 39: Schéma de polarisation de la flamme dans une configuration asymétrique

On suppose par ailleurs que la surface de l'anode est différente de la surface de la cathode ($S_A \neq S_C$), on écrit alors la continuité du courant à l'anode et à la cathode :

(Eq4. 32)
$$I_C = n_+ \mu_+ e \frac{\varepsilon_C}{\delta_{qC}} S_C = I_A = n_- \overline{\mu}_- e \frac{\varepsilon_A}{\delta_{qA}} S_A$$

On en déduit :

(Eq4. 33)

$$\frac{\varepsilon_C}{\varepsilon_A} = \frac{\overline{\mu}_-}{\mu_+}\frac{\delta_{qC}}{\delta_{qA}}\frac{S_A}{S_C}$$

En utilisant les mêmes hypothèses que précédemment, on obtient :

(Eq4. 34)

$$\overline{\mu}_- = \frac{\delta_q}{\frac{d_I}{\overline{\mu}_{-I}} + \frac{d_{II}}{\overline{\mu}_{-II}}}$$
$$\overline{\mu}_{-I} = \tau_e \mu_e + (1-\tau_e)\mu_-$$
$$\overline{\mu}_{-II} = \tau'_e \mu_e + (1-\tau'_e)\mu_-$$

Dans un premier temps, on suppose que les surfaces anodiques et cathodiques sont similaires $\frac{S_A}{S_C} \approx 1$, et que la durée de vie des électrons libres est très faible ce qui implique que la conduction est assurée uniquement par des ions.

Dans ce cas le rapport des chutes de potentiel se simplifie sous la forme :

(Eq4. 35)

$$\frac{\varepsilon_C}{\varepsilon_A} \approx \frac{\delta_{qC}}{\delta_{qA}}$$

Le rapport des chutes de potentiel s'écrit donc comme le rapport des distances de coincement. Dans la mesure où le diamètre des antennes est faible, celles-ci vont chauffer rapidement au contact de la flamme. Une étude récente de B.Boust [7], a mis en évidence l'influence de la température de paroi sur la distance de coincement. Les mesures ont été réalisées en chambre de combustion statique avec un mélange stœchiométrique de méthane-air. La mesure de la distance de coincement se fait par méthode optique, en utilisant un procédé de visualisation direct similaire à celui présenté au chapitre 3. Les résultats obtenus sont regroupés sur le graphique suivant :

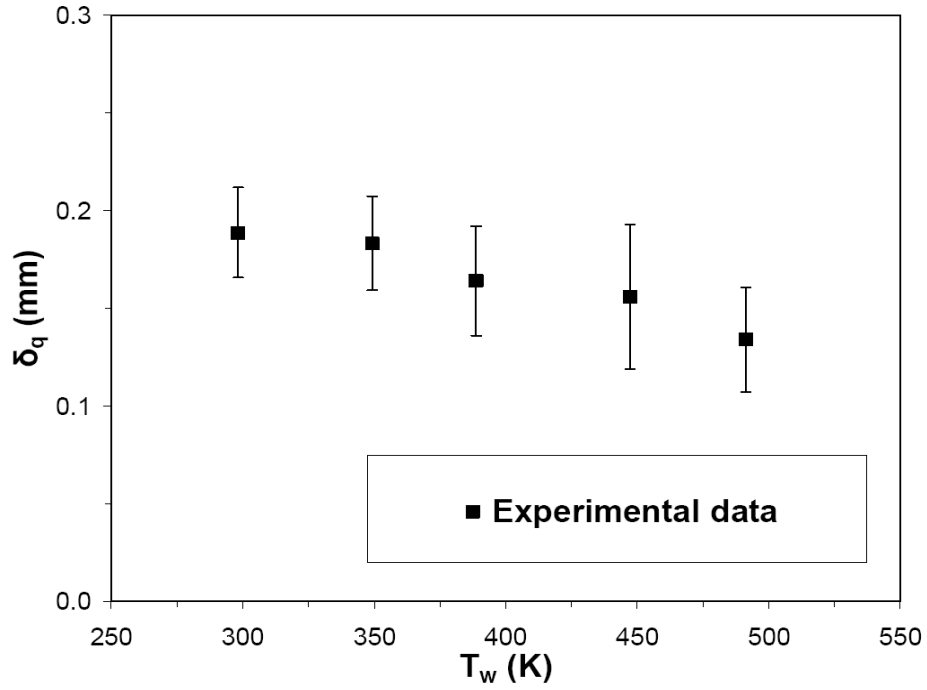


Fig4. 40: Evolution de la distance de coincement en fonction de la température de paroi [7]

Les mesures ont été effectuées jusqu'à une température de paroi de l'ordre de 500K, la méthode de visualisation directe ne permet pas en effet de mesurer des distances de coincement trop faibles. Globalement on note une baisse de l'ordre de 50% de la distance de coincement lorsque la température de paroi passe de la température ambiante 293K à une température de 500K. Dans notre configuration les antennes de polarisation ont un diamètre de 180µm pour une longueur de 2mm. La température moyenne estimée des antennes au contact de la flamme est de l'ordre de 1000 à 1200K. L'électrode de mesure étant positionnée en paroi, on peut supposer que sa température varie peu lors de l'interaction avec la flamme. En considérant le cas limite où $\delta_{qC} >> \delta_{qA}$, on a :

(Eq4. 36) $$\varepsilon_C >> \varepsilon_A$$

On retrouve alors le fait que la flamme suit le potentiel de l'anode.

Ainsi en minorant le rapport des chutes de potentiel à partir des résultats présentés sur la figure précédente (Fig4. 40), on a :

(Eq4. 37) $$\frac{\delta_{qA}}{\delta_{qC}} < 0.5 \Rightarrow \varepsilon_A < 0.5\varepsilon_C \Leftrightarrow V_F > \frac{2}{3}U_0$$

La chute de potentiel anodique reste donc plus faible dans cette configuration que dans le cas du dispositif symétrique à deux plaques. La configuration employée au chapitre 3 permet de limiter la chute de potentiel anodique. La formulation obtenue dans ce cas est :

(Eq4. 38) $$\frac{\varepsilon_C}{\varepsilon_A} = \left(\frac{1}{\frac{d_I}{\tau_e\mu_e + (1-\tau_e)\mu_-} + \frac{d_{II}}{\tau'_e\mu_e + (1-\tau'_e)\mu_-}} \right) \delta_{qC} \cdot \frac{1}{\mu_+} \frac{S_A}{S_C}$$

Cette relation permet de mettre en évidence l'influence de chacun des paramètres. Ainsi les résultats expérimentaux ont permis de montrer que la flamme est globalement une équipotentielle dont les chutes de potentiel sont localisées aux jonctions avec les électrodes. Dans le cas où les porteurs de charges majoritaires à l'anode sont des électrons libres $(\tau_e \approx 1)$, la chute de potentiel anodique reste très faible devant la chute de potentiel cathodique à condition d'avoir une surface d'anode suffisante par rapport à la surface de la cathode. La chute de potentiel cathodique dans ce cas correspond à la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes. Le potentiel de flamme est égal au potentiel de l'anode. Le courant cathodique alors mesuré dépend de la surface de la cathode et de la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes. Lorsque la densité du gaz augmente, la densité d'électrons libres susceptibles d'assurer la conduction du courant diminue fortement. Dans ce cas le rapport des chutes de potentiels cathodiques et anodiques dépend de la taille de la couche limite thermique à la surface de chacune des électrodes et du rapport des surfaces des deux électrodes. Ainsi en configuration purement symétrique, la chute de potentiel à l'anode tend vers la chute de potentiel à la cathode et le potentiel de flamme tend vers une valeur limite qui correspond à la moitié de la différence de potentiel entre les deux électrodes. Dans le cas où la polarisation se fait via des antennes de polarisation, la configuration devient strictement dissymétrique à cause de la différence notable de température des antennes de

polarisation et de l'électrode de mesure. Ainsi en utilisant un rapport de surface relativement similaire entre l'anode et la cathode, la chute de potentiel anodique reste limitée par rapport à la chute de potentiel cathodique même lorsque les porteurs de charges majoritaires à l'anode sont des ions négatifs.

Influence des particules

Dans le cas des flammes riches, la présence de particules de suies modifie la répartition des charges électriques dans le front réactif. Ainsi les particules de suies ont une polarisabilité qui sous l'influence d'un champ électrique leur permet d'accumuler une charge électrique significative. Des études se sont intéressées aux mécanismes de polarisation des particules ([122], [123]). Dans un premier temps ces particules ont tendance à se polariser négativement en accumulant des électrons. La plus grande mobilité des électrons permet d'expliquer ce résultat. Progressivement ensuite les répartitions de charges s'équilibrent et les densités de charge positives et négatives deviennent très similaires. Globalement ces mécanismes dépendent fortement des conditions liées à la combustion. La proportion d'électrons libres par rapport à la densité totale d'espèces négatives que produit la flamme va fortement impacter ces mécanismes de polarisation des suies. Or l'étude de A.N. Migoun présentée précédemment a mis en évidence l'influence de la richesse sur la proportion d'électrons contenus dans le front réactif. D'autre part la richesse va fortement impacter la quantité de suies et donc la concentration totale en espèces chargées dans la flamme. Pour les flammes riches, la densité de charges ne dépend pas uniquement des mécanismes de chemi-ionisation mais aussi des phénomènes de polarisation des suies. Ces mécanismes sont à prendre en compte lors de l'interprétation de mesure liée au courant d'ionisation pour des flammes qui présentent des suies. Dans l'étude menée ici l'absence de suies permet de s'affranchir de l'influence de ces mécanismes.

Conclusion

Cette étude expérimentale sur le potentiel de flamme a permis de mettre en évidence la complexité des couplages flamme-électrodes. Les résultats expérimentaux ont montré que la densité du mélange méthane-air a un impact très fort sur les mécanismes de polarisation de la flamme. L'augmentation de la densité du gaz favorise naturellement les mécanismes collisionnels et peut ainsi induire une modification sur la nature des porteurs de charges. Des études de cinétique chimique ont mis en avant que dans des conditions de pression élevée la quantité d'anions devient très supérieure à la quantité d'électrons libres dans le front de flamme. Par ailleurs en faisant l'hypothèse que des mécanismes d'attachement électronique interviennent dans la couche de coincement localisée à l'interface flamme électrode, on en déduit les résultats suivants :

- Les espèces majoritaires qui assurent la conduction à l'anode sont des ions négatifs et non plus des électrons libres pour des conditions de pression élevée
- La chute de potentiel anodique n'est plus négligeable devant la chute de potentiel cathodique, le potentiel de flamme ne suit plus le potentiel de l'anode
- La géométrie d'interaction flamme-électrode intervient fortement sur la polarisation de la flamme

- Le potentiel de flamme dépend alors de la fréquence d'attachement électronique dans la zone de coincement, du rapport des surfaces anodique et cathodique, de la température des électrodes et de la densité des gaz frais contenus dans la couche de coincement

Dans le paragraphe suivant, les résultats obtenus sur le potentiel de flamme vont être pris en compte afin de recalculer les valeurs de distance de coincement mesurées dans la machine à compression rapide à partir du courant d'ionisation.

4.2.3 Influence de la chute de potentiel sur les mesures de distance de coincement

Résultats

Les mesures de potentiel de flamme présentées au paragraphe précédent ont permis de déterminer des corrélations expérimentales et théoriques sur l'évolution des chutes de potentiel au niveau des électrodes en fonction de la densité du gaz. Ces estimations ont été obtenues à partir d'une configuration symétrique (Fig4.13). Ces valeurs mesurées permettent de majorer la chute de potentiel dans la machine à compression rapide pour des pressions allant de 1MPa à 5MPa. Pour des pressions plus élevées on utilise les corrélations théoriques déterminées précédemment. La mobilité des ions négatifs étant très proches de celle des ions positifs, le rapport des chutes de potentiel à l'anode et à la cathode dépend des propriétés thermiques et géométriques de la jonction et du taux d'électrons libres. Ces corrélations sont utilisées dans l'expression de la densité de courant suivant le modèle des charges d'espace (Eq4. 8).

On trace alors l'évolution de la distance de coincement mesurée dans la machine à compression rapide à partir du courant d'ionisation.

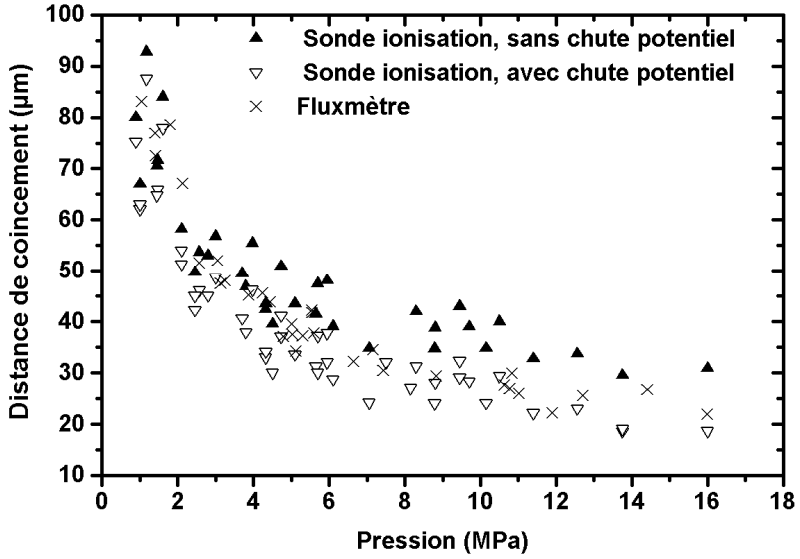


Fig4. 41 : Evolution de la distance de coincement en fonction de la pression CH4-air Φ=1, comparaison Sonde/Fluxmètre

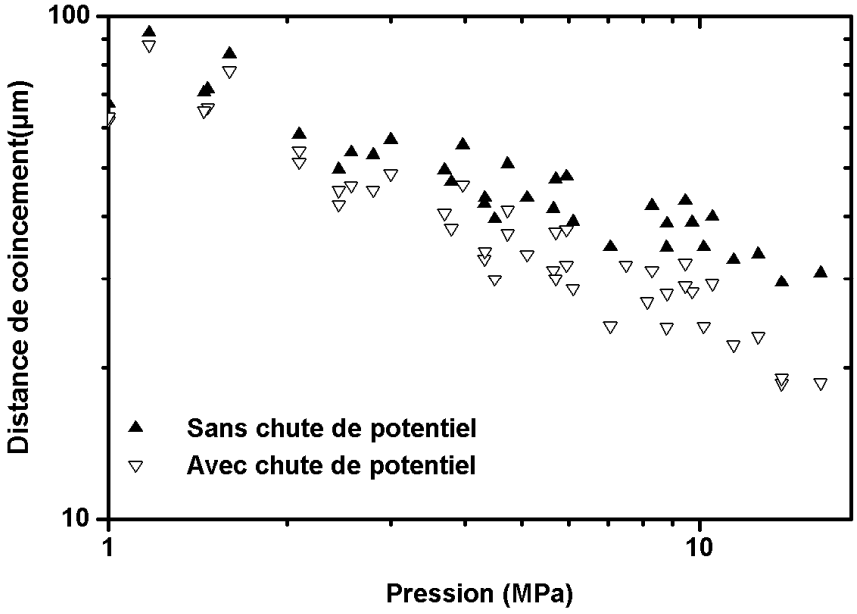


Fig4. 42: Evolution de la distance de coincement mesurée par sonde d'ionisation – CH4-air-interaction frontale

La prise en compte de la chute de potentiel dans le calcul de la distance de coincement modifie de façon sensible les valeurs obtenues pour des pressions supérieures à environ 7MPa. Ainsi la distance de coincement diminue de façon plus importante dans la zone comprise entre 7MPa et 15MPa en utilisant la modélisation qui tient compte des effets de la densité du gaz sur le potentiel de la flamme. Ces résultats permettent de majorer l'effet de la densité du gaz sur la détermination de la distance de coincement à partir du courant d'ionisation.

Les courbes proposées sur la figure précédente (Fig4. 42) permettent de donner un encadrement sur les valeurs de distance de coincement. Une détermination plus précise de la valeur de la distance de coincement pour des pressions supérieures à 7MPa nécessite de connaître également le potentiel exact de la flamme. Une mesure simultanée du courant d'ionisation et du potentiel de flamme permettrait de diminuer fortement l'incertitude sur les valeurs de distance de coincement mesurée. Néanmoins la bonne correspondance entre les valeurs estimées par sondes d'ionisation en tenant compte de la chute de potentiel et par fluxmètre ainsi que celles proposées par les corrélations issues de la littérature laisse supposer que la mesure par sonde d'ionisation est fiable.

La courbe obtenue en tenant compte de la chute de potentiel (Fig4. 42) peut être approximée par une loi en puissance de la forme $\delta_q = 68P^{-0.44}$ où P est donné en MPa et δ_q est donné en µm pour une gamme de pression comprise entre 1-16MPa. Dans le paragraphe précédent, l'analyse des mesures de distance de coincement à l'aide du fluxmètre ont permis d'obtenir une corrélation expérimentale de la forme $\delta_q = 88P^{-0.48}$. On voit donc que la prise en compte de la chute du potentiel de flamme avec la pression dans le modèle permet d'obtenir une bonne corrélation entre les deux méthodes indépendantes. La figure suivante (Fig4. 43) permet de comparer les

corrélations expérimentales obtenues sur les valeurs de distance de coincement en fonction de la pression.

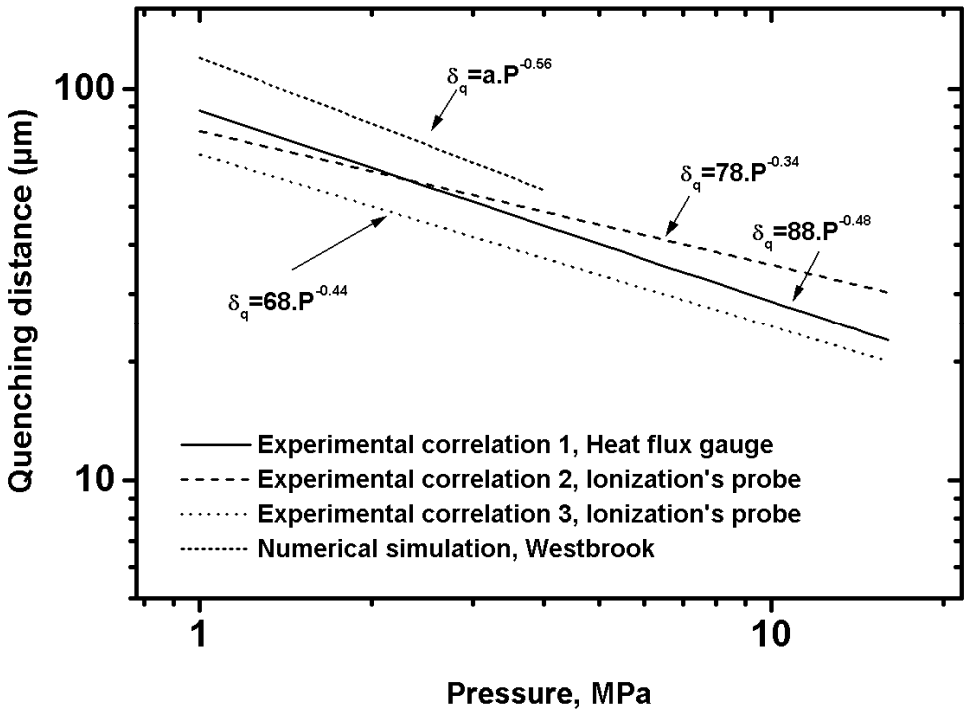


Fig4. 43: Comparaison entre les différentes corrélations expérimentales et théoriques pour l'évolution de la distance de coincement en fonction de la pression, méthane-air stœchiométrique

Les mesures optiques n'étant pas réalisables à ces niveaux de pression, il convient de comparer ces mesures avec les corrélations numériques proposées dans la littérature. Le modèle de simulation de la combustion sphérique 0D ainsi développé par B.Boust [1] a permis de déterminer une loi de comportement de la distance de coincement en fonction de la pression sous la forme d'une fonction puissance dont l'exposant a pour valeur -0,45. Par ailleurs Westbrook propose une simulation numérique qui a permis de déterminer une loi de comportement de la distance de coincement de flamme en $\delta q=a.P^b$ où b~-0.56 sur une gamme de pression allant jusqu'à 4MPa.

On voit que les résultats obtenus par mesure du courant d'ionisation sont très proches de ceux calculés à l'aide du modèle théorique. Les différentes corrélations déterminées présentent des incertitudes inférieures à 10% sur l'exposant de P.

Les deux méthodes de mesure utilisées dans cette étude et qui sont totalement indépendantes donnent des résultats très proches. Il existe une bonne corrélation entre les deux techniques. Cette bonne corrélation des résultats jusqu'à 15MPa constitue une forme de validation croisée des deux techniques pour une plage de pression comprise entre 0.05MPa et 15MPa. En effet jusqu'à présent ces deux méthodes de mesures ont été validées pour des régimes de pression où la mesure par technique optique de la distance de coincement était possible.

Par ailleurs ce résultat met en évidence le fait que le flux de chaleur maximal peut être évalué à partir du courant d'ionisation. Ce dernier point sera détaillé dans le chapitre suivant.

Globalement la prise en compte des effets de la densité du gaz sur la chimie des ions a permis d'améliorer la corrélation des résultats entre les mesures effectuées par sonde d'ionisation et celles effectuées à l'aide du fluxmètre. La bonne correspondance des résultats permet de valider les deux méthodes de diagnostics dans une large plage de pression allant de 0.05MPa à 15MPa.

Un dernier point important concerne la structure du front de flamme à haute pression. En effet lorsque la pression augmente de façon significative, on note l'apparition locale d'instabilités du front de flamme. On trouve ainsi un certain nombre d'études sur l'apparition de phénomènes d'instabilités pour des flammes de méthane-air stœchiométrique [124]. Le plissement de la flamme observé résulte de la compétition entre l'instabilité hydrodynamique de Darrieus-Landau et l'instabilité thermodiffusive [125].

Ainsi sous l'effet de ces instabilités, la structure de la flamme devient cellulaire, le front de flamme devient alors irrégulier. Des poches de gaz frais peuvent alors également se former ; ces poches de gaz frais peuvent alors être oxydées par les gaz chauds ce qui peut induire des variations notamment sur le flux thermique. Il est important de noter qu'une incertitude supplémentaire est introduite dans le modèle à cause des variations observées sur la structure de flamme à ces niveaux de pression. Les structures cellulaires restent toutefois de dimensions suffisamment importantes par rapport à la taille caractéristique de l'électrode de mesure pour limiter localement les perturbations sur la mesure de courant ionique. Les modèles de Markstein et Darieus-Landau permettent de valider ce résultat comme le montre le paragraphe suivant.

4.2.4 Instabilités hydrodynamiques à hautes-pression

Le plissement de la flamme observé à haute pression résulte de la compétition entre les instabilités hydrodynamique de Darrieus-Landau et l'instabilité thermodiffusive de la flamme. Un modèle développé par Markstein permet de calculer la longueur caractéristique des structures liées aux instabilités hydrodynamiques à partir du modèle de Darrieus-Landau et en tenant compte de l'épaisseur finie du front réactif de la flamme. Le modèle développé se fonde sur un certain nombre d'hypothèses :

- La longueur caractéristique Λ, appelée aussi longueur d'onde, sur laquelle le plissement de flamme change significativement vérifie la condition : $l_T / \Lambda << 1$ (l_T est l'épaisseur du front de flamme non perturbé)
- Le temps caractéristique d'évolution du front de flamme n'est pas plus petit que $O(\Lambda / S_l)$
- L'écoulement moyen dans les gaz frais est caractérisé par des échelles spatiales et temporelles de l'ordre de Λ et Λ / S_l ; cette condition se vérifie notamment lorsque le gradient de vitesse dans les gaz frais est essentiellement dû au plissement de la flamme

Ainsi au niveau de la zone réactive du front de flamme on définit deux régions distinctes :

- Le front de flamme lui-même avec une épaisseur de l'ordre de $O(l_T)$. Le mécanisme dominant localement est alors le transport quasi-stationnaire de chaleur et d'enthalpie par effet de convection et de diffusion le long de la normale au front réactif. Ce sont donc les processus thermodiffusifs
- Une zone hydrodynamique de dimension $O(\Lambda)$ qui est dominée par les équations d'Euler en régime instationnaire.

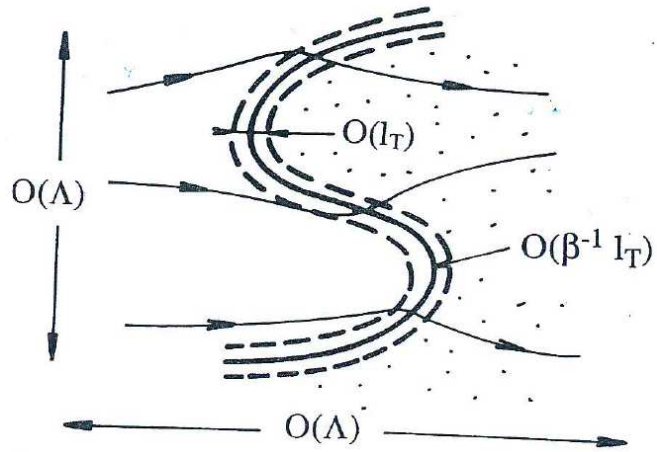


Fig4. 44: Longueurs caractéristiques de la flamme - Modèle de Markstein

La prise en compte des effets de courbures dans le modèle de Markstein permet de mettre en évidence les mécanismes de stabilisation du front de flamme et notamment de définir une limite dans les instabilités hydrodynamiques du modèle de Darrieus-Landau. Le modèle de Darrieus-Landau étant une théorie simplifiée qui ne tient pas compte de l'épaisseur de la flamme. La figure suivante donne une représentation de la relation de dispersion qui lie S et K. S représente le taux de croissance d'une perturbation spatiale et K représente le nombre d'onde de cette perturbation spatiale. Le cas du modèle de Darrieus-Landau est représenté par la ligne droite $S \propto K$. On voit alors que quelque soit le nombre d'onde K d'une perturbation spatiale, elle va s'amplifier et la flamme est donc instable. En réalité comme la flamme possède une certaine épaisseur, qui fait que les perturbations spatiales de fort nombre d'onde (i.e. avec des rayons de courbure petits) sont amortis, la relation de dispersion n'a pas la forme linéaire donnée mais prend une autre forme. Sur la figure suivante on peut voir l'évolution de la relation de dispersion en tenant compte du modèle de Markstein. On voit qu'à partir d'une certaine valeur du nombre d'onde $K_{neutral}$ les instabilités sont amorties.

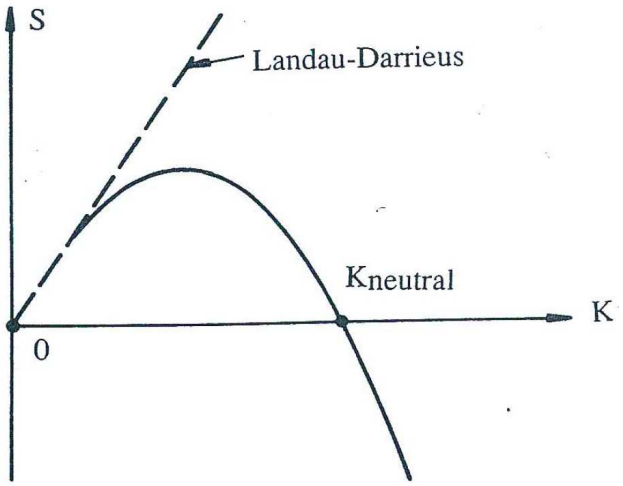


Fig4. 45: relation de dispersion lorsque la densité change et que l'on tient des compte des effets d'étirement de Markstein

La résolution du modèle de Markstein permet d'aboutir à une solution de la forme :

(Eq4. 39)
$$(l_T K_{neutral})^{-1} = \frac{\lambda_b}{\lambda_u} + M_a \frac{2+\gamma}{\gamma} - 2M' + (2P_r - 1)\int_0^1 \left(\frac{\lambda_b - \lambda}{\lambda_u} \right) d\theta$$

Où Pr est le nombre de Prandtl $P_r = \mu C_p / \lambda$ et γ est donné par la relation : $\gamma = \frac{\rho_u - \rho_b}{\rho_u}$

L'indice u indique la zone de gaz frais, b celle des gaz brûlés. M_a est le nombre de Markstein donné par la décomposition analytique : $M_a = M' + M''$

Enfin on note: $\theta = \frac{T - T_u}{T_b - T_u}$.

Une évaluation des différents paramètres donne γ~5/6, P_r~3/4, L_e>0 et λ~$T^{3/4}$; on a donc $l_T.K_{neutral}<10^{-1}$ d'où :

(Eq4. 40)
$$\Lambda_{neutral} \geq 60.l_T$$

Cette évaluation permet donc d'estimer la taille minimale des structures du front de flamme.

On applique cette évaluation au cas rencontrés à haute pression dans la MCR. Pour P_i=10MPa, T_i=850K, on a l_T~24µm soit une taille caractéristique de structure: $\Lambda_{neutral} \geq 1.5mm$. Au début de ce chapitre des images du front de flamme lors de la combustion d'un mélange stœchiométrique de méthane-air dans la MCR à Pi=10MPa sont proposées (Fig4. 8). La figure suivante (Fig4. 46) permet de rappeler certaines images :

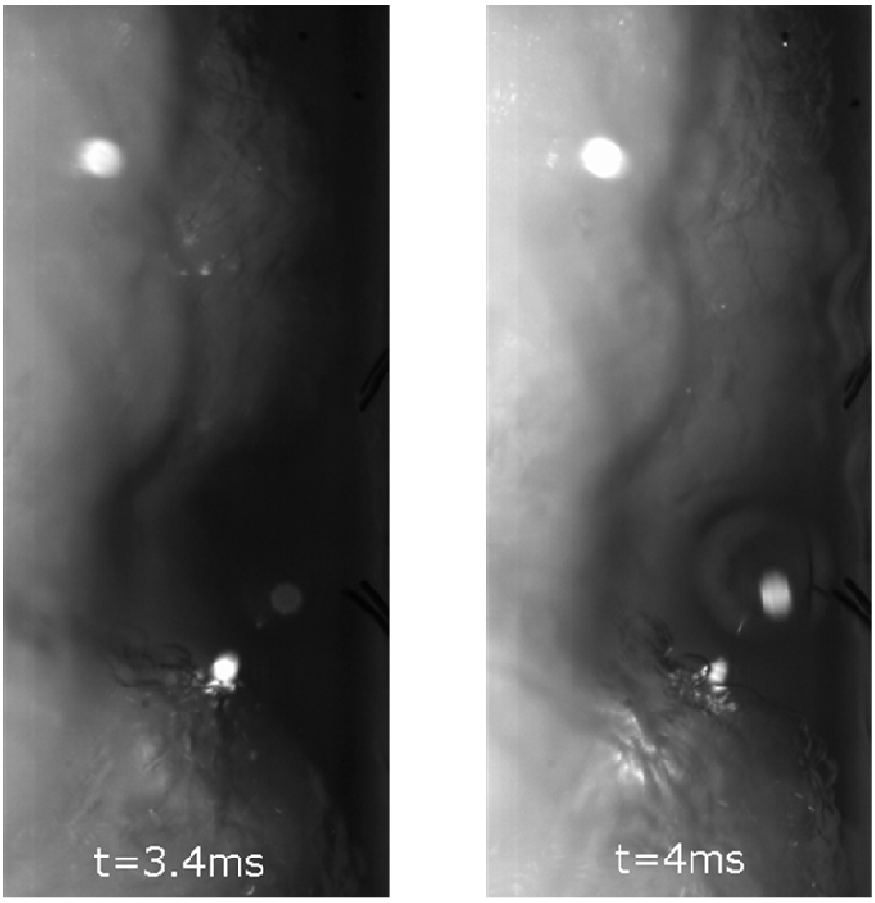


Fig4. 46: Visualisation directe en MCR, Pi=10MPa CH4-air stœchiométrique

Les instabilités qui apparaissent au niveau du front de flamme ont une taille caractéristique supérieure à la dimension caractéristique de la sonde utilisée. La mesure de distance de coincement est donc une mesure locale sur la structure de flamme. Les instabilités hydrodynamiques à hautes pression peuvent générer des perturbations sur le front de flamme dont les dimensions caractéristiques sont supérieures à la taille de l'électrode.

4.2.5 Conclusion

Des mesures simultanées de courant d'ionisation et de flux de chaleur pariétal ont été réalisées pour un mélange stœchiométrique de méthane-air dans le cas d'une interaction flamme-paroi frontale et pour des pressions comprises entre 0.8MPa et 16MPa. Pour ces niveaux de pression aucune technique de mesure optique n'a permis jusqu'à présent de mesurer la distance de coincement de flamme. Les autres techniques de diagnostics sont basées sur des mesures non-directes de la distance de coincement et nécessitent de développer des modèles afin d'en déduire la valeur.

L'objectif de cette partie était donc de comparer les résultats à hautes pressions de deux méthodes différentes de mesure de la distance de coincement qui ont été validée pour des pressions plus faibles. Expérimentalement les valeurs de distance de coincement obtenues à partir de la mesure de flux de chaleur et celles obtenues à partir de la mesure du courant d'ionisation

sont très similaires sur l'ensemble de la gamme de pression étudiée. Les résultats obtenus constituent une forme de validation croisée des deux méthodes à haute pression

Ces deux méthodes de mesure indépendantes ont permis de déterminer une loi de comportement de la distance de coincement en fonction de la pression entre 0.8 et 16 MPa. Ainsi la distance de coincement diminue avec la pression suivant une loi en $P^{-0.5}$. On constate par ailleurs que le flux thermique adimensionné par la puissance de flamme diminue avec la pression et ainsi que dans nos conditions expérimentales d'études, des pertes thermiques inférieures à 20% de l'énergie totale de la flamme sont suffisantes pour provoquer son extinction.

Un autre point important de l'étude proposée ici concerne les propriétés de conduction électrique de la flamme. Les essais réalisés ont mis en évidence une influence non négligeable de la densité du gaz sur le potentiel de flamme. La modélisation des effets de pression et de température sur les mécanismes cinétiques de production d'espèces chargées a permis d'obtenir un certain nombre de résultats. Lorsque la densité des gaz frais augmente, la flamme contient moins d'électrons libres et plus d'ions négatifs. L'électroneutralité de la flamme est due à l'équilibre entre les particules chargées négativement et les particules chargées positivement et non pas à l'égalité des concentrations entre les ions positifs et les électrons. On observe ainsi pour des densités de gaz élevées que les espèces CH_3^+, H_3O^+ et CO_3^- sont les ions majoritaires. La principale source d'ions de la combustion du mélange méthane-air est la chemi-ionisation qui est suivie de l'attachement électronique des électrons sur O_2 afin de former l'ion O_2^-, qui va se recombiner avec O_2 et CO_2 pour former les ions CO_4^- et O_4^-. La présence d'électrons libres dans la couche de coincement localisée à la jonction flamme-électrode peut s'expliquer par l'équilibre entre les mécanismes d'attachement électronique et les mécanismes de détachement. La modélisation des constantes de réactions en fonction de la pression et de la température a permis de montrer qu'il existe une température d'équilibre entre les deux processus. Un modèle simple de la couche de coincement permet de déterminer les espèces qui assurent la conductivité électrique à l'interface entre la flamme et l'anode.

La prise en compte des effets de densité sur le potentiel de la flamme ne génère pas d'écarts importants sur les résultats de mesure de la distance de coincement. L'incertitude introduite sur la mesure est de l'ordre de 10 à 15% ce qui reste compatible avec la précision de la mesure et les incertitudes introduites par les autres hypothèses du modèle. Une mesure simultanée du courant d'ionisation et du potentiel de la flamme permettrait d'améliorer la précision de la méthode.

4.3 Contraintes liées aux études en régime turbulent

L'objectif de cette partie est de présenter quelques essais réalisés en régime turbulent afin de comprendre en première approche l'influence des paramètres hydrodynamiques sur le courant d'ionisation mesuré. Des résultats issus de mesures en PIV permettront d'estimer les vitesses dans les écoulements. Des mesures en LIF donneront par ailleurs des indications sur la structure de la flamme lors du coincement et donc sur la valeur de la distance de coincement mesurée par sonde d'ionisation.

4.3.1 Introduction

L'objectif principal de ce paragraphe est de comprendre la mesure de la distance de coincement par sonde d'ionisation dans le cas d'un écoulement turbulent. Les essais effectués jusqu'à présent ont montré que le diagnostic par sonde d'ionisation permettait d'évaluer la position de la flamme lors de son interaction avec la paroi aussi bien en coincement frontal que latéral. Les mesures réalisées ont été validées pour différentes conditions de pression et de température mais toujours pour un régime d'interaction laminaire. La flamme était très faiblement étirée et la dynamique d'écoulement dans les gaz était très limitée. Enfin pour les régimes étudiés la structure du front réactif était assimilée à une structure plane et donc à un écoulement bidimensionnel. Pour les configurations qui vont être étudiées ici, l'ajout d'un fort mouvement dans les gaz frais provoque un écoulement fortement tridimensionnel ce qui impacte de façon significative la géométrie d'interaction entre le front de flamme et la paroi. Les essais qui ont été réalisés dans cette partie se sont déroulés en deux étapes. Dans un premier temps, une analyse des champs de vitesses à haute fréquence et haute résolution spatiale a été effectuée afin de déterminer les caractéristiques des écoulements au niveau de la sonde d'ionisation. De nombreuses études [8], [1] ont montré que l'écoulement a tendance à se « relaminariser » lorsque la flamme arrive en proche paroi. L'objectif de cette partie est de valider le fait que l'interaction flamme sonde reste dans le régime de convection de gaine même en régime turbulent. Pour cela une analyse d'ordre de grandeur des différentes vitesses d'écoulements sera réalisée. Le point important ici est de noter le fait que la présence de particules d'ensemencement dans l'écoulement modifie fortement les propriétés électriques du milieu. Il n'est donc pas possible de faire des mesures simultanées de courant d'ionisation et de vitesse par PIV. Une étude proposée par B.Boust [1] avait permis en combinant des mesures simultanées de PIV et de flux de chaleur, de faire une étude statistique sur l'influence des fluctuations turbulentes sur la mesure de flux. Dans notre cas, le fait qu'il ne soit pas possible de combiner en simultané les différentes mesures rend difficile la réalisation d'une étude statistique. Une telle étude nécessiterait en effet de faire une statistique sur les écoulements en paroi au niveau de la sonde par PIV et ensuite de faire une étude statistique sur le courant d'ionisation dans la même configuration. Pour rendre la mesure significative, la statistique doit se faire sur un très grand nombre d'essais. Pour l'approche qui est réalisée ici il n'était donc pas possible de faire une analyse simple combinée de PIV et de courant d'ionisation.

D'autre part afin de mieux comprendre la distance flamme-paroi en régime turbulent il convient de s'intéresser à la géométrie du front réactif lors de son interaction avec la sonde. Le fait que l'écoulement soit fortement tridimensionnel en interaction turbulente rend impossible la visualisation du front de flamme à partir des techniques de visualisation directe. L'utilisation de la Fluorescence Induite par Laser dans un Plan (P.L.I.F) sur le radical OH* a donc permis de mieux déterminer la géométrie du front de flamme en proche paroi dans un plan situé devant la sonde de mesure. Des mesures simultanées de courant d'ionisation ont été réalisées afin de comparer les images de PLIF avec la valeur de position de la flamme déterminée par courant d'ionisation. Deux difficultés majeures interviennent ici, la première concerne le fait que les mesures de P.L.I.F ne sont pas résolues dans le temps, La cadence du système ne permet pas d'avoir plus d'une image lors de l'interaction de la flamme avec la paroi. Ainsi il est très difficile d'affirmer que l'image prise correspond à l'instant du coincement en régime turbulent. On mesure à un instant donné et dans une certaine zone la position du front réactif sans pouvoir dire si ce front de flamme est coincé ou non. Le chronogramme de synchronisation du système de P.L.I.F a été indiqué dans le chapitre 2. La deuxième difficulté concerne le fait que la structure de la flamme ne peut être déterminée que dans un plan alors que le front est fortement tridimensionnel. La question qui se pose alors est la définition même de la distance de coincement en interaction turbulente.

4.3.2 Caractérisation de l'écoulement turbulent par P.I.V

Montage expérimental et caractérisation du mouvement des gaz

Dans cette étude la dynamique d'interaction flamme-paroi en régime turbulent a été étudiée dans la chambre de combustion statique présentée au chapitre 2. Afin de générer une dynamique dans l'écoulement le prémélange est admis dans la chambre de combustion à l'aide d'un injecteur à gaz (Orbital, Synerject) :

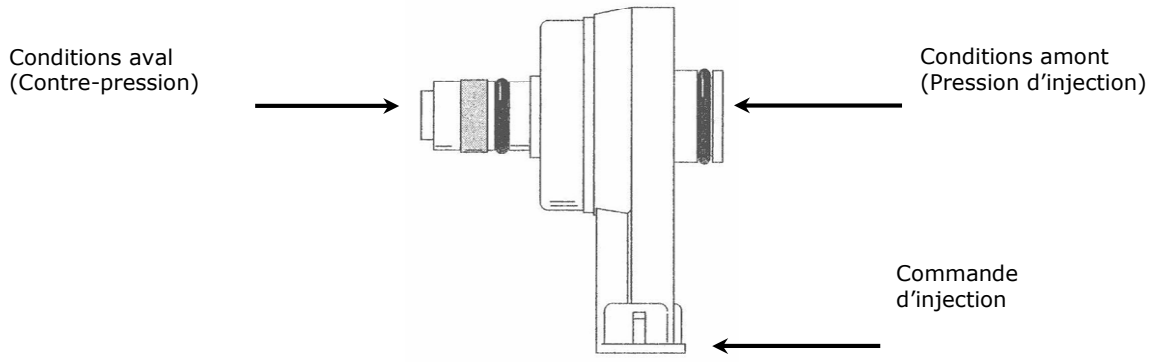


Fig4. 47: Injecteur à gaz (Orbital, Synerject)

L'injecteur fournit ici un débit statique de 2.15g.s^{-1} sous une pression amont de 0.6MPa. Un réservoir tampon est positionné en amont de l'injecteur dans lequel la pression du prémélange est fixée à 0.6MPa. Pour l'ensemble des essais qui sont réalisés ici, un mélange stœchiométrique de méthane-air sera utilisé.

Comme nous l'avons expliqué dans la partie de présentation des études en P.I.V (chapitre 2), l'observation se fait sur un obstacle positionné au centre de la chambre. L'avantage est de pouvoir

diminuer l'influence des réflexions parasites du laser. L'injecteur étant positionné au sommet de la chambre de combustion, on place l'allumeur entre la sortie de l'injecteur et la surface de l'obstacle étudié. Le flux dynamique des gaz frais est alors normal à la surface d'observation. La figure suivante (Fig4. 48) donne une représentation schématique du dispositif :

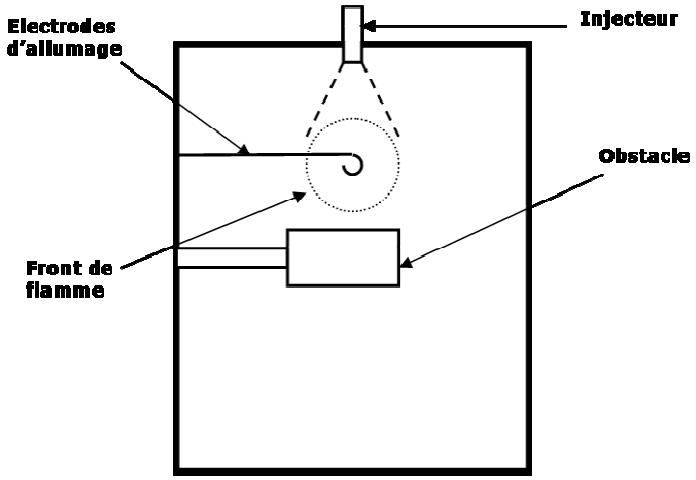


Fig4. 48: Configuration expérimentale pour l'étude PIV en régime turbulent

La sonde d'ionisation est placée dans l'obstacle et la fenêtre de visualisation est prise en surface de cet obstacle comme le montre la figure suivante (Fig4. 49) :

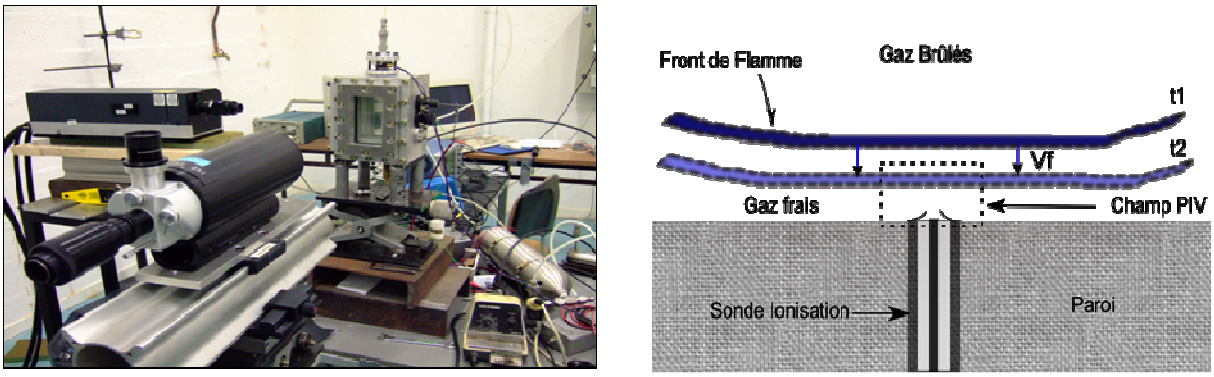


Fig4. 49: Dispostif expérimental pour l'étude du régime turbulent

Un délai variable est utilisé afin d'allumer le prémélange à un instant plus ou moins long après la fin de l'injection. Comme le montre l'analyse du mouvement d'ensemble après injection, en l'absence de combustion, les vitesses diminuent très rapidement. La décomposition des champs de vitesse 2.8 ms après la fin de l'injection est représentée sur la figure suivante :

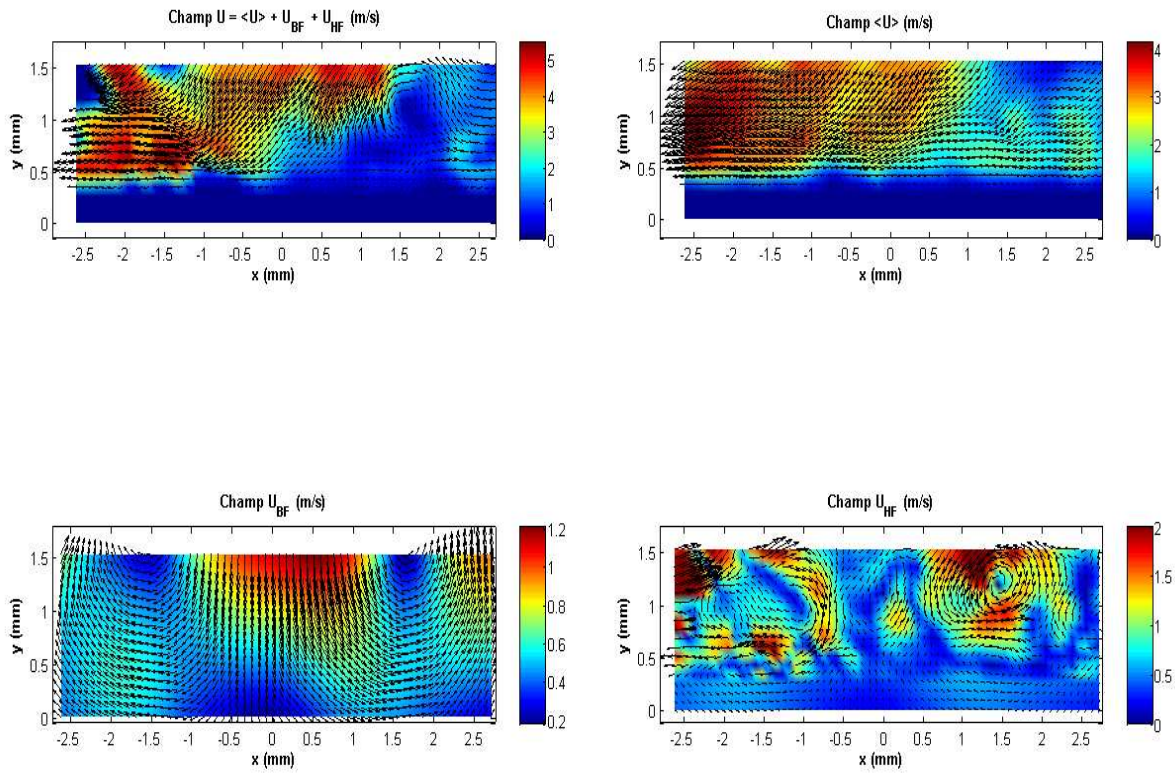


Fig4. 50: Décomposition d'un champ de vitesse-t=2.8ms, P=0.2MPa sans combustion

Le mode de décomposition triple du champ de vitesse a été détaillé préalablement au chapitre 2 de ce manuscrit. La durée d'injection est calibrée de façon à obtenir une pression de 0.2MPa dans la chambre à la fin de l'injection. Ici le temps d'injection est de l'ordre de 400ms. Le champ d'ensemble montre des vitesses instantanées maximales de l'ordre de 5m.s^{-1}.

Il convient d'observer l'évolution temporelle des fluctuations de vitesse après l'injection en utilisant une analyse de cycle résolue sur toute la zone spatiale et avec une fenêtre temporelle de l'ordre de 1.8ms. Cette fenêtre temporelle doit être choisie à la fois longue devant les temps caractéristiques de la turbulence et courte devant la durée du phénomène observée. La figure suivante permet de visualiser les mouvements à grandes échelles de l'écoulement. Il s'agit de la somme du champ de vitesse moyen et du champ basse fréquence dont la décomposition à un instant donné (t=2.8ms) est présenté sur la figure précédente (Fig4. 47). On voit que le mouvement d'ensemble ralentit très rapidement. Pour t_1=15ms le mouvement à grande échelle est très faible.

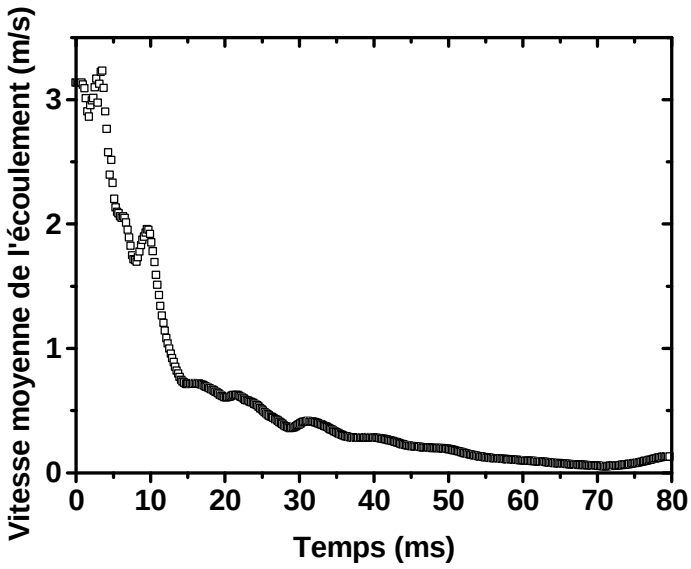


Fig4. 51: Evolution temporelle de la vitesse moyenne de l'écoulement

De la même façon on observe sur la figure suivante l'évolution des fluctuations turbulentes en fonction du temps. La méthode de calcul a été détaillée au second chapitre de ce manuscrit : ici $q'(t)^2 = \frac{1}{2}(u'(t)^2 + 2.v'(t)^2)$. On observe qu'elles deviennent très faibles après un laps de temps très court de l'ordre de 10ms. Les fluctuations représentent environ 20% du mouvement global.

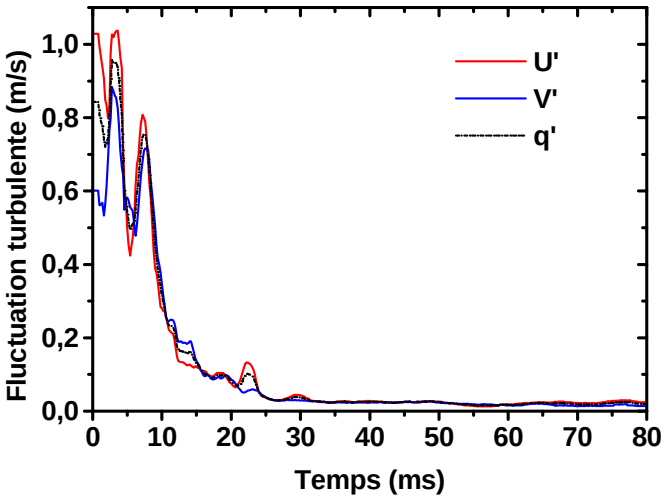


Fig4. 52: Evolution temporelle des fluctuations turbulentes

On voit que pour avoir du mouvement dans les gaz frais au moment de l'allumage, il convient de prendre un délai de l'ordre de 5ms après la fin de l'injection. 10 ms après la fin de l'injection l'aérodynamique est déjà deux fois moins intense.

On fait une première analyse des mouvements observés lors de la combustion. On étudie la dynamique de l'interaction flamme paroi en réalisant l'allumage du mélange 5ms après la fin de

l'injection précédemment étudié. A l'instant du coincement de la flamme t=16.4ms, on observe la décomposition de vitesse donnée sur la figure suivante :

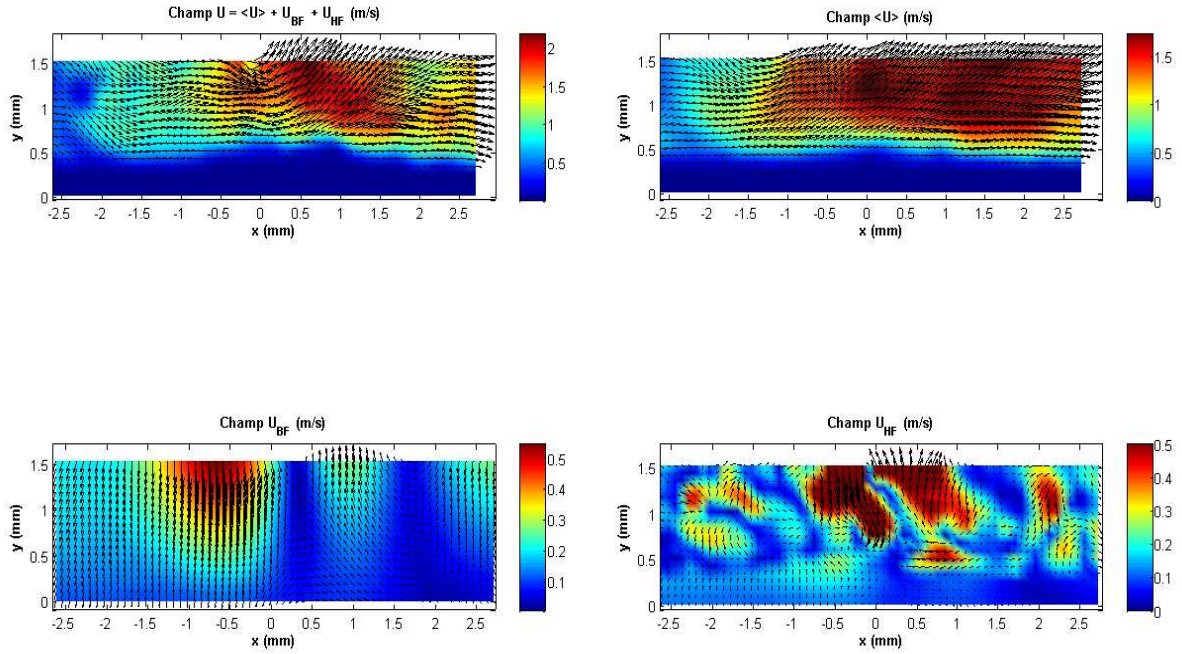


Fig4. 53: Décomposition triple du champ de vitesse à l'instant du coincement Pi=0.2MPa, ti=16.4ms

On voit que les vitesses dans les gaz frais sont faibles (<0.5m.s^{-1}).

On constate sur la figure ci-dessous que le mouvement d'ensemble diminue fortement après la fin de l'injection. On note cependant un léger pic de vitesse correspondant au passage de flamme. Au moment de l'interaction flamme-paroi c'est la flamme qui contrôle la dynamique des gaz. L'absence de vitesse s'explique ensuite par l'absence de particule dans le champ de PIV après le passage de flamme.

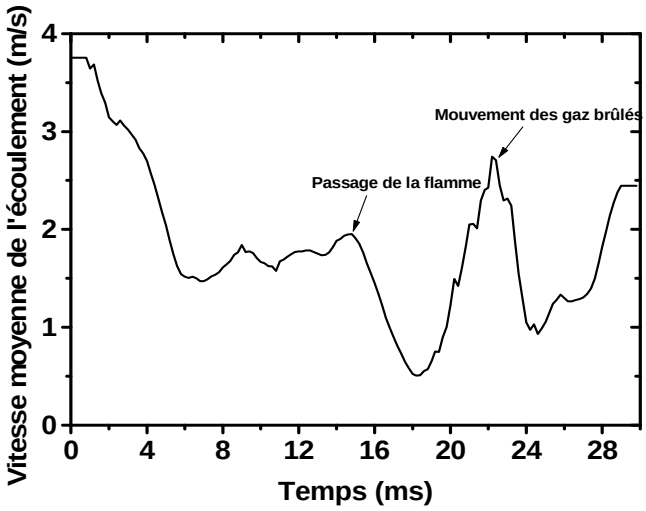


Fig4. 54: Evolution temporelle de la vitesse moyenne de l'écoulement

On extrait des mesures réalisées les profils de vitesse lors du coincement et lors de la phase d'interaction avec les gaz brulés ainsi que les fluctuations turbulentes à l'instant du coincement en fonction de la distance à la paroi :

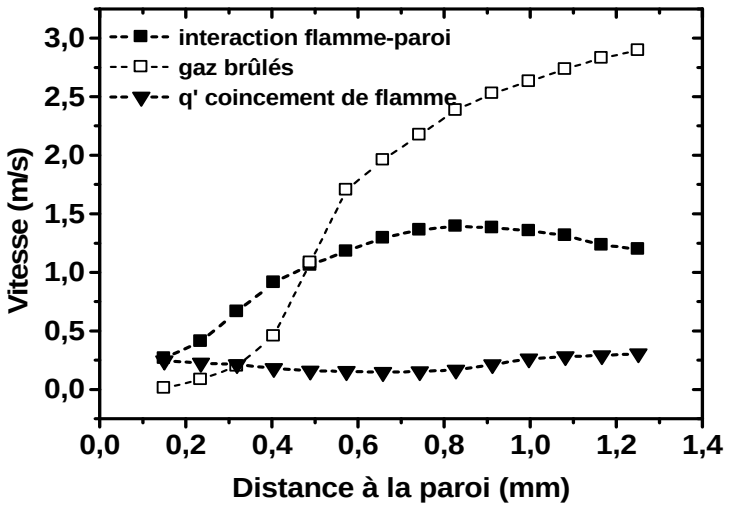


Fig4. 55: Profils de vitesse et fluctuations turbulentes

La figure précédente montre une laminarisation de l'écoulement en paroi lors de l'interaction de la flamme avec la paroi. On note une augmentation de la taille de la couche limite au passage des gaz frais aux gaz brûlés. Ceci s'explique par la viscosité accrue des gaz brûlés. Par ailleurs les fluctuations turbulentes restent faibles au passage de la flamme. On remarque cependant une légère augmentation de q' en paroi qui correspond au cisaillement pariétal de l'écoulement.

Cette première caractérisation des vitesses dans l'écoulement montre une laminarisation de l'écoulement par compression des gaz en paroi sous l'effet de la propagation de la flamme. Les vitesses mises en jeu dans les gaz frais semblent faibles et laissent supposer que les modèles d'interaction flamme-paroi utilisés pour le calcul de la distance de coincement de flamme à partir du courant d'ionisation sont valables en interaction turbulente. Le calcul du nombre de Reynolds électrique en régime turbulent permet de vérifier que les conditions $R_e\alpha^2 < 1$ et $R_e\alpha\chi^2 >> 1$ sont toujours vérifiées. Le régime d'interaction est toujours le régime de convection de gaine. La vitesse de dérive des ions sous effets de champ reste supérieure aux vitesses mesurées dans l'écoulement.

Néanmoins les effets de la turbulence sur le plissement de la flamme rendent complexe la géométrie d'interaction flamme-paroi. La mesure d'une distance de coincement n'est alors valable que très localement. La taille des plissements dépend des dimensions caractéristiques des structures turbulentes qui viennent interagir avec le front réactif lors de sa propagation. Le courant mesuré par la sonde d'ionisation est moyenné sur la surface de l'électrode et intègre donc la surface de flamme présente devant le capteur. Il convient d'estimer l'ordre de grandeur des structures caractéristiques de la turbulence. Une analyse qualitative des échelles de turbulence est proposée ici.

Etude qualitative des dimensions caractéristiques de perturbations du front de flamme

Différents essais ont été réalisés afin d'approcher au mieux la taille des structures turbulentes observées. Dans un premier temps, une résolution spatiale de 10µm/pixel a été adoptée, puis une augmentation de la magnification optique nous a permis de travailler à 5 µm par pixel. Comme nous l'avons expliqué le traitement des images brutes a été réalisé à l'aide d'un logiciel dédié Davis 7.0. Le calcul du champ de vitesse est affiné par utilisation d'itérations successives. On utilise par ailleurs un recouvrement partiel des mailles qui constitue un suréchantillonnage spatial du champ de vitesse. La fréquence spatiale de coupure va dépendre ici du choix de la taille des mailles utilisées pour le calcul des vecteurs de vitesse. Ce choix est particulièrement délicat car il conditionne la taille minimale des structures turbulentes qu'il sera possible de déterminer. Ainsi lorsqu'on travaille à une résolution optique de 10µm/pixel, le choix d'une maille de 32*32 pixels permet d'avoir une fréquence spatiale de coupure de $1.5mm^{-1}$ ce qui permet théoriquement de résoudre des structures turbulentes de 640µm. En diminuant la taille de la maille à 16*16 pixels, la fréquence de coupure passe à $3mm^{-1}$ ce qui permet de résoudre des structures de 320µm. Etant donné qu'on cherche à résoudre les plus petites structures il peut être intéressant d'abaisser la taille de la maille à 16*16pixels. Cependant, la diminution de la taille de la maille peut être mise en cause par un certain nombre de difficultés. Tout d'abord la densité de l'ensemencement en proche paroi ne permet pas toujours d'assurer la présence d'un nombre suffisant de particules dans chacune des mailles de calcul. La faible densité des particules présentes peut fausser le calcul des vecteurs lorsque la maille est choisie de trop petite dimension. Par ailleurs la limitation est aussi liée à la dimension caractéristique des particules. La taille des particules doit rester très inférieure à la taille des mailles pour garantir une densité suffisamment importante. Ce paramètre devient de plus en plus important au fur et à mesure qu'on augmente la résolution optique. L'ensemencement utilisé ici est principalement de l'oxyde de zirconium dont la taille caractéristique des particules est donnée inférieure à 5µm. Le choix de la taille des mailles est donc un paramètre discutable et la qualité des résultats obtenus dépend de l'ensemencement réalisé pour chacun des essais. B.Boust [1] a par ailleurs mis en évidence l'influence de la taille de la maille et du recouvrement sur le champ de vitesse résultant en utilisant la densité spectrale de puissance du champ fluctuant :

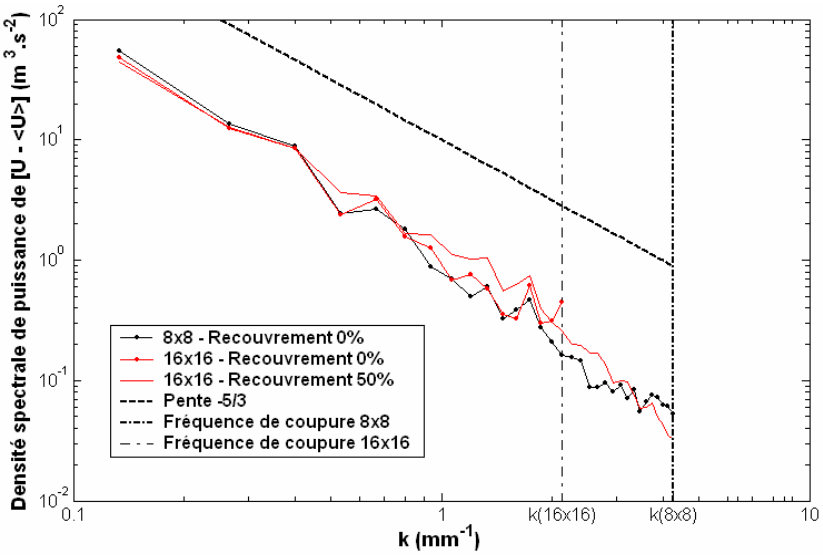


Fig4. 56: Influence de la maille et du recouvrement - Résolution de 15µm/pixel [1]

L'analyse montre que d'un point de vue spectral, il est plus intéressant de travailler avec une maille plus petite que d'utiliser un overlap. Ainsi la fréquence de coupure pour une maille en 16*16 avec un overlap à 50% est inférieure à celle observée pour une maille en 8*8 pixels sans overlap.

Pour la suite de l'étude nous travaillerons essentiellement avec un traitement multi-pass de 128*128 pixels puis de 32*32 pixels et lorsque les conditions le permettent avec une maille en 16*16 pixels.

Les résultats présentés ici sont issu d'un essai réalisé avec une résolution de 10µm/pixel, une durée d'injection de 550ms à 0.45MPa de pression amont et avec un délai d'allumage de 1ms après la fin de l'injection. Au moment de l'interaction flamme-paroi la détermination des vecteurs de vitesse et des lignes de champ permet de visualiser l'allure du mouvement moyen:

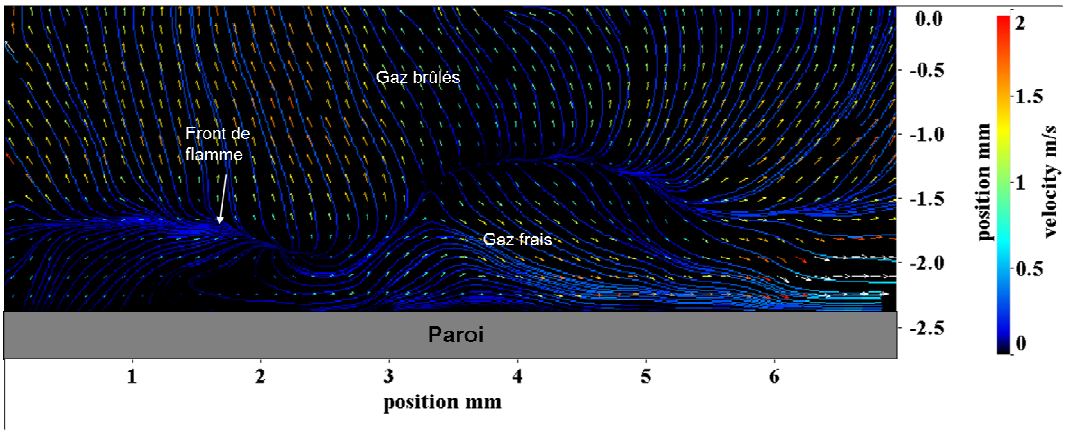


Fig4. 57: Vitesses instantanées et lignes de courant pendant l'interaction flamme-paroi

A partir des résultats de traitement PIV, on réalise une analyse de cycle résolue afin de déterminer des profils de vitesses. Les profils de vitesses et de fluctuations sont similaires à ceux obtenus précédemment (Fig4. 55). On observe bien une forte diminution de la vitesse d'ensemble lors de l'arrivée de la flamme en proche paroi. Les gaz frais sont alors comprimés par le front de flamme sur la paroi et on note une forte diminution du mouvement moyen aussi bien que des fluctuations

turbulentes. Afin de mieux caractériser l'écoulement, on s'intéresse aux échelles caractéristiques de l'écoulement. On cherche donc à déterminer les échelles intégrales spatiales et temporelles du phénomène. Ces échelles permettent en effet de déterminer la taille des tourbillons et leur temps caractéristique. Leur évaluation repose sur le calcul de la fonction d'autocorrélation eulérienne R dont l'expression générale normalisée pour la cordonnée u d'un champ de vitesse U est :

(Eq4. 41)
$$R_u(\Delta x, \Delta y, \Delta t) = \frac{< u(x,y,t) \cdot u(x+\Delta x, y+\Delta y, t+\Delta t) >}{\sqrt{< u^2(x,y,t) >} \cdot \sqrt{< u^2(x+\Delta x, y+\Delta y, t+\Delta t) >}}$$

On se base sur le même traitement que celui proposé par B.Boust et on s'intéresse uniquement au champ turbulent dont on calcule la fonction d'autocorrélation. Les échelles caractéristiques sont définies par :

(Eq4. 42)

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

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

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

Plusieurs méthodes numériques permettent de calculer les intégrales de la fonction d'autocorrélation.

En supposant que R suit une décroissance exponentielle, on prend comme échelle intégrale le déplacement qui vérifie R=1/e à condition que R ne tangente pas 0 [126]. Dans le cas où R atteint des valeurs négatives, on stoppe l'intégration pour le déplacement qui vérifie R=0 [127].

On peut aussi calculer la micro-échelle de Taylor λ par interpolation parabolique de R au voisinage de 0. La détermination expérimentale de λ consiste à trouver le déplacement qui annule la parabole osculatrice :

(Eq4. 43)
$$R \to 1 - \frac{x^2}{\lambda^2} \quad x \to 0$$

Le schéma suivant [1] donne une illustration des différentes méthodes de calcul :

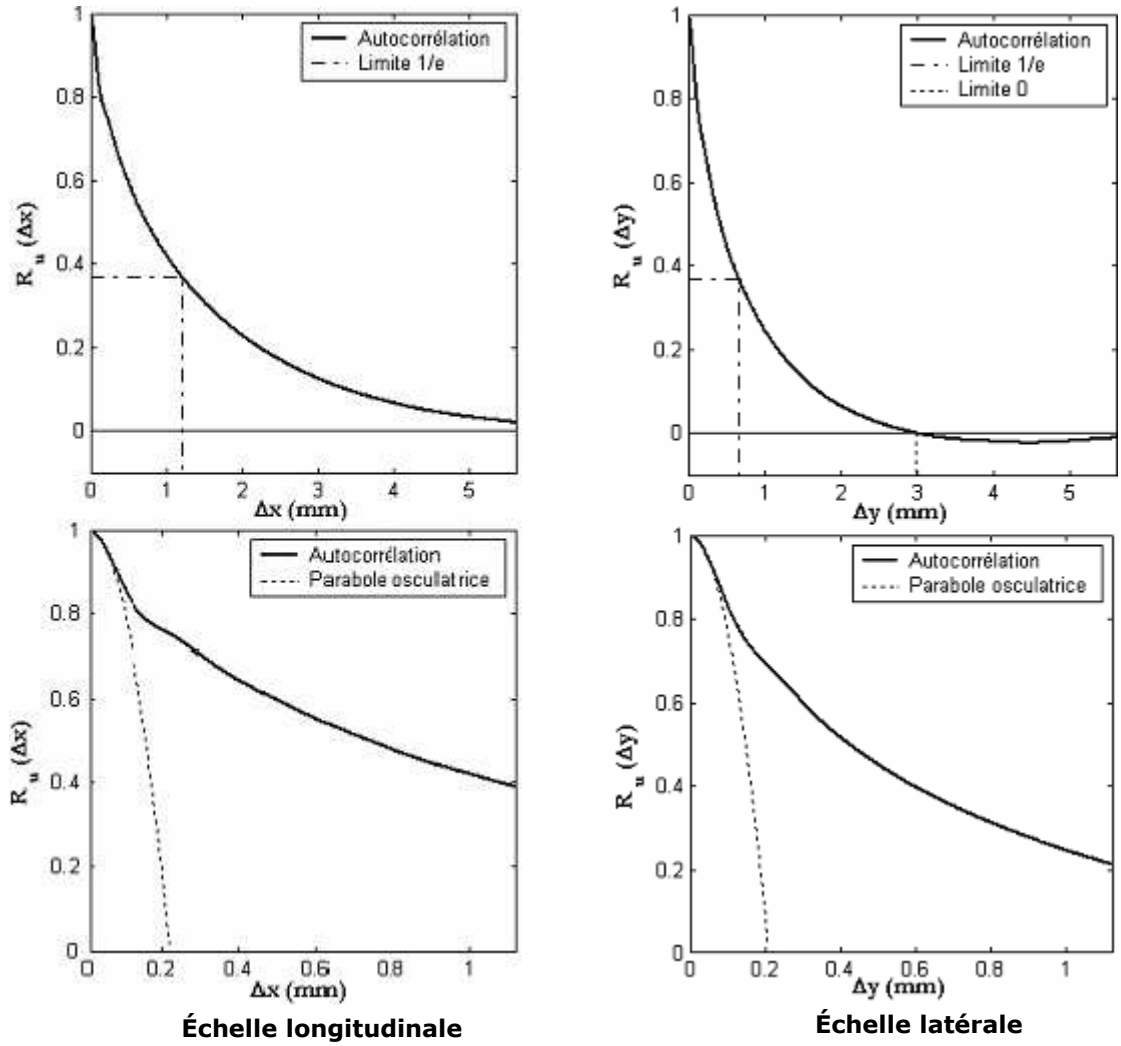


Fig4. 58: Echelles intégrales (haut) et micro-échelle de Taylor (bas) [1]

Pour l'essai précédent on fait une évaluation des différentes méthodes de calcul de l'échelle intégrale, et on compare les résultats obtenus à la résolution physique de notre mesure.

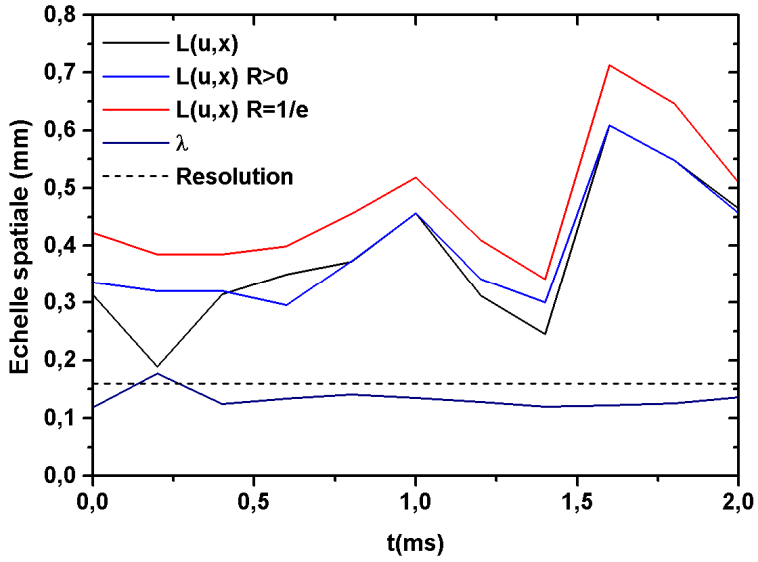


Fig4. 59: Echelles spatiales devant la sonde d'ionisation, CH_4-air Φ=1 - 10µm/pixel

Les échelles spatiales sont mesurées pendant l'interaction flamme-paroi. Les trois méthodes d'intégration donnent des résultats similaires. Cependant la validité des mesures obtenues est fortement discutable dans la mesure où les valeurs sont proches de la droite de résolution physique. Dans le cas de la micro-échelle de Taylor, les valeurs obtenues sont même inférieures à la droite de résolution physique. Les valeurs obtenues dans ce cas ne sont pas physiques. Dans cette configuration il n'est donc pas possible de calculer la micro-échelle de Taylor. Les valeurs obtenues pour les échelles intégrales semblent montrer qu'il existe des structures dont la taille caractéristique est inférieure au mm. Lors de l'interaction flamme-paroi les structures sont comprimées par la flamme sur la paroi ce qui diminue la taille caractéristique des perturbations et leur amplitude. Le calcul des échelles spatiales suivant y L(u,y) donne des valeurs inférieures à la résolution physique. Il n'est pas possible de déterminer la taille caractéristique des structures dans ce cas. Des essais ont par ailleurs été réalisés en augmentant la résolution optique du système à 5.5µm/pixel. La durée d'injection est de 550ms pour une pression amont de 0.4MPa et l'allumage se fait 1ms après la fin de l'injection. La zone d'observation est en surface de la sonde d'ionisation positionnée au centre de l'obstacle face à la sortie de l'injecteur et de l'électrode d'allumage. On observe l'évolution des champs de vitesse instantanée juste avant et pendant l'interaction flamme-paroi. La figure suivante (Fig4. 60) montre la répartition des lignes de champs 400µs avant que la flamme ne rentre dans le champ de visualisation à moins d'1mm de la paroi. On note cet instant de référence t_0. On observe la présence de deux tourbillons dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre du mm. Les vitesses caractéristiques de ces tourbillons sont faibles puisqu'elles restent inférieures à $1 m.s^{-1}$. La flamme rentre ensuite dans la zone d'observation. La fréquence d'acquisition du système de P.I.V permet d'avoir une image instantanée du champ de vitesse toutes les 200µs. La figure suivante donne ensuite l'évolution des lignes de champs dans le temps.

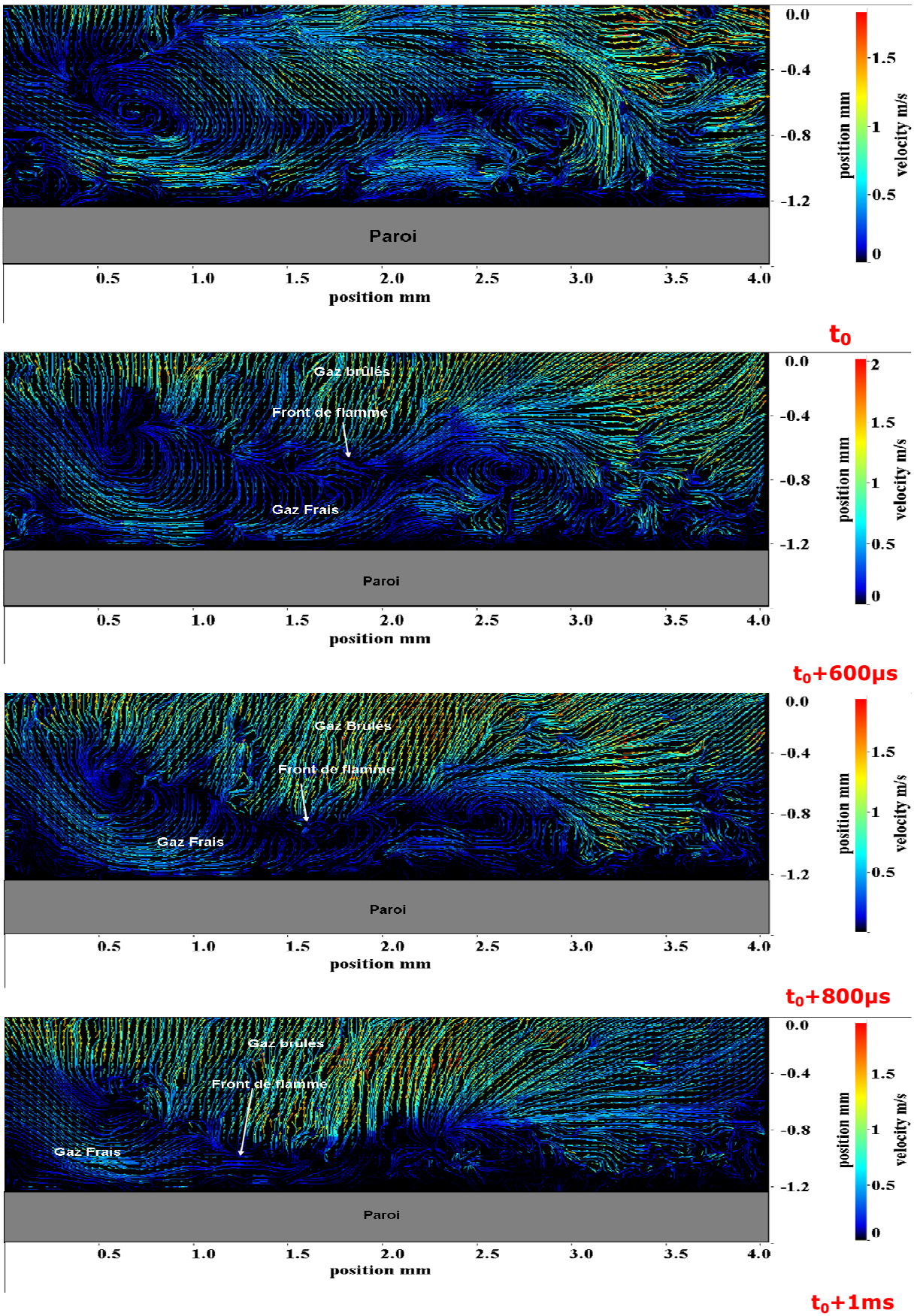


Fig4. 60: Evolution temporelle des lignes de champs lors de l'interaction flamme-paroi 5µm/pixel - CH_4-air

Sur la figure précédente (Fig4. 60) on observe l'écrasement des structures turbulentes sous l'effet de la flamme. La taille des tourbillons ainsi que leur intensité diminue fortement sous l'effet de l'interaction entre la flamme et la paroi. Les écoulements ont tendance à entrainer les gaz frais vers la paroi au centre de la fenêtre d'observation. La flamme a une vitesse de propagation plus rapide au centre que sur les bords et on observe une déformation progressive de la structure de flamme devant la sonde. Les tailles caractéristiques des structures sont donc liées à la dimension de la couche de coincement. On peut supposer que des petites structures non résolues existent et que leurs dimensions sont de l'ordre de grandeur de la distance de coincement. On voit par ailleurs que l'intensité des fluctuations reste faible et n'affecte pas le régime d'interaction entre les espèces ionisés et l'électrode de mesure. Les vitesses d'écoulement mesurées sont compatibles avec le régime de convection de gaine.

Les mesures réalisées ici permettent de montrer que la flamme filtre l'ensemble des structures turbulentes. On observe bien une laminarisation de l'écoulement lors de l'interaction de la flamme avec la paroi. Les mesures par P.I.V montrent que la compression des gaz frais en paroi sous l'effet de la combustion provoque une brusque diminution des fluctuations turbulentes. La taille caractéristique des structures devient inférieure au mm en proche paroi et tend vers des ordres de grandeur qui sont proches de la distance de coincement. Les vitesses mises en jeu deviennent très faibles et ne perturbent donc pas les mécanismes de déplacement des charges sous l'effet d'un champ électrique. La difficulté principale dans le cas d'une interaction en régime turbulent concerne la structure du front de flamme. Les plissements du front de flamme vont en effet affecter fortement la mesure du courant d'ionisation. Par ailleurs l'écoulement étant fortement tridimensionnel il n'est plus possible de considérer une structure plane de la flamme. Les échelles spatiales de perturbations de la flamme lors de l'interaction flamme-paroi sont inférieures aux dimensions caractéristiques de l'électrode de mesure. Les mesures par sonde d'ionisation vont filtrer les petites structures qui interviennent lors du coincement de flamme. Le courant d'ionisation intègre la flamme sur l'ensemble de la surface de la mesure. La taille caractéristique de la sonde d'ionisation conditionne donc la taille minimale des structures qui vont être détectées par courant d'ionisation.

Afin de mieux comprendre l'influence de la structure de flamme sur le courant d'ionisation des mesures simultanées de P.L.I.F et de courant d'ionisation ont été réalisées.

4.3.3 Mesures couplées P.L.I.F et courant d'ionisation

L'écoulement en régime turbulent est fortement tridimensionnel ce qui rend impossible la mesure de la distance de coincement par visualisation directe comme dans le cas laminaire. Afin de mieux comprendre l'interaction flamme-paroi en régime turbulent des mesures dans un plan par L.I.F sur le radical OH* ont été réalisées. Ces mesures ont été faites dans la chambre de combustion parallélépipédique (Fig2.2) équipée de hublot en quartz. L'étude a été réalisée sur la surface d'un obstacle monté au centre de la chambre et dans lequel est positionnée une sonde d'ionisation. Le mélange est introduit dans la chambre à l'aide de deux injecteurs similaires à ceux utilisés dans l'étude en P.I.V. Le mélange utilisé est un mélange de méthane-air stœchiométrique.

L'allumage se fait à la sortie des injecteurs et face à la sonde de mesure. Les positions de la paroi et de la sonde sont repérées à l'aide d'images de calibration. La résolution optique est ici de 14µm/pixel et les images obtenues sont en 1024 *1024 pixels.

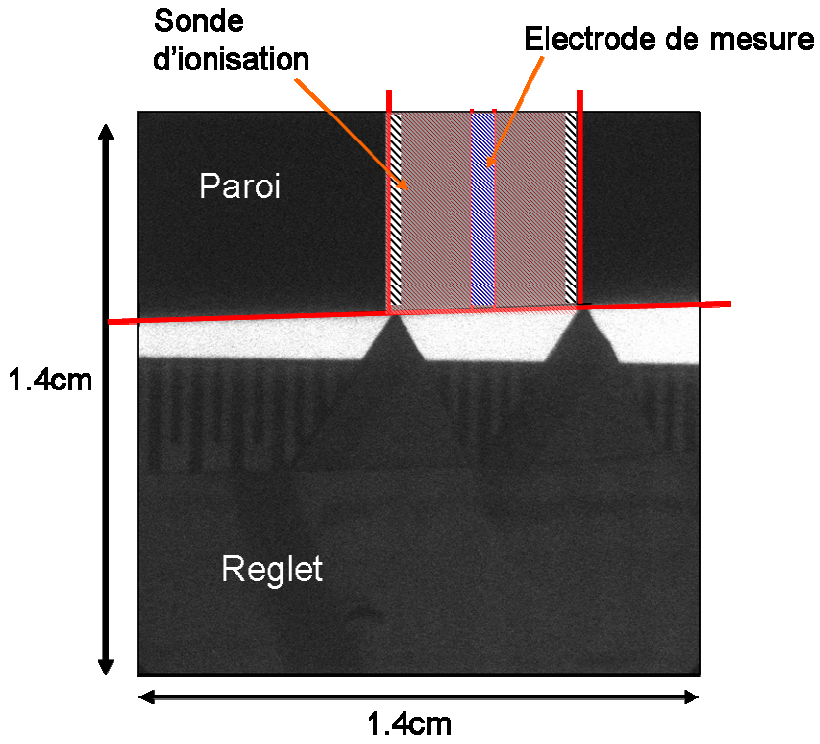


Fig4. 61: Image de calibration en L.I.F

La principale difficulté est liée à la fréquence d'acquisition du système de P.L.I.F qui ne permet pas d'avoir plus d'une seule image lors de l'interaction flamme-paroi. Le chronogramme a été donné au chapitre 2. La durée de l'injection est de 70ms et l'instant d'allumage est pris entre 20 et 40ms après la fin de l'injection du mélange. La pression initiale de mélange dans la chambre est de l'ordre de 0.1MPa et la pression d'interaction est de 0.4MPa.

La figure suivante permet de comparer le courant d'ionisation avec une visualisation obtenue en L.I.F pour un même essai de combustion. Dans ce cas le délai d'allumage est pris égal à 40ms après la fin de l'injection. Ainsi la combustion débute 9 ms avant la prise d'image ce qui permet à la flamme d'atteindre la surface de sonde. L'image de P.L.I.F correspond au premier pic d'ionisation enregistré sur le signal de courant.

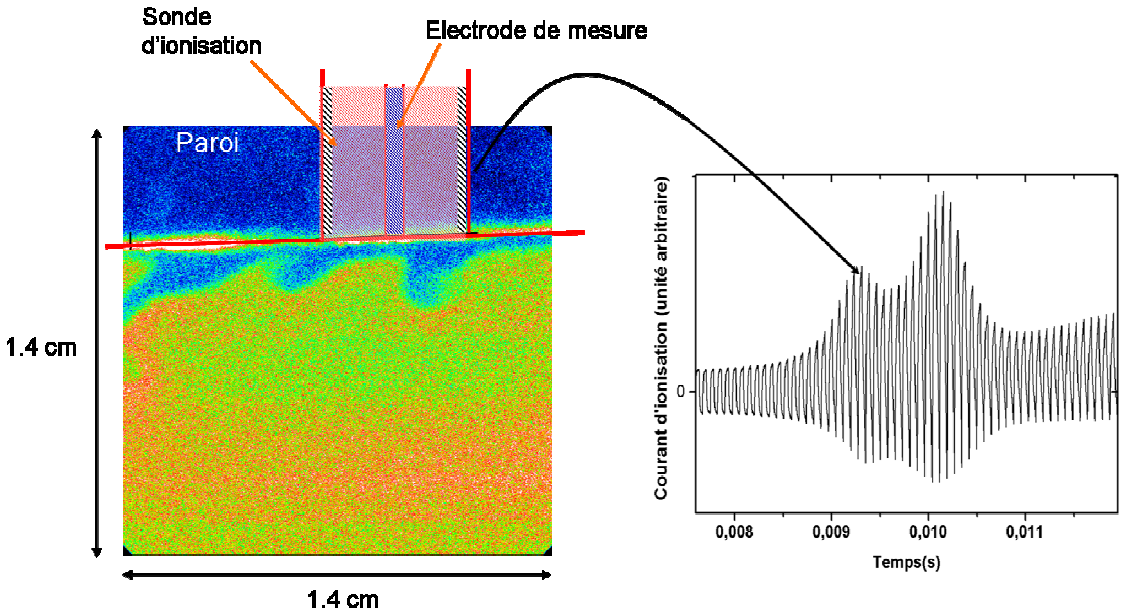


Fig4. 62: Mesure par L.I.F et courant d'ionisation CH_4-air

Le courant d'ionisation est mesuré à l'aide d'une tension d'excitation triangulaire d'une fréquence de 10kHz et d'amplitude [-30V, 0V]. Le courant d'ionisation est enregistré à partir de l'instant d'allumage du mélange. L'image de L.I.F correspond au premier pic d'ionisation observé. L'interaction observée a lieu 9ms après le début de la combustion ce qui correspond à l'instant de montée du premier pic sur le signal de sonde. Le post-traitement du pic d'ionisation permet d'estimer la distance flamme-sonde lors de l'interaction. Le calcul donne une distance minimale de 180µm et une distance de 240µm au moment de la prise d'image.

La taille caractéristique des plissements observés devant le capteur (~2.8mm) sur l'image reste supérieure aux dimensions caractéristiques de l'électrode de mesure (0.5mm). Le courant d'ionisation donne une estimation de la position moyenne du front réactif devant la sonde. La distance moyenne entre la flamme et la sonde calculée sur l'image de P.L.I.F est de l'ordre de 250µm ce qui reste proche de l'estimation obtenue par courant d'ionisation. La P.L.I.F permet ici d'avoir une indication sur la structure de la flamme dans un plan devant la sonde. Néanmoins la structure de flamme reste tridimensionnelle et il est nécessaire d'avoir l'information sur l'ensemble de la structure de flamme.

Le courant d'ionisation présente un second pic de courant qui suit le premier à 1ms d'intervalle. L'ensemble est convecté par un mouvement de grande échelle et le second pic correspond au passage d'une seconde structure devant la sonde. Cette structure peut avoir une taille caractéristique identique à la première. Certaines images de L.I.F montrent notamment la présence de poches dont les dimensions sont supérieures à la longueur caractéristique de l'électrode de mesure.

D'autres essais montrent la présence de plusieurs pics sur le courant d'ionisation. La figure suivante montre une interaction frontale turbulente. Le délai d'allumage est pris ici égal à 10ms après la fin de l'injection et l'image est prise 4.5ms après l'allumage.

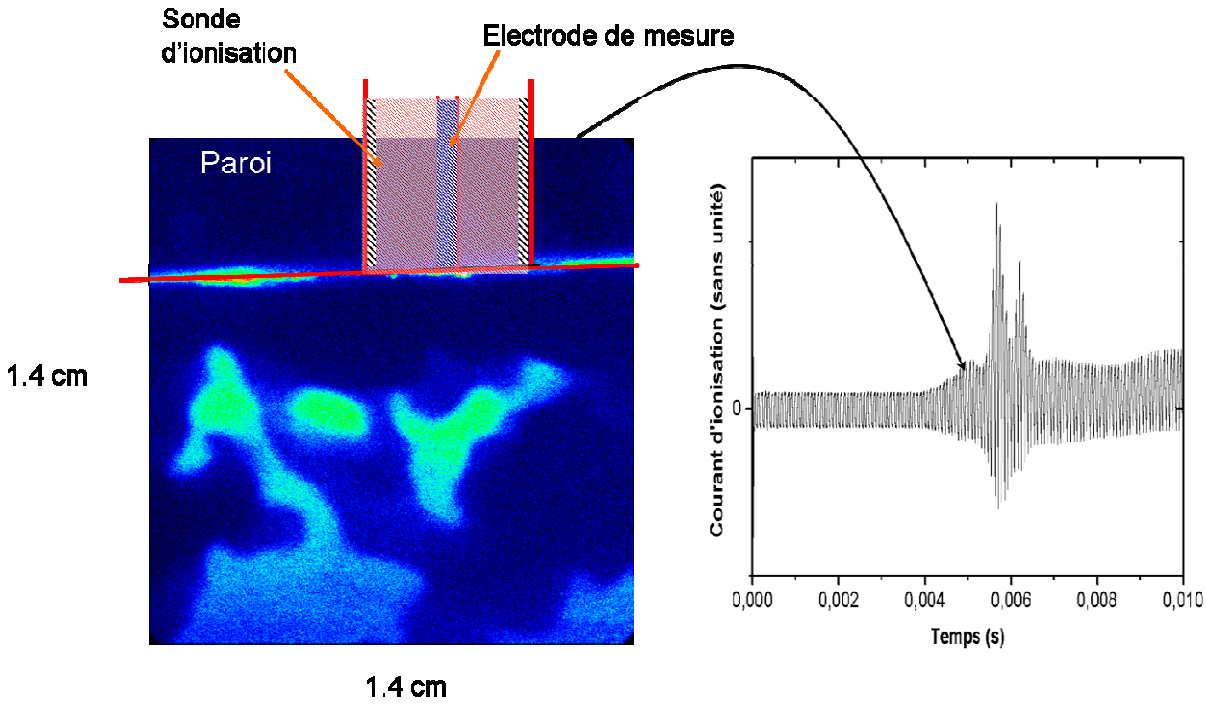


Fig4. 63: Visualisation par L.I.F et signal d'ionisation CH_4-air

Le courant d'ionisation présente trois pics successifs. Le premier est de faible amplitude par rapport aux autres et correspond à l'arrivée du front réactif observée sur l'image de L.I.F. On a dans un premier temps une poche réactive qui interagit avec la sonde de mesure et qui génère un premier pic. Le second pic correspond à l'arrivée du front de flamme localisé derrière le premier front. La présence d'un troisième pic laisse supposer la présence de forte perturbation sur la structure de la flamme dont les dimensions caractéristiques sont supérieures à la taille de l'électrode de mesure.

La présence de plusieurs pics est liée aux différentes structures du front de flamme, mais aussi et surtout à la convection à grandes échelles de ces structures. La connaissance de la taille des structures pourrait permettre de remonter à la vitesse de convection et inversement. Globalement la mesure par courant d'ionisation donne une information sur la position moyenne du front réactif localisé devant le capteur.

Les mesures réalisés ici sont uniquement qualitatives mais permettent de voir que la structure du signal d'ionisation dépend directement des différentes structures qui composent le front réactif.

Enfin des comparaisons statistiques de distances de coincement mesurées par sonde d'ionisation avec des estimations de la distance de coincement moyennée sur les images de L.I.F montrent que la sonde d'ionisation donne une valeur moyenne de la distance de coincement observée visuellement.

4.3.4 Conclusion

L'étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent a permis de mettre en évidence quelques résultats :

- La mesure par sonde d'ionisation intègre la position de la flamme sur la taille du capteur. La distance de coincement mesurée est donc la position moyenne du front réactif localisé devant le capteur lors de l'extinction de la flamme.
- Le courant d'ionisation permet de détecter les perturbations du front de flamme à condition que la taille caractéristique des structures soit supérieure à celle de la sonde
- L'information obtenue par la sonde d'ionisation est filtrée spatialement et temporellement. Les échelles de coupures sont liées aux caractéristiques géométriques de la sonde et à la fréquence d'excitation du dispositif.
- Les structures turbulentes localisées dans les gaz frais sont fortement comprimées par la flamme lors de l'interaction avec la paroi. Les dimensions caractéristiques et les amplitudes des fluctuations sont suffisamment faibles pour ne pas perturber la mesure du courant d'ionisation.

La diminution de la taille caractéristique de la sonde doit permettre de détecter les plus petites structures du front de flamme.

Cette étude constitue une première approche des effets de la turbulence sur le courant d'ionisation. Une meilleure compréhension des phénomènes passe dans un premier temps par une analyse statistique de la turbulence et du courant d'ionisation moyenné sur un très grand nombre d'essais. La présence de particules modifie le comportement électrique du milieu et ne permet pas de mesurer simultanément les différents paramètres ce qui rend encore plus difficile ce type de mesure. Dans un deuxième temps, il peut être intéressant de contrôler les paramètres de la turbulence en imposant des tailles de structures caractéristiques et en analysant l'influence du rapport entre la taille caractéristique de la sonde et la taille des structures sur les fluctuations du courant d'ionisation.

4.4 Conclusion

Les régimes de hautes pressions et de turbulence ont été étudiés dans ce chapitre. Dans un premier temps, l'analyse s'est portée uniquement sur les effets liés à la pression et à la densité des gaz. Pour ce faire l'étude s'est donc effectuée au départ en régime strictement laminaire. De nombreux résultats ont alors été obtenus. Tout d'abord des mesures simultanées de flux de chaleur pariétal et de courant d'ionisation ont été réalisées dans la machine à compression rapide pour une gamme de pression comprise entre 1MPa et 16MPa. Les deux méthodes de diagnostics ont été validées précédemment uniquement à basse pression par comparaison avec les techniques de visualisation directe. L'extrapolation des modèles à haute pression a permis d'obtenir une bonne similitude entre les valeurs de distance de coincement issues des mesures de flux de chaleur et de courant d'ionisation. La comparaison avec les modèles de simulation numérique a permis de confirmer la bonne tendance des deux techniques de diagnostics à haute pression. Néanmoins les différences observées entre les mesures par sonde d'ionisation et les deux autres méthodes ont conduit à s'interroger sur les raisons pouvant expliquer l'augmentation des écarts avec l'augmentation de la pression. Une analyse des mécanismes cinétiques de production des espèces chargées dans le front de flamme a alors été proposée. Cette étude cinétique a été réalisée au sein

de l'institut « heat and mass transfer » de Minsk. Les résultats obtenus montrent une nette diminution de la concentration d'électrons libre dans la flamme lorsque la densité du gaz augmente fortement. Ainsi à haute pression, l'électroneutralité de la flamme n'est plus assurée par l'équilibre entre les concentrations d'électrons et d'ions positifs mais par l'équilibre entre la concentration d'ions positifs et négatifs. Les propriétés de conductivité électrique de la flamme sont modifiées à haute pression. Par ailleurs une étude des phénomènes d'attachement et de détachement électroniques dans la couche de coincement à la jonction électrode-flamme a permis de montrer l'impact de la densité des gaz frais sur la polarisation de la flamme. Ainsi à pression atmosphérique, la conductivité de l'interface flamme-anode est assurée par la population d'électrons libres ce qui garantit une bonne polarisation de la flamme. Le potentiel de l'anode impose le potentiel à la flamme et la chute de potentiel anodique reste négligeable. En revanche pour des pressions plus élevées, les électrons ne peuvent plus assurer la conductivité dans toute la couche de gaz frais. Il existe une température en dessous de laquelle la durée de vie des électrons devient trop courte à cause de l'attachement électronique. Dans ce cas on observe que le potentiel de la flamme n'est plus directement le potentiel imposé par l'anode. Il devient indispensable de tenir compte de la chute de potentiel anodique qui n'est plus négligeable. La prise en compte des effets de la densité des gaz sur le potentiel de flamme a permis d'améliorer le modèle de détermination de la distance de coincement par mesure du courant d'ionisation. On note alors une très bonne corrélation entre les mesures de distance de coincement obtenue à partir du courant d'ionisation et les valeurs issues des mesures de flux. La bonne corrélation à haute pression des deux diagnostics indépendants constitue une forme de validation croisée des deux techniques pour une gamme de pression allant de 0.1MPa à 16MPa. Le diagnostic de la distance de coincement par sonde d'ionisation fonctionne donc pour une large gamme de pression et il est possible de calculer le flux de chaleur maximal à la paroi à partir du courant ionique. Ce dernier point sera détaillé dans le chapitre qui suit. Les mesures de distance de coincement réalisées confirment la dépendance de la distance de coincement à la pression suivant une relation du type $\delta_q \approx 68.P^{-0.44}$. D'autre part les mesures de flux ont permis de montrer une diminution significative du flux de chaleur adimensionné lors du coincement avec l'augmentation de la pression. Ainsi à 15MPa les pertes thermiques nécessaires au coincement représente environ 10% de la puissance totale de la flamme contre environ 30% à pression atmosphérique. Le dernier point étudié à haute pression concerne l'influence des instabilités hydrodynamiques sur la structure de flamme. Ainsi bien que la combustion soit laminaire, les niveaux de pression élevés génèrent une structure cellulaire sur le front réactif qui a été observé par visualisation directe. Le calcul des dimensions caractéristiques de ces structures ainsi que l'analyse des images ont montrés que ces structures ont une taille caractéristique nettement supérieure à la taille de l'électrode de mesure du courant d'ionisation. Il est donc possible de considérer localement que l'interaction entre la flamme et la sonde d'ionisation reste en configuration plan-plan. La distance mesurée est bien la distance de coincement de la flamme dans la zone située devant l'électrode de mesure.

Dans un second temps l'étude réalisée s'est portée sur les contraintes liées aux régimes turbulents. La première difficulté rencontrée vient du fait qu'il n'est pas possible de réaliser des mesures simultanées par PIV et par sonde d'ionisation. En effet la présence de particules nécessaires à l'ensemencement de l'écoulement comme de l'huile ou de l'oxyde de zirconium génèrent des

perturbations sur les propriétés de conductivité électrique du milieu. Une analyse uniquement qualitative a donc été réalisée. Les mesures réalisées ont montré que les intensités de turbulence et vitesse restent très faible en proche paroi à cause de la compression des structures turbulentes et des écoulements lors de l'interaction de la flamme avec la paroi. Les vitesses rencontrées ne perturbent pas la mesure du courant d'ionisation. Le point complexe concerne plutôt la structure de la flamme. L'information obtenue par la sonde est en effet filtrée spatialement et temporellement. Le courant d'ionisation est intégré sur la surface du capteur. La mesure fournit la position de la structure de flamme moyennée sur la surface de la sonde à un instant donné.

Potentiel du diagnostic par sonde d'ionisation : Vitesse, Température, Flux de chaleur

5 Potentiel du diagnostic par sonde d'ionisation : Vitesse, Température, Flux de chaleur

5.1 Introduction

L'un des objectifs de cette étude est de montrer le potentiel du diagnostic par sonde d'ionisation pour la détermination des paramètres caractéristiques de la combustion et plus particulièrement ceux régissant l'interaction flamme-paroi. De nombreuses études expérimentales ont mis en évidence des corrélations entre le courant d'ionisation et de nombreux paramètres de la combustion comme la richesse du mélange, la pression ou bien encore la température.

Dans les chapitres précédents une modélisation de l'interaction flamme sonde a permis de mettre en évidence la possibilité d'utiliser les sondes d'ionisation afin de mesurer la distance de coincement de flamme. Des mesures expérimentales de courant d'ionisation couplées avec d'autres techniques ont permis de valider la fiabilité du diagnostic sur une large gamme de pression. Pour les motoristes l'enjeu est important dans la mesure où le développement des nouvelles solutions technologiques comme le « downsizing » ou le « HPC » passe par la connaissance des phénomènes d'interaction flamme-paroi à très haute pression. L'absence de données sur les grandeurs caractéristiques des phénomènes de coincement rend complexe la validation des simulations de combustion dans ces conditions spécifiques. Jusqu'à présent le diagnostic par sonde d'ionisation a permis d'obtenir des informations à l'instant du coincement. Pour améliorer les modèles d'interaction flamme-paroi, des données sur l'évolution temporelle des paramètres sont nécessaires. L'idée est d'utiliser la résolution temporelle et spatiale du diagnostic pour avoir accès à ces données. On s'intéresse donc aux instants justes avant le coincement.

L'objectif de cette partie est d'élargir les possibilités liées à cette méthode de diagnostic en déterminant d'autres paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi comme la vitesse de la flamme, la température de flamme et le flux de chaleur pariétal. Dans ce chapitre nous présenterons différentes études afin de mettre en évidence le potentiel du capteur de courant d'ionisation comme outil de diagnostic des paramètres de la combustion. Dans un premier temps, une étude de la dynamique de l'interaction flamme-paroi par PIV combinée à une analyse du courant d'ionisation sera proposée. Cette analyse permettra de montrer l'influence des paramètres dynamiques d'approche de la flamme sur le courant d'ionisation. Plusieurs modèle théoriques seront présentés ensuite pour faire le lien entre le courant d'ionisation et les différents paramètres que sont la vitesse de flamme, la température de flamme ou bien encore le flux de chaleur pariétal. Pour conclure ce chapitre, nous présenterons quelques perspectives et notamment des mesures réalisées à haute fréquence (f~1MHz).

5.2 Etude de l'interaction flamme-paroi par PIV rapide à haute résolution et par mesure du courant d'ionisation – Régime laminaire

Dans cette première partie une étude de la dynamique des gaz en proche paroi lors du phénomène de coincement de flamme est proposée. Des mesures par PIV à haute fréquence (5kHz) et haute résolution optique (5µm/pixel) ont été comparées avec des mesures de courant d'ionisation lors de l'interaction flamme-paroi. Un post-traitement PIV a été mis en œuvre afin de déterminer les gradients pariétaux et les caractéristiques géométriques locales du front de flamme. L'objectif est de caractériser l'influence de la paroi sur la dynamique de la flamme (étirement, plissement, vitesse) lors de la phase de coincement. Les mesures obtenues par PIV permettent de comprendre et valider les mesures obtenues par sonde d'ionisation mieux résolues temporellement et spatialement.

Dispositif expérimental et post-traitement des données

L'ensemble du dispositif expérimental ainsi que les méthodes de traitement de la P.I.V utilisés pour cette étude ont été décrit au chapitre 2. Nous rappellerons simplement ici quelques éléments essentiels. Les essais sont réalisés dans la chambre de combustion parallélépipédique (Fig2.1) avec un mélange de méthane-air stœchiométrique. Le système de PIV utilisé est cadencé à 5kHz et permet d'obtenir une fenêtre d'observation de 1023*360 pixels. Il est important de rappeler ici que l'ajout de particules d'ensemencement modifie complètement les propriétés électriques du mélange et perturbe le courant d'ionisation. Les mesures de courant d'ionisation ne peuvent pas se faire simultanément avec les mesures en PIV. L'étude sera réalisée sur un obstacle positionné au centre de la chambre. Le capteur de courant d'ionisation est monté en position central à l'intérieur de l'obstacle de façon à ce que l'électrode de mesure soit affleurant à la surface de l'obstacle.

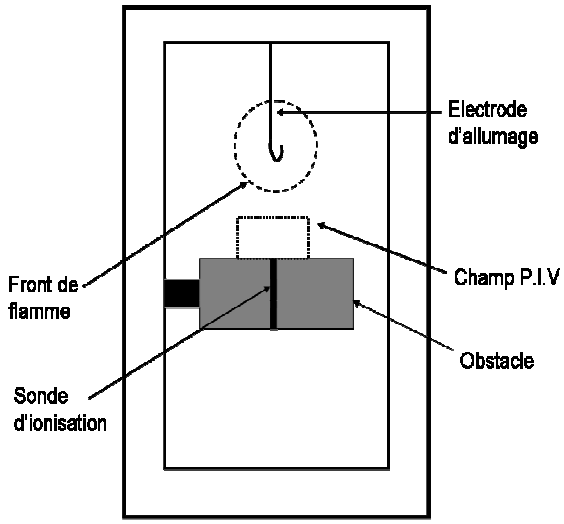


Fig5. 1: Configuration expérimentale - essais P.I.V laminaire - CH4-air Φ=1

L'avantage d'un tel dispositif est de réduire les réflexions parasites du laser sur la surface de la paroi. Pour obtenir une bonne résolution spatiale, un microscope longue distance de type Questar QM-1 sera associé à la caméra rapide (PHOTRON APX-RS 3000).

Analyse du mouvement d'ensemble

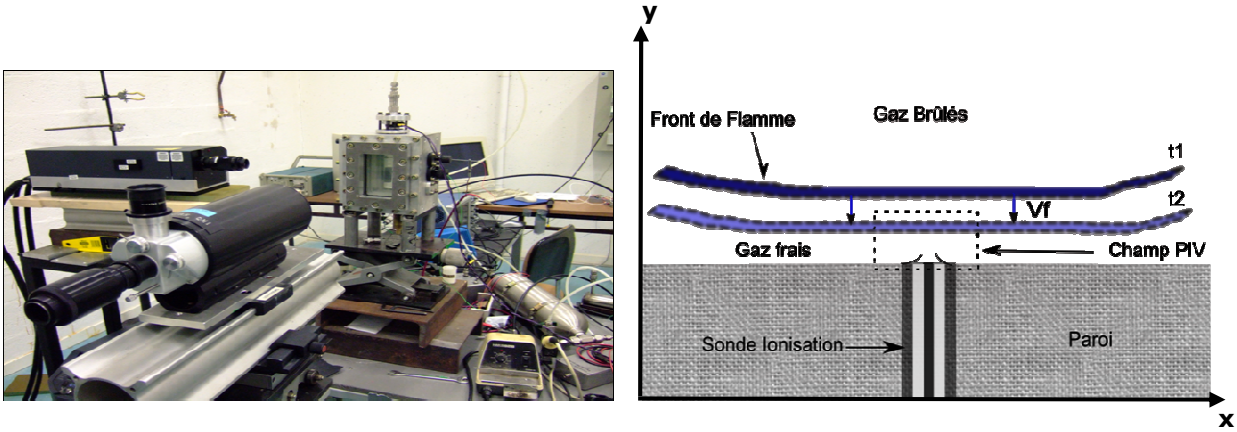


Fig5. 2: Dispositif expérimental et schéma de l'interaction flamme-sonde

Le traitement des données de P.I.V résolue dans le temps et l'espace permet d'étudier l'évolution de la vitesse moyenne au passage de la flamme. La compression des gaz frais vers la paroi et l'expansion des gaz brûlés provoquent une brusque augmentation du module de la vitesse moyenne lors de l'arrivée de la flamme comme le montre la figure suivante :

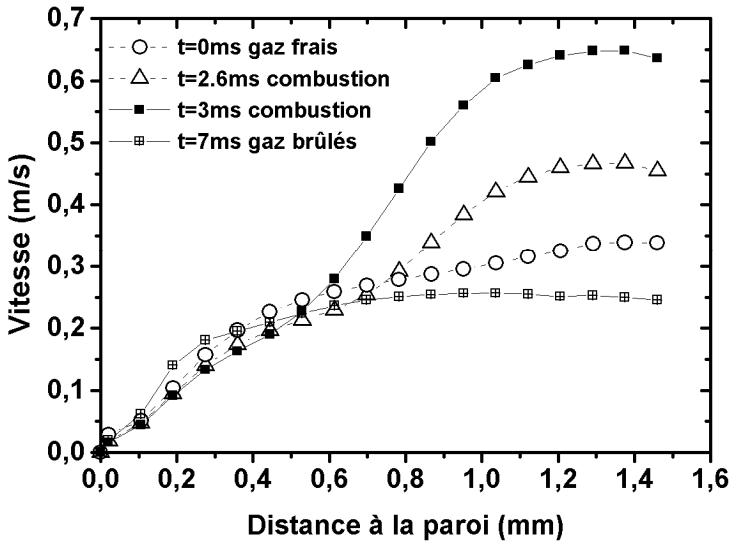


Fig5. 3: Profils de vitesse en paroi pour une combustion laminaire et une interaction flamme-paroi frontale, moyenne sur 13 tirs et sur une zone de 5mm en paroi suivant x

Les profils de module de vitesse correspondent à la combustion laminaire d'un mélange stœchiométrique de méthane-air pour une interaction flamme-paroi frontale. La pression mesurée lors de l'interaction flamme-paroi est de 0.2MPa. Les résultats présentés sur la figure précédente sont moyennés sur 13 tirs sur une zone de 5mm en paroi suivant x. Les profils de vitesse sont donnés à quatre instants différents, à savoir avant l'allumage (t=0ms), pendant deux instants distincts lors de la propagation de la flamme dans la fenêtre d'observation (t=2.6ms, 3ms), et

enfin après l'extinction de la flamme dans cette zone d'étude (t=7ms). Le saut de vitesse observé lors du passage de la flamme donne une indication sur la transition entre les gaz frais et les gaz brûlés et donc une information sur la position du front réactif par rapport à la surface de l'obstacle.

Mesures de vitesse de flamme laminaire en P.I.V

La plupart des grandeurs caractérisant les phénomènes d'interaction flamme-paroi et les processus de combustion nécessite de connaitre les caractéristiques géométriques locales du front de flamme. Le processus de traitement des images a été expliqué au second chapitre de ce manuscrit. Ainsi l'extraction des profils de vitesse en fonction de la distance à la paroi, qui sont issues des traitements précédents, permet de localiser la position du front réactif. L'utilisation de post-traitement adapté permet ensuite d'estimer les caractéristiques géométriques locales du front de flamme. Pour ce faire on se base sur des traitements similaires à ceux utilisés par F.Foucher [79]. On détermine en tout point le vecteur normal, le vecteur tangent, le rayon ou la courbure de l'interface gaz frais-gaz brûlés. Le contour de flamme issu de l'inversion des profils de vitesse est assimilé à une courbe paramétrique définie dans le système de coordonnées x et y en fonction de l'abscisse curviligne l. Le vecteur normal $\vec{n}$ peut être défini en chaque point du contour par ses coordonnées (n_x, n_y) qui vérifient les relations :

(Eq5. 1)

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

De la même façon on définit le vecteur tangent au contour $\vec{t}$ en considérant les relations :

(Eq5. 2)

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

La courbure locale h(l) et le rayon de courbure r(l) sont alors calculés à partir des relations suivantes :

(Eq5. 3)

$$h = \frac{\ddot{y}\dot{x} - \ddot{x}\dot{y}}{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)^{3/2}} \quad \text{et} \quad r = \frac{1}{h}$$

Les dérivées se calculent sous la forme :

(Eq5. 4)

$$\dot{x} = \frac{dx}{dl}, \dot{y} = \frac{dy}{dl}, \ddot{x} = \frac{d^2x}{dl^2}, \ddot{y} = \frac{d^2y}{dl^2}$$

Par convention ici le vecteur normal $\vec{n}$ est orienté vers les gaz frais. Le rayon de courbure sera quant à lui défini positif lorsque celui-ci est convexe par rapport aux gaz brûlés et négatif pour un front concave par rapport aux gaz frais.

La détermination de l'étirement local de la flamme se fait à partir des formules suivantes [128]:

(Eq5. 5) $$\kappa = \kappa_S + \kappa_C$$

Où κ_s est dû à l'effet des contraintes tangentielles imposés par l'aérodynamique des gaz frais devant la zone réactive et κ_c est issu de l'étirement dû à la courbure du front de flamme.

(Eq5. 6) $$\kappa_S = \nabla_t . \vec{V}_r . \vec{n}$$

(Eq5. 7) $$\kappa_C = S_d / R$$

Avec R, le rayon de courbure locale de la flamme, S_d la vitesse de déplacement du front réactif par rapport aux gaz frais, V_r la vitesse des gaz frais et $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal au front de flamme. La vitesse de propagation du front de flamme V_f s'exprime quant à elle de la manière suivante [129]:

(Eq5. 8) $$S_d = \vec{V}_f . \vec{n} - \vec{V}_r . \vec{n}$$

Le calcul de la vitesse locale de déplacement du front de flamme peut se faire à partir de la visualisation de la flamme dans les images de PIV. Dans les cas étudiés la propagation de la flamme se fait dans le plan de la nappe laser. Les effets tridimensionnels peuvent être négligés car l'interaction est laminaire et une estimation de la vitesse de déplacement peut être réalisée sur un temps de déplacement Δt qui correspond à la cadence d'acquisition du système de PIV. La vitesse de déplacement est ensuite déterminée par le rapport de la distance Δx séparant deux fronts de flamme suivant la normale au premier front de flamme par le temps Δt qui les séparent. Cette estimation fonctionne dans le cas d'une interaction laminaire car le front de flamme est très faiblement plissé et il n'existe pas d'instabilités hydrodynamiques au niveau du front réactif.

La détermination de la vitesse des gaz frais associée au contour de flamme se fait à partir des résultats de la PIV. On attribue au contour une vitesse de gaz frais correspondant à la mesure valide la plus proche du contour [128].

A partir de ces post-traitements la vitesse de flamme a été évaluée en proche paroi. Dans un premier temps les mesures ont été réalisées avec une résolution optique de 9.1µm par pixel afin d'élargir le champ de mesure. Les vitesses ainsi mesurées sont moyennées sur la largeur de la fenêtre suivant l'axe x définit comme étant parallèle à la paroi.

Sur la figure suivante (Fig5. 4) on note :

- Vf_normale : la vitesse de déplacement moyennée du front réactif suivant le vecteur normale $\vec{n}$
- Vr_normale est la vitesse des gaz frais suivant ce même vecteur normal $\vec{n}$
- Sd : la vitesse de flamme par rapport aux gaz frais
- Vf : Vitesse de propagation du front réactif suivant l'axe y
- S_L: Vitesse de flamme étirée laminaire

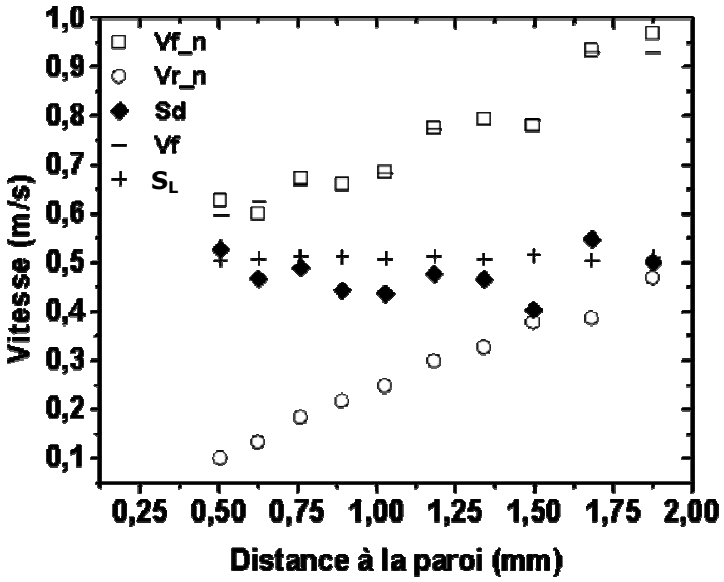


Fig5. 4: Vitesse de flamme en paroi mesurée par PIV

On remarque sur la figure que la vitesse moyennée de déplacement du front réactif suivant la normale $\vec{V}_f.\vec{n}$ est similaire à la vitesse de déplacement du front réactif moyennée suivant l'axe y d'approche de la paroi. Ce résultat traduit un étirement de courbure quasi-nul de la flamme lors des phases d'interaction avec la paroi dans cette configuration. La structure de flamme est donc géométriquement plane et le front réactif est parallèle à la paroi. On note par ailleurs que la vitesse des gaz frais suivant la normale au front de flamme $\vec{V}_r.\vec{n}$ devient très faible dans la zone de proche paroi (d<0.5mm).

Ce premier résultat permet de supposer que dans la zone de très proche paroi la vitesse d'avancée du front réactif est directement la vitesse de flamme par rapport aux gaz frais S_d à cause de l'absence de vitesse dans les gaz frais. D'autre part la figure précédente montre une bonne corrélation entre la vitesse de flamme S_d calculée expérimentalement et la vitesse de flamme étirée laminaire S_L [130] donnée par la relation qui suit (Eq5. 9). Le calcul nous montre par ailleurs que l'étirement lié aux contraintes tangentielles aérodynamique est aussi très faible.

(Eq5. 9) $$S_L = S_L^0 - \ell\kappa$$

Où ℓ est la longueur de Markstein [131] et S_L^0 est donnée par la relation de Rhodes, Metghalchi et Keck [132] :

(Eq5. 10) $$S_L^0 = S_{L,O}\left(\frac{T_f}{T_o}\right)^{\alpha}\left(\frac{p}{p_o}\right)^{\beta}$$

Avec :

Φ	$S_{L,0}$ (cm/s)	α	β	ℓ (mm) [101]
1	37,02	2.18	-0.16	-0.1

Afin de résoudre le champ de vitesse dans la zone de mesure de la sonde électrostatique (d<500µm), la résolution optique est augmentée à 5µm/pixel. Les vitesses obtenues sont données sur la figure suivante :

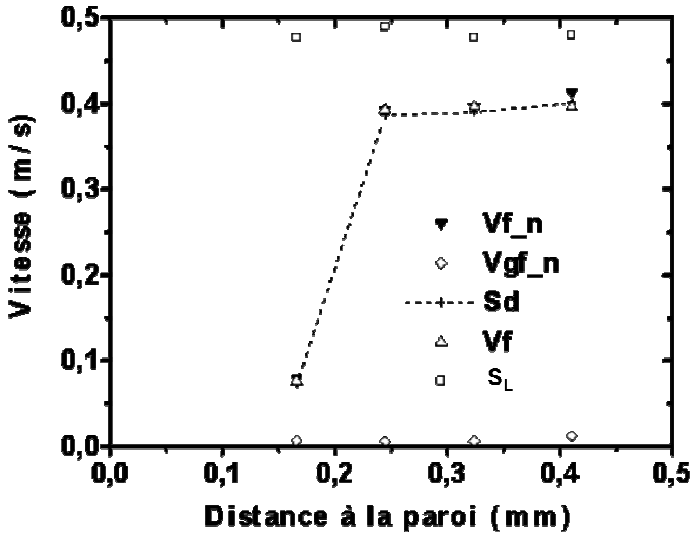


Fig5. 5 Vitesse de flamme en paroi mesurée par PIV

Pour une distance inférieure à 500µm de la paroi, il est très difficile de résoudre les champs de vitesses. Les réflexions parasites du laser ainsi que la faible densité des particules d'ensemencement localisées en paroi rendent le traitement des données difficile.

La figure précédente (Fig5. 5) montre que dans la zone située à moins de 500µm de la paroi la vitesse des gaz frais est négligeable. Ayant montré que l'étirement était négligeable, la diminution de S_L peut être intégralement attribuée aux pertes thermiques. Les résultats obtenus (Fig5. 5) montrent alors que les pertes thermiques interviennent lors des derniers instants avant le coincement. La vitesse de flamme est affectée par les pertes de chaleur très rapidement avant le coincement ce qui confirme les mesures de flux de chaleur réalisées dans une précédente étude [1]. La mesure par sonde d'ionisation permet lorsque la flamme est proche de la paroi (d<500µm) de déterminer la distance entre la flamme et la paroi à partir de la caractéristique courant-tension. Il est donc envisageable en utilisant une polarisation en tension variable avec une fréquence supérieure ou égale à 10kHz d'obtenir l'évolution de cette position avec une résolution temporelle supérieure ou égale à celle obtenue par P.I.V.

Mesure de vitesse de flamme laminaire par sonde d'ionisation

Pour cette étude une tension de polarisation alternative d'amplitude 12V, de fréquence allant de 10 à 15kHz et de polarité négative est utilisée. La durée du pic d'ionisation est de l'ordre de la milliseconde ce qui correspond à la durée de l'interaction flamme paroi. Pour la fréquence

d'excitation choisie, il est possible de mesurer plusieurs caractéristiques courant-tension lors de l'interaction flamme-paroi.

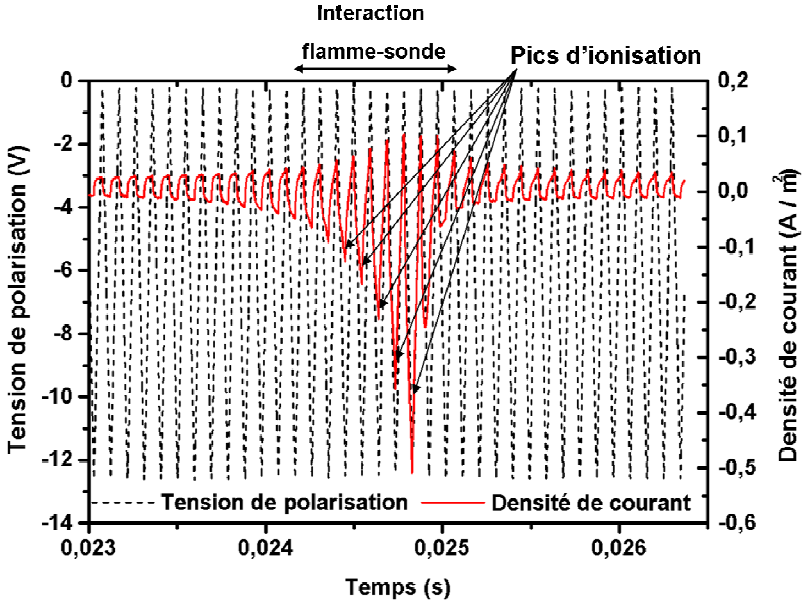
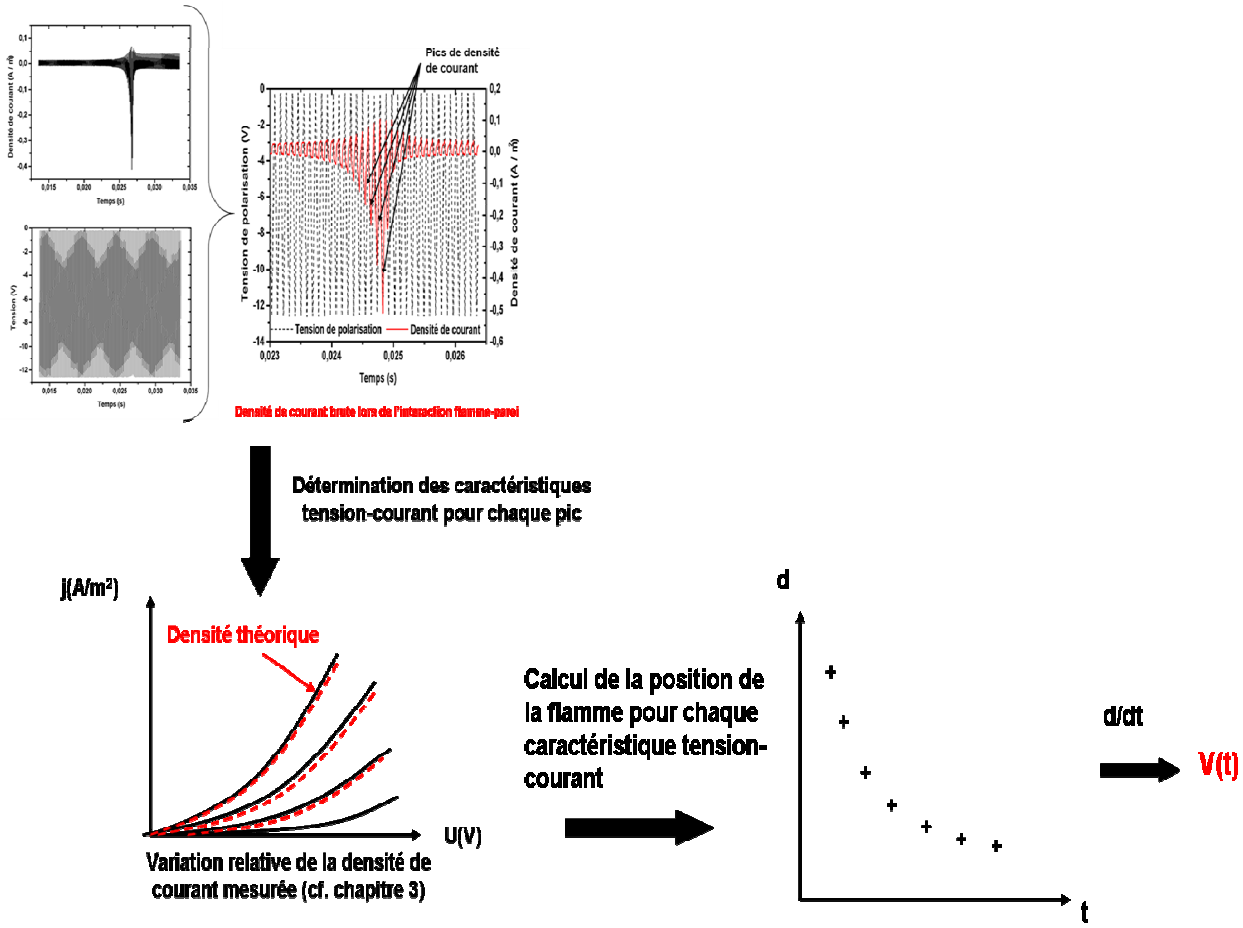


Fig5. 6: Densité de courant brute lors de l'interaction flamme-paroi, f=10kHz

Le début du pic de courant d'ionisation est observé lorsque la flamme est à une distance de l'ordre de 300µm à 500µm pour les conditions d'essais utilisées ici. Le calcul de la position de la flamme à partir de la formule de Child (Eq 3. 28) permet de connaître à différents instants la distance entre la flamme et la paroi. Les données mesurées permettent alors d'estimer l'évolution de la vitesse d'avancée du front réactif sous l'influence de la paroi. Les mesures obtenues seront mieux résolues que les mesures effectuées en PIV grâce à une fréquence d'acquisition qui peut être supérieure et l'absence de limitations liées à la résolution optique. L'ensemble des résultats proposé dans la suite de ce paragraphe repose sur la comparaison des deux diagnostics par sonde et par PIV afin de valider la technique de mesure par sonde d'ionisation.

Pour chacune de ces caractéristiques, nous avons calculé la distance entre la flamme et l'électrode de mesure montée en paroi. La vitesse d'avancée du front réactif peut donc être estimée en calculant le rapport entre la distance parcourue par le front de flamme et le temps Δt séparant la mesure de deux caractéristiques courant-tension (~100µs):



Un exemple de mesure de la vitesse de flamme par sonde d'ionisation est proposé sur la figure suivante :

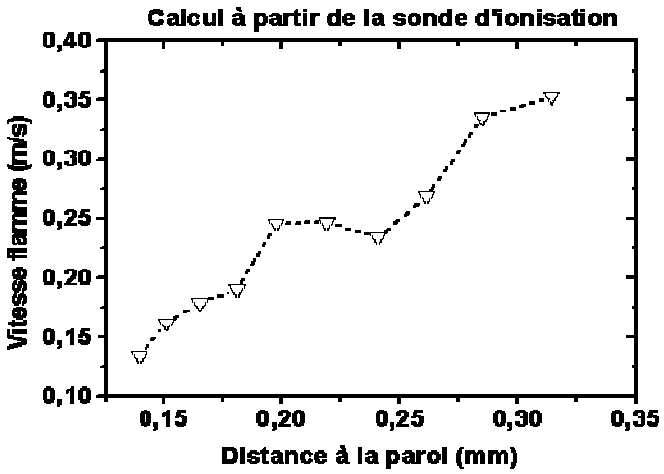


Fig5. 7: Vitesse de flamme mesurée par sonde d'ionisation

La vitesse mesurée est directement la vitesse de flamme car l'étude en PIV a montrée que la vitesse des gaz frais est négligeable à cette distance de la paroi. D'autre part l'étirement ainsi que le plissement de la flamme sont très faibles dans cette configuration. La mesure de la vitesse de flamme par sonde d'ionisation permet d'estimer l'influence des pertes de chaleur sur la vitesse de

propagation de la flamme en proche paroi. On constate notamment que les pertes de chaleur influent fortement sur la flamme lorsque celle-ci est à moins de 250µm de la paroi.

En comparant les mesures réalisées en PIV et par sonde électrostatique, un certain nombre de résultats ont été mis en évidence :

- L'étirement calculé est nul, donc la diminution de S_d en paroi est uniquement due aux pertes de chaleur.
- Dans la zone de coincement, la vitesse des gaz frais est négligeable. Pour une interaction laminaire on mesure directement la vitesse de flamme non étirée soumise à des pertes thermiques.

Les mesures en PIV recoupent et valident les mesures par sondes électrostatiques

Conclusion

Des mesures reproductibles de courant d'ionisation et de PIV ont été utilisées dans cette étude afin de mesurer l'influence des pertes de chaleur sur la vitesse de flamme lors de l'interaction flamme-paroi. Ces mesures ont mis en évidence que les pertes de chaleur ont une influence sur la vitesse de flamme lorsque le front réactif est très proche de sa distance de coincement. Les pertes thermiques interviennent quasiment à l'instant du coincement ce qui est confirmé par les mesures de flux de chaleur en paroi [1]. Les échelles spatiale et temporelle du phénomène de coincement rendent très complexe son étude par PIV. La technique est fortement limitée par la résolution optique et la fréquence d'acquisition du système. Par ailleurs la précision des outils de traitement des données brutes ne permet pas de mesurer l'évolution temporelle de la vitesse de flamme lors du coincement par PIV. Le développement de nouveaux diagnostics par sondes électrostatiques est essentiel pour étudier le coincement de flamme. Les mesures réalisées dans cette étude montrent que le diagnostic par sondes électrostatiques permet de suivre l'évolution de la vitesse de flamme lors de l'interaction flamme-paroi grâce notamment à une meilleure résolution temporelle et spatiale. Ce point deviendra d'autant plus important à haute pression où les échelles sont fortement réduites.

5.3 Détermination des différents paramètres : Résultats et discussion

5.3.1 Mesure de vitesse

Pour l'ensemble des essais réalisés, l'interaction flamme-paroi est étudiée en régime laminaire et en considérant une flamme non plissée et dont l'étirement est négligeable. Les mesures par PIV ont mis en évidence l'absence de vitesse dans les gaz frais et par conséquent que la vitesse mesurée par sonde est très proche de la célérité fondamentale de la flamme soumise à des pertes

thermiques. La comparaison des valeurs mesurées dans la chambre statique avec la corrélation expérimentale de Metghalchi & Keck a permis de valider ce résultat. Ainsi pour des mélanges d'hydrocarbures et d'air, la célérité fondamentale de flamme peut s'écrire sous la forme :

(Eq5. 11)
$$S_u = S_{u0}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha}\left(\frac{P}{P_0}\right)^{\beta}$$

Avec Su et Su_0 respectivement la vitesse fondamentale de flamme aux conditions (T, P) et (T0=293K, P0=1atm). Une étude expérimentale réalisée par Maroteaux D. & al. [133] a permis de déterminer expérimentalement des valeurs pour les coefficients α, β et S_{u0} pour le mélange méthane-air à richesse 0.6-1 et pour des conditions de pression qui vont nous intéresser ici. L'étude réalisée est basée sur l'analyse des signaux de pression :

(Eq5. 12)
$$\begin{aligned} S_{u0} &= -0.4318\Phi^2 + 1.551\Phi - 0.6960 \\ \alpha &= 6.704\Phi^2 - 15.77\Phi + 10.73 \\ \beta &= -1.591\Phi^2 + 3.208\Phi - 1.966 \end{aligned}$$

Ces coefficients sont valables pour les conditions de pression et de température suivantes :

$$\text{Si } \Phi = 1 \Rightarrow P \in [0.2\text{MPa} - 8.2\text{MPa}] / T \in [292\text{K} - 510\text{K}]$$

Les mesures couplées de courant d'ionisation et de PIV ont permis de valider la technique de mesure de la vitesse de flamme pour des conditions de pression et de température limitées. La pression d'interaction était de l'ordre de 0.2MPa et la température du mélange de 370K. Les mesures optiques de vitesses par PIV n'ont pas pu être réalisées à des pressions plus élevées dans la chambre statique à cause des limitations liées à la résolution optique. L'objectif dans cette partie est de comparer des mesures de vitesses réalisées par sonde d'ionisation à des pressions plus élevées avec les résultats issus de la corrélation expérimentale précédente.

Des essais ont été réalisés dans la machine à compression rapide, la température des gaz frais est de l'ordre de 800K et la pression d'interaction varie entre 1-10MPa. La figure suivante permet de visualiser trois exemples de courbes de vitesse en fonction de la distance flamme-paroi obtenues à l'aide des mesures de courant d'ionisation :

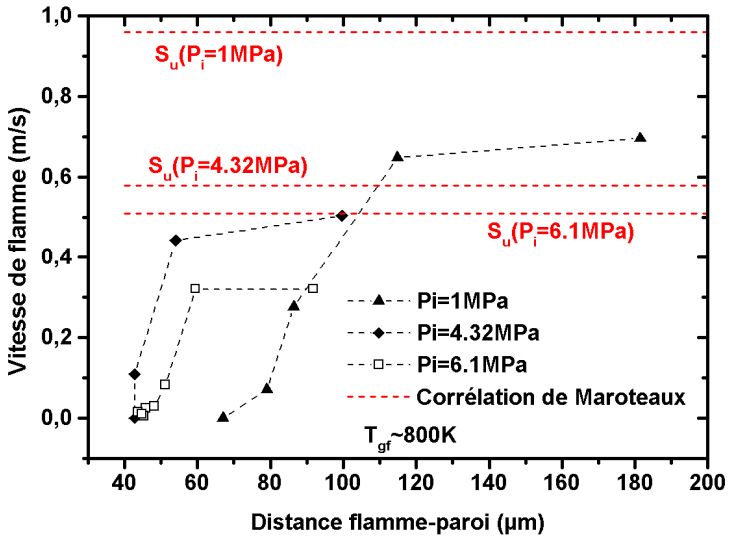


Fig5. 8: Evolution de la vitesse en fonction de la distance à la paroi mesurée par sonde d'ionisation, CH_4-air stœchiométrique T_i~800K

La figure précédente montre une diminution de la vitesse estimée par courant d'ionisation sous l'effet de la paroi et de la pression. Les résultats de mesure de vitesse par sonde d'ionisation sont ici comparés avec la vitesse fondamentale de flamme théorique. Il est important de noter que dans les conditions expérimentales étudiées, la température de gaz frais est de l'ordre de 800K après compression alors que la corrélation de Maroteaux n'a été validée expérimentalement que pour une température de gaz frais comprise entre 293K et 510K. Les coefficients de la corrélation dépendent de la température et de la pression. Il faut donc prendre avec précaution les valeurs calculées sur la figure précédente bien que cette corrélation soit celle qui se rapproche le plus de nos conditions expérimentales. Sur la figure (Fig5. 8), on observe toujours la même tendance, à savoir que les vitesses déterminées à partir du courant d'ionisation sont toujours inférieures à la vitesse fondamentale de flamme. Les valeurs maximales de vitesse déterminées à partir du courant d'ionisation restent de 20 à 30 % inférieures aux « valeurs théoriques » calculées. Pour expliquer cette tendance, on suppose que la flamme est déjà affectée par la paroi lorsqu'on détecte sa position avec la sonde d'ionisation. Lorsque la pression augmente, la détection de la flamme se fait à des distances beaucoup plus faibles que dans les conditions normales de pression et température (P_0=0.1MPa, T_0=293K). Dans le paragraphe précédent, il a été montré que pour une pression de 0.2MPa et une température de gaz frais de 370K, la détection de la flamme par courant d'ionisation pouvait se faire à une distance de l'ordre de 300µm. Dans les mesures réalisées ici la détection du courant ionique est possible uniquement pour des distances plus faibles de l'ordre de 150µm à 1MPa et inférieure à 100µm pour des pressions de l'ordre de 5MPa. Les phénomènes cathodiques et anodiques sont fortement affectés par la densité du gaz contenu dans la couche de coincement comme l'a montré l'étude du potentiel de flamme réalisée au chapitre précédent. Ainsi certaines hypothèses importantes peuvent expliquer ici le manque de sensibilité de la mesure :

- La chimie de la flamme est modifiée sous l'effet de la pression, la densité totale de charge diminue et la proportion d'électrons libres contenus dans le front de flamme diminue aussi. La durée de vie des électrons est plus courte avec l'augmentation de la pression (cf. chapitre 4).
- Les jonctions électrodes-flamme sont modifiées par l'effet de la pression. La fréquence de collision augmente de façon significative avec la pression et les mécanismes de redistribution de la charge d'espace sont alors mal connus.

Les résultats obtenus lors des différentes mesures réalisées montrent que les mécanismes de conduction du courant ionique dépendent de la pression. La détection de la flamme ne se fait correctement que pour des distances extrêmement faibles, proches de la distance de coincement, où la flamme est quasi-stationnaire. La position de la flamme ne peut être mesurée que pour des distances où sa propagation est déjà ralenti par l'effet des pertes thermiques pariétales. Le modèle proposé ne suffit pas ici pour détecter la célérité fondamentale de flamme dans ces conditions de pression et de températures. La mesure permet néanmoins de mesurer l'effet des pertes thermiques pariétales sur la vitesse de flamme. On mesure le ralentissement de la flamme avant le coincement en paroi. Les résultats obtenus seront utilisés dans la suite du paragraphe pour déterminer la température non adiabatique de flamme et estimer le flux de chaleur maximal à l'instant du coincement. La détermination de la vitesse de flamme à haute pression nécessite de mieux comprendre les mécanismes de conduction du courant et notamment de modéliser l'effet de la densité du gaz et de la fréquence d'excitation sur le courant d'ionisation. Une autre possibilité, qui sera l'objet du dernier paragraphe de ce chapitre, consiste à mesurer non plus les effets de conduction du courant mais les effets capacitifs liés au mouvement de la flamme. La mesure du courant capacitif passe par une forte augmentation de la fréquence d'excitation. On parle alors de mesures par sonde d'ionisation en Radio-fréquence. Les courants capacitifs deviennent prépondérants pour des fréquences d'excitation supérieures au MHz, comme nous le verrons à la fin de ce chapitre.

5.3.2 Evaluation de la température de flamme non adiabatique

Une analyse simple de la théorie de propagation d'une flamme avec pertes de chaleur permet d'estimer l'évolution de la température de flamme non adiabatique à partir de l'évolution de la vitesse de flamme. L'objectif de cette partie est de montrer que le diagnostic par sonde d'ionisation permet d'évaluer la température de flamme en fonction de la distance entre la flamme et la paroi.

Théorie sur les flammes de prémélange avec pertes de chaleur

Les résultats qui sont présentés ici sont issus du modèle analytique de propagation de la flamme sous l'effet des pertes de chaleur proposé par F.Williams [130]. L'effet des pertes de chaleur est étudié dans le cas d'un modèle monodimensionnel d'écoulement stationnaire.

L'équation stationnaire de la chaleur permet de déterminer l'évolution du profil de température :

(Eq5. 13)
$$\lambda \frac{d^2T}{dy^2} - \dot{m}C_p \frac{dT}{dy} = -\omega q^0 + L$$

Où y est la coordonnée normale au front de flamme (cf. Fig5. 9), λ est la conductivité thermique moyenne, C_p est la chaleur massique à pression constante, $\dot{m}$ est le débit massique par unité d'aire dans la direction +y, ω est le taux de réaction chimique, q^0 est le taux de chaleur dégagée dans les réactions chimiques par unité de masse de combustible consommé, et L représente les pertes thermiques par unité de volume et par seconde, par radiation et conduction avec la paroi. Lorsque les pertes thermiques sont nulles L=0 on définit un débit massique par unité d'aire adiabatique noté $\dot{m}_a$. On introduit dans l'équation précédente la coordonnée adimensionnée ξ:

(Eq5. 14)
$$\xi = \frac{\dot{m}_a C_p y}{\lambda}$$
$$\frac{d^2\tau}{d\xi^2} - \mu \frac{d\tau}{d\xi} = -\Lambda_a w + \kappa$$

Avec μ qui est le ratio de vitesse de consommation des gaz définit par :

(Eq5. 15)
$$\mu = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_a}$$

Et τ représente la température adimensionnée sous la forme :

(Eq5. 16)
$$\tau = \frac{C_p(T - T_0)}{q^0 Y_{F0}}$$

T_0 est la température initiale du mélange et Y_{F0} est la fraction massique de carburant dans les gaz frais à l'instant initial.

On voit que dans l'équation de la chaleur adimensionnée (Eq5. 14), le taux de réaction adimensionné $\frac{\lambda\omega}{Y_{F0}\dot{m}_a^2 C_p}$ a été écrit comme le produit de la valeur propre Λ_a du taux de consommation des gaz frais dans le cas du problème adiabatique avec une fonction adimensionnée $w(\tau)$.

Par ailleurs le taux de pertes de chaleur adimensionné $\kappa(\tau)$ se met sous la forme :

(Eq5. 17)
$$\kappa(\tau) = \frac{\lambda L}{q^0 Y_{F0} \dot{m}_a^2 C_p}$$

Le paramètre d'expansion est le nombre de Zel'dovich :

(Eq5. 18)
$$\beta = \frac{E(T_{af} - T_0)}{RT_{af}^2}$$

Où T_{af} est la température de flamme adiabatique, R est la constante des gaz parfait, et E représente l'énergie d'activation.

(Eq5. 19) $$T_{af} = T_0 + \frac{q^0 Y_{F0}}{C_p}$$

La fonction $w(\tau)$ dépend de façon exponentielle du paramètre d'expansion β et pour les grandes valeurs du paramètre β on suppose que la zone de réaction est étroite et centrée dans la zone où τ atteint sa valeur maximale. En dehors de cette zone de réaction, le taux de réaction devient infiniment petit à cause du terme exponentiel. En faisant l'hypothèse que l'ensemble du combustible est consommé dans la zone de réaction, l'équation de conservation du combustible permet d'écrire :

(Eq5. 20) $$\dot{m} Y_{F0} = \int_{-\infty}^{x_f} \omega dy$$

L'indice f permet d'identifier la zone située juste après la zone de réaction chimique. On reporte alors cette relation dans l'équation de la chaleur adimensionnée :

(Eq5. 21) $$\mu(1-\tau_f) = \int_{-\infty}^{\xi_f} \kappa d\xi - \left(\frac{d\tau}{d\xi}\right)_f$$

Cette dernière relation permet de mettre en évidence l'influence des pertes de chaleur sur la diminution de la température de flamme. Le paramètre $\kappa(\tau)$ qui traduit la distribution des pertes thermiques va avoir un impact très fort sur la structure de flamme non adiabatique et lorsque ce paramètre prend des valeurs trop importantes l'équation précédente n'admet plus de solutions. On suppose généralement que $\kappa(\tau)$ est de l'ordre de β^{-1} partout. Dans ce cas juste devant la zone de réaction chimique on a une zone d'équilibre entre les phénomènes de convection et de diffusion où les pertes thermiques sont faibles en première approximation. La solution de l'équation de la chaleur donne le résultat suivant :

(Eq5. 22) $$\tau = \tau_f e^{\mu\xi}$$

Avec comme conditions aux limites $\tau = 0$ en $\xi \to -\infty$ et $\tau = \tau_f$ pour $\xi = 0$. Après la zone de réaction, l'équilibre entre la convection et la diffusion est compatible avec un τ constant. Lorsque $\kappa(\tau)$ est de l'ordre de β^{-1} on peut faire un changement de variable dans l'équation de la chaleur adimensionnée en introduisant le nouveau paramètre ζ défini par :

(Eq5. 23) $$\zeta = \frac{\xi}{\beta}$$

En supposant que ce paramètre est de l'ordre de 1, on peut déterminer en première approximation la solution :

(Eq5. 24) $$\zeta = \mu \int_{\tau}^{\tau_f} (\beta\kappa)^{-1} d\tau$$

On voit par exemple que si les pertes thermiques L sont proportionnelles à $T\text{-}T_0$ la solution devient $\tau = \tau_t e^{-\frac{c\xi}{\mu\beta}}$ où c est une constante proche de 1. Dans ce cas on a une diminution exponentielle de la

température sur une échelle spatiale telle que ξ soit de l'ordre de β. Dans ce cas on a une zone large après la zone chimique où les pertes thermiques se font essentiellement par convection. Les effets de diffusion dans cette zone sont considérés comme des perturbations de premier ordre. La flamme non adiabatique peut donc se décomposer en trois zones. Une zone de préchauffage dans laquelle il y a compétition entre les phénomènes de diffusion et les phénomènes de convection thermique, une zone de réaction chimique et une zone de post combustion dans laquelle on a une diminution de la température progressive sous l'effet de la convection.

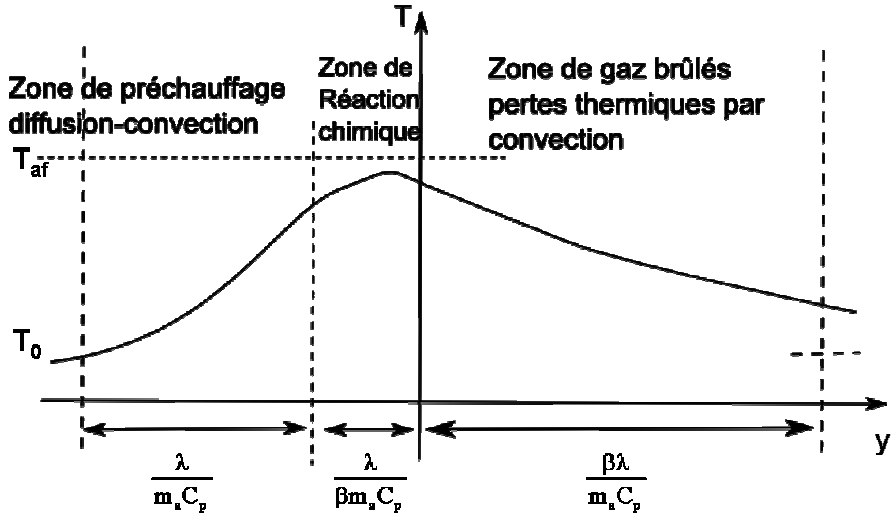


Fig5. 9: Schéma de la distribution de température dans une flamme soumise à des pertes thermiques

La détermination du ratio des vitesses de consommation des gaz frais μ nécessite de s'intéresser à la zone de réaction chimique dans laquelle les effets de diffusion et de la chimie sont prédominants. On introduit une nouvelle coordonnée spatiale η définit par :

(Eq5. 25) $$\eta = \beta\xi$$

On pose aussi :

(Eq5. 26) $$x = \beta\frac{\tau_F - \tau}{\tau_F}$$

On a alors:

(Eq5. 27) $$\left(\frac{dx}{d\eta}\right)^2 = \left(\frac{2\Lambda_a}{\beta}\right)\int_0^y \omega dx$$

En prenant comme condition limite $dx/d\eta \to 0$ lorsque $x \to 0$ on a une solution de la forme :

(Eq5. 28) $$\mu^2 = \left(\frac{2\Lambda_a}{\beta}\right)\int_0^\infty w dx$$

Le taux de réaction chimique est pris sous la forme de la loi d'Arrhenius:

(Eq5. 29) $$w = (\tau_f - \tau)e^{-\frac{\beta(1-\tau)}{1-\alpha(1-\tau)}}$$

Où $\alpha = \frac{T_{af} - T_0}{T_{af}}$ et comme 1- τ_f est de l'ordre de β^{-1}, on a :

(Eq5. 30) $$\mu^2 = e^{-\beta(1-\tau_f)}$$

Avec ($\Lambda_a = \beta^2/2$)

On cherche maintenant à exprimer μ en fonction des paramètres liés aux pertes thermiques. On utilise alors l'équation de la chaleur adimensionnée déterminée précédemment (Eq5. 21) et on reporte dans l'équation précédente (Eq5. 30). On a ensuite $(d\tau/d\xi)_f = -\kappa(\tau_f)/\mu$ d'après les équations (Eq5. 21) et (Eq5. 22).

On pose :

(Eq5. 31) $$l = \beta\left[k(\tau_f) + \int_0^{\tau_f} (\kappa/\tau) d\tau\right]$$

l est un paramètre lié aux pertes thermiques de l'ordre de 1.

L'équation sur le rapport des vitesses peut se mettre sous la forme:

(Eq5. 32) $$\mu^2 = e^{-1/\mu^2}$$

On introduit la température de flamme sous la forme: $T_f = T_0 + \tau_f q^0 Y_{F0}/C_p$ et on suppose que les pertes thermiques L sont linéaires avec la température. En utilisant les équations précédentes (Eq5. 21) / (Eq5. 22) / (Eq5. 24) et (Eq5. 17) on a :

(Eq5. 33) $$T_f = T_{af} - 2\lambda L(T_f)/\dot{m}^2 C_p^2$$

Où L(Tf) est la fonction des pertes thermiques pour T=Tf et en utilisant la condition d'extinction on a :

(Eq5. 34) $$2L(T_F) = \frac{\dot{m}_a^2 C_p^2 (T_{af} - T_0)}{\lambda \beta_e} = \frac{\dot{m}_a^2 R C_p^2 T_{af}^2}{\lambda E e}$$

Finalement on peut écrire :

(Eq5. 35) $$\mu^2 = \frac{e^{-E/RT_f}}{e^{-E/RT_{af}}} \Rightarrow \frac{1}{T_f} = \frac{1}{T_{fad}} - \frac{2R}{E}\mathrm{Log}(\mu)$$

Où T_f est la température de flamme, T_{fad} est la température de flamme adiabatique, R est la constante des gaz parfait, E est l'énergie d'activation et enfin μ est le ratio de vitesse de consommation des gaz frais.

En faisant l'hypothèse que la température des gaz frais évolue peu entre le cas adiabatique et le cas non-adiabatique, la masse volumique des gaz frais est prise constante, le ratio de vitesse de consommation des gaz frais (Eq5. 15) se simplifie sous la forme:

(Eq5. 36) $$\mu = \frac{Sl_i}{Sl}$$

Où Sl_i est la vitesse de flamme et Sl est la vitesse fondamentale de flamme.

Cette dernière expression montre que la diminution de la vitesse de flamme est directement liée à la diminution de la température de la flamme. Le diagnostic par sonde d'ionisation permet de déterminer le ralentissement de la flamme en proche paroi sous l'effet des pertes thermiques. Le développement théorique proposé laisse donc supposer qu'il est possible déterminer la température de flamme non adiabatique à partir de la mesure de vitesse par sonde d'ionisation.

Détermination de la température de flamme en fonction de la distance flamme-paroi par sonde d'ionisation

La température de flamme adiabatique est obtenue pour les différentes valeurs de pression et de température en utilisant Gaseq, un logiciel qui calcul l'état d'équilibre chimique pour la combustion d'un mélange stœchiométrique de méthane-air. Le profil de température de flamme en proche paroi peut être déterminé en première approximation à partir de la relation déterminée précédemment (Eq5. 35). Comme vitesse fondamentale de référence nous utiliserons la corrélation expérimentale de Marotaux [133].

La configuration utilisée pour réaliser les mesures de courant d'ionisation est strictement identique à celle utilisée lors des mesures de vitesse de flamme.

Des essais on d'abord été réalisé en chambre statique et à basse pression. Des profils d'évolution de la température de flamme en fonction de la distance flamme-paroi sont proposés sur la figure suivante (Fig5. 10). Ces profils ont été déterminés par courant d'ionisation à des pressions d'interaction de 0.16MPa et 0.76MPa. La température de flamme diminue progressivement sous l'effet des pertes de chaleur en paroi. La température atteint alors une valeur minimale qui est de l'ordre de 1700K avant de chuter brutalement ce qui correspond à l'arrêt de la propagation de la flamme et donc à son extinction. Les essais réalisés par PIV ont permis de montrer que les pertes de chaleur affectent la propagation de la flamme lorsque celle-ci est située à une distance inférieure à 300µm de la paroi. Les mesures de courant d'ionisation ne permettent pas ici de détecter la flamme à plus de 220µm de la paroi. Néanmoins la température de la flamme à cette distance de la paroi est très proche de la température de flamme adiabatique (T~2250K) dans ces conditions. Les pertes de chaleur affectent donc très peu les mécanismes de propagation de la flamme pour des distances supérieures ici à 200µm de la paroi. Les profils de température mesurés par sonde d'ionisation montrent une bonne reproductibilité en tendance. Dans la chambre statique on observe toujours une phase de diminution progressive de la température entre une valeur proche de la température de flamme adiabatique et une température seuil d'environ 1700K qui précède l'extinction de la flamme.

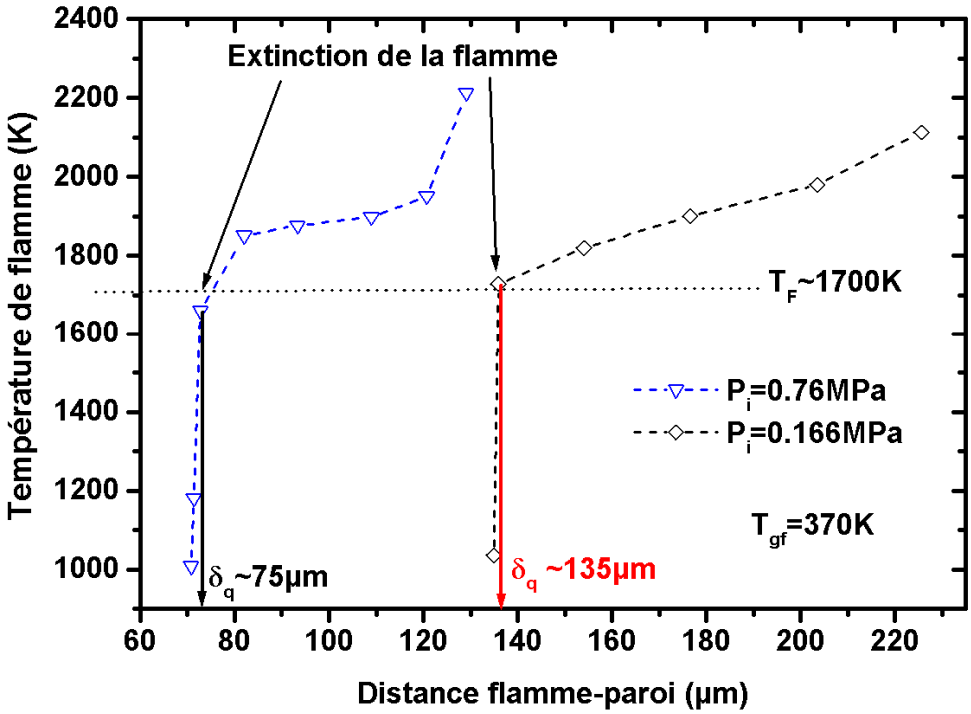


Fig5. 10: Evolution de la température de flamme mesurée par sonde d'ionisation, CH_4-air Stœchiométrique, chambre statique P=0.166MPa – 0.76MPa, T_{gf}~370K

Des essais ont par ailleurs été réalisés en machine à compression rapide afin d'estimer l'évolution des profils de température à plus haute pression comme le montre la figure suivante :

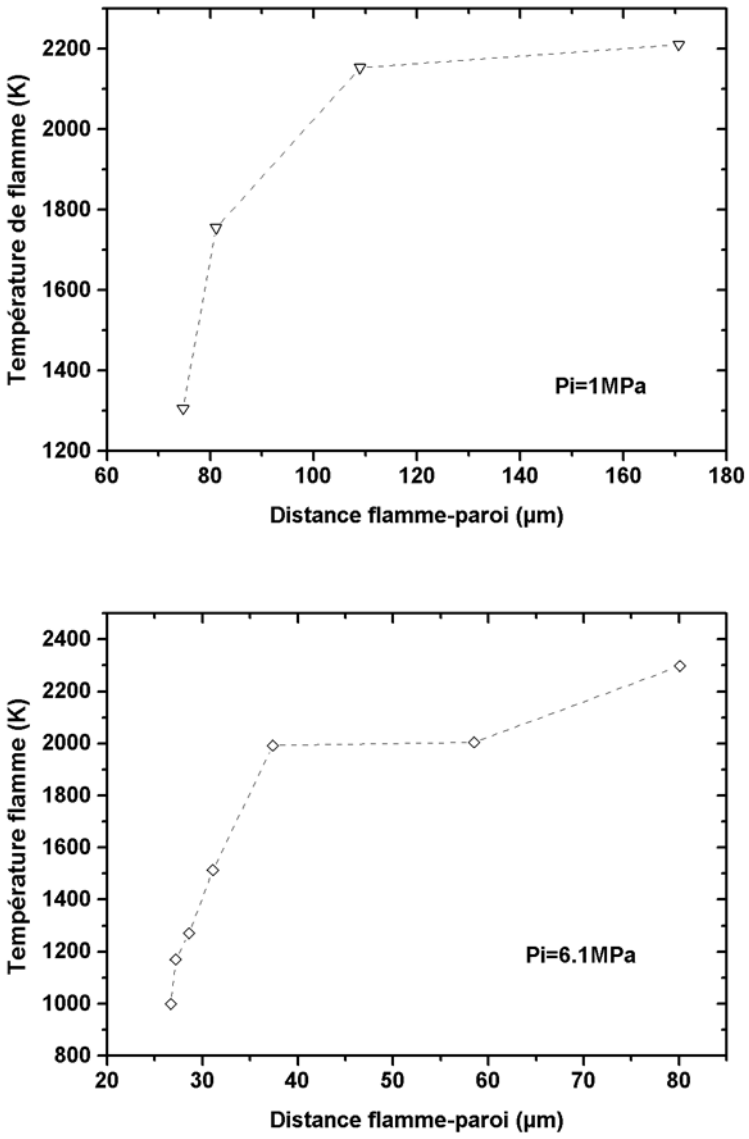


Fig5. 11: Evolution de la température mesurée par sonde d'ionisation CH4-air stœchiométrique – MCR P_i=1MPa et P_i=6.1MPa, MCR, T_{gf}~850K

Les profils mesurés présentent la même tendance, ainsi la température de flamme diminue progressivement avant de chuter brutalement entrainant l'arrêt de la flamme.

Les mesures de courant d'ionisation permettent d'estimer l'évolution de la température de flamme lors de son interaction avec la paroi. Néanmoins il convient de prendre ces résultats avec précautions. En effet les résultats n'ont pas pu être validés par d'autres techniques de mesure de la température. Par ailleurs, il est très difficile de déterminer l'évolution de la température à haute pression. La mesure du courant de conduction dépend fortement des mécanismes de collision dans la couche de coincement. Lorsque la pression augmente fortement, la fréquence de collision devient très grande et les mécanismes de redistribution de la charge d'espace sous l'effet d'un champ électrique sont mal connus. Les résultats proposés ici permettent néanmoins de montrer le

potentiel des mesures par sonde d'ionisation. Il n'existe en effet pas d'autres méthodes simples qui permettent d'estimer l'évolution spatio-temporelle de la température sur quelques dizaines de micromètres.

5.3.3 Mesure du flux de chaleur pariétal

Dans le chapitre 4 sur l'étude des mesures de distance de coincement à haute pression, nous avons établi qu'il existe une bonne corrélation entre les valeurs de distance de coincement mesurées par sonde d'ionisation et celles estimées à partir du flux pariétal. La bonne correspondance entre les différentes valeurs calculées constituait une forme de validation croisée des deux techniques de mesure. Par cette méthode le domaine de validation du modèle de courant d'ionisation a été élargi. Il en est de même pour le modèle d'interaction flamme-paroi développé par B.Boust [7]. Ainsi de la mesure de la distance de coincement de flamme, il est possible d'estimer la valeur du flux de chaleur pariétal maximal.

D'autre part, au paragraphe précédent nous avons établi un modèle de mesure de la température de flamme non adiabatique lors de son interaction avec la paroi. Cependant aucune mesure directe de température n'a permis de valider les résultats.

Dans ce paragraphe nous allons proposer un modèle simple de calcul du flux de chaleur pariétal à partir de la température de flamme non adiabatique mesurée par courant d'ionisation. Des mesures couplées de flux de chaleur permettront ensuite de valider les résultats obtenus.

On écrit l'équation de conservation du flux de chaleur à travers la couche de gaz frais en paroi :

(Eq5. 37)
$$Q_w = \lambda \left\langle \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle_{x\in[0,d]} = \lambda \frac{T_{FNA} - T_w}{d}$$

Où Q_w est le flux de chaleur pariétal, T_{FNA} est la température de flamme non adiabatique, T_w est la température de paroi, d est la distance flamme-paroi et enfin λ représente la conductivité thermique de la couche de gaz frais.

La conductivité des gaz est calculée à partir d'une corrélation (Eq5. 38). La température des gaz frais est choisie comme une valeur moyenne entre la température des gaz frais à l'instant initial T_0 et la température de flamme non adiabatique T_{FNA}.

(Eq5. 38)
$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{T_{FNA} + T_0}{2} \right)^{0.83}$$

Les mesures de courant d'ionisation permettent de déterminer les valeurs de la distance flamme-paroi et les valeurs de température de flamme non adiabatique. En utilisant l'équation de conservation du flux de chaleur (Eq5. 36) on peut calculer l'évolution du flux thermique pariétal et en déduire le flux de chaleur maximal.

Des mesures ont été réalisées en chambre statique et en machine à compression rapide. La sonde d'ionisation utilisée reste identique à celles utilisées précédemment.

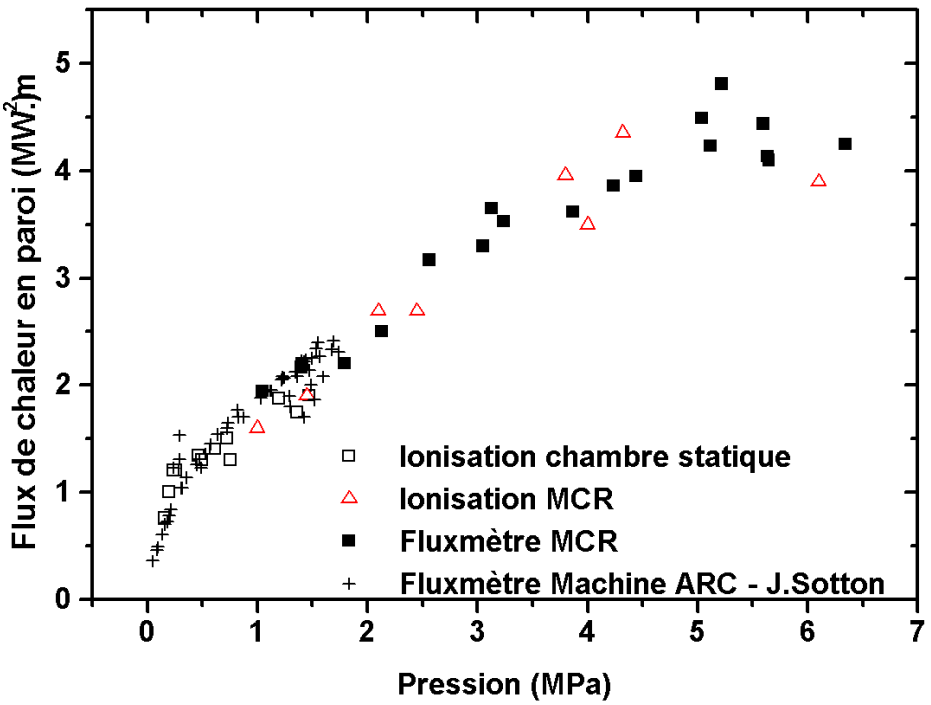


Fig5. 12: Comparaison de l'évolution du flux de chaleur pariétal mesurée par différentes méthodes, CH4-air stoechiométrique

La figure précédente montre une bonne corrélation entre les mesures de flux de chaleur réalisées à partir de la sonde d'ionisation et celles réalisées directement à l'aide d'un fluxmètre. Par ailleurs l'ensemble des valeurs obtenues sont en accord avec celle mesurées par J.Sotton [6] dans une précédente étude.

Ce résultat permet de valider les mesures de températures de flamme proposées au paragraphe précédent et confirme qu'il est possible de calculer le flux de chaleur pariétal maximal à partir du courant d'ionisation. En effet les valeurs de flux sont estimées à partir des valeurs de température et de distance mesurées par sonde d'ionisation. Les mesures de distances par sonde d'ionisation ont été validées au cours de l'étude par différentes méthodes optiques (Chimiluminescence, PIV, LIF). La question se pose alors sur la validité des mesures de températures de flamme par courant d'ionisation. La bonne corrélation entre le flux mesurée ici et celui estimé à l'aide des profils de température calculé par courant d'ionisation confirme la cohérence des résultats obtenus au paragraphe précédent.

Les mesures de flux de chaleur recoupent et valident les estimations de température par sonde d'ionisation.

5.4 Conclusion

La comparaison des mesures de champ de vitesse, réalisées par P.I.V, et des mesures de caractéristiques courant-tension, réalisées à différents instants de l'interaction flamme-paroi par sonde d'ionisation, a montré qu'il est possible d'avoir des informations temporelles sur les paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi (distance flamme-paroi, vitesse et température de flamme, flux de chaleur) à partir du courant d'ionisation. Dans notre étude, la flamme étant faiblement étirée, la diminution de vitesse mesurée par sonde d'ionisation en proche paroi est essentiellement due aux pertes thermiques. Le fort ralentissement de la flamme permet d'estimer les pertes thermiques et donc de calculer l'évolution temporelle de la température de flamme non adiabatique. Les résultats expérimentaux indiquent une diminution brutale de la température de flamme lors de son arrivée en paroi qui entraine son extinction. A partir des températures de flammes déterminées, les flux de chaleur ont été calculés et les valeurs ont été comparées avec celles obtenues lors de mesures couplées avec un fluxmètre. On observe une bonne correspondance entre les valeurs maximales de flux déterminées à partir du courant d'ionisation et celles mesurées expérimentalement par fluxmètre. Dans le chapitre précédent, les mesures de distance de coincement à hautes pressions ont été validées par comparaison avec les estimations de distance de coincement réalisées à l'aide d'un modèle thermique développé par B.Boust [86] basé sur des mesures de flux. Dans cette partie, le même modèle a été utilisé en conservant la température de flamme T_f dans les expressions analytiques puisque celle-ci est maintenant estimée à partir du courant d'ionisation. La corrélation entre le flux thermique pariétal maximal estimé par courant d'ionisation et celui mesuré par fluxmètre confirme la validité des résultats obtenus.

La résolution spatio-temporelle du diagnostic par sonde d'ionisation permet d'accéder aux paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi avant le coincement de la flamme. Il est possible d'estimer l'influence des pertes thermiques pariétales sur la vitesse de flamme et la température de flamme. La mesure du courant d'ionisation permet d'autre part de connaître le flux de chaleur. L'objectif du prochain paragraphe est d'essayer d'obtenir ce type d'information à une distance plus importante de la sonde d'ionisation et avec une meilleure résolution temporelle. En effet les mesures réalisées ici montrent qu'il n'est pas possible de détecter la flamme au début de son interaction avec la paroi. Pour augmenter la distance de détection de la flamme, il peut être intéressant de mesurer les effets capacitifs. Pour ce faire une solution consiste à augmenter fortement la fréquence d'excitation (f>1MHz) afin de rendre prépondérant les termes capacitifs et en même temps d'augmenter la résolution temporelle du diagnostic.

5.5 Perspectives : Mesures à haute fréquence

Dans cette partie, une étude du comportement des sondes d'ionisation à haute fréquence (f~1MHz) est proposée. Le but est ici d'avoir des informations sur les paramètres de l'interaction flamme-paroi avant le coincement de la flamme. La méthode reposant sur la mesure des caractéristiques courant-tension ne permet pas en effet de réaliser un diagnostic « loin de la paroi ». Nous avons vu que la technique développée ne permet pas de détecter la flamme à une distance suffisante pour connaître l'historique complet des paramètres de l'interaction flamme-

paroi. L'idée est ici d'obtenir les informations sur les paramètres de combustion par un autre principe reposant sur les caractéristiques du plasma de combustion en radio-fréquence. Les paramètres caractéristiques de la combustion seraient ainsi connus à une distance plus grande de la paroi et avec une meilleure résolution temporelle. Néanmoins la technique n'a pas pu être développée complètement au cours des travaux de thèse. Nous présenterons simplement un état d'avancement et les principales difficultés techniques et théoriques identifiées. Dans la seconde partie, quelques perspectives seront présentées avant de conclure ce manuscrit.

En produisant des espèces chargées, la flamme devient conductrice, l'électrode de mesure étant elle-même un bon conducteur, le système flamme-électrode peut se modéliser par une capacité. La couche de gaz frais localisée à la jonction flamme-électrode joue alors le rôle de diélectrique. Au premier ordre, on modélise le système flamme-sonde par une capacité plan-plan avec résistance de fuite. Le courant conductif est calculé par la formule du courant de Child et la capacité équivalente du système est estimée à partir de la relation :

(Eq5. 39)
$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$$

C est la capacité en Farad, S est la surface de l'électrode de mesure, ε_0 est la permittivité du vide et enfin d représente la distance entre la flamme et l'électrode.

5.5.1 Montage expérimental

L'objectif est de mesurer le courant capacitif lorsque la flamme se rapproche de la sonde de mesure. La capacité mesurée est la capacité formée par la surface conductrice plane de l'électrode de mesure en regard d'une cible qui est la flamme. L'équation (Eq5. 39) permet alors d'évaluer la distance flamme-paroi. L'expression du terme capacitif que l'on cherche à mesurer est valide pour une géométrie plan/plan avec des lignes de champ parallèles dans l'espace de coincement. La présence de parois, de potentiel différent, à proximité de l'électrode de mesure a tendance à déformer les lignes de champ. Afin de limiter ces effets de bord, les sondes sont adaptées par rapport à celles utilisées précédemment. Notamment la largeur de l'anneau de garde a été ajustée de manière à conserver les lignes de champs parallèles sur la surface de l'électrode.

Il faut que la largeur de l'anneau de garde soit supérieure à la distance à mesurer pour avoir des lignes de champ parallèles. Des simulations sous Comsol ont été réalisées pour mettre en avant ce point.

Prenons tout d'abord le cas d'un anneau de garde de 2mm d'épaisseur et un diamètre actif de sonde de 2.4mm ; le potentiel est nul à l'infini :

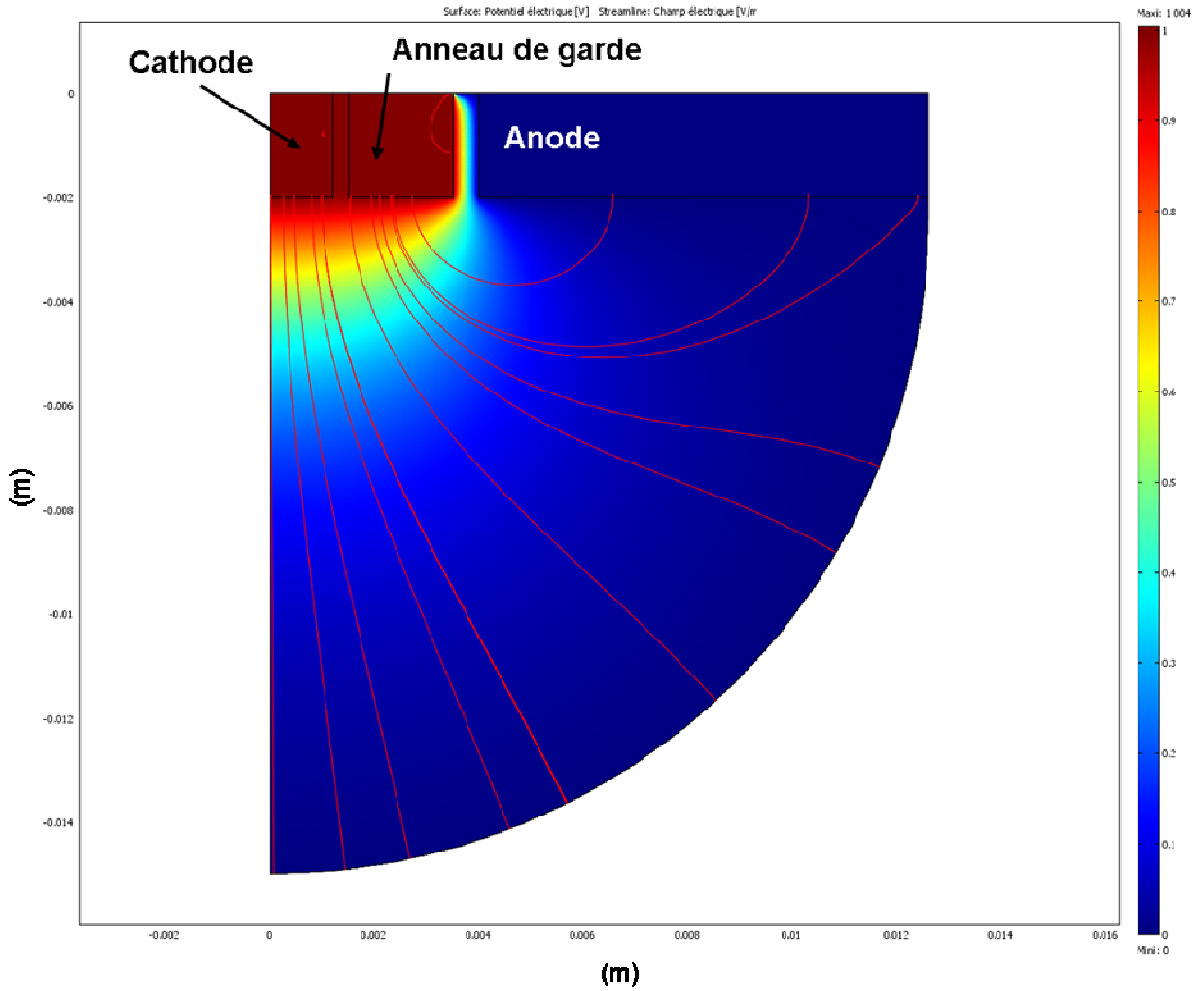


Fig5. 13: Simulation des lignes de champ - Anneau de garde de 2mm d'épaisseur

La figure précédente (Fig5. 13) montre des lignes de champ qui sont parallèles sur les distances qui nous intéressent. Dans cette configuration, la largeur de l'anneau de garde est suffisante pour réaliser une mesure correcte de la capacité du système flamme-électrode lorsque la couche de gaz frais est de l'ordre du mm. Lorsqu'on réduit la taille de l'anneau de garde, les lignes de champ ne sont plus parallèles au niveau de l'électrode de mesure. Sur la figure suivante les lignes de champ sont simulées pour une sonde dont l'anneau de garde est de 0.5mm d'épaisseur et l'électrode de mesure a toujours un diamètre de 2.4mm.

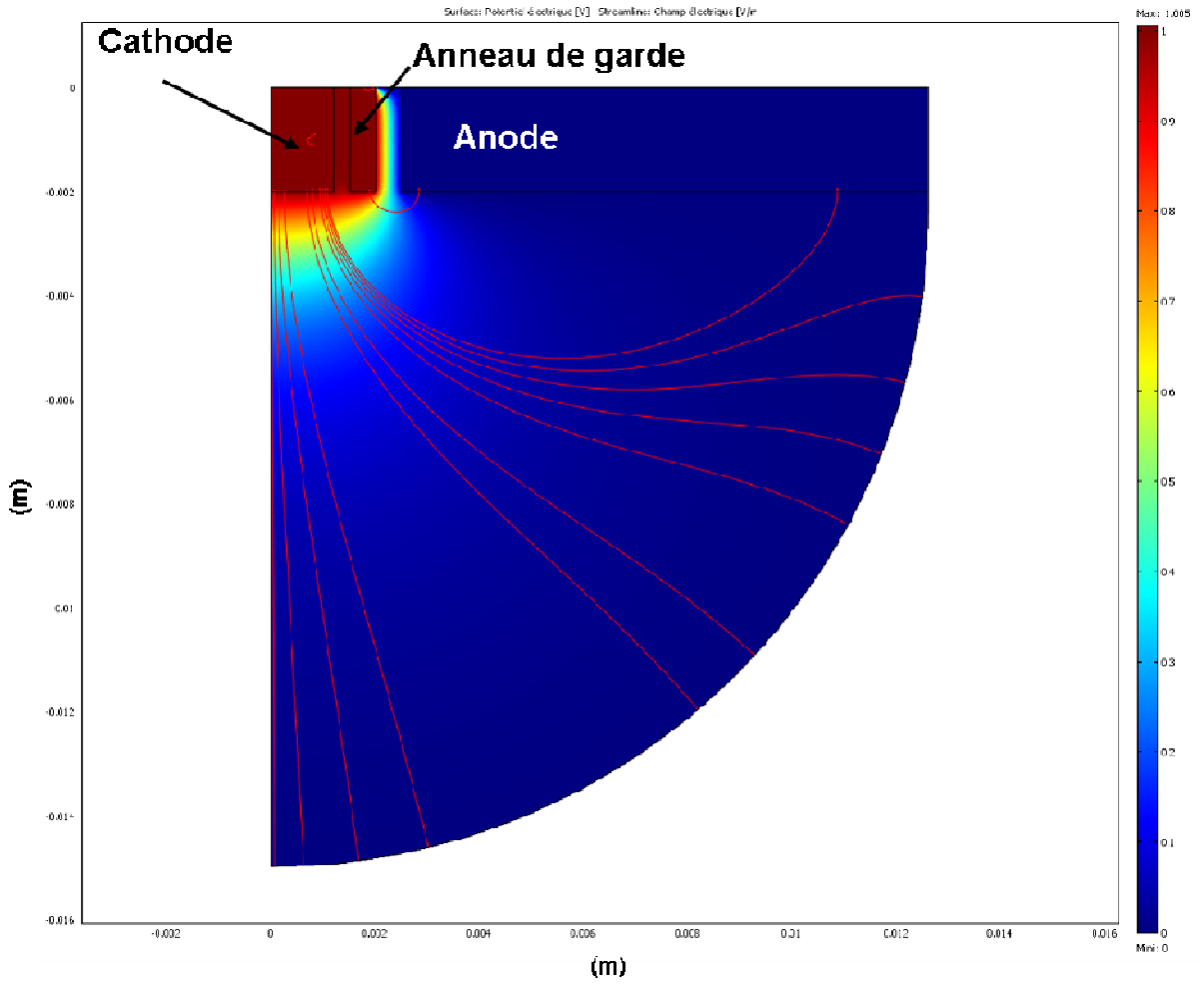


Fig5. 14:Simulation des lignes de champ, anneau de garde de 0.5mm

Dans notre étude, la sonde utilisée sera muni d'un anneau de garde d'environ 1.5mm de largeur afin de permettre la détection de la flamme à une distance de l'ordre du mm de la paroi.

Toute l'électronique de mesure est positionnée dans un écran électrostatique au même potentiel que l'électrode de mesure, que nous appellerons « masse flottante ». Cette masse doit être totalement étanche, anneau de garde et capteur inclus. On module la masse flottante par rapport à la terre par un générateur de tension.

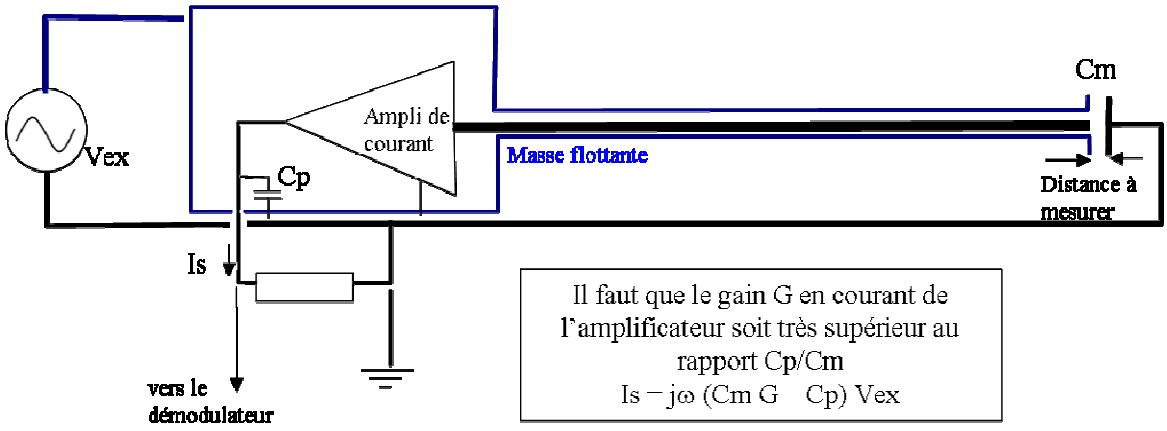


Fig5. 15: Schéma de principe de l'électronique de mesure RF- Cp est la capacité parasite et Cm est la capacité à mesurer

Le capteur est la capacité constituée d'une surface conductrice en regard de la cible constituée par la flamme qui est mise à la terre. La surface est maintenue au potentiel de masse flottante. On amplifie le courant qui entre dans la surface conductrice et qui circule en direction de la masse flottante. Ce courant est alors transmis via une source de courant vers la terre. Il est transformé en tension puis il est envoyé dans un démodulateur. On récupère l'amplitude du signal démodulé en quadrature par rapport à l'excitation.

La principale difficulté ici vient de la transmission du courant vers la masse. En effet toute capacité parasite entre le fil de sortie et la masse injecte un courant dans la résistance de mesure. Il est impératif de minimiser la longueur de cette liaison, à l'intérieur de la boite, à la masse flottante.

D'autre part la transmission en courant sera réalisée par un transistor monté en générateur de courant. Les capacités base-collecteur et émetteur-collecteur restent de l'ordre de quelques picofarad. Elles injectent également des courants parasites vers la résistance de mesure. L'amplification en courant devra donc être supérieure au rapport entre ces capacités parasites et la capacité mesurée.

Une analyse dimensionnelle de l'amplitude des différents courants en fonction de la pression et de la fréquence d'excitation est proposée en annexe (Annexe. 5). Le courant conductif est calculé à partir de la formule du courant de Child et le courant capacitif est estimé en considérant une interaction flamme-paroi en géométrie plan-plan. La mobilité ainsi que la distance de coincement de flamme en fonction de la pression sont estimées à partir des différentes corrélations utilisées au cours de cette étude. Ainsi la corrélation sur la distance de coincement obtenue au chapitre 4 est utilisée ici afin de caractériser les différentes valeurs du courant. L'objectif est de définir un cahier des charges pour réaliser une électronique qui fonctionne sur une large plage d'utilisation.

Le cahier des charges ainsi définit se résume par :

- Fréquence d'excitation max 5MHz, Amplitude [0, -30V]
- Capacité à mesurer : entre 0.026pF et 1.33pF
- Courants à mesurer : entre 0.1µA et 300µA

Les estimations réalisées montrent qu'en haute fréquence le courant capacitif domine largement le courant conductif.

Les courants à mesurer varient entre 0.1µa et 300µA ce qui impose d'avoir une dynamique totale d'amplification de l'ordre de 3000.

5.5.2 Mesures expérimentales

L'étude expérimentale a été réalisée dans le cas d'une interaction flamme-paroi frontale. Les essais ont été effectués dans la chambre statique parallélépipédique (Fig2.1). La sonde d'ionisation est positionnée en paroi de la chambre. L'électrode d'allumage est placée face à la sonde de mesure afin d'obtenir un régime d'interaction frontal. La sonde d'ionisation utilisée répond au cahier des charges précédemment énoncé. La polarisation se fait à l'aide d'une tension d'excitation sinusoïdale avec une composante continue (DC) d'environ -3V et une composante variable (AC) de $\pm 250\mathrm{mV}$. La fréquence d'excitation choisie est ici de 1MHz. La fréquence est suffisamment importante pour que le courant capacitif soit prépondérant sur le courant de conduction. Le courant capacitif mesuré dépend directement de la position de la flamme (Eq5. 39). Lors de ces mesures, différents paramètres ont été enregistrés notamment la tension d'excitation, le signal brut et le signal démodulé. Pour obtenir l'amplitude du terme capacitif, on procède à une démodulation en quadrature du signal mesuré par la sonde. Afin de déterminer la dynamique de réponse du système électronique, on réalise une calibration préalable du dispositif. On positionne la sonde sur un banc, et on place une cible métallique plane face à l'électrode de mesure. La plaque métallique, qui est maintenue à la masse, est déplacée en direction de la sonde d'ionisation à l'aide d'un système micrométrique. On mesure alors l'évolution de l'amplitude du signal démodulé en quadrature avec la position de la plaque. Une courbe de calibration de la réponse du système en fonction de la distance pour un rayon compris entre 1mm et 10µm est ainsi obtenue. La figure suivante montre un exemple de réponse du système :

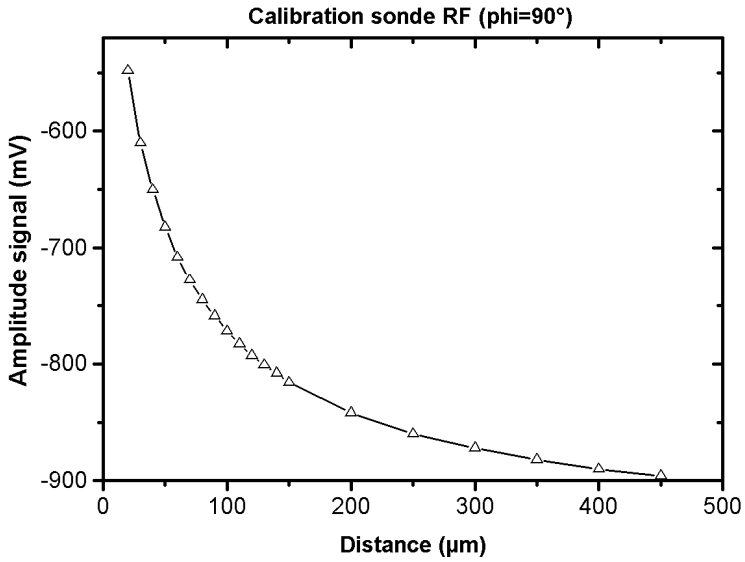


Fig5. 16: Exemple de calibration sonde RF

Les essais en chambre de combustion sont alors réalisés sur un mélange stœchiométrique de méthane-air. L'étalonnage de la sonde permet de déterminer l'évolution de la position de la flamme en fonction du temps et d'en déduire ensuite la vitesse de flamme en fonction de sa position. Le schéma suivant (Fig5. 17) récapitule le principe général de la méthode de mesure :

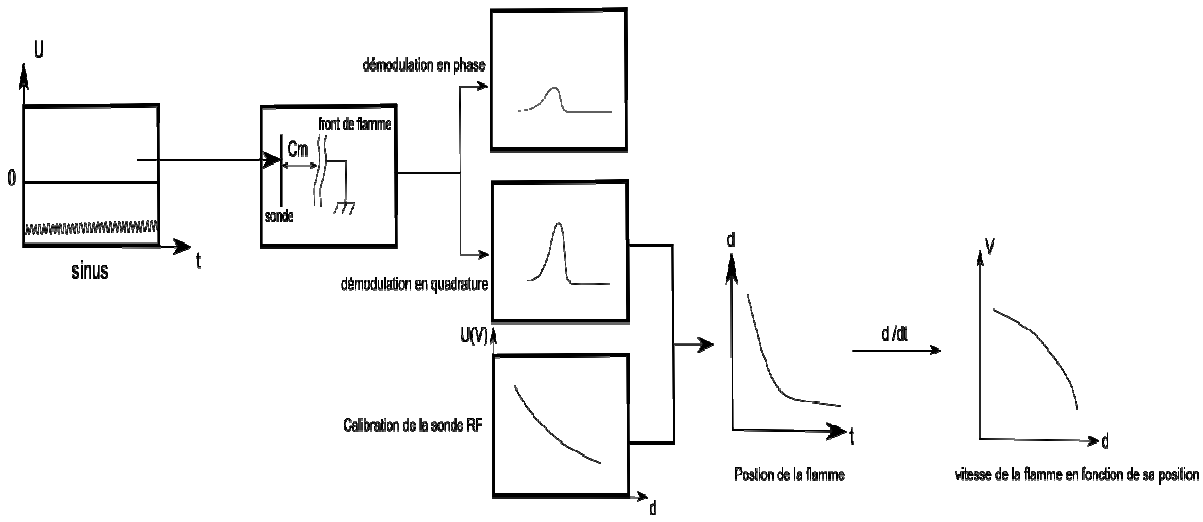


Fig5. 17: Schéma de principe de la détermination de la position de la flamme et de sa vitesse en RF

Pour les cas étudiés, la pression initiale du mélange est de 0.1MPa et la température du mélange est de 293K. Lors de l'interaction la pression est de 0.26MPa et la température de mélange est portée à 370K sous l'effet d'une compression supposée isentropique. La mesure de la position de la sonde par effet capacitif permet d'estimer la distance de coincement de flamme. Les valeurs obtenues sont en accord avec celles mesurées au chapitre 3 de ce manuscrit. Ainsi la distance de coincement est de l'ordre de 130µm pour une pression de 0.26MPa. L'intérêt de la mesure est

surtout d'avoir un meilleur suivi temporel de la flamme. La fréquence d'excitation étant largement supérieure à celle utilisée précédemment on obtient une très bonne résolution temporelle de la position de la flamme en fonction du temps. En calculant la dérivée de cette fonction de position, on peut donc en déduire l'évolution de la vitesse de flamme sous l'effet de la paroi. La figure suivante donne un exemple de l'évolution de la vitesse de flamme obtenue :

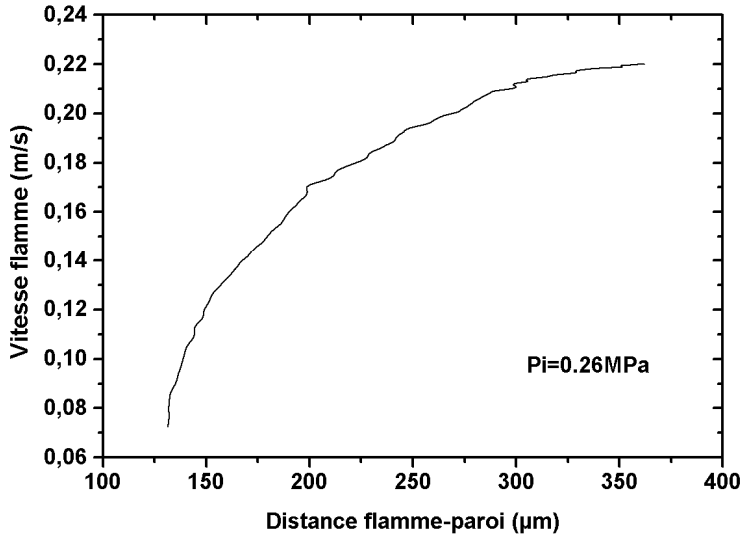


Fig5. 18: Evolution de la vitesse de flamme en fonction de la distance à la paroi mesurée par sonde RF, mélange CH4-air stœchiométrique

La figure précédente (Fig5. 18) montre le fort ralentissement de la flamme sous l'effet de la paroi. L'évolution de la vitesse mesurée est à mettre en relation avec les mesures présentées au paragraphe précédent. Ainsi les mesures de vitesse par sonde d'ionisation à 10kHz ont permis de montrer que dans des conditions expérimentales identiques, la vitesse de flamme est de l'ordre de 0.2m.s^{-1} à 200µm de la paroi et qu'elle diminue ensuite progressivement jusqu'à l'extinction de la flamme. L'écart entre les vitesses mesurées à haute et basse fréquences est ici de l'ordre de 20 à 30%. Les écarts observés sont d'autant plus importants que l'on s'éloigne de la paroi. Bien que les essais réalisés en radio-fréquence permettent d'avoir une meilleure résolution temporelle on constate que l'étendue spatiale de mesure n'a pas augmenté par rapport aux essais réalisés à des fréquences de l'ordre du kHz. Le système utilisé manque de sensibilité à plus de 400µm de la paroi. Ce point est important car l'objectif de l'analyse à haute fréquence est de permettre une meilleure résolution temporelle mais aussi spatiale de l'information. On voit pourtant que si le gradient de vitesse est ici mieux résolu temporellement, la sensibilité de la mesure ne permet pas de détecter la flamme à une distance plus importante de la paroi. La flamme est déjà affectée par les pertes thermiques pariétales lorsqu'elle est détectée de façon sensible par le système.

A partir du profil de vitesse obtenu et de l'expression (Eq5. 35), on détermine comme précédemment l'évolution de la température de flamme non-adiabatique en fonction de la distance flamme-paroi et on calcul l'évolution du flux de chaleur pariétal en utilisant les expressions (Eq5. 37) et (Eq5. 38).

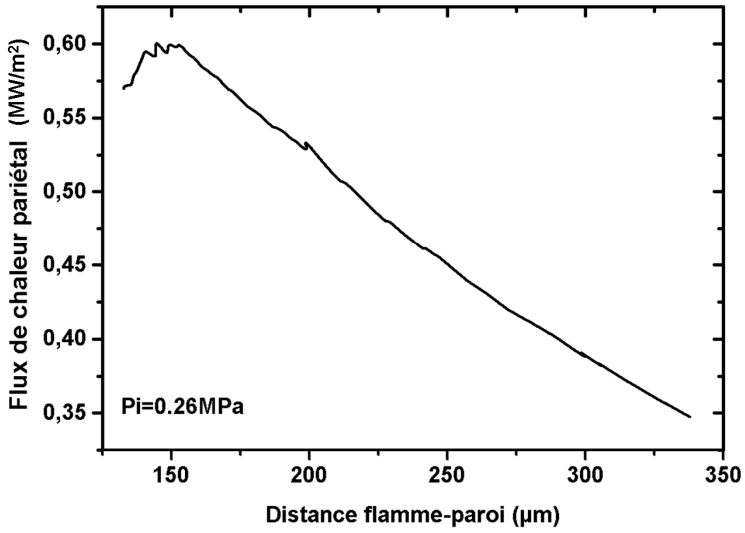


Fig5. 19: Evolution du flux de chaleur pariétal en fonction de la distance flamme-paroi, déterminé par sonde d'ionisation radiofréquence, CH4-air stœchiométrique

Le flux maximal est atteint lorsque la flamme est à une distance proche de sa distance de coincement. Sur l'exemple qui est donné, on note que le flux maximal est obtenu pour une distance flamme-paroi de 150µm alors que la distance minimale observée entre la flamme et la sonde est de 130µm. On a un écart de 15% suivant la définition qui est prise pour la distance de coincement de flamme. Ainsi sur cet exemple lorsqu'on définit la distance de coincement à partir du maximum du flux de chaleur on obtient une valeur supérieure au cas où la distance est définie par rapport à l'extinction totale de la zone réactive. Ce point est à prendre en compte pour l'évaluation de la précision des mesures. Sur le cas présenté ici la valeur du flux de chaleur maximal obtenu est de 0.6MW.m^{-2} ce qui est en accord avec les mesures réalisées par fluxmètre (cf.Fig5. 12).

5.5.3 Discussion sur les résultats

Les mesures réalisées en radio-fréquence ont permis d'obtenir des profils de vitesse, température et de flux de chaleur assez proche de ceux obtenus précédemment avec la sonde à 10kHz. La détection de la flamme par effet capacitif permet ici d'avoir une bonne résolution temporelle du phénomène d'interaction flamme-paroi cependant le manque de sensibilité global du système n'a pas permis de détecter la flamme à plus grande distance. Il n'existe aujourd'hui pas d'autres techniques expérimentales qui permettent de valider les différents profils. Seules des simulations numériques permettent d'estimer l'allure de ces différents profils, comme celles réalisées par G.Bruneaux :

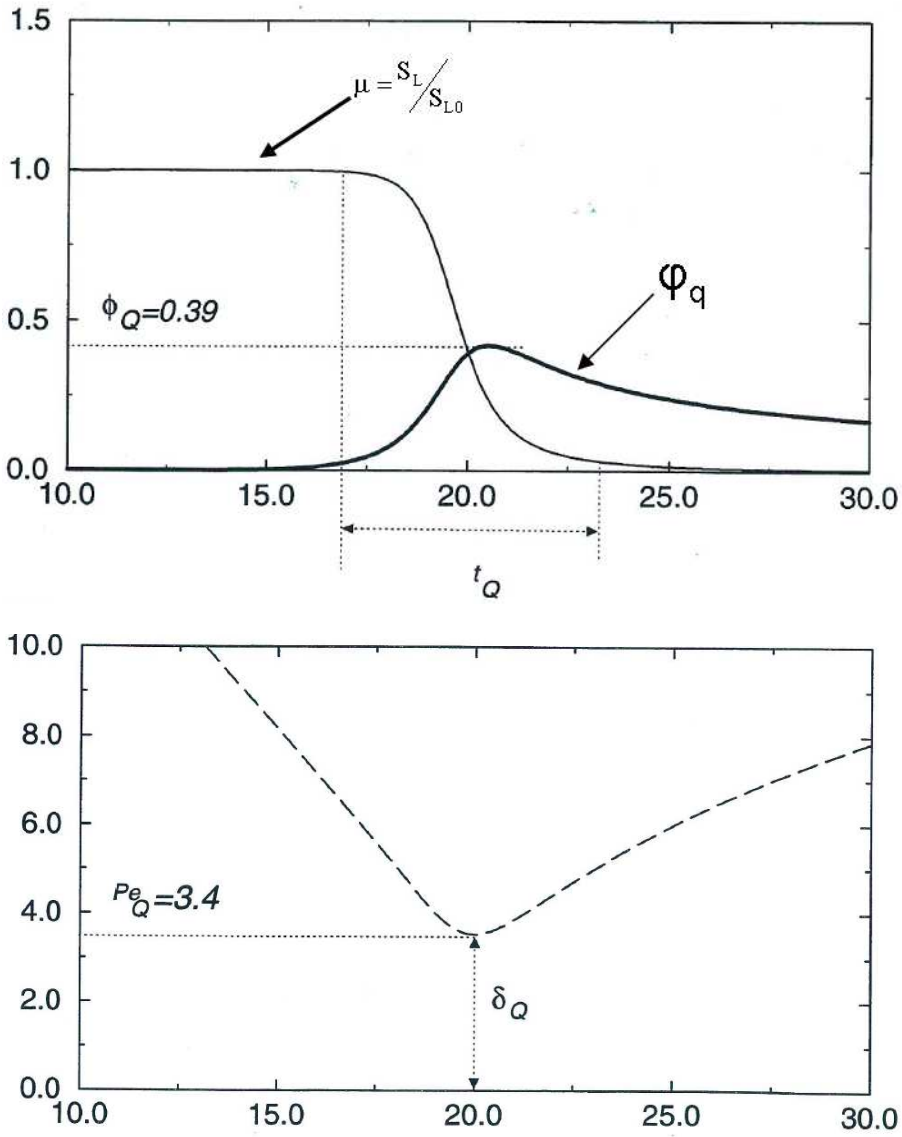


Fig5. 20: Evolution de le ratio de vitesse de consommation des gaz frais $\mu = S_L / S_{L0}$, du flux de chaleur pariétal adimensionné φ, et du nombre de Peclet, figures issues de la thèse de G.Bruneaux [2]

Sur les figures précédentes, on peut observer l'évolution du nombre de Peclet en fonction du temps réduit. Comme nous l'avons définit au premier chapitre, le nombre de Peclet est le rapport de la position de la flamme sur l'épaisseur de flamme non étirée. Le temps réduit est le rapport du temps avec le temps de flamme qui est définit comme le rapport de l'épaisseur de flamme non étirée avec la vitesse fondamentale de consommation des gaz frais S_{L0}. Par ailleurs on note aussi le profil d'évolution de la densité de flux adimensionnée par la puissance de flamme. Cette notation a été définie et utilisée au chapitre 4. Par ailleurs la vitesse de flamme a été adimensionnée par la vitesse fondamentale de flamme non perturbée. Afin de comparer les résultats issus de la DNS proposé par G.Bruneaux [2], nous avons calculé les différents paramètres adimensionnés à partir des mesures de courant d'ionisation. Sur la figure suivante, on présente ainsi l'évolution du nombre de Peclet en fonction du temps adimensionné :

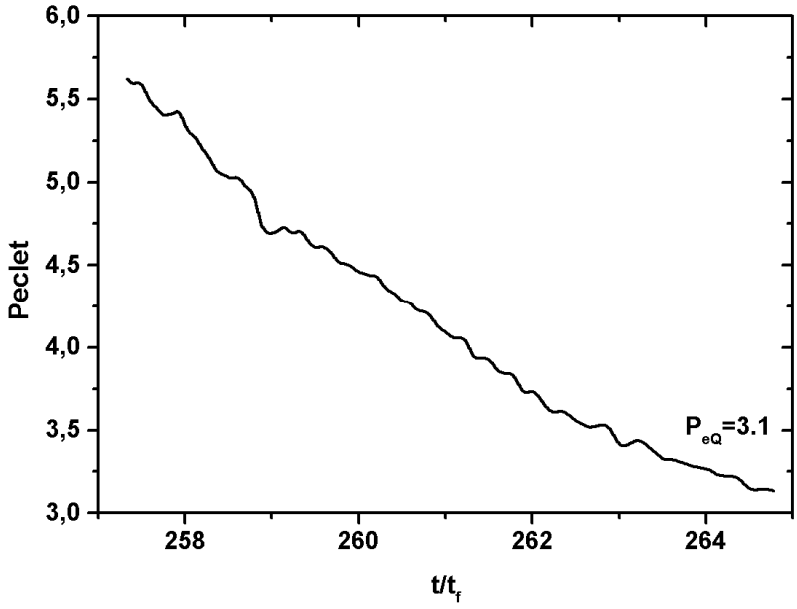


Fig5. 21: Evolution du nombre de Peclet en fonction du temps adimensionné, mesure réalisée par sonde RF (1MHz), CH4-air stœchiométrique (Pi=0.26MPa)

Et on trace les profils de vitesse et flux de chaleur adimensionnés à partir des résultats obtenus par sonde d'ionisation en radio-fréquence (f~1MHz) :

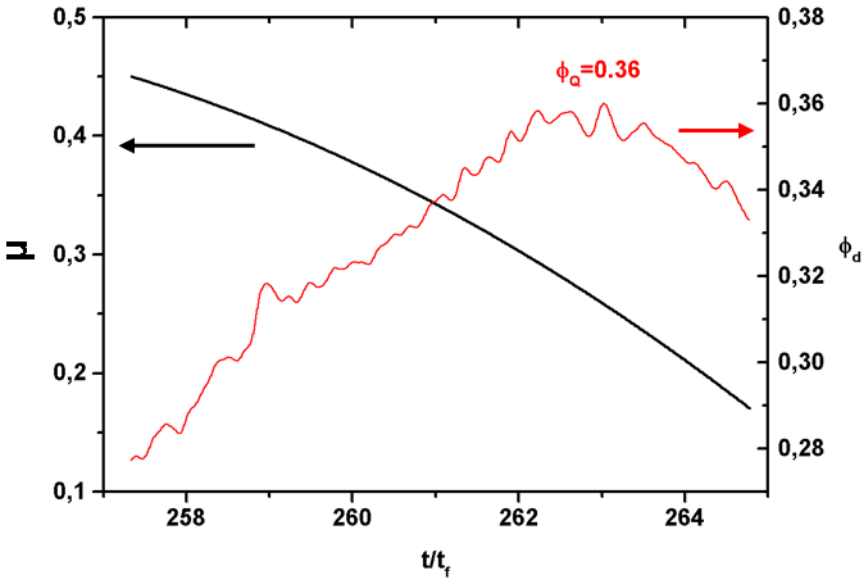


Fig5. 22: Evolution du ratio de vitesse de consommation des gaz frais et du flux de chaleur adimensionné en fonction du temps adimensionné, mesures par sonde RF (1MHz), CH4-air stœchiométrique (Pi=0.26MPa)

Le premier point de comparaison concerne l'évolution du nombre de Peclet en fonction du temps adimensionné. On note des ordres de grandeur similaires à ceux estimés par G.Bruneaux en DNS. Cependant le temps d'interaction mesuré est plus grand que celui calculé. Le Peclet chute de 5 à la

valeur de 3.5 sur environ 5 temps de flamme ce qui représente dans notre cas une durée réelle de 500µs. Dans les calculs réalisés en DNS on voit que le temps nécessaire pour une diminution similaire du nombre de Peclet est d'environ 2.5 temps de flamme. Le temps d'extinction mesuré par sonde RF semble deux fois plus long que celui estimé par simulation numérique directe. Comme nous l'avons expliqué la sensibilité du système ne permet pas de déterminer les paramètres de l'interaction flamme paroi pour des distances supérieures à 250µm de la paroi. La flamme est donc déjà affectée par la paroi sur les paramètres mesurés. Il n'est pas possible de tracer l'évolution complète du profil de vitesse réduite. Dans notre cas la vitesse réduite atteint une valeur maximale de 0.45. Le profil de vitesse ainsi mesuré est similaire à celui issu du calcul sauf en début de courbe. Là-encore on note que le temps d'interaction est beaucoup plus long sur les courbes expérimentales que sur les courbes issues de la DNS. Expérimentalement on note une chute plus progressive de la vitesse en paroi. Les simulations montrent une chute plus brutale et rapide de la vitesse de flamme lors de l'interaction flamme-paroi. Néanmoins les ordres de grandeurs de flux adimensionné à l'instant du coincement sont proches. Ces différences de comportement entre la simulation et l'expérience semblent se confirmer sur d'autres simulations réalisées par Futko S. [135]. Le modèle de simulation permet de décrire l'interaction flamme-paroi et se base sur les équations instationnaires de la dynamique des fluides réactifs. Il tient compte des équations de Navier Stokes et des équations de conservation :

(Eq6. 1)

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla u$$
$$\rho \frac{du}{dt} = -\nabla p + \nabla \sigma'$$
$$\rho \frac{dc_i}{dt} = \dot{\rho}_i + \nabla.(\rho D \nabla c_i), i = 1, N$$

L'équation de conservation de l'énergie est écrite sous la forme de la conservation de l'enthalpie et tient compte des phénomènes de diffusion et de conduction de la chaleur :

(Eq6. 2)

$$\rho \frac{dH}{dt} = \frac{dP_0}{dt} + \nabla.(\rho \sum_i h_i D \nabla c_i + \lambda \nabla T)$$

Avec hi l'enthalpie massique de l'espèce i, $\dot{\rho}_i$ le taux de production chimique de l'espèce i, D le coefficient de diffusivité thermique, λ le coefficient de conductivité thermique, P la pression, T la température, u la vitesse des gaz, Ci et ci les concentrations molaires et massiques de l'espèce i.

La température des gaz frais est prise égale ici à la température de paroi : $T_w=T_{gas}=T_0$ où T_0 est la température ambiante. Le choix de la température des gaz frais dans ce modèle est donc différent de l'hypothèse considérée dans nos mesures. Les mécanismes de réactions chimiques d'oxydation du méthane sont pris dans GRI-MECH 3.0. Les résultats obtenus sont alors les suivants :

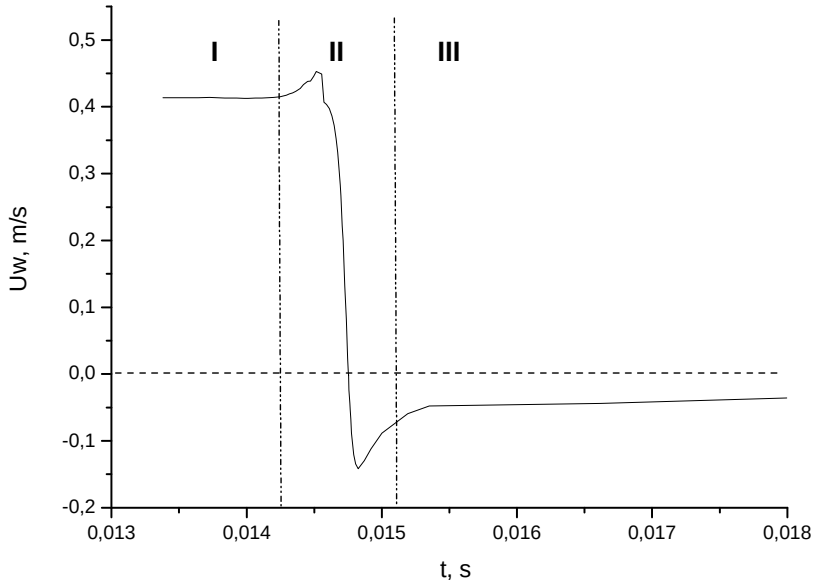


Fig5. 23: Evolution de la vitesse du front de flamme en proche paroi, simulation numérique CH4-air Φ=1, P=0.24MPa, T_0=400K

Les conditions thermodynamiques de simulation (pression, température) sont similaires à celles rencontrées dans la chambre statique de combustion qui a été utilisée afin de réaliser les mesures expérimentales par sonde RF. La figure suivante correspond à la simulation des profils de vitesse d'avancée du front réactif sous l'effet de la paroi. On observe dans la zone notée I que la flamme n'est pas encore affectée par les pertes thermiques pariétales et qu'elle se propage à sa vitesse fondamentale de flamme. Les simulations sont en effet réalisées pour un coincement frontal laminaire. La flamme n'est donc pas étirée et le phénomène de coincement est ici uniquement dû aux pertes thermiques. Dans la zone II, la flamme est légèrement accélérée avant de subir une décélération brutale liée aux effets de la paroi. La flamme n'arrive pas à compenser les pertes thermiques, les réactions chimique ralentissent alors fortement et la flamme s'éteint. Comme précédemment on constate que l'effet du coincement sur l'évolution de la vitesse de flamme est brutal. Le gradient de vitesse simulée est plus grand que celui mesuré expérimentalement. Il est important de noter que dans le cas de Futko S. [135] comme de Bruneaux G. [2], les calculs sont faits à pression constante et que cela peut expliquer les temps caractéristiques plus courts en comparaison de l'expérimentation. La position de la flamme en fonction du temps a été simulée sur la figure suivante (Fig5. 24):

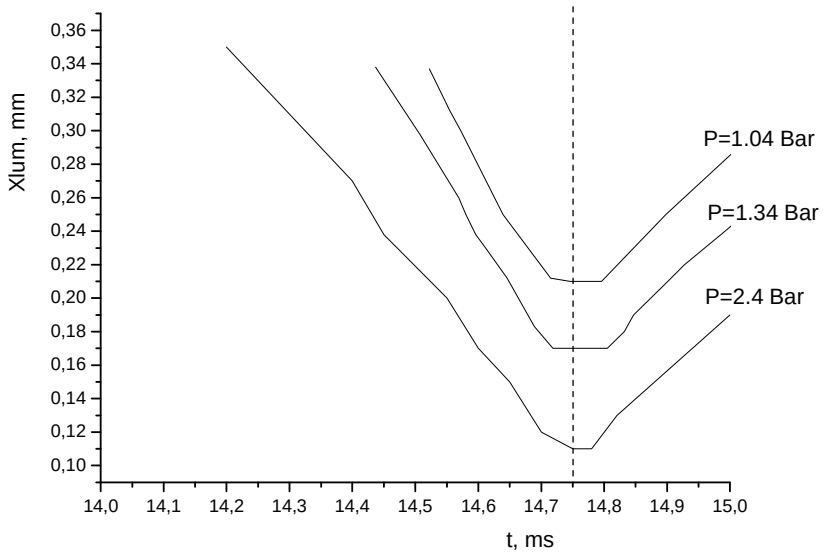


Fig5. 24: Evolution de la position de la flamme en fonction du temps, simulation numérique CH4-air Φ=1

Sur la figure précédente, la flamme se propage à sa vitesse fondamentale non perturbée jusqu' à atteindre une distance inférieure à 130µm de la paroi. On constate ensuite un ralentissement de la vitesse de propagation de la flamme sous l'effet des pertes de chaleur. Ce ralentissement est brutal puisque le temps caractéristique du coincement de flamme simulé ici est inférieur à 100µs. Les résultats issus de la simulation numérique et ceux issus des expérimentations présentent un comportement différent. Dans le cas de l'expérience, les profils obtenus à partir du courant d'ionisation montrent que la flamme est affectée plus tôt par la paroi et donc que la flamme ralentit à partir d'une distance bien plus grande de la paroi que dans la simulation numérique. A 200µm de la paroi, la vitesse de flamme mesurée expérimentalement est deux fois plus faible que la vitesse fondamentale alors que dans le cas de la simulation numérique elle n'a pas encore diminuée. Ces écarts sur l'évolution des profils de vitesse permettent d'expliquer que les temps caractéristiques d'extinction obtenus numériquement sont deux fois plus courts que ceux mesurés expérimentalement par courant d'ionisation.

Les essais réalisés en PIV montrent une diminution brutale de la vitesse à une distance comprise entre 200 et 300µm de la paroi. La vitesse réduite passe de 1 à 0.25 sur une durée d'environ 200µs ce qui représente un temps d'extinction de 2tf. Les essais qui ont été réalisés par sonde d'ionisation à 10kHz montrent que la vitesse réduite passe de 0.85 à 0.35 entre 300µm et 150µm de la paroi. La durée de l'extinction déterminée par cette méthode est supérieure à 500µs mais reste inférieure à 1ms.

Au chapitre 3 des mesures de la position de la flamme par visualisation directe ont été combinées avec les mesures de courant d'ionisation. Afin de valider la simultanéité entre l'instant de coincement et le pic de courant, des courbes de position et de courant d'ionisation ont été superposées (cf. Fig 3.21).

A partir de la position de la flamme en fonction du temps mesurée par caméra rapide, on reconstruit ainsi l'évolution de la vitesse d'avancée du front réactif en fonction de la distance à la paroi et du temps afin de comparer avec les résultats issus de l'ionisation et de la modélisation dans la zone de coincement.

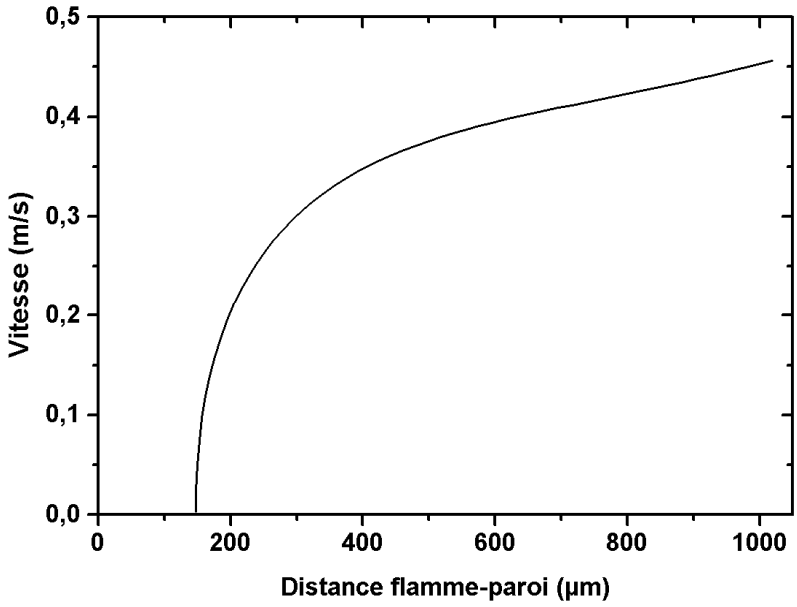


Fig5. 25: Evolution de la vitesse de flamme en fonction de la distance à la paroi mesurée par visualisation directe CH4-air Φ=1, Pi=0.24MPa

L'évolution mesurée par caméra rapide montre une diminution progressive de la vitesse d'avancée du front réactif entre 200µm et 400µm de la paroi. En dessous de 200µm de la paroi on note une chute rapide de la vitesse de flamme correspondant à l'extinction de la flamme. Afin de comparer les caractéristiques du coincement avec les profils précédent, on trace la courbe en paramètres adimensionnés dans la zone de proche paroi.

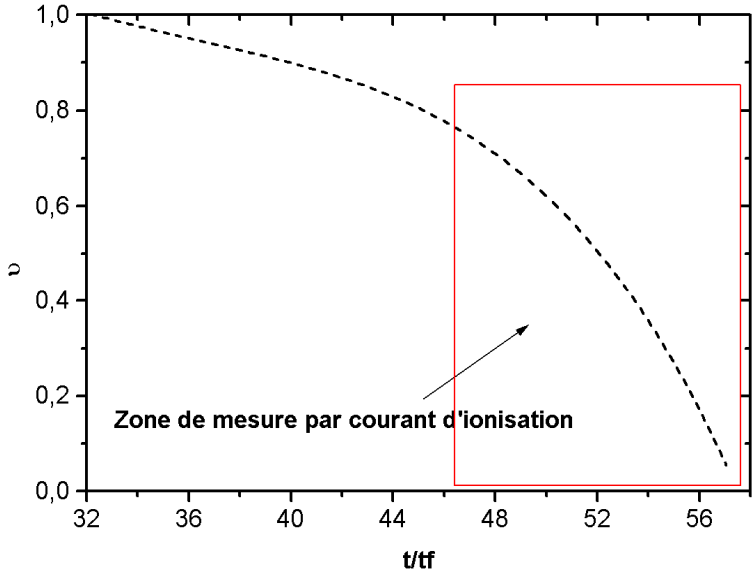


Fig5. 26: Evolution de la vitesse réduite en fonction du temps adimensionné, mesure par visualisation directe, CH4-air Φ=1, Pi=0.24MPa

On note sur ces mesures que la durée d'extinction est plus importante que celle estimée par simulation numérique. On retrouve des temps d'interaction proche de ceux mesurés par sonde d'ionisation. On fait un zoom de la figure précédente dans la zone où les mesures par courant d'ionisation sont définies :

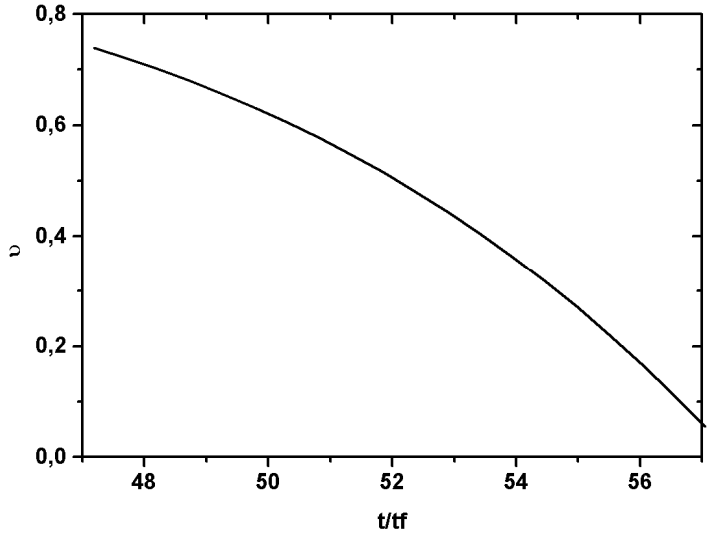


Fig5. 27: Evolution de la vitesse réduite dans la zone de coincement, mesure par visualisation directe CH4-air Φ=1, Pi=0.24MPa

La chute du ratio de vitesse est plus rapide que celle observée par mesure du courant d'ionisation, néanmoins les profils ont une allure similaire à ceux obtenus par mesure du courant ionique. La flamme est donc affectée de façon progressive par la paroi. On note ici que les pertes thermiques ralentissent fortement la flamme pour une distance flamme-paroi de l'ordre de 200µm. Les mesures par sonde d'ionisation, réalisées en radiofréquence permettent de résoudre l'évolution de la vitesse d'avancée du front de flamme lors du coincement. Les mesures réalisées dans cette partie confortent les résultats des mesures par sonde d'ionisation réalisés à 10kHZ. La détection de la position de la flamme par sonde d'ionisation permet de déterminer des paramètres de l'interaction flamme-paroi et notamment de résoudre en partie l'évolution de la vitesse de flamme, de la température et du flux de chaleur. Dans le cas des mesures en radio-fréquence, les résultats présentés montrent ici un potentiel dans la mesure où la résolution temporelle est plus importante que pour les techniques précédentes. Cependant le manque de sensibilité du système utilisé ici ne permet pas pour l'instant d'étendre spatialement le domaine de mesure des paramètres d'interaction flamme-paroi. Il n'est pas possible de connaître la valeur des différents paramètres avant que les mécanismes de propagation de la flamme ne soient affectés par les pertes thermiques pariétales.

5.5.4 Conclusion

Les mesures réalisées en radio-fréquence sont confirmés par les résultats obtenus précédemment à 10kHz et dans des conditions de pression et de température similaires. Ainsi les mesures réalisées permettent de suivre l'évolution de la position de la flamme à une fréquence de 1MHZ lors de son interaction avec la paroi. Un post-traitement adapté à permis d'en déduire l'évolution de la vitesse

de flamme, de la température de flamme en proche paroi et du flux de chaleur. Les valeurs obtenues corrèlent bien avec l'ensemble des mesures réalisées au cours de cette thèse que ce soit par courant d'ionisation, mesures optiques (PIV, Chimiluminescence…) ou bien encore par mesure de flux. Les résultats montrent que si les mesures par sonde radiofréquence permettent d'augmenter la résolution temporelle, elles ne permettent pas d'améliorer la définition spatiale. L'objectif de la mesure à haute fréquence était au départ d'augmenter la distance de détection de la flamme. Sur les essais réalisés pour une pression Pi=0.26MPa, la flamme est détectée uniquement pour des distances flamme-paroi inférieures à 300µm. La zone de mesure reste du même ordre de grandeur que celle obtenue par mesure du courant de conduction à 10kHz. Afin de comprendre ce point, il est nécessaire de s'intéresser à la sensibilité globale du système de mesure et notamment à la dynamique d'amplification de l'électronique de mesure. Le système a en effet été dimensionné aussi bien pour des mesures à pression atmosphérique que pour des mesures à hautes pressions (Pi~15MPa). Comme nous l'avons vu, les distances à mesurer lorsque la pression augmente sont extrêmement faibles (d<100µm). La réalisation de mesures en haute fréquence pour des pressions élevées nécessitent de connaître précisément le comportement électrique de la flamme dans ces conditions. Dans le chapitre 4 qui concerne l'étude à haute pression, nous avons mis en avant le fait que les mécanismes de polarisation sont fortement affectés par la densité du gaz. L'un des points discuté concerne le fait que la durée de vie des électrons diminue à haute pression ce qui entraîne une diminution globale de la conductivité de la flamme. Dans tous les cas, il devient essentiel de comprendre les mécanismes de polarisation de la flamme en régime d'excitation variable et d'étudier l'influence des conditions thermodynamiques sur les propriétés de conduction de la flamme. Ceci est un préalable indispensable au développement de la technique de mesure par radio-fréquence. Les essais qui ont été effectués ici constituent une première phase d'approche afin de montrer le potentiel de ce type de mesure. La partie qui est présentée ici n'est en aucun cas un travail abouti et il est nécessaire d'approfondir l'étude pour en comprendre les possibilités et les limitations.

5.5.5 Autres Perspectives

Les difficultés rencontrées lors des différentes mesures ont permis de mettre en avant un certain nombre de point à étudier afin de mieux comprendre les mesures de courant d'ionisation en hautes fréquences mais aussi dans les conditions plus classiques qui ont été étudiées au cours de cette thèse. Le but ici n'est pas de faire une liste exhaustive des différents problèmes mais de proposer quelques pistes d'études afin de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu.

Chimie de la flamme

De nombreuses études sur la chimie des ions dans la flamme ont permis de mettre en évidence les espèces chargées majoritaires qui sont présentes dans les conditions standards de pression et de température. Les simulations réalisées au cours de cette thèse ont montrés que lorsque la pression augmente, la durée de vie des électrons diminue. La proportion d'électrons libres par rapport à la concentration totale en charge négative décroît avec la pression. La flamme contient essentiellement des anions et des cations pour des pressions élevées. Il est essentiel d'approfondir ce point afin de mieux comprendre les propriétés de conductivités électriques de la

flamme. L'absence d'électrons libres dans le front réactif de la flamme constitue une piste importante afin de comprendre l'effet de la pression sur le courant mesuré à hautes pressions.

Mécanismes de polarisation de la flamme

L'étude réalisée à haute pression a permis de mettre en avant le fait que le potentiel de la flamme ne suit pas le potentiel de l'anode lorsque la pression augmente. Des mesures expérimentales du potentiel de flamme en fonction de la densité du gaz ont permis de mettre en avant une augmentation de la chute de potentiel anodique. La différence de potentiel appliquée n'est donc plus directement la différence de potentiel appliquée entre l'électrode de mesure et l'électrode de polarisation. La diminution de la proportion d'électrons libres susceptible d'assurer la conductivité du gaz à l'anode constitue une hypothèse pour expliquer ce résultat. Les mécanismes d'attachement électronique et de recombinaison semblent expliquer la modification des propriétés des jonctions électrodes-flamme sous l'effet de la pression. De façon plus générale il convient de s'intéresser aux mécanismes de polarisation de la flamme. La présence d'une couche limite thermique affecte fortement les propriétés de conduction des interfaces entre la flamme et la surface des électrodes. Les mécanismes de redistribution de la charge d'espace dépendent des collisions et il est très difficile de modéliser correctement les phénomènes. La modification des propriétés de conduction sous l'effet de la pression constitue une première réponse au fait qu'à partir d'une certaine valeur de pression le courant mesuré diminue fortement pour une tension d'excitation maintenue constante.

D'autre part les propriétés de conduction de la flamme en tension variable sont mal connues. Des essais réalisés au cours des travaux de cette thèse ont permis de montrer que pour une fréquence d'excitation de l'ordre de 10kHZ, la caractéristique courant tension mesurée est similaire à celle obtenue par des mesures en tension d'excitation continue. Ce résultat montre que le temps caractéristique de redistribution de la charge d'espace reste très inférieur au temps de mesures de la caractéristique tension-courant à cette fréquence. L'augmentation de la fréquence d'excitation génère des modifications du comportement de la tension-courant et pour des fréquences de l'ordre de 30kHz, la caractéristique courant-tension n'a plus la même allure que celle mesurée en tension continue. D'autre part les mesures en radiofréquence ont montré une forte sensibilité aux conditions de pression et de température. Lors des mesures réalisées, il n'a a pas été possible de travailler simultanément en haute fréquence et à pression élevée. Le comportement du capteur capacitif devient très complexe lorsque la pression augmente. Afin de comprendre les mesures réalisées il est donc nécessaire de faire une étude des mécanismes de polarisation de la flamme en fonction de la fréquence d'excitation. La réalisation de ce type de mesure s'avère difficile et la mise au point d'un système permettant de mesurer l'influence de la fréquence sur le potentiel de flamme demande un travail complet.

Effets de la turbulence et des particules

Quelques essais ont été réalisés afin d'avoir une première approche des effets de la turbulence sur la mesure du courant d'ionisation. La déformation de la structure du front de flamme sur des dimensions caractéristiques similaires à celle de la sonde remet en cause l'hypothèse d'une interaction plan-plan entre la flamme et la sonde. Les mesures effectuées

montrent que l'information obtenue à partir du courant d'ionisation est intégrée sur l'ensemble de la surface de la sonde. Une étude complète doit être réalisée afin de confirmer ce résultat. L'ajout de particules dans l'écoulement, nécessaire dans le cas de mesures en P.I.V, entraîne une modification du signal d'ionisation mesuré. On peut faire l'hypothèse que les particules se chargent lors des collisions avec les espèces chargées. Dans ce cas la répartition des charges entre la sonde et la flamme est complètement modifiée. De ce fait des mesures simultanées de champs de vitesse par P.I.V et de courant d'ionisation ne sont pas possibles. Une étude statistique complète doit être réalisée afin de comprendre l'effet des écoulements sur le courant d'ionisation mesuré.

Conclusion

Conclusion

Les résultats obtenus au cours de cette thèse ont permis de démontrer des possibilités d'utilisation des sondes d'ionisation comme outil de diagnostic multi-paramètres de la combustion. Cette technique a été utilisée afin d'étudier les paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi comme la distance de coincement ou le flux de chaleur pariétal pour des régimes proches des conditions rencontrées dans les moteurs à combustion interne.

Au cours de l'étude bibliographique, la phénoménologie de l'interaction flamme-paroi a été présentée et un certain nombre de grandeurs caractéristiques (nombre de Peclet, Flux adimensionné…) a été défini. A cette occasion un modèle thermique développé dans une précédente thèse a été introduit afin de proposer une corrélation entre le flux de chaleur pariétal et la distance de coincement. Cette corrélation a été utilisée ensuite au cours de l'étude notamment pour la détermination de la distance de coincement à haute pression. D'autre part, au cours de cette synthèse bibliographique les propriétés électriques de la flamme ont été évoquées. Les réactions chimiques qui ont lieu dans le front de flamme génèrent des espèces chargées. On parle alors de plasma de combustion. Cette étude a permis de caractériser les espèces chargées majoritaires que produit la flamme et de définir les grandeurs nécessaires à la description du courant d'ionisation telles que la mobilité de ces espèces. La flamme produisant des espèces chargées, elle se comporte comme un conducteur. En appliquant une différence de potentiel entre la flamme et une électrode de mesure, il est possible de mesurer un courant d'ionisation. De nombreuses études se sont attachées à déterminer des corrélations entre les différents paramètres de la combustion et le courant d'ionisation mesuré. Un état de l'art sur ces différentes méthodes a été présenté et a permis de mettre en avant le manque d'outils théoriques permettant d'établir clairement un lien entre le courant mesuré et les phénomènes de combustion.

Au vu de la complexité des phénomènes mis en jeu, l'étude expérimentale s'est faite étape par étape, afin de caractériser l'influence de chacun des paramètres. Pour se faire, différents dispositifs expérimentaux ont été utilisés et décrits dans le second chapitre de ce manuscrit. L'étude a ainsi démarré dans une chambre statique en combustion laminaire, pour se terminer dans une machine à compression rapide (MCR) à très hautes pressions (~150 bars). De nombreux outils de diagnostics, notamment optiques, ont par ailleurs été utilisés au cours de ces travaux afin de valider les résultats de mesure par sonde d'ionisation. Un aspect important du chapitre concerne la réalisation des sondes d'ionisation qui ont été utilisées au cours de ce chapitre. On notera simplement que des antennes de polarisation ont été développées afin d'améliorer la polarisation de flamme, et que la tension d'excitation choisie pour cette étude est une tension variable triangulaire d'une fréquence de 10kHz. La mesure par sonde d'ionisation développée dans cette thèse est une mesure dynamique.

Le chapitre trois a permis de définir une méthodologie pour déterminer la distance de coincement de flamme à partir de la caractéristique courant-tension mesurée par sonde d'ionisation. En utilisant la loi de Child, la dépendance entre le courant d'ionisation et la position de la flamme par rapport à la sonde a été démontrée.

A partir de cette formulation et de l'analyse de la caractéristique courant-tension, la distance de coincement de flamme a pu être déterminée en chambre statique jusqu'à 0.6MPa. Les résultats obtenus ont été validés par chimiluminescence pour des mélanges stœchiométriques de méthane-air et propane-air et pour des géométries de coincement frontale et latérale.

La méthode de mesure de la distance de coincement par sonde d'ionisation a été développée avec pour objectif de faire des mesures à hautes pressions, où les modèles de simulation numériques ne permettent pas d'estimer cette grandeur. Le chapitre 4 a permis de démontrer que le diagnostic développé fonctionne à haute pression. Des mesures simultanées de flux de chaleur pariétal et de courant d'ionisation ont été réalisées dans la MCR, en combustion laminaire, pour une gamme de pression comprise entre 1MPa et 15MPa. L'idée était d'extrapoler les deux modèles de détermination de la distance de coincement, l'un basé sur le courant d'ionisation, l'autre basé sur le flux de chaleur, à hautes pressions et de comparer les résultats obtenus afin de réaliser une validation croisée des deux méthodes. La bonne corrélation obtenue a permis de conforter la validité des méthodes à hautes pressions. Une modélisation cinétique détaillée de la chimie des ions à haute pression ainsi qu'une étude des mécanismes d'attachement et de détachement électronique dans la couche de coincement a permis de montrer l'impact de la masse volumique du gaz sur les mécanismes de polarisation de la flamme. La diminution de la concentration d'électrons libres susceptibles d'assurer la conductivité électrique à la jonction flamme-électrode explique que le potentiel mesuré dans la flamme ne soit plus directement le potentiel imposé par l'anode. La chute de potentiel anodique devient importante à haute pression et la différence de potentiel entre l'électrode de mesure et la flamme n'est plus directement la différence de potentiel appliquée au système. La prise en compte de cette chute de potentiel dans la détermination de la distance de coincement permet d'améliorer la précision du diagnostic par sonde d'ionisation. Le diagnostic de la distance de coincement de flamme fonctionne pour une large gamme de pression comprise ente 0.05MPa et 15MPa. Les mesures de distances de coincement ainsi réalisées confirment la dépendance de la distance de coincement à la pression suivant une loi du type $\delta_q \approx 68.P^{-0.44}$. Cette corrélation est valable pour nos conditions d'essai (mélange stœchiométrique de méthane-air, compression adiabatique, T_{gf}~850K). D'autre part les mesures de flux ont permis de montrer une diminution significative du flux de chaleur adimensionné lors du coincement avec l'augmentation de la pression. A 15MPa et dans les conditions d'essai spécifiées plus haut, les pertes thermiques nécessaires à l'extinction de flamme représentent environ 10% de la puissance totale de flamme contre environ 30% à pression atmosphérique.

Les visualisations réalisées à haute pression montrent l'apparition d'instabilités hydrodynamiques au niveau du front de flamme, caractérisées par des structures cellulaires. Le calcul des dimensions de ces structures indique que leur taille caractéristique reste supérieure à celle de l'électrode de mesure utilisée et que le courant d'ionisation n'est donc pas affecté.

Une étude des contraintes liées aux régimes turbulents a été réalisée au cours de ce même chapitre. Afin de caractériser les écoulements, des mesures en P.I.V ont ainsi été effectuées. La présence de particules d'ensemencement (huile végétale, $Zr0_2$) a un effet perturbateur significatif sur le courant d'ionisation mesuré et empêche la réalisation de mesure simultanées de courant d'ionisation et de P.I.V. Une compréhension approfondie de l'influence de la turbulence sur le

courant d'ionisation nécessite une étude statistique complète qui n'a pas pu être mis en œuvre. Cependant les résultats qualitatifs obtenus montrent que les écoulements en proche paroi sont relativement faibles, et l'on constate un effet de laminarisation. Les faibles échelles caractéristiques de turbulence rencontrées perturbent fortement la géométrie de la flamme et la mesure de la distance de coincement. Les essais réalisés tendent à montrer que la distance de coincement mesurée dans ces conditions est la distance moyenne à laquelle se trouve la flamme intégrée sur toute la surface du capteur.

Le chapitre 5 a permis de déterminer d'autres paramètres caractéristiques qui peuvent être obtenus à partir du courant d'ionisation : vitesse, température, flux de chaleur. La comparaison des mesures de champ de vitesse, réalisées par P.I.V, et de la détermination de la position de la flamme par sonde d'ionisation avant le coincement, a permis de montrer qu'il est possible d'avoir l'évolution temporelle de ces différents paramètres par mesure du courant d'ionisation. Dans l'étude menée, la flamme étant faiblement étirée, la diminution de la vitesse de flamme détectée sous l'effet de la paroi est liée aux pertes thermiques. La diminution de la vitesse de propagation de la flamme permet d'estimer la température de flamme non adiabatique et le flux de chaleur pariétal lorsque la pression est connue. Des mesures simultanées de flux de chaleur pariétal et de courant d'ionisation ont permis de confirmer la validité des mesures et des modèles analytiques utilisés pour ces estimations. La bonne résolution spatio-temporelle du diagnostic par sonde d'ionisation permet d'accéder aux paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi avant le coincement de la flamme.

Si le transfert de chaleur entre la flamme et la paroi et l'étirement de la flamme sont les principaux responsables de l'extinction de celle-ci, la paroi influence la propagation de la flamme bien avant que le transfert de chaleur n'intervienne. Il est nécessaire d'identifier l'influence de la paroi sur la propagation de la combustion pendant les trois phases délimitées par la phase d'extinction de la flamme, à savoir avant, pendant, et après l'extinction de celle-ci. La mesure de la caractéristique courant-tension a permis de déterminer les paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi à l'instant du coincement et de résoudre une partie des instants qui précèdent l'extinction de la flamme. Afin d'obtenir des informations à une distance plus importante de la paroi et d'avoir un historique mieux défini temporellement, une nouvelle méthode basée sur la mesure de la capacité du système flamme-électrode, a été proposée et une étude préalable a été réalisée comme ouverture à de futurs travaux. Cette méthode consiste à mesurer le courant capacitif généré par le système flamme-électrode. La chimie de la flamme produit des espèces chargées, la flamme est un conducteur et l'électrode de mesure constitue un autre conducteur, le système fonctionne comme une capacité dans laquelle la couche limite thermique joue le rôle de diélectrique. La jonction flamme-électrode se comporte ainsi comme une capacité avec résistance de fuite. Afin de détecter le courant capacitif, une étude a été menée en Radio-Fréquence (RF) avec une fréquence de 1MHz et une démodulation en quadrature a permis d'extraire la composante capacitive du courant d'ionisation. Cette première étude a permis de montrer qu'il était possible de déterminer l'évolution de la vitesse de flamme, de la température et du flux de chaleur en proche paroi comme avec la méthode de diagnostic basée sur la caractéristique courant-tension. Cependant la technique n'a pas permis d'obtenir l'information à une distance flamme-paroi supérieure à la méthode précédente. Plusieurs hypothèses peuvent être évoquées afin d'expliquer

les difficultés rencontrées. On peut supposer que la sensibilité de l'électronique de mesure utilisée n'est pas suffisante pour résoudre la dynamique de la flamme à une distance importante de la paroi. Par ailleurs les études menées sur la cinétique chimique ont montré que les propriétés de conductivité électrique de la flamme sont fortement dépendantes des conditions de pression et de température. Une étude préalable doit être menée afin de comprendre les mécanismes de polarisation de la flamme en tension d'excitation variable et à haute fréquence. Notamment à hautes pressions, les mesures de courants capacitifs réalisées ont montré une forte diminution du courant mesuré. Cette étude en radio-fréquence doit être approfondie et faire l'objet d'une étude à part entière.

Références bibliographiques

[1] **Boust B. & al, Etude Expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire, Thèse de l'université de Poitiers, 2006**

[2] **Bruneaux G., Etude asymptotique, simulation numérique et modélisation de l'interaction flamme-turbulente prémélangée-paroi, Thèse de l'école Centrale, Paris, 1996**

[3] **Angelberger C., Contribution à la modélisation de l'interaction flamme-paroi et des flux pariétaux dans les moteurs à allumage commandé, Thèse de L'Institut Nationale Polytechnique de Toulouse, 1997**

[4] **Vosen S.R. & al., Unsteady heat transfer during laminar flame quenching, Proceedings of the Combustion Institute (30), pp.209-216, 1984**

[5] **Ferguson C. R., Keck J.C., On laminar flame quenching and its applications to spark ignition engines, Combustion and Flame (28), pp. 197-205, 1977**

[6] **Sotton J. & al., Head-on quenching of transient laminar flame: heat flux and quenching distance measurements, Combustion Science and Technology (177), pp. 1305-1322, 2005**

[7] **Boust B. & al., A model of flame quenching in non isothermal initial conditions, Proc. European Combustion Meeting, 2009**

[8] **Sotton J., Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée, Thèse de l'université de Poitiers, 2003**

[9] **Calcote H. F., 8th Symposium International on Combustion, Williams and Wilkins, pp. 184-199, 1962**

[10] **Fialkov A.B., Investigations on ions in flame, Proc. Energy Combust. Sci, Vol.23, pp.399-528, 1997**

[11] **Peeters J. and Vinckier C., 15th Symposium International on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp.969-977, 1974**

[12] **Vinckier & al., 16th Symposium International on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, pp.881-889, 1976**

[13] **Calcote H.F, Ion and Electron profiles in flames, Symposium International on Combustion, pp.623-637**

[14] **D.G Keil & al., Ionization and Soot Formation in Premixed Flames, 20th International Symposium on Combustion, The combustion institute, pp.1129-1137, 1984**

[15] **Burdett N.A., Mass spectrometric Sampling of Ions from Atmospheric Pressure Flames, Combustion and Flames vol.34, pp.119-134, 1979**

[16] **Howard. S. L., Triple quadupole mass spectrometry as applied to flame diagnostics: study of the C2H4/N2O/Ar flame, J Am Soc Mass Spectrom vol.4, pp.152-158, 1993**

[17] **Carabetta R. & Porter.P, Absolute positive ion concentration measurements in flames with Langmuir probes, 12th Symposium International on Combustion, pp.423-446, 1969**

[18] **Guo J. & al., A simple Method for measuring positive ion concentration in flames and the calibration of a nebulizer/atomizer, Combustion and Flame, vol.133, pp.335-343, 2003**

[19] **Delfau J.L. & al., Formation of small and large positive ions in rich and sooting low-pressure Ethylene and Acetylene premixed flame, Comb. Sci. and Tech., vol.20, pp.165-177, 1979**

[20] **Calcote H. F., 8th Symposium International on Combustion, Williams and Wilkins, pp. 184-199, 1962**

[21] **Feugier A., Ionisation thermique et chimique dans les flames, Thèse de doctorat, 1972**

[22] **Starik A.M. and Titova N. S., Kinetics of ion formation in the volumetric reaction of methane with air, Combustion Explosion and Shock Waves, vol.38, No. 3, pp.253-268, 2002**

[23] **Prager J. & al, Modeling ion chemistry and charged species diffusion in lean methane-oxygen flames, Proceedings of Combustion Institute 31, pp.1129-1137, 2007**

[24] **R.N. Franklin, J.Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003), pp. 823-827**

[25] **Goodings J. M. , Bohme D.K., C.-W. Ng, Combust. Flame 36, pp.45-62, 1979**

[26] **Rodrigues J. M., Analyse de la répartition du potentiel et des charges dans une flamme polarisée. Corrélation avec la distance d'extinction, Thèse de doctorat de l'université de Rouen, 2005**

[27] **Rodrigues J.M. & al, Mass-spectrometric analysis of Charged Species in stoichiometric propane-air flame, 2nd Int. Symp. On Non-Equilibrium Processes, Combustion and Atmospheric Phenomena, 2005**

[28] **Fauchais P., gaz ionisés et plasmas, technique de l'ingénieur AF3-560**

[29] **Held B., Physique des plasmas froids, Physique fondamentale et appliquée, Masson, 1994**

[30] **R.Weber & K.Levsen, Gaseous [$C_2H_3O^+$] ions", organic mass spectrometry, 15 3, pp.138-139, 2005**

[31] **Mc Daniel E. W. and Mason E. A., the mobility and diffusion of ions in gases, Wiley, New york, 1973**

[32] **Rax J.M, Physique des plasmas, Sciences sup, Dunod, Paris, 2005**

[33] **Lam S.H., A general theory for the flow of weakly ionized gases, A.I.A.A. Jl, 2, 256 (1964)**

[34] **R.M. Clements, P.R. Smy, Sheath-convection effects with flush-mounted electrostatic probe, Can. J. Phys., 49, 2540-2546 (1971)**

[35] **Kuznetsov A. A., Probe diagnostics of meteotron flame, Combustion Explosion and Shock Waves, vol. 39, No. 3, pp. 275-284, 2003**

[36] **R.M. Clements and P. R. Smy, Electrostatic-probe studies in a flame plasmas, J. Appl. Phys., 40, No. 11, 4553-4558, 1969**

[37] **P. R. Smy, Application of Langmuir probes for research of high pressure plasma, adv. Phys., 25, 517, 1976**

[38] **R. Clements, Plasma diagnostics with electric probes, J .Vac. Sci. Technol. ,15, No. 2, 193-198, 1978**

[39] **S.M. Lam, General theory of weakly ionized gases, Raketn. Tekh. Kosmavt. , 2,No. 2, 43-51, 1964**

[40] **Delcroix JL., Bers A., Physique des plasmas, Savoirs Actuels, InterEditions /CNRS Editions, pp. 235-237, 1994**

[41] **Montgomery R. M., Holmes R. A., Proc. 5th bienn. Symp. On gas dynamics, eds T.P Anderson, R. W; Springer and R. C. Warder Jr., ch. 7, 1963**

[42] **Butler H. S., Kino G. S. Phys.fluid, 6, pp. 1346-55, 1963**

[43] **Crawford and Grard R., J.appl. Phys. 37, pp.180-183, 1966**

[44] **Rosa R., Ion transit time effects in the plasma sheath, J. Phys, Vol.4, pp.934-943, 1971**

[45] **Birdsall C. K., Bridges W. B., Electron dynamics of diode regions, New york Academic press, Ch.2, 1966**

[46] **P. R. Smy, the alternating-current Langmuir probe in a high-pressure flowing plasma, J. Phys. . D: Appl. Phys. , Vol. 7, pp.856-865, 1974**

[47] **Karrer M. & al, 21st ICDERS, Futuroscope, 2007**

[48] **D.Panousakis & al, Analysis of SI combustion diagnostics methods using ion-current sensing techniques, SAE 2006-01-1345 (2006)**

[49] **Hellring M., Holmberg U, An ion current based peak finding algorithm for pressure peak position estimation, 2000-01-2829, SAE Technical Paper Series, (2000)**

[50] **Yoshiyama S. & al, Fundamental study on combustion diagnostics using a spark plug as ion probe, SAE 2000-01-2828, 2000**

[51] **Rodrigues J.M, Analyse de la répartition du potentiel et des charges dans une flamme polarisée. Corrélation avec la distance d'extinction, thèse de doctorat de l'université de Rouen, 2005**

[52] **Wilstermann H. & al., Ignition system integrated AC ion current sensing for robust and reliable online engine control, SAE 2000-01-0553, 2000**

[53] **Saitzkoff A. & al., An ionization equilibrium analysis of the spark plug as an ionization sensor, SAE 960337, 1996**

[54] **Cavina N. & al., Individual cylinder combustion control based on real-time processing of ion current signals, SAE 2007-01-1510, 2007**

[55] **Francke A. & al., The effect of of in-cylinder gas flow on the interpretation of the ionization sensor signal, SAE 2003-01-1120, 2003**

[56] **Yoshimura K. & al., Knock and misfire detection using ion current measurement for ultra-lean burn medium speed gas engine, SAE 2007-01-2078, 2007**

[57] **Zhu G. & al., Combustion characteristics detection for low pressure direct injection engines using ionization signals, SAE 2006-01-3317, 2006**

[58] **MacLatchy C.S. , Miner J.R. , A Langmuir probe technique for measuring temperatures in a flame plasma, J.Phys. 55.27, 1977**

[59] **Goodings J.M & al., A simple method for measuring ion concentration in flames and the calibration of a nebulizer / atomizer, Combust. Flame 133, 335-343, 2003**

[60] **Wortenberg G., Ion concentration measurement in a flat flame at atmospheric pressure, tenth symposium international on combustion, pp. 651- 655, 1965**

[61] **D.Bohm, The characteristics of electrical discharge in magnetic field, Chap.2, McGraw-Hill, 1949**

[62] **Carabetta R., R.P Porter, Absolute positive-ion concentration measurements in flames with Langmuir probes, 12th symposium of combustion, 1969**

[63] **Travers, Tenth symposium international on combustion, p.321, the combustion institute, 1967**

[64] **Su and Lam, Phys.Fluid 6, 1479, 1963**

[65] **Peron L. & al., Limitation of ionization current sensor and comparison with cylinder pressure sensors, SAE 2000-01-2830, 2000**

[66] **Eriksson L. & al., Closed loop ignition control by ionization current interpretation, SEA 970854, 1997**

[67] **Huang Y., Mehta D., Investigation of ion sensing assisted HCCI control strategy, SAE 2005-01-0068, 2005**

[68] **Schimasaki Y. & al., Study on combustion monitoring system for formula one engines using ionic current measurement, SAE 2004-01-1921, 2004**

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

[70] **Castéra P., Loumé S., Notyelet G., Sotton J., Bellenoue M., LabView pilote une machine à compression rapide pour des essais de combustion en conditions extrêmes, National Instrument – Solution utilisateur, ni.com, France, 2005**

[71] **Bremond A., Merceron P., Capacitive discharge ignition, Application Note Réf : AN819/0695, http://eu.st.com/stonline/products/index.html, 1995**

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

[73] **Rieichelet L., Meingast U., Renz U., Calculating transient wall heat flux from measurements of surface temperature, International Journal of Heat and Mass Transfer (45), pp.579-584, 2002**

[74] **Bellenoue M., Labuda S., Sotton J., Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel, Experimental Thermal and Fluid Science (27), pp.323-331**

[75] **Theron M., Caractérisation du mélange et de la combustion dans une configuration de jet Hydrogène/Air subsonique à haute vitesse – Augmentation du mélange par génération de vorticité longitudinale, Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, 2005**

[76] **Schulz C., Sick V., Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurements of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems, Prog. Energy. Combust. Sci. 31, pp.75-121, 2005**

[77] **Karrer M., Bellenoue M., Sotton J., Labuda S., Claverie A., Système de vélocimétrie par image de particule (PIV) à haute fréquence et très haute résolution pour l'étude du phénomène de coincement de flamme, CFTL 2008**

[78] **Lecordier B., Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme premelangée avec le champ aerodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules, thèse de doctorat de l'université de Rouen, 1997**

[79] **Foucher F., Etude expérimentale de l'interaction flamme-paroi : Application au moteur à allumage commandé, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 2002**

[80] **Sinibaldi & al, Symposium International on Combustion, pp.827-832, 1998**

[81] **Poinsot & al, Combust. Sci. Tech, 81, pp.45-73**

[82] **Rodrigues J.M., Analyse de la répartition du potentiel et des charges dans une flamme polarisée. Corrélation avec la distance d'extinction, Thèse de doctorat de l'université de Rouen, 2005**

[83] **Makarov M., Bellenoue M., Labuda S., Ruttun B., Sotton J., Dispositif de mesure du courant d'ionisation dans une chambre de combustion, brevet numéro d'enregistrement FR07-56270, 2007**

[84] **Karrer M., Bellenoue M., Labuda S., Sotton J., Makarov M., Electrical probe diagnostics for the laminar flame quenching distance, Experimental Thermal and Fluid Science, 2009**

[85] **Karrer M., Makarov M., Bellenoue M., Labuda S., Sotton J., Mesure de la distance entre une flamme et la paroi dans une chambre de combustion, FR**

[86] **Boust B., Sotton J., Labuda S., Bellenoue M., A thermal formulation for single-wall quenching of transient flame, Combust. Flame, pp. 149:286, 2007**

[87] **F.W. Crawford and R. Grard, Low frequency impedance characteristics of Langmuir probe in a plasma, J. Appl. Phys. 37, 180, 1966**

[88] **R. Rosa, Ion transit time effects in the plasma sheath, J. Phys. A: Gen. Phys, Vol. 4. (1971)**

[89] **K. Takayama, H. Ikegami and S. Miyasaki, Phys. Rev. Letters 5, 238 (1960)**

[90] **R. F. Mlodnosky and O. K. Garriott, Proceedings of the international conference on the ionosphere, London**

[91] **Rodrigues JM, Agneray A, Domingues E, Jaffrezic X, Vervisch P, Ionic current and flame electric potential measurements in a premixed laminar insulated flame, ECM 2005, paper 45 (2005).**

[92] **M.Bellenoue & al., Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel, Experimental Thermal and Fluide Science 27 (2003) 323-331**

[93] **M. Karrer & al., Système de vélocimétrie par image de particules (PIV) à haute fréquence et très haute résolution optique pour l'étude du phénomène de coincement de flamme, 11th CFTL, Futuroscope (2008)**

[94] **T. Suzuki, K. Uchida, Y. Oguri, M. Yoshida, SAE Technical Paper 2004-01-1761 (2004)**

[95] **M. Jennings, T. Morel, SAE Technical Paper 910459 (1991) 641-656.**

[96] **Prager & al., on the importance of negative ion, diffusion model, and temperature for charged-species profiles in premixed lean flames, Third European combustion meeting ECM 2007, (2007)**

[97] **P.R.Smy, The use of Langmuir probes in the study of high pressure plasmas, Advances in physics, vol.25, No.5, 517-553 (1976)**

[98] **Warnatz & al., Proc. Combust. Inst. v.31, 2007, pp. 1129-1137**

[99] **J.C.Bell & al. Proc. Combust. Inst., v.13, 1971**

[100] **Popp & Baum, SAE Paper, 952387, 1995; Comb. Flame, v.108, 1997, pp. 327-348**

[101] **D. Bradley & al., Burning velocity, Markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computanional study, Comb. Flame, v. 104, pp. 176-198 (1996)**

[102] **De Boer, P. C. T. and Johnson, R. A., "Theory of flat-plate Ion Density Probe", The physics of fluids, Vol 11, April, 1968, pp. 909-911**

[103] **Mc Daniel E.W. and Mason E. A., the mobility and diffusion of ions in gases, Whiley, New York, 1973**

[104] **A.Cenian, A.Chernukho, Modelling of Langmuir probe interactions with combustion plasma: dependence on ion composition; International Workshop "Non equilibrium processes in combustion and plasma based technologies", Minsk, Belarus, (2006)**

[105] **Langevin P., L'ionisation des gaz, 1903**

[106] **R.Weber & K.Levsen, "Gaseous [C2H3O+] ions", organic mass spectrometry, 15 3, 138-139 (2005)**

[107] **S.R.Vosen, R.Greif, C.K.Westbrook, Unsteady heat transfer during laminar flame quenching, Proceedings of Combustion institute, v.20, 1984, pp.75-83**

[108] **Sotton & al, Seventh Triennal Int. Symp. on Fluid control, Measurement and Visualization - FLUCOME'03, Sorrento, Italia, 2003**

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

[110] **Andrews GE, Bradley D., The burning velocity of methane-air mixtures. Combust. Flame:19: 275.**

[111] **Karrer & al, Diagnostics of combustion plasma by electrostatic probe, Proc. 3d CAPPSA: 37, 2007**

[112] **Karrer & al., Electrical probe diagnostic of laminar flame quenching distance, Proc. 32nd Int. Comb. Symp. IP01., 2008**

[113] **Westbrook CH et al., A numerical study of laminar flame wall quenching. Combust. Flame: 40: 81., 1981**

[114] **Rodrigues J.M., Agneray A., Jaffrézic X., Bellenoue M., Labuda S., Ley C., Chernuko AP., Migoun AN., Cenian A., Starik AM., Titova NS., Savel'ev AM., Evolution of charged species in propane/air flames – mass spectrometric analysis and modeling. Plasma Sourc. Sci. Technol. 16:161, 2007**

[115] **Migoun A. & al., Ion formation in methane/air flames – effect of species diffusion, Proceeding of 22nd ICDERS, Minsk, 2009**

[116] **Kee R. J. & al., CHEMKIN release 4.0, Reaction design, INC, San Diego, CA, 2004**

[117] **Migoun A.N., Peculiarities of chemoinized plasma formation at isochoric combustion of precompressed gasoline-air mixtures, The third international workshop Nonequilibrium**

processes in combustion and plasma based technologies, Minsk, Belarus, August 23-28, 2008

[118] Daniel C. & al., Analyse de la répartition du potentiel électrique dans les flammes, C. R. Acad. Sci. Paris, t.329, Série II b, p.53-59, 2001

[119] Franke A., Characterization of an electrical sensor for combustion diagnostics, Doctoral Thesis, Lund Institute of Technology, 2002

[120] Raizer Y. P., Gas discharge physics, Springer Verlag, pp.63, 1991

[121] Goodings J.M. & al., Detailes chemistry in methane oxygen flames: II. Negative ions, Comb. Flame., 36: 45-62, 1979

[122] Savel'ev A.M. and A.M. Starik, Interaction of ions and electrons with nanoparticles in hydrocarbon combustion plasmas, Technical physics, vol.51, No. 4 pp. 444-452, 2006

[123] Savel'ev A.M. & al., Features of the formation of charges and neutral nanoparticles in hydrocarbon-Air Flames

[124] Soika A. & al., Pressure influence on the flame front curvature of turbulent premixed flames: comparison between experiment and theory", Combustion and Flames (132), pp. 451-462, 2003

[125] Clavin P., Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows, Progress in energy and Combustion Science (11) 1-59, 1985

[126] Kang K.Y, Baek J.H, Turbulence characteristics of tumble flow in a four-valve engine, Experimental thermal and fluid science (18) 231-243.

[127] Pajot O. Etude expérimentale de l'influence de l'aérodynamique sur le comportement et la structure du front de flamme dans les conditions d'un moteur à allumage commandé, thèse de l'université d'Orléans, 80-92

[128] Sinibaldi & al., Symposium International on Combustion, 1998

[129] Poinsot & al., Combust. Sci. Tech., 81, pp.45-73

[130] Williams F., «Combustion theory », ED. Benjamin Cummings, Second Edition, 1985

[131] Bradley & al, Combustion and flame, vol. 104, pp. 176-298, 1996

[132] Rhodes D.B. & Keck J.C., SAE 850 047

[133] Maroteaux D. & al., Détermination de la vitesse fondamentale de flamme et de la limite d'inflammabilité de mélanges pauvres d'hydrocarbures saturés et d'air en présence ou nond'éthylène,Rapportd'étudeLCD-CNRS,1987

[134] Llewellyn F.B., Electron inertia effects, London Cambridge University press, Ch.2, 1941

[135] Futko S., simulation numérique directe de l'extinction d'une flamme en proche paroi utilisant une cinétique chimique détaillée, rapport de synthèse, convention région N°68/RPC-R-033, 2008

Annexes

Annexe. 1: Schéma cinétique de formation des ions los de la combustion du méthane dans l'air [Starik M. and Titova N. S., 2002]

Kinetic Scheme of Ion Formation in Methane Combustion in Air

No.	Reaction	k_{+q}, $(\mathrm{cm}^3/\mathrm{mole})^{m-1} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$			k_{-q}, $(\mathrm{cm}^3/\mathrm{mole})^{m-1} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$		
		A_q	n_q	E_q	A_q	n_q	E_q
1	2	3	4	5	6	7	8
	Reactions involving an activated molecule of $CH(a^4\Sigma^-)$						
1	$C_2H + O_2 = CH(a^4\Sigma^-) + CO_2$	4.5(15)	0	12,635	2.75(16)	0	20,934
2	$C_2H + O = CH(a^4\Sigma^-) + CO$	7.1(11)	0	0	3.55(11)	0	4756
3	$C_2 + OH = CH(a^4\Sigma^-) + CO$	3.39(12)	0	0	1.2(13)	0	22,885
4	$CH(a^4\Sigma^-) + M = CH + M$	4(10)	0.5	0	4(10)	0.5	25,018
5	$CH(a^4\Sigma^-) + O_2 = CH + O_2$	2.4(12)	0.5	0	—	—	—
6	$CH(a^4\Sigma^-) = CH$	1.95(6)	0	0	1.95(6)	0	25,018
7	$CH(a^4\Sigma^-) + H = C + H_2$	1.51(14)	0	0	5.25(14)	0	36,678
8	$CH(a^4\Sigma^-) + O = CO + H$	5.75(13)	0	0	3.98(−15)	3	35,136
9	$CH(a^4\Sigma^-) + OH = C + H_2O$	3.02(13)	0	0	4.9(14)	0	44,340
10	$CH(a^4\Sigma^-) + CH_3 = C_2H_3 + H$	3.02(13)	0	0	7.41(3)	3	48,697
11	$CH(a^4\Sigma^-) + O_2 = CO + OH$	1.35(14)	0.67	12,989	2.75(−11)	3	50,344
12	$CH(a^4\Sigma^-) + O_2 = HCO + O$	1(16)	0	0	1.66(3)	3	49,884
	Associative ionization						
13	$CH + O = HCO^+ + e^-$	2.5(11)	0	854.4	5.75(24)	−2.3	3240
14	$CH(a^4\Sigma^-) + O = HCO^+ + e^-$	5.01(14)	0	859	9.55(19)	0	25,771
15	$CH(a^4\Sigma^-) + C_2H_2 = C_3H_3^+ + e^-$	2(11)	0	0	3.47(25)	−2.7	−3351
16	$C_2 + CH_3 = C_3H_3^+ + e^-$	1(10)	0	0	4.37(25)	−3	−8723
17	$N + O = NO^+ + e^-$	1.56(7)	1.43	31,143	1.38(18)	−0.45	59
18	$N + N = N_2^+ + e^-$	1.57(8)	1.38	66,300	1.82(20)	−0.93	196
19	$O + O = O_2^+ + e^-$	2.42(9)	0.87	79,214	3.89(22)	−1.62	40
	Dissociative ionization						
20	$O_3 + e^- = O_2^- + O$	6(14)	0	0	9(13)	0	0
21	$N_2O + e^- = N_2 + O^-$	1.2(14)	0	0	1.2(5)	0	0
22	$HNO_3 + e^- = NO_2^- + OH$	3(16)	0	0	—	—	—
23	$CO + e^- = C + O^-$	1.8(10)	0	0	0	0	0
	Ionization of atoms and molecules during interaction with an electron						
24	$N_2 + e^- = N_2^+ + e^- + e^-$	2.19(−8)	5.04	180,840	1.5(5)	2.56	2446
25	$N + e^- = N^+ + e^- + e^-$	1.8(13)	0.6	168,772	2.61(19)	−0.5	−6663
26	$NO + e^- = NO^+ + e^- + e^-$	6.46(23)	−1.68	107,367	1.96(33)	−3.34	418
27	$O_2 + e^- = O_2^+ + e^- + e^-$	1(−13)	6.02	140,150	9.4(−3)	3.84	3478
28	$O + e^- = O^+ + e^- + e^-$	5.2(12)	0.68	157,981	1(22)	−1.04	−4544

TABLE 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
	Associative attachment of an electron						
29	$NO_2 + e^- = NO_2^-$	1.8(13)	0	0	—	—	—
30	$NO + e^- + M = NO^- + M$	3.6(17)	0	0	0	0	0
31	$O_2 + e^- + O = O_2^- + O$	3.6(16)	0	0	—	—	—
32	$O_2 + e^- + O_2 = O_2^- + O_2$	1.51(21)	−1	600	9.35(12)	0.5	5590
33	$O_2 + e^- + N_2 = O_2^- + N_2$	3.47(21)	−2	70	6.58(10)	0.5	4990
34	$O + e^- + N_2 = O^- + N_2$	3.6(16)	0	0	—	—	—
35	$O + e^- + O_2 = O^- + O_2$	3.6(16)	0	0	—	—	—
	Nonresonance recharging. Positive ions						
36	$N_2^+ + NO_2 = NO_2^+ + N_2$	1.8(14)	0	0	—	—	—
37	$N^+ + N_2 = N_2^+ + N$	1(12)	0.5	12,199	1.37(17)	−0.83	3048
38	$N^+ + NO = N + NO^+$	5.4(14)	0	0	—	—	—
39	$N^+ + O = O^+ + N$	3.39(5)	1.58	0	4.65(8)	0.96	12,185
40	$NO^+ + N_2 = NO + N_2^+$	3.8(15)	0	73,231	1.47(17)	−0.72	765
41	$NO^+ + O_2 = NO + O_2^+$	2.4(13)	0.41	32,600	6.44(13)	0.13	456
42	$NO^+ + O = NO + O^+$	1.82(13)	0	50,129	1.21(13)	−0.06	−460
43	$NO_2^+ + NO = NO^+ + NO_2$	1.74(14)	0	0	—	—	—
44	$O_2^+ + N_2 = O_2 + N_2^+$	9.91(12)	0	40,700	1.44(14)	−0.44	379
45	$O_2^+ + N = O_2 + N^+$	8.71(13)	0.14	28,599	1.57(10)	0.98	−2030
46	$O_2^+ + NO_2 = NO_2^+ + O_2$	5.28(14)	0	0	—	—	—
47	$O_2^+ + O = O_2 + O^+$	4(12)	−0.09	18,000	9.84(11)	0.13	−424
48	$O^+ + N_2 = O + N_2^+$	9(11)	0.36	22,799	5.18(13)	−0.3	926
49	$O^+ + NO_2 = NO_2^+ + O$	9.6(14)	0	0	—	—	—
50	$O_4^+ + NO = NO^+ + O_2 + O_2$	6(13)	0	0	0	0	0
51	$H_2O^+ + O_2 = O_2^+ + H_2O$	1.2(14)	0	0	—	—	—
52	$N_2^+ + NH_3 = NH_3^+ + N_2$	1.14(15)	0	0	0	0	0
53	$N^+ + NH_3 = NH_3^+ + N$	1.44(15)	0	0	0	0	0
54	$O_2^+ + NH_3 = NH_3^+ + O_2$	6(14)	0	0	0	0	0
55	$N_2^+ + CO = CO^+ + N_2$	4.2(13)	0	0	—	—	—
56	$N_2^+ + CO_2 = CO_2^+ + N_2$	5.4(14)	0	0	—	—	—
57	$N^+ + CO = CO^+ + N$	3(14)	0	0	—	—	—
58	$N^+ + CO_2 = CO_2^+ + N$	7.8(14)	0	0	—	—	—
59	$CO^+ + O_2 = O_2^+ + CO$	1.2(14)	0	0	—	—	—
60	$CO^+ + CO_2 = CO_2^+ + CO$	6.6(14)	0	0	—	—	—
61	$CO_2^+ + NO = NO^+ + CO_2$	7.2(13)	0	0	—	—	—
62	$CO_2^+ + O_2 = O_2^+ + CO_2$	3.36(13)	0	0	—	—	—

TABLE 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
	Nonresonance recharging. Negative ions						
63	$NO^- + NO_2 = NO_2^- + NO$	4.44(14)	0	0	0	0	0
64	$NO^- + O_2 = O_2^- + NO$	5.4(14)	0	0	0	0	0
65	$NO_2^- + NO_3 = NO_2 + NO_3^-$	3(14)	0	0	—	—	—
66	$O_2^- + NO_2 = NO_2^- + O_2$	4.2(14)	0	0	—	—	—
67	$O_2^- + NO_3 = NO_3^- + O_2$	3(14)	0	0	—	—	—
68	$O_2^- + O = O^- + O_2$	1.98(14)	0	0	—	—	—
69	$O_2^- + O_3 = O_3^- + O_2$	1.8(14)	0	0	0	0	0
70	$O^- + NO_2 = NO_2^- + O$	7.2(14)	0	0	0	0	0
71	$O^- + O_3 = O_3^- + O$	4.2(14)	0	0	0	0	0
72	$O^- + N_2O = N_2O^- + O$	1.2(12)	0	0	0	0	0
73	$O_3^- + NO_2 = NO_2^- + O_3$	4.2(14)	0	0	0	0	0
74	$O_3^- + NO_3 = O_3 + NO_3^-$	3(14)	0	0	0	0	0
75	$H^- + NO_2 = NO_2^- + H$	3(14)	0	0	—	—	—
76	$OH^- + NO_2 = NO_2^- + OH$	6(14)	0	0	—	—	—
77	$OH^- + O_3 = O_3^- + OH$	5.4(14)	0	0	0	0	0
	Binary ion–molecular reactions. Positive ions						
78	$N_2^+ + NO_2 = NO^+ + N_2O$	3(13)	0	0	—	—	—
79	$N_2^+ + O = NO + N^+$	1.82(14)	0	25,761	6.71(9)	1	−1994
80	$N^+ + NO = O^+ + N_2$	6(11)	0	0	—	—	—
81	$N^+ + O_2 = O^+ + NO$	2.16(13)	0	0	—	—	—
82	$N^+ + O_3 = NO^+ + O_2$	3(14)	0	0	—	—	—
83	$N^+ + N_2O = NO^+ + N_2$	3.3(14)	0	0	—	—	—
84	$NO^+ + N = N_2 + O^+$	3.39(13)	−1.08	12,800	6.81(12)	−0.85	−346
85	$NO^+ + N = N_2^+ + O$	7.24(13)	0	35,500	9.51(14)	−0.43	478
86	$NO^+ + NO = N_2 + O_2^+$	3.24(8)	0	11,947	3.6(10)	−0.37	1885
87	$NO^+ + NO = O_2 + N_2^+$	1.1(11)	0	51,529	1.76(14)	−0.81	1148
88	$NO^+ + O = N^+ + O_2$	1(12)	0.5	77,201	5.9(10)	0.68	−935
89	$NO^+ + O = O_2^+ + N$	7.76(12)	0.29	48,599	2.54(15)	−0.37	1095
90	$NO^+ + O_3 = NO_2^+ + O_2$	6(8)	0	0	—	—	—
91	$O_2^+ + NO_2 = NO^+ + O_3$	6(12)	0	0	—	—	—
92	$O^+ + NO = O_2^+ + N$	1.8(12)	0	0	—	—	—
93	$O^+ + O_3 = O_2^+ + O_2$	3(14)	0	0	—	—	—
94	$O^+ + N_2O = NO^+ + NO$	1.38(14)	0	0	—	—	—
95	$O^+ + N_2O = O_2^+ + N_2$	1.2(13)	0	0	—	—	—
96	$HCO^+ + H_2O = H_3O^+ + CO$	1(16)	−0.0897	0	3.09(16)	−0.0897	15021
97	$H_2O^+ + H_2O = H_3O^+ + OH$	5.1(14)	0	0	—	—	—

TABLE 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
98	$H_3O^+ + CH_2O = CH_2OH^+ + H_2O$	1.32(15)	0	0	4.38(14)	0	2626
99	$NH_3^+ + NH_3 = NH_4^+ + NH_2$	1.32(15)	0	0	0	0	0
100	$H_3O^+ + NH_3 = NH_4^+ + H_2O$	1.5(15)	0	0	—	—	—
101	$CH_4 + N_2^+ = CH_3^+ + N_2H$	7.2(14)	0	0	—	—	—
102	$CH_4 + N^+ = CH_3^+ + NH$	3.3(14)	0	0	—	—	—
103	$CH_4 + O^+ = CH_3^+ + OH$	3(14)	0	0	—	—	—
104	$O^+ + CO_2 = O_2^+ + CO$	7.2(14)	0	0	—	—	—
105	$C^+ + O_2 = CO^+ + O$	6(14)	0	0	—	—	—
106	$C^+ + CO_2 = CO^+ + CO$	1.14(15)	0	0	—	—	—
107	$H_3O^+ + CH_2 = CH_3^+ + H_2O$	6.17(14)	−0.006	0	7.41(14)	−0.006	14,591
108	$H_3O^+ + C_2H_2 = C_2H_3O^+ + H_2$	8.39(15)	0	0	—	—	—
109	$HCO^+ + CH_2 = CH_3^+ + CO$	5.62(14)	−0.006	0	2.09(15)	−0.006	29,612
110	$HCO^+ + C_2H_2 = C_2H_3^+ + CO$	7.08(14)	0	0	1.95(14)	0	8122
111	$HCO^+ + C_2H_3 = C_3H_3^+ + OH$	7.59(14)	−0.074	0	3.39(3)	3	−1931
112	$CH_3^+ + CO_2 = C_2H_3O^+ + O$	7.24(14)	0	0	—	—	—
113	$CH_3^+ + C_2H_2 = C_3H_3^+ + H_2$	7.24(14)	0	0	1.66(15)	0	29,471
114	$C_2H_3^+ + H_2O = H_3O^+ + C_2H_2$	6.92(15)	0	0	7.76(16)	0	6894
115	$C_3H_3^+ + H_2O = C_2H_3O^+ + CH_2$	7.24(14)	0	0	—	—	—
116	$C^+ + N_2O = NO^+ + CN$	5.46(14)	0	0	—	—	—
117	$N^+ + CO_2 = NO^+ + CO$	1.08(13)	0	0	—	—	—
118	$CO^+ + H_2 = HCO^+ + H$	1.2(15)	0	0	—	—	—
119	$N_2^+ + O_3 = O_2^+ + O + N_2$	6(13)	0	0	—	—	—
120	$N_2^+ + N_2O = NO^+ + N_2 + N$	2.4(14)	0	0	—	—	—
121	$O_4^+ + O = O_2^+ + O_3$	1.8(14)	0	0	0	0	0
	Binary ion–molecular reactions. Negative ions						
122	$NO^- + N_2O = NO_2^- + N_2$	1.68(10)	0	0	0	0	0
123	$NO_2^- + NO_2 = NO_3^- + NO$	6(10)	0	0	3(11)	0	0
124	$NO_2^- + N_2O = NO_3^- + N_2$	3(11)	0	0	—	—	—
125	$NO_2^- + HNO_3 = NO_3^- + HNO_2$	9.6(14)	0	0	—	—	—
126	$NO_2^- + O_3 = NO_3^- + O_2$	7.2(13)	0	0	—	—	—
127	$N_2O^- + O_2 = O_3^- + N_2$	6(14)	0	0	0	0	0
128	$O_2^- + NO = NO_2^- + O$	6(11)	0	0	—	—	—
129	$O_2^- + N_2O = NO_2^- + NO$	1.2(10)	0	0	—	—	—
130	$O_2^- + N_2O = O_3^- + N_2$	6(12)	0	0	0	0	0
131	$O^- + NO_2 = O_2^- + NO$	1.08(13)	0	0	—	—	—
132	$O^- + N_2O = O_2^- + N_2$	1.32(14)	0	0	—	—	—
133	$O^- + N_2O = NO^- + NO$	1.2(14)	0	0	0	0	0
134	$O_3^- + N_2 = NO_2^- + NO$	3(10)	0	0	0	0	0

TABLE 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
135	$O_3^- + NO = NO_2^- + O_2$	1.56(12)	0	0	0	0	0
136	$O_3^- + NO = NO_3^- + O$	6(12)	0	0	0	0	0
137	$O_3^- + NO_2 = NO_3^- + O_2$	1.68(14)	0	0	0	0	0
138	$O_3^- + O = O_2^- + O_2$	1.92(14)	0	0	0	0	0
139	$O^- + H_2 = OH^- + H$	3.6(13)	0	0	—	—	—
140	$O^- + H_2O = OH^- + OH$	3.6(11)	0	0	—	—	—
141	$O^- + CH_4 = CH_3 + OH^-$	9.15(14)	−0.5	0	—	—	—
142	$O^- + C_2H_6 = C_2H_5 + OH^-$	6.13(15)	−0.5	0	—	—	—
143	$O^- + HCN = CN^- + OH$	2.22(15)	0	0	—	—	—
144	$OH^- + HCN = CN^- + H_2O$	2.46(15)	0	0	—	—	—
145	$O_3^- + CO_2 = CO_3^- + O_2$	3.3(14)	0	0	3.6(9)	0	0
146	$O_4^- + NO = NO_3^- + O_2$	1.5(14)	0	0	0	0	0
147	$O_4^- + O = O_3^- + O_2$	2.4(14)	0	0	0	0	0
148	$O_4^- + CO = CO_3^- + O_2$	1.2(13)	0	0	0	0	0
149	$O_4^- + CO_2 = CO_4^- + O_2$	2.58(14)	0	0	0	0	0
150	$CO_3^- + NO = NO_2^- + CO_2$	5.4(12)	0	0	0	0	0
151	$CO_3^- + NO_2 = NO_3^- + CO_2$	4.8(13)	0	0	0	0	0
152	$CO_3^- + O = O_2^- + CO_2$	4.8(13)	0	0	0	0	0
153	$CO_3^- + N_2O = CO_4^- + N_2$	3(11)	0	0	0	0	0
154	$CO_4^- + NO = NO_3^- + CO_2$	2.88(13)	0	0	0	0	0
155	$CO_4^- + O = CO_3^- + O_2$	9(13)	0	0	0	0	0
156	$CO_4^- + O = O_3^- + CO_2$	6(13)	0	0	0	0	0
157	$CO_4^- + O_3 = O_3^- + CO_2 + O_2$	7.8(13)	0	0	0	0	0
158	$NO_3^- + O_3 = NO_2^- + O_2 + O_2$	6(10)	0	0	—	—	—
	Ion–molecular reactions involving the formation of an electron						
159	$NO_2^- + O = NO_3 + e^-$	6(11)	0	0	—	—	—
160	$O_2^- + N = NO_2 + e^-$	3(14)	0	0	—	—	—
161	$O^- + N = NO + e^-$	1.56(14)	0	0	—	—	—
162	$O^- + NO = NO_2 + e^-$	1.56(14)	0	0	—	—	—
163	$O^- + O = O_2 + e^-$	3(14)	0	0	—	—	—
164	$O^- + O_2 = O_3 + e^-$	3(9)	0	0	—	—	—
165	$O^- + H_2 = H_2O + e^-$	3.48(14)	0	0	—	—	—
166	$H^- + O_2 = HO_2 + e^-$	9(14)	0	0	—	—	—
167	$H^- + H = H_2 + e^-$	7.8(14)	0	0	—	—	—
168	$OH^- + N = HNO + e^-$	6(12)	0	0	—	—	—
169	$OH^- + O = HO_2 + e^-$	1.2(14)	0	0	—	—	—
170	$OH^- + H = H_2\,O + e^-$	6(14)	0	0	—	—	—
171	$CN^- + H = HCN + e^-$	4.8(14)	0	0	—	—	—

TABLE 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
172	$O^- + CO = CO_2 + e^-$	3.3(14)	0	0	—	—	—
173	$O_2^- + N = NO + O + e^-$	2.4(14)	0	0	—	—	—
174	$O_3^- + O = O_2 + O_2 + e^-$	1.8(14)	0	0	0	0	0
175	$NO^- + CO = e^- + CO + NO$	3(11)	0	0	0	0	0
176	$NO^- + CO_2 = e^- + CO_2 + NO$	4.98(12)	0	0	0	0	0
177	$NO^- + NO = e^- + NO + NO$	3(12)	0	0	0	0	0
178	$NO^- + N_2O = e^- + NO + N_2O$	3.06(12)	0	0	0	0	0
179	$O_3^- + N_2O = e^- + N_2 + O_2 + O_2$	1.2(10)	0	0	0	0	0
	Three-particle recombination of an ion and a neutral particle						
180	$N^+ + N + M = N_2^+ + M$	2.6(20)	−0.75	0	—	—	—
181	$N^+ + O + M = NO^+ + M$	2.6(20)	−0.75	0	—	—	—
182	$O^+ + N + M = NO^+ + M$	2.6(20)	−0.75	0	—	—	—
183	$O^+ + O + M = O_2^+ + M$	2.6(20)	−0.75	0	—	—	—
184	$O_2^+ + O_2 + O_2 = O_4^+ + O_2$	7.3(25)	−3.2	0	1.6(28)	−4	5030
185	$O_2^- + N + M = NO_2^- + M$	3.6(18)	0	0	—	—	—
186	$O^- + NO + M = NO_2^- + M$	3.6(18)	0	0	—	—	—
187	$O^- + O_2 + O_2 = O_3^- + O_2$	3.24(17)	0	0	0	0	0
188	$O^- + CO_2 + M = CO_3^- + M$	1.12(20)	0	0	0	0	0
189	$O_2^- + O_2 + M = O_4^- + M$	3.78(19)	−1	0	6(13)	0	1044
190	$O_2^- + CO_2 + M = CO_4^- + M$	1.69(19)	0	0	0	0	0
191	$O_4^- + O = O^- + O_2 + O_2$	1.8(14)	0	0	0	0	0
192	$CO_3^- + CO = CO_2 + CO_2 + e^-$	3(11)	0	0	0	0	0
193	$O_2^- + O_2 + N_2 = NO_2^- + NO_2$	2.1(6)	0	0	—	—	—
	Dissociative recombination						
194	$NO_2^+ + e^- = NO + O$	2.08(18)	−0.5	0	—	—	—
195	$H_3O^+ + e^- = H_2O + H$	2.29(18)	−0.5	0	7.41(−7)	3	40,453
196	$CO_2^+ + e^- = CO + O$	3.6(16)	0	0	—	—	—
197	$CH_3^+ + e^- = CH_2 + H$	2.29(18)	−0.5	0	3.39(−2)	3	43,779
198	$C_2H_3^+ + e^- = C_2H_2 + H$	2.29(18)	−0.5	0	1.02(−7)	3	39,872
199	$C_2H_3O^+ + e^- = CH_2CO + H$	2.29(18)	−0.5	0	0	0	0
200	$C_3H_3^+ + e^- = C_2H_2 + CH$	1.5(19)	−0.5	0	0	0	0
201	$O_4^+ + e^- = O_2 + O_2$	1.46(19)	−0.5	0	0	0	0
	Ion–electron recombination						
202	$NO_2^+ + e^- = NO_2$	1.2(19)	0	0	—	—	—
203	$O^+ + e^- + O_2 = O + O_2$	1(30)	−3.5	0	—	—	—
204	$O^+ + e^- + N_2 = O + N_2$	1(30)	−3.5	0	—	—	—

TABLE 1 (Final)

1	2	3	4	5	6	7	8
205	$HCO^+ + e^- + e^- = HCO + e^-$	3.98(39)	−4.5	0	9.55(−5)	3	37,360
206	$CH_3^+ + e^- + e^- = CH_3 + e^-$	3.98(39)	−4.5	0	9.77(−10)	3	30,537
207	$C_2H_3^+ + e^- + e^- = C_2H_3 + e^-$	3.98(39)	−4.5	0	6.03(−5)	3	37,304
	Two-particle ion–ion recombination						
208	$A^- + B^+ = A + B$ A → O_2, O, O_3, NO, NO_2, NO_3, N_2O, CN; B→ N_2, O_2, N, O, NO, NO_2, CO, CO_2, NH_3, C_2H_3O	2.09(18)	−0.5	0	—	—	—
209	$A^- + (BC)^+ = A + B + C$ A→ O_2, O, O_3, NO, NO_2, NO_3, N_2O, CN; (BC)→ N_2, O_2, NO, NO_2, O_4, C_2H_3O	6.02(16)	0	0	—	—	—
210	$(AB)^- + C^+ = A + B + C$ (AB)→ O_4; C→ N_2, O_2, N, O, NO, NO_2	6.02(16)	0	0	—	—	—
211	$NO_3^- + NH_4^+ = NO_3 + NH_3 + H$	1.8(18)	0	0	—	—	—
212	$O_4^- + O_4^+ = O_2 + O_2 + O_2 + O_2$	6.02(16)	0	0	0	0	0
	Three-particle ion–ion recombination						
213	$A^- + B^+ + M = A + B + M$ M→ N_2, O_2 A → O_2, O B → N_2, O_2, N, O, NO	1.12(29)	−2.5	0	—	—	—
214	$A^- + B^+ + M = AB + M$ M→N_2, O_2 a) A→ O_2; B→ N, O, NO b) A→ O; B→ N_2, O_2, N, O, NO	1.12(29)	−2.5	0	—	—	—

Note. $A(n)$ corresponds to $A \cdot 10^n$.

Annexe. 2 : Détermination de l'équation générale de Lam

On considère les équations générales de l'électrostatique :

$$(1)\nabla^2\varphi = -4\pi eL^2(Zn_i - n_e)$$
$$(2)V.\nabla n_i + \nabla.\Gamma_i = 0$$
$$(3)V.\nabla n_e + \nabla.\Gamma_e = 0$$
$$(4)\Gamma_i = \frac{1}{L}\left[-D_i\nabla n_i - \frac{eZD_i}{kTi}ni\nabla\varphi\right]$$
$$(5)\Gamma_e = \frac{1}{L}\left[D_e\nabla ne + \frac{eD_e}{kT_e}n_e\nabla\varphi\right]$$

On fait le changement de variables suivant :

$$\chi = \frac{-e\varphi}{kT_e} \qquad v = U_\infty V \qquad N_i = \frac{Zni}{n_{e\infty}} \qquad N_e = \frac{n_e}{n_{e\infty}}$$

On obtient alors :

$$\Gamma_i = \frac{n_{e\infty}D_i}{ZL}\left[-\nabla N_i - \frac{ZT_e}{T_i}N_i\nabla\chi\right]$$

On pose alors : $\varepsilon = \frac{T_i}{ZT_e}$

$\Gamma_i = \frac{n_{e\infty}D_i}{\varepsilon ZL}\left[\varepsilon\nabla Ni - N_i\nabla\chi\right]$ et on pose : $\gamma_i = \varepsilon\nabla N_i - N_i\nabla\chi$

Ce qui permet d'écrire : $(4')\Gamma_i = \frac{n_{e\infty}D_i}{\varepsilon ZL}\gamma_i$

On fait le même changement de variable dans l'équation (3) et on déduit :

$(5')\Gamma_e = \frac{D_e n_{e\infty}\gamma_e}{L}$ Avec : $\gamma_e = -\nabla N_e - N_e\nabla\chi$

Puis on travaille sur l'équation (1)

$$\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_{e\infty}L^2}\nabla^2\chi = N_i - N_e$$

On pose alors $h_e = \left(\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_{e\infty}} \right)^{\frac{1}{2}}$ la longueur de debye.

Et on a : $\alpha^2 = \frac{h_e^2}{L^2}$ ce qui permet d'écrire : $(1')\alpha^2 \nabla^2 \chi = N_i - N_e$

On considère l'équation (2)

En utilisant le même changement de variable et la relation (4') on a :

$$\frac{\varepsilon U_\infty vL}{D_i} \nabla N_i + \nabla \gamma_i = 0$$

On pose alors : $R = \frac{\varepsilon U \infty L}{D_i}$ nombre de Reynolds électrique qui compare les effets de convection de charges sous l'effet de l'écoulement aux effets de convection thermique des charges.

On obtient alors l'équation suivante :

$$(2')R(v.\nabla N_i) + \nabla \gamma_i = 0$$

On reprend alors l'équation (3) et on obtient : $\frac{RD_i}{\varepsilon D_e} v.\nabla N_e + \nabla \gamma_e = 0$

On pose : $\beta = \frac{Di}{\varepsilon D_e}$ ce qui permet d'écrire :

$$(3')\beta R(v.\nabla N_e) + \nabla \gamma_e = 0$$

On prend la relation (1') et on a :

$$N_e = N_i - \alpha^2 \nabla^2 \chi$$

On reporte dans (3') ce qui donne :

$$(3'')\beta R(v.\nabla N_i) - \nabla.\left[N_i \nabla \chi + \nabla N_i\right] = \beta R \alpha^2 v.\nabla(\nabla^2 \chi) - \alpha^2 \nabla.\left[\nabla \chi \nabla^2 \chi + \nabla(\nabla^2 \chi)\right]$$

On additionne (2') et (3'') pour obtenir :

(a) $(1+\varepsilon)\nabla^2 N_i - (1+\beta)R(v.\nabla N_i) = \alpha^2\nabla.\left[\nabla\chi\nabla^2\chi + \nabla(\nabla^2\chi)\right] - \beta R\alpha^2 v.\nabla(\nabla^2\chi)$

On multiplie (2') par β et on soustrait (3'') :

(b) $\nabla.\left[(1+\beta)N_i\nabla\chi + (1-\varepsilon\beta)\nabla N_i\right] = \alpha^2\nabla.\left[\nabla\chi\nabla^2\chi + \nabla(\nabla^2\chi)\right] - \beta R\alpha^2 v.\nabla(\nabla^2\chi)$

Les 2 équations précédentes ont le même second membre ce qui donne :

$R(v.\nabla N_i) = \varepsilon\nabla^2 N_i - \nabla.(N_i\nabla\chi)$ On retrouve (2')

On passe en coordonnée normale adimensionnée pour travailler dans la couche limite donc avec R grand et pour des y petits :

On effectue le changement de variable dans les équations (a) et (b)

On fait l'hypothèse de R>>1 et on néglige l'ensemble des termes d'ordre $o(R^{-0.5})$ et plus petit.

Ce qui donne :

Où :

Annexe. 3: Influence de la géométrie des antennes de polarisation sur le courant d'ionisation

L'étude qui suit permet de mesurer l'influence des antennes de polarisation sur le signal mesuré. Plusieurs configurations géométriques des antennes ont été testées afin de valider la meilleure configuration pour réaliser des mesures de courant d'ionisation stables sans influencer l'interaction de la flamme avec la sonde d'un point de vue hydrodynamique et thermique. Pour effectuer différents tests deux types de sonde ont été utilisée, la première est positionnée dans la chambre de combustion et constitue donc un obstacle pour le front de flamme, la seconde est positionnée affleurant à la paroi de la chambre de combustion. Les caractéristiques techniques des deux sondes utilisées sont données sur le schéma suivant :

Sonde en obstacle :

- Diamètre sonde de mesure:3mm
- Diamètre global : 11.4mm
- Diamètre bague de polarisation : 8mm
- Distance à la paroi : 8.43mm

Sonde en paroi :

- Diamètre sonde de mesure : 1.88mm
- Diamètre global : 24mm
- Diamètre bague de polarisation : 10mm

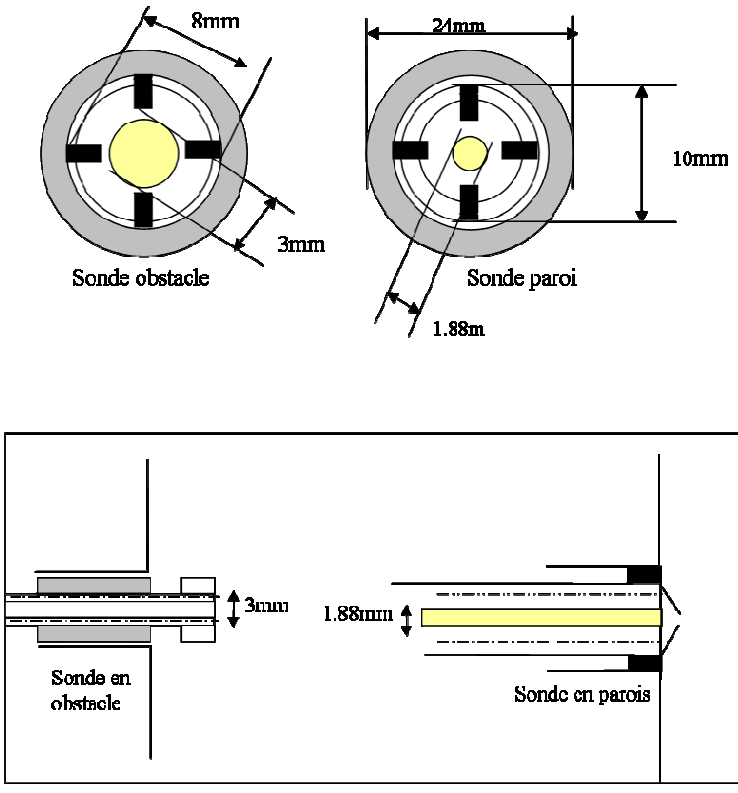


Fig A3. 1: Schéma de configuration des sondes utilisées pour les tests d'influence des antennes de polarisation

Des essais ont été réalisés afin de déterminer l'influence des antennes de polarisation sur la mesure du courant d'ionisation de la sonde. Une première phase de test a consistée à mesurer en tension continue la réponse de la sonde d'ionisation pour différentes géométries d'antenne. Ces mesures ont permis de faire une première estimation de la stabilité du signal et de la répétitivité des mesures suivant le profil d'antennes choisi. La seconde phase de test concerne des essais de visualisation qui ont permis de montrer l'influence de la configuration des antennes sur la

propagation du front de flamme. La comparaison du signal enregistré sur l'oscilloscope avec les images de la flamme met en évidence les caractéristiques de la courbe de réponse de la sonde.

Pour ce travail, nous avons utilisé la méthode de visualisation directe rapide pour enregistrer la position du front de flamme à proximité de la sonde. La position de ce front de flamme est enregistrée avec une caméra rapide de type PHOTRON APX-RS 3000 et d'un intensificateur de type HAMAMATSU C9548 (Fig A3. 2). La caméra possède une résolution maximale de 1024*1024 pixels et 1024 niveaux de gris.

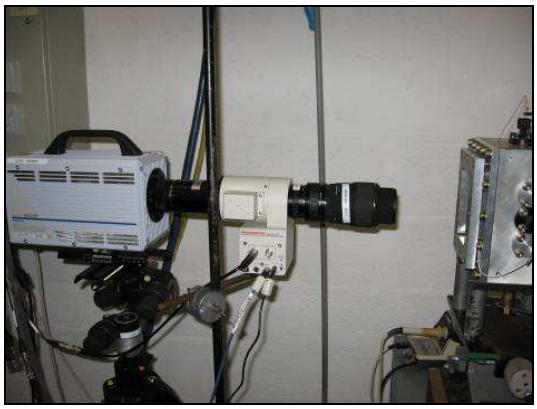


Fig A3. 2: Photron APX-RS3000+Hamamatsu C9548

Nous avons réalisé deux types d'essais à l'aide de la caméra. Dans un premier temps nous avons placé la sonde de mesure en obstacle dans la chambre, puis nous avons mis la sonde en parois pour une deuxième série de mesure. Dans les résultats que nous allons étudier maintenant nous allons nous intéresser au cas de la sonde montée directement en parois. Pour étudier l'influence des antennes, nous avons travaillé uniquement avec un générateur de tension continue.

Remarque : Pour l'ensemble des profils courant-tension donnés dans cette partie, le courant est en unité arbitraire.

La première série de film étudiée concerne la géométrie indiquée sur le schéma de la figure suivante (Fig A3. 3). Les antennes sont inclinées et de longueur 4mm. Leur diamètre est de 0.18mm et elles sont constituées de cuivre recouvert d'une couche d'argent.

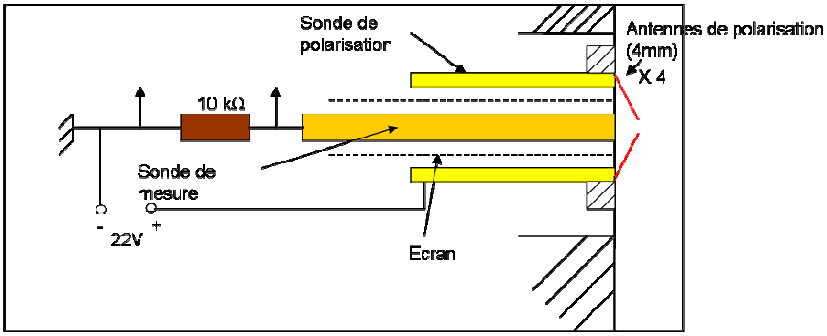


Fig A3. 3 : Schéma de la sonde d'ionisation avec antennes inclinées 4mm

Nous avons réalisé deux essais dans cette configuration géométrique, le premier avec un réglage de gain à 750 et un temps d'exposition de 35µs sur l'intensificateur. La caméra était réglée sur

25000 images par seconde et l'oscilloscope présentait un retard de 20 ms sur le trigger. La courbe obtenue est la suivante (Fig A3. 4) :

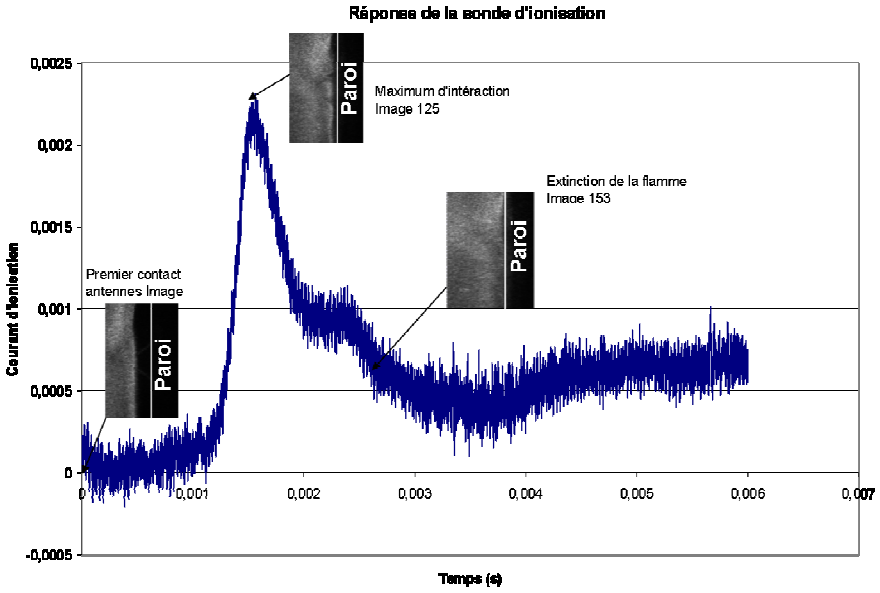


Fig A3. 4: Réponse de la sonde avec antennes inclinées (l=4mm) et comparaison avec la visualisation

Le deuxième essai a été effectué avec un gain de 730 et un temps d'exposition de 35µs.

La courbe obtenue est la suivante (Fig A3. 5) :

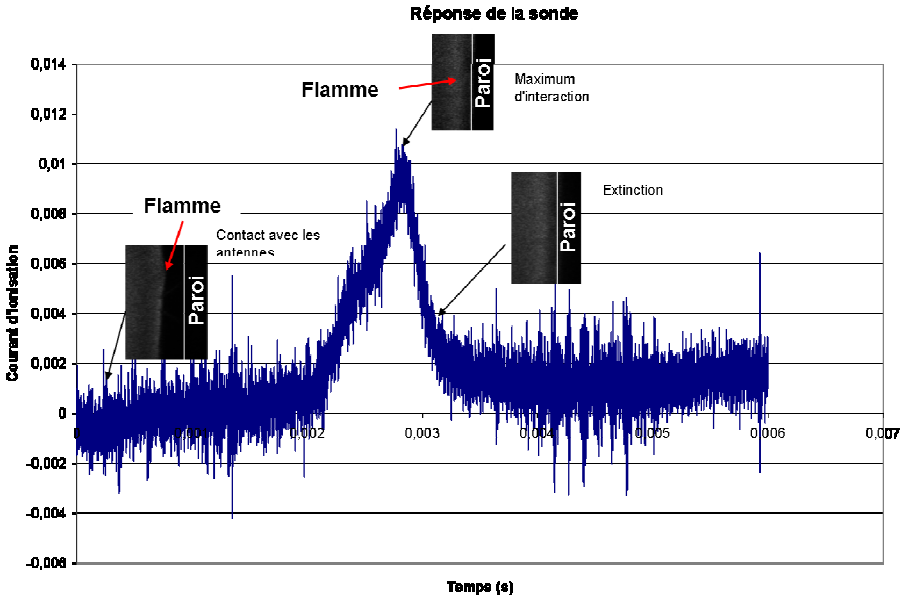


Fig A3. 5: Réponse de la sonde avec antennes inclinées (l=4mm) et visualisation

Ces deux essais montrent que les fluctuations généralement constatées sur les courbes courant tension avant le pic correspondent au moment où le front de flamme interagit avec les antennes de polarisation. Le pic de courant est obtenu lorsqu'on observe un maximum de luminosité de la flamme sur l'électrode de mesure. Enfin l'instant de disparition du front lumineux correspond à la

fin du pic de courant. Le premier résultat important est donc que le pic de courant correspond bien au moment de coincement de flamme. Par ailleurs dans cette configuration géométrique, on note que les antennes modifient fortement le front de flamme. La position des antennes de polarisation impacte sur la propagation du front de flamme. Celui-ci en traversant la zone de polarisation a tendance à se plisser sur les antennes.

Cette observation est visible sur l'image suivante :

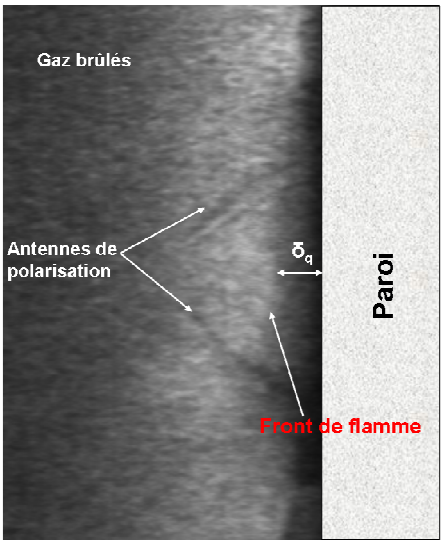


Fig A3. 6: photo interaction flamme-antennes

On constate sur cette image le plissement de la flamme après le contact avec les antennes de polarisation. La configuration des antennes dans ce cas de figure modifie le profil de flamme et par conséquent la réponse de la sonde de mesure. Nous avons donc modifié la configuration des antennes par la suite.

On modifie la configuration géométrique des antennes en plaçant des antennes droites ce qui réduit notablement la surface de contact avec la flamme. Les antennes ont une longueur de 8mm pour cet essai. L'intensificateur présente un réglage de gain de 720 et un temps d'exposition de 35 µs, la caméra, quant à elle, est réglée sur 20000 images par seconde.

Les antennes ne modifient pas le profil de flamme ce qui permet d'obtenir une réponse de plus grande amplitude et plus rapide (Fig A3. 13). La deuxième mesure a mis en évidence le même résultat, ainsi dans la suite nous nous intéresserons à déterminer des configurations géométriques d'antennes générant le moins de perturbations possibles sur le front de flamme. Pour les essais qui suivent nous avons réduit la longueur des antennes. Nous avons réalisé à l'aide des visualisations des essais de répétitivité du signal en fonction de la configuration géométrique des antennes de polarisation.

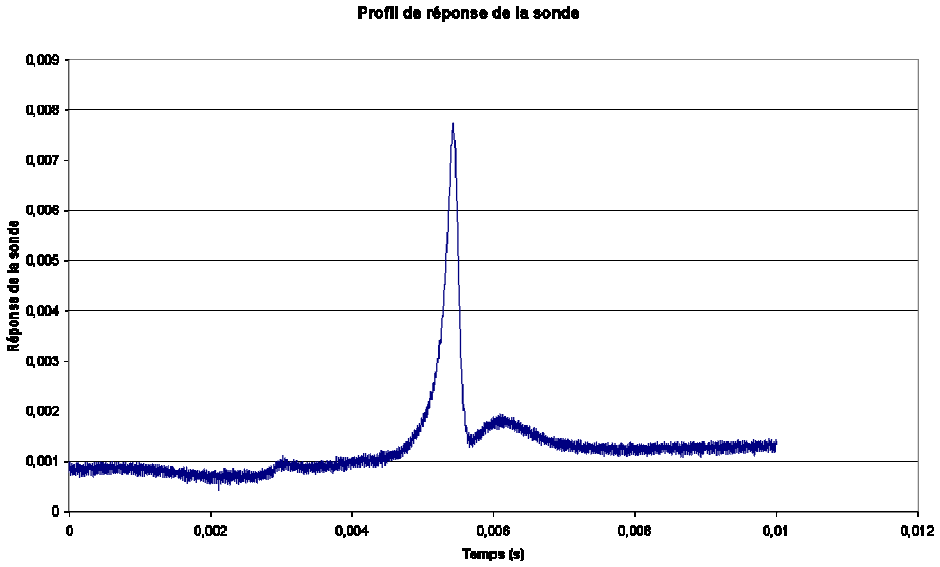


Fig A3. 7: Profil de réponse de la sonde avec antennes droites

La première configuration d'antenne choisie est représentée sur le schéma suivant (Fig A3. 8), les antennes sont repliées et ont une longueur de 4mm. Elles sont au nombre de 4.

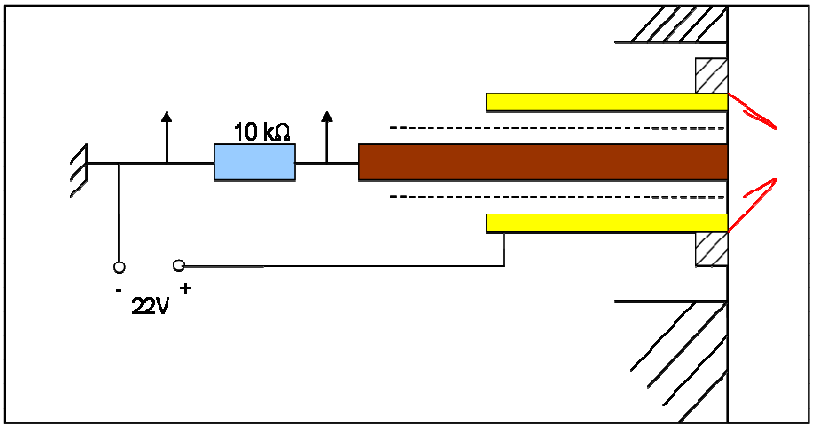


Fig A3. 8: Schéma de représentation de la sonde de mesure avec antennes recourbées

La courbe de réponse de la sonde à la tension appliquée pour ce type de configuration est la suivante (Fig A3. 9) :

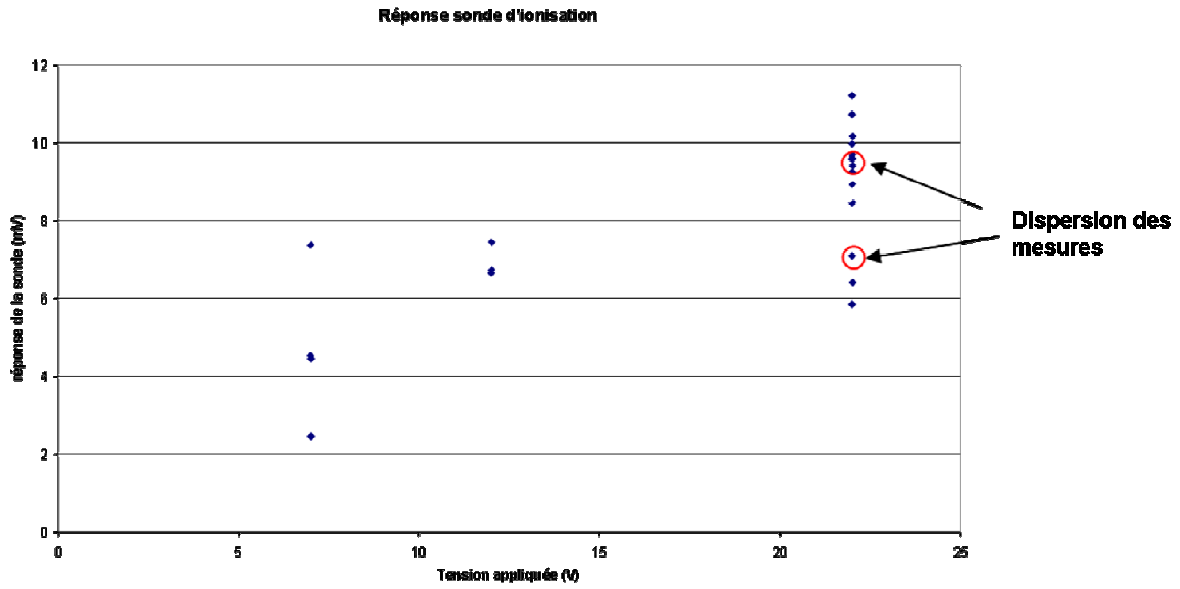


Fig A3. 9: Réponse de la sonde d'ionisation avec antennes recourbées

Pour comprendre la dispersion que l'on peut observer sur cette courbe, il faut étudier les visualisations qui correspondent au signal enregistré avec l'oscilloscope. Plaçons-nous à une tension donnée de 22V pour laquelle on note une grande série de mesure avec deux zones de dispersions.

On trace la courbe de réponse de la sonde pour deux points (Fig A3. 9) présentant des écarts importants (Fig A3. 10) :

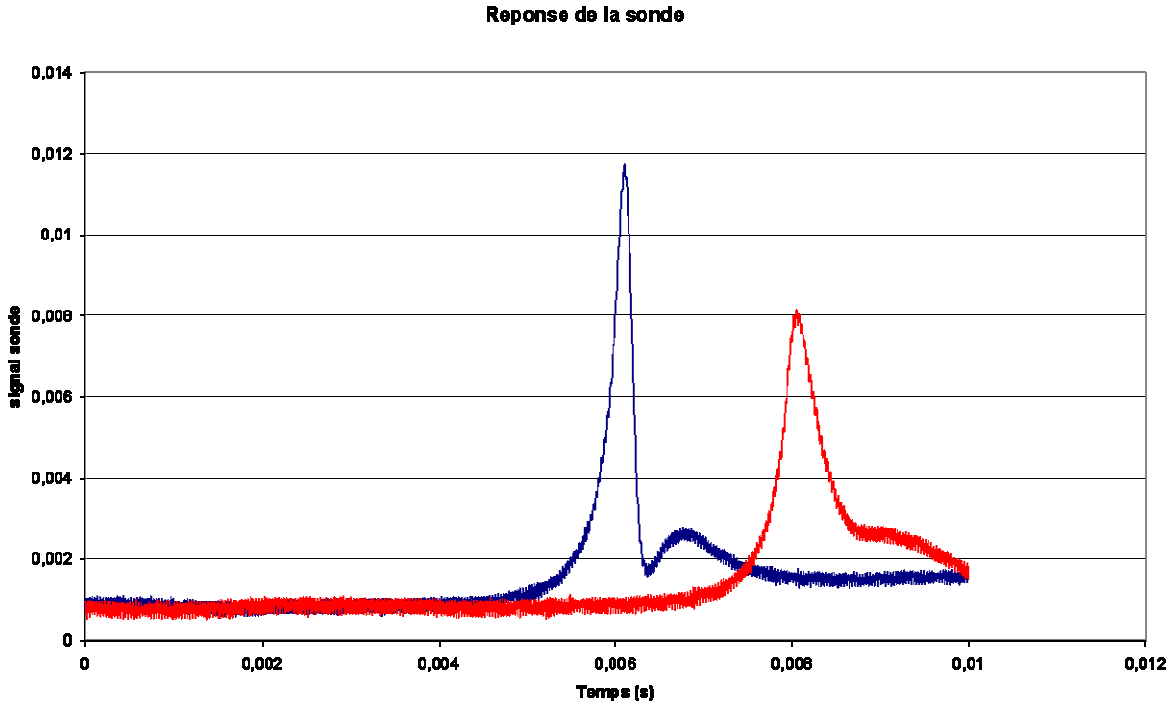


Fig A3. 10: Comparaison du signal de réponse de la sonde avec antennes recourbées

On remarque deux profils complètements différents pour une même tension appliquée. La visualisation permet de mettre en évidence des différences importantes qui existent sur les profils de flamme qui sont à l'origine des écarts relevés sur la courbe. Dans le premier cas le front de flamme se révèle relativement plat et laminaire ce qui favorise une interaction rapide et importante avec la sonde de mesure. Le second cas présente une interaction avec une flamme très plissée favorisant un pic moins intense mais plus large.

Les images ci-dessous permettent de comparer les profils de flammes (Fig A3. 11) :

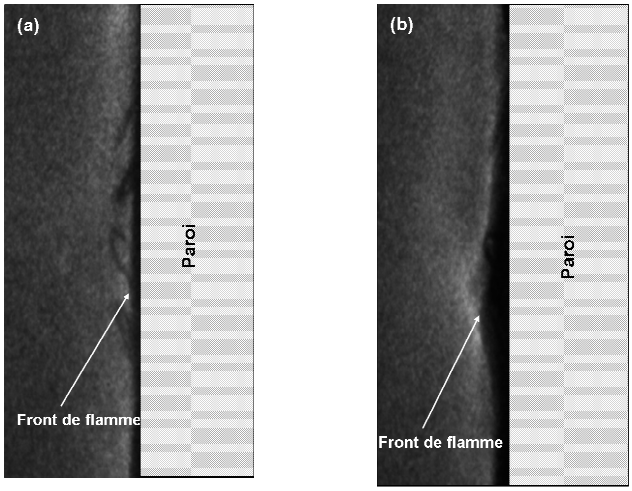


Fig A3. 11: Front de flamme: (a) plan / (b) plissé

Le traitement du signal obtenu dans le cas d'une flamme relativement laminaire présente les caractéristiques suivantes (Fig A3. 12) :

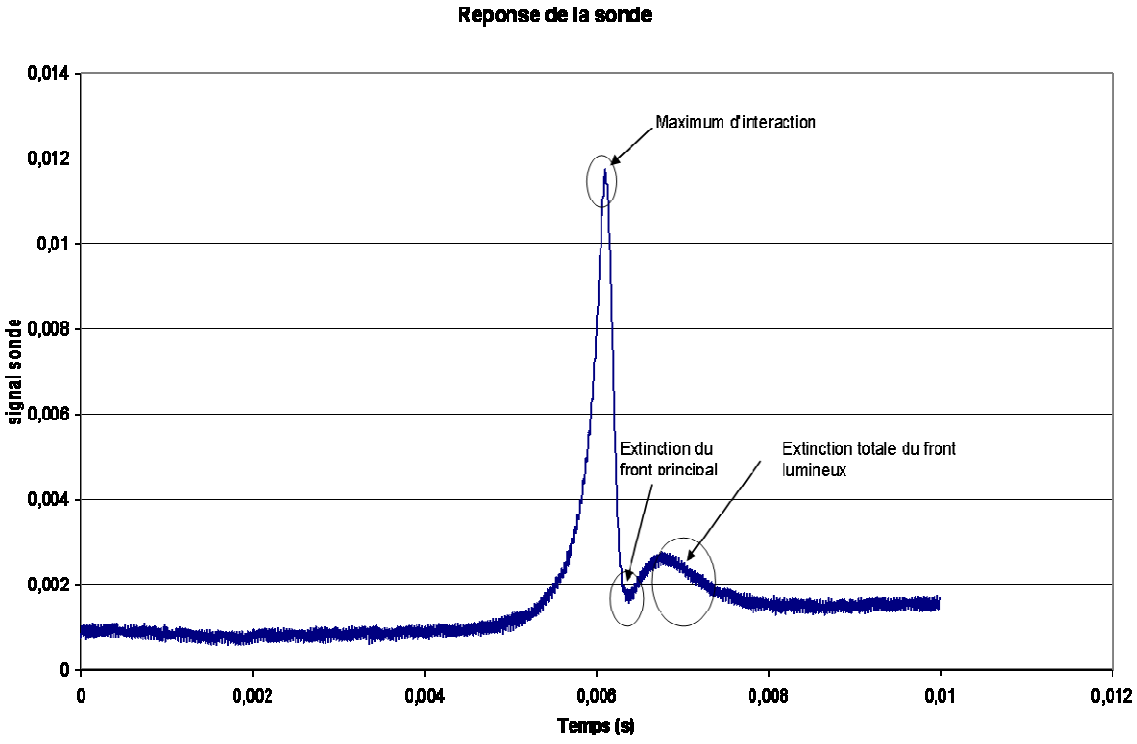


Fig A3. 12: Profil de réponse de la sonde flamme droite

Prenons maintenant en référence le cas des antennes (4mm) tournées vers l'extérieur de la sonde de mesure.

Une visualisation des antennes est donnée ci-contre :

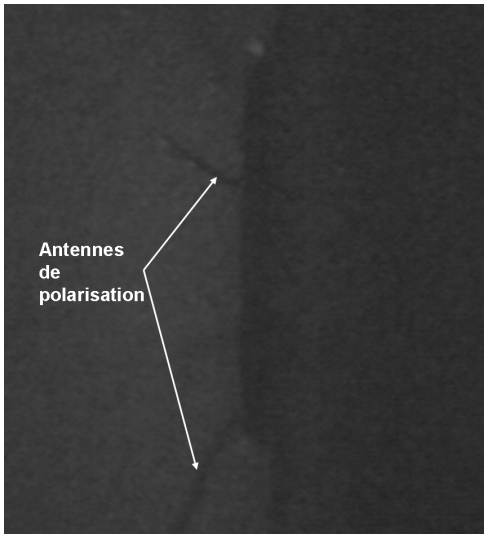


Fig A3. 13: Antennes de polarisation

La courbe de réponse de la sonde lors des essais de visualisation est la suivante (Fig A3. 14):

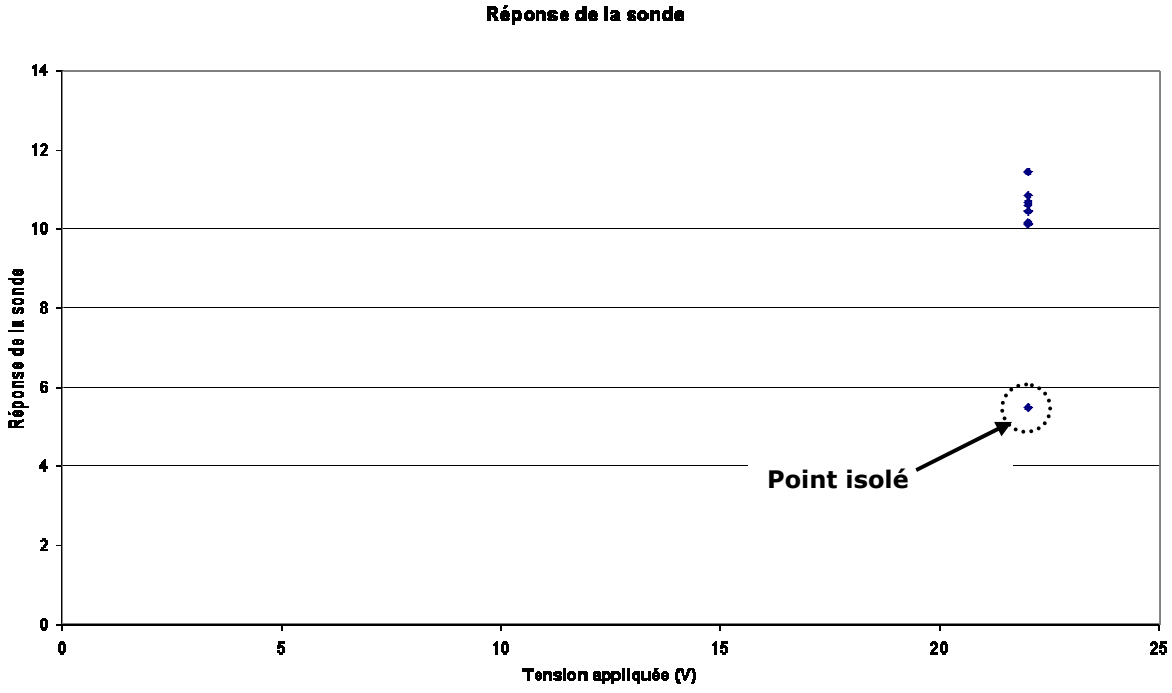


Fig A3. 14: Réponse de la sonde avec antennes vers l'extérieur

Nous allons nous intéresser au traitement de la réponse de la sonde enregistrée par l'oscilloscope en fonction des visualisations obtenues à partir de la caméra (Fig A3. 15).

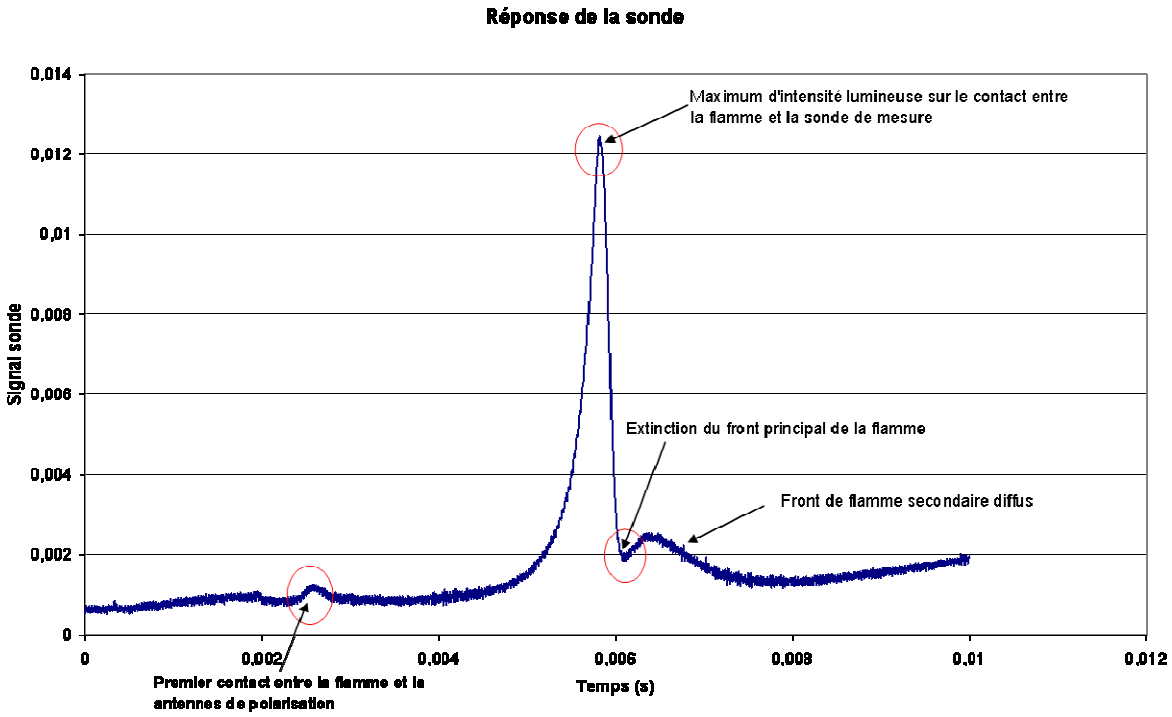
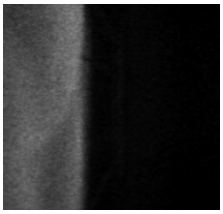
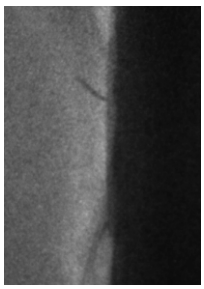


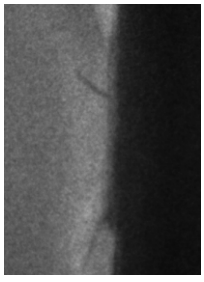
Fig A3. 15: Profil de réponse de la sonde avec antennes vers l'extérieur



Cette image correspond à la visualisation du contact entre le front de flamme et les antennes de polarisation. Le contact se fait aux alentours des 18.5ms ce qui correspond à 0.0025s sur le graphique ci-dessus. On a donc bien correspondance entre le premier saut de courant et le contact entre le front de flamme et les antennes de polarisation.



Le pic de courant principal correspond au maximum d'interaction entre la flamme et la sonde de mesure.



La fin du pic correspond avec l'extinction de la flamme.

Fig A3. 16: Evolution de la flamme

L'extinction est mesurée aux alentours de 22.1ms. On constate ensuite un second pic de courant très faible qui correspond visuellement ici à la présence d'un second front lumineux plus diffus que le premier. Si l'on traite un autre enregistrement qui ne correspond pas au point isolé, on aura le même résultat. On retrouve un signal similaire et une très bonne correspondance entre le signal enregistré à partir de l'oscilloscope et le signal obtenu à partir de la caméra.

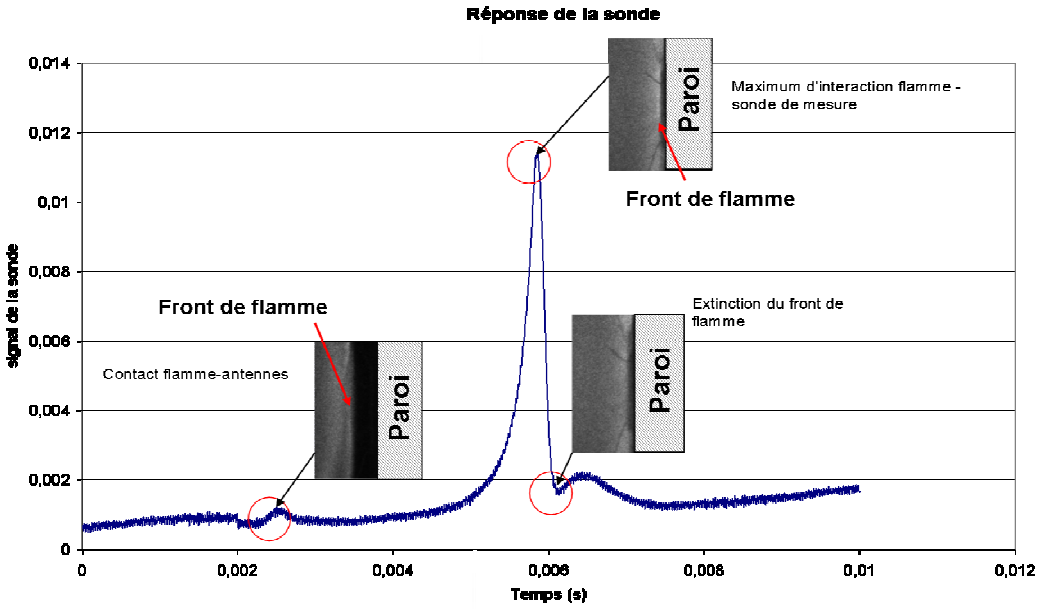


Fig A3. 17: Profil de réponse de la sonde avec antennes vers l'extérieur

A l'inverse, intéressons nous maintenant au point de la courbe qui est isolé (Fig A3. 14). Le signal enregistré est le suivant (Fig A3. 18) :

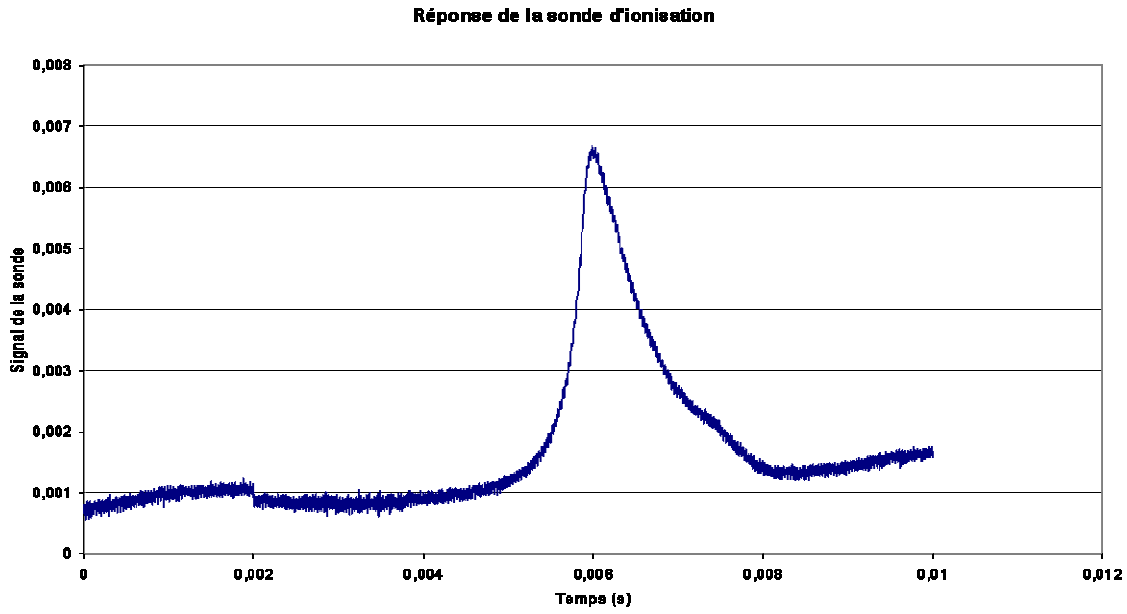


Fig A3. 18: Réponse de la sonde avec antennes vers l'extérieur

En superposant le signal obtenu précédemment, on constate que l'on obtient un pic d'intensité deux fois moins grande mais avec une durée plus importante (Fig A3. 19) :

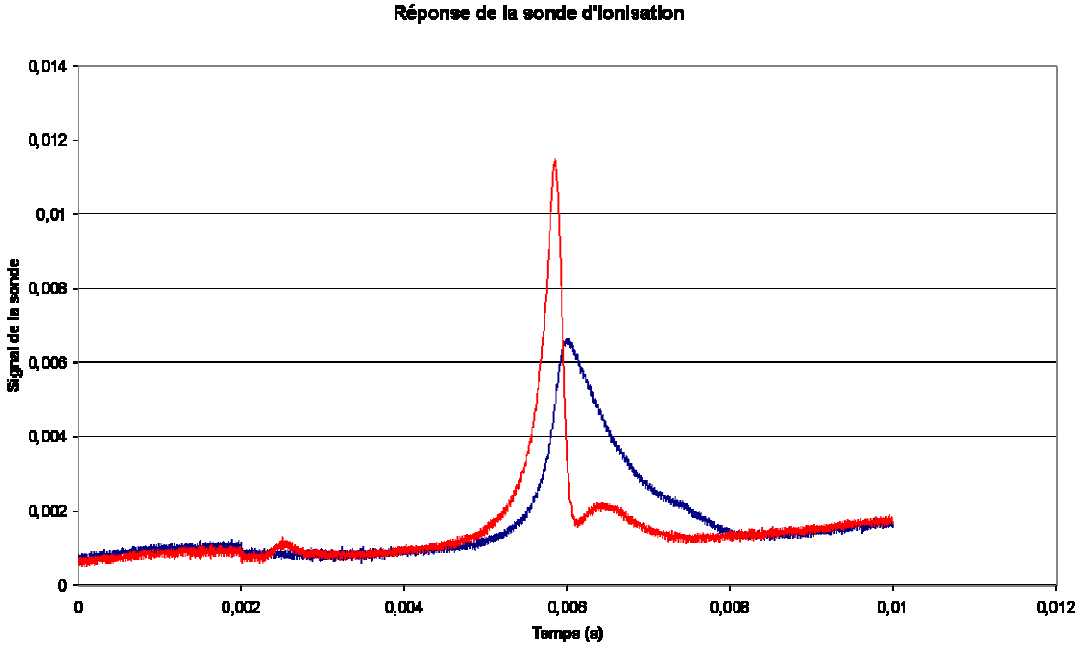


Fig A3. 19: Comparaison des profils de réponse de la sonde

La visualisation permet de mettre en évidence l'origine de la dispersion observée sur la courbe de réponse de la sonde dans ce cas :

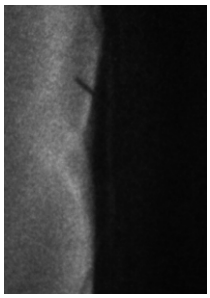


Fig A3. 20: Front de flamme plissé

On observe sur cette photo que le front de flamme est plissé. Dans ce cas le plissement n'est pas du à la configuration géométrique des antennes mais au fait que la flamme est déjà plissée au moment de l'interaction.

Comme pour le cas précédent la forme et la largeur du pic dépendent directement du profil de la flamme.

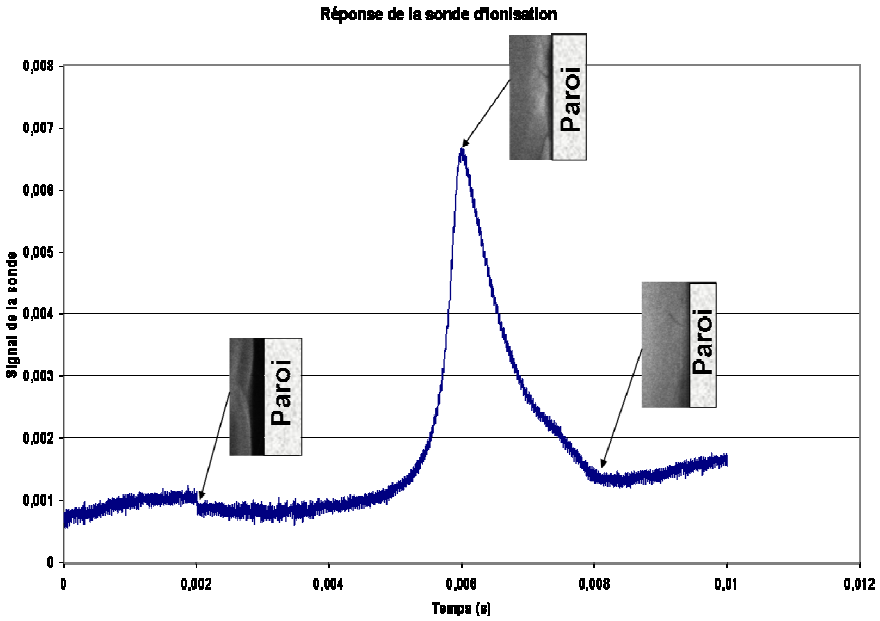


Fig A3. 21 :Profil de réponse de la sonde avec antennes vers l'extérieur

Les points caractéristiques correspondent bien à ce qui a été observé sur les autres courbes. On a bien une première rupture liée au contact flamme antennes, un pic de courant correspondant au maximum d'intensité entre l'interaction flamme parois et enfin la fin du pic est liée au coincement de la flamme.

On change la configuration des antennes (Fig A3. 21) en diminuant leur longueur pour diminuer l'influence sur la propagation du front de flamme. Les antennes sont inclinées vers l'intérieur et ont une longueur de 2mm.

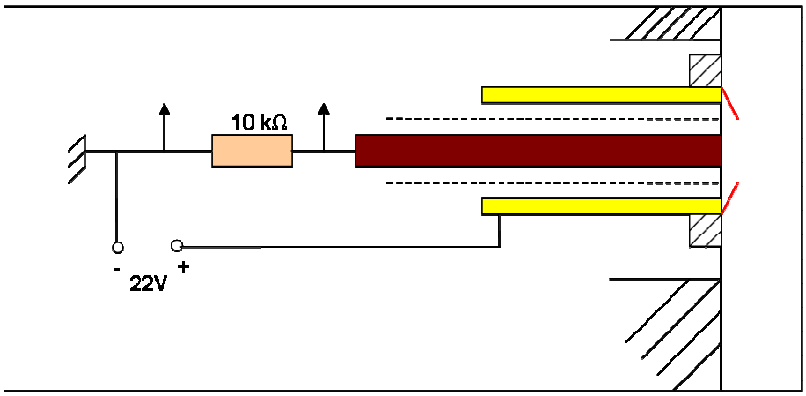


Fig A3. 22: Schéma de la sonde de mesure avec antennes inclinées vers l'intérieur (l=2mm)

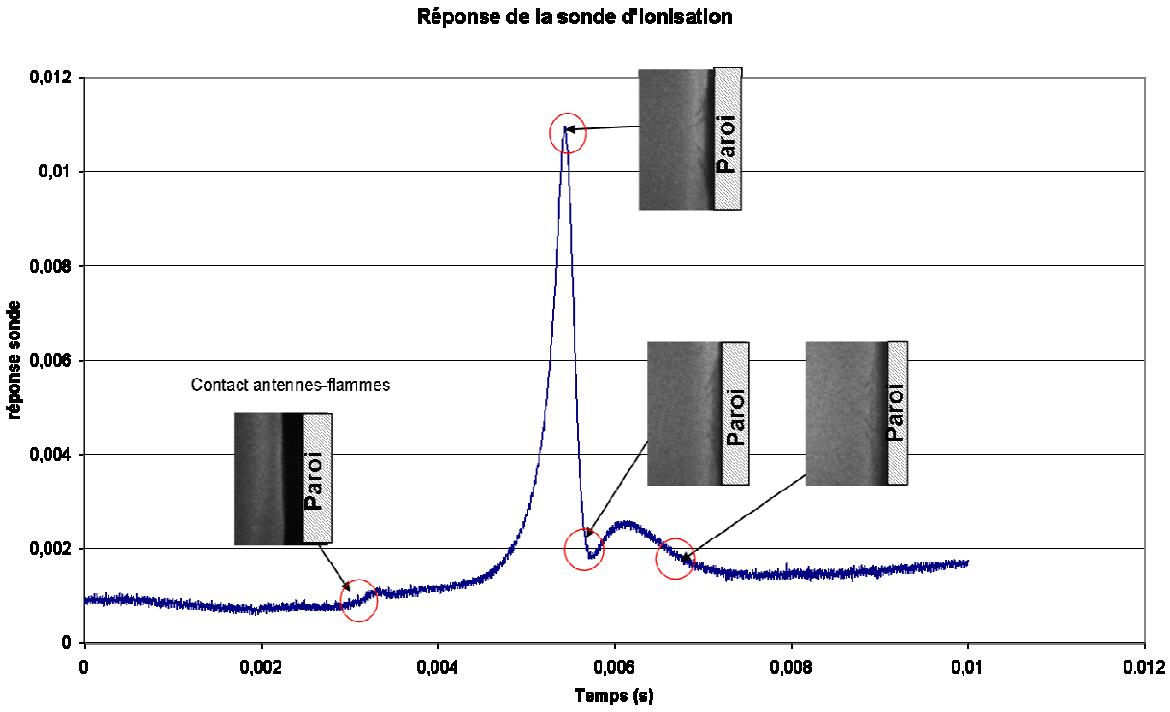


Fig A3. 23: Profil de réponse de la sonde antennes inclinées vers l'intérieur

On obtient avec une bonne répétitivité la correspondance donnée ci-dessus. On a un premier contact du front de flamme avec les antennes vers 18.10ms, puis une maximum d'intensité vers 21.5ms, l'extinction du front de flamme principal vers 22ms et enfin l'extinction total du front lumineux vers 23ms.

Le profil de réponse en fonction de l'excitation est le suivant (Fig A3. 24) :

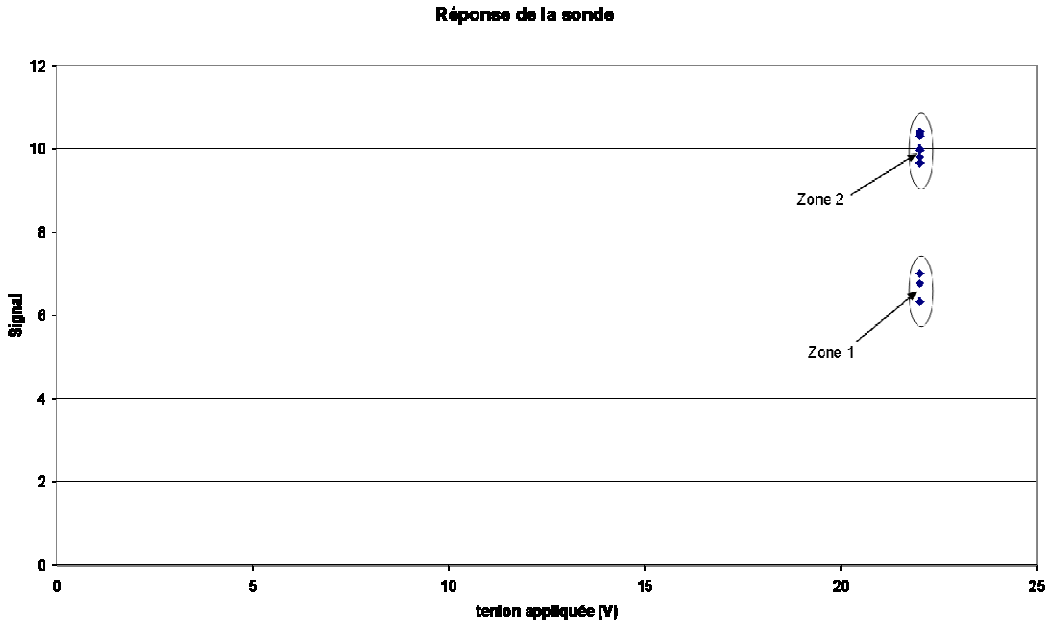
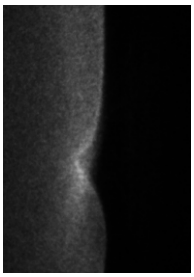
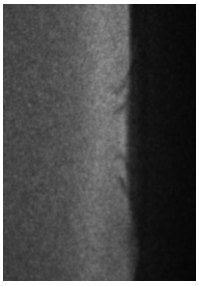


Fig A3. 24: Réponse de la sonde avec antennes inclinées vers l'intérieur

On constate que l'on a deux zones. La première concerne les points de plus faible amplitude.



Comme pour le cas précédent la zone de plus basse intensité correspond au cas où l'on a le profil de front de flamme plissé.



La seconde zone correspond au profil de flamme droit comme le montre la photo ci-contre.

Conclusion :

Le choix de la longueur et de la configuration géométrique des antennes influe fortement sur le signal de courant mesuré. Il faut noter trois points importants :

- Les antennes permettent d'assurer une bonne polarisation de la flamme de part leur proximité avec la sonde de mesure.
- Il faut choisir des antennes de petites dimensions avec une masse très faible, ainsi les antennes chauffent facilement et la résistance de contact avec l'électrode de polarisation diminue.
- Les antennes ne doivent pas être d'une longueur trop importante sinon elles perturbent la flamme d'un point de vue thermodynamique et peuvent influer sur la dynamique des gaz ainsi que sur les échanges thermiques.

Cette étude nous permet donc de définir la bonne géométrie d'antennes afin d'obtenir une bonne répétitivité des mesures.

Une étude plus précise des mécanismes de polarisation de la flamme est proposée au chapitre 4 de ce manuscrit.

Annexe. 4 : Bibliographie sur les écoulements aérodynamique dans les moteurs

L'écoulement réactif qui caractérise les moteurs à piston est généralement constitué d'une aérodynamique structurée, c'est-à-dire d'un mouvement principal de rotation selon l'axe du cylindre (swirl) ou suivant un axe orthogonal (tumble).

- Le mouvement de « swirl » consiste en un mouvement hélicoïdal, d'axe parallèle à l'axe du cylindre. En raison de la dissymétrie sur un moteur à 2 soupapes par cylindre, ce mouvement est naturel sur ce type de moteur. Il est cependant possible de renforcer ce type de mouvement avec des déflecteurs, avec un conduit d'admission hélicoïdale ou bien encore en désactivant une soupape d'admission sur deux dans les moteurs à 4 soupapes par cylindre. Par ailleurs ce mouvement persiste pendant la phase de compression.
- Le mouvement de « Tumble » consiste en un mouvement de rouleau d'axe horizontal dans le cylindre. Ce mouvement est naturel dans un moteur à 4 soupapes par cylindre et chambre en toit. De la même façon il peut être renforcé par l'ajout de déflecteurs dans le conduit d'admission ou sur les têtes de soupapes.

Il existe aussi un autre mouvement de rouleau d'axe horizontal mais orienté perpendiculairement au précédent appelé « Cross-tumble ». L'écoulement de gaz dans le cylindre est souvent une combinaison des deux mouvements qui par interaction avec les parois donne naissance à un mouvement complexe de la charge.

Les effets du swirl et du tumble sur la propagation de la flamme dans un moteur à combustion interne ont notamment été étudiés par visualisation directe [Lee & al, 2007]. Au cours de cette étude le « tumble » a été généré par les pipes d'admission dont l'angle d'entrée pouvait être de 25°, 20° ou 15° tandis que le swirl était généré par différentes géométries de valves. Les images obtenues ont mis en évidence que la propagation de la flamme était fortement affectée par les mouvements de tumble et de swirl. Ainsi la flamme est déformée et convectée par l'écoulement. Les pipes d'admission ayant un angle d'entrée de 20° génèrent une meilleure initiation de la flamme à cause d'un mouvement de tumble plus fort. Les mouvements de tumble et de swirl que génèrent les vannes placées à l'admission favorisent aussi l'initiation et la propagation de la flamme.

Une étude réalisée par [Fujimoto & al]) s'est intéressée à caractériser par PIV l'influence d'un mouvement de squish superposé au tumble sur la combustion. Le mouvement de squish est généré par les mouvements du piston, et constitue un mouvement rotatif rémanent dans le volume de la chambre de combustion selon l'axe horizontal. L'objectif des travaux réalisés est d'étudier l'influence de la zone de squish sur les mouvements de tumble et de swirl. Ainsi le squish généré du côté de l'admission soutient le tumble initial et renforce l'aérodynamique jusqu'au voisinage du PMH favorisant une combustion plus rapide. A l'inverse un squish généré côté échappement à un effet destructeur sur le tumble initial.

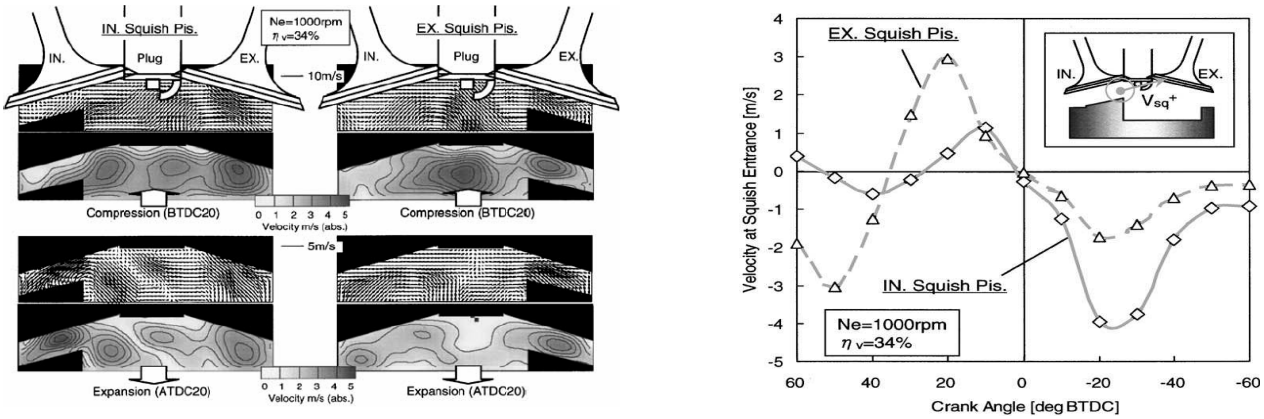


Figure 1: Influence du Squish [Fujimoto & al.]

Une étude proposée par [Kang & al, 1998] s'est intéressée aux caractéristiques de turbulence du mouvement de tumble en réalisant des essais de LDV dans un moteur à combustion interne. Le tumble permet de maintenir un niveau de turbulence élevée pendant la compression jusqu'au PMH. Ainsi le « tumble » qui persiste pendant la phase de compression renforce d'un facteur deux l'intensité turbulente par rapport aux conditions de tumble faible et permet aussi de rendre homogène en intensité la distribution de la turbulence dans la chambre de combustion. Ces effets sont donc avantageux pour le développement du processus de combustion en favorisant une accélération de la propagation de flamme.

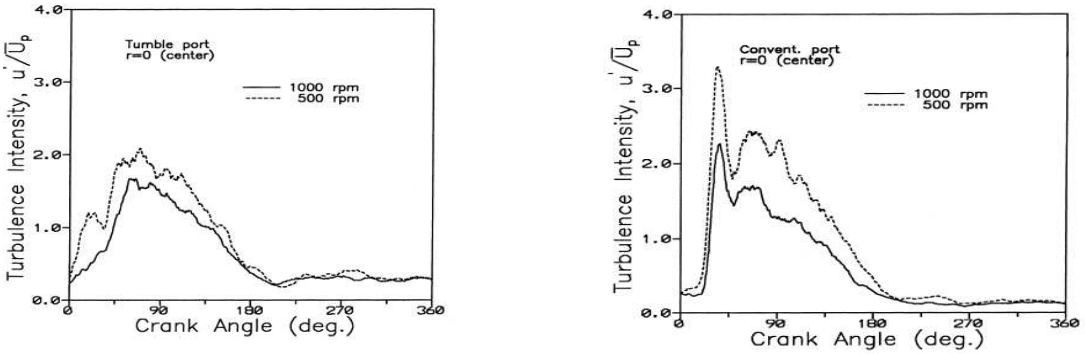


Figure 2: Influence du Tumble sur la turbulence [Kang & Beck, 1998]

Le tumble et le squish sont donc des écoulements qui favorisent la turbulence et qui accélèrent la combustion. Par contre le swirl a moins d'effet car c'est une rotation d'ensemble dont le moment cinétique reste inchangé au cours de la compression.

Ces différents travaux ont permis de mettre en évidence l'effet de la turbulence sur la combustion, cependant il convient de discuter un autre aspect qui concerne l'action de la flamme sur la

turbulence. La flamme affecte la turbulence par le dégagement de chaleur qu'elle occasionne. Ce dégagement de chaleur entraîne la dilatation du champ de vitesse et l'augmentation de la viscosité moléculaire [Angelberg, 1997]. En utilisant la technique de la LDV, [Liu & al, 1999] a montré l'influence de la combustion sur l'écoulement dans un monocylindre à allumage commandé. Les vitesses et l'intensité turbulente sont évaluées par des moyennes d'ensemble. Lors de la combustion il existe un important changement sur la vitesse dans la direction de propagation de la flamme à cause de l'expansion rapide des gaz brûlés. Les régimes de turbulence sont très différents si l'on étudie les gaz brûlés ou les gaz frais et nécessite donc des techniques d'approche différentes. Par ailleurs on retiendra les ordres de grandeurs obtenus pour la vitesse et de l'intensité turbulente dans cette étude, à savoir 10 m/s pour la vitesse et 5ms pour la turbulence.

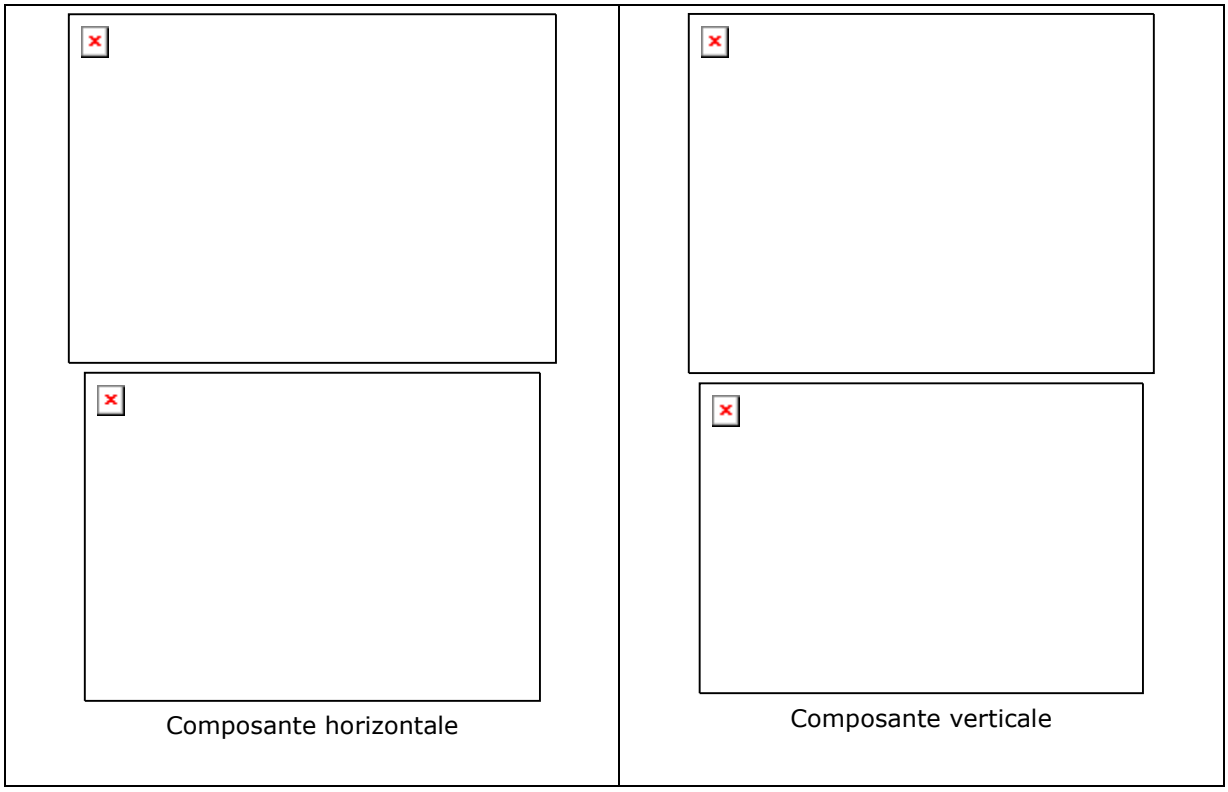


Figure 3: Vitesse et turbulence-Moyenne d'ensemble [Liu & al., 1999]

Un autre aspect important concerne la structure de l'écoulement en paroi. [Hall & Bracco, 1986] ont ainsi mesuré les vitesses en paroi. Les profils de vitesse tangentielle moyenne montre qu'en l'absence de combustion, le mouvement d'ensemble est un swirl de type rotation solide au-delà du PMH. La combustion génère des perturbations et provoque un ralentissement global des vitesses dans le cylindre. Le frottement pariétal induit un gradient de vitesse en paroi.

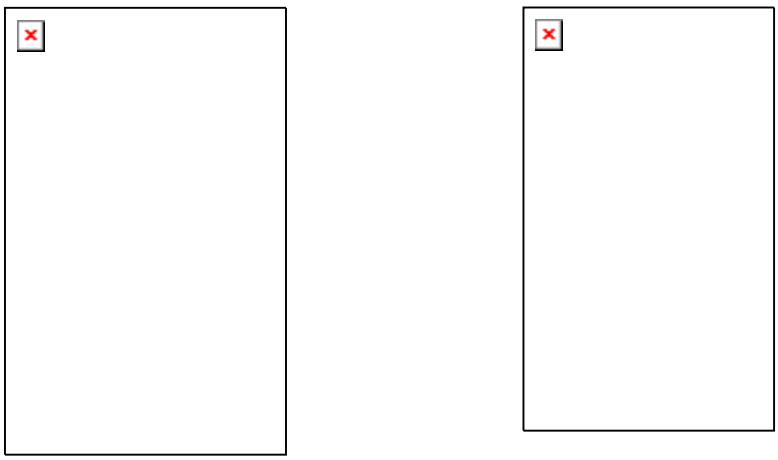


Figure 4:Vitesse tangentielle moyenne-1200 tr/min [Hall & Bracco, 1986]

Par ailleurs cette étude a montré l'existence d'un gradient de turbulence en paroi qui n'a pu être résolu à cause de la précision des mesures.

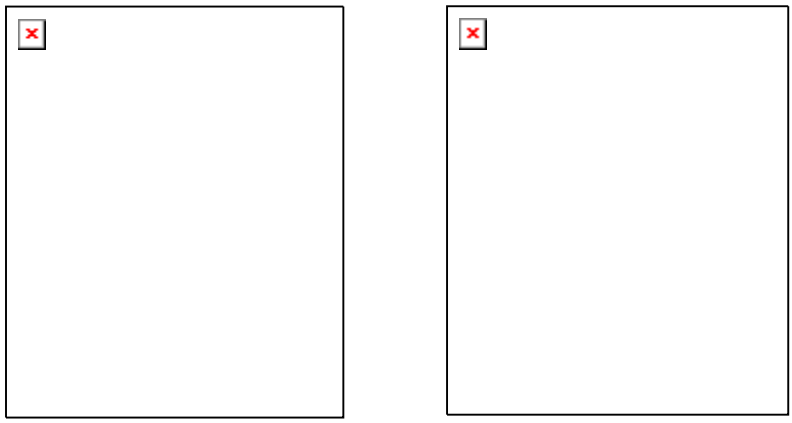


Figure 5: Turbulence tangentielle -1200 tr/min [Hall & Bracco, 1986]

En paroi, l'intensité de la turbulence est plus faible en combustion qu'en régime entraîné car la forte viscosité des gaz brûlés accroît la dissipation turbulente.

Un mouvement organisé permet de mieux contrôler le processus de combustion grâce à un meilleur guidage de l'écoulement réactif. La vitesse et la turbulence engendrées par cet aérodynamique peuvent accroître les transferts de chaleur en paroi. Il convient donc de s'intéresser aux effets de l'écoulement en paroi. Une étude [Boust & al., 2006] a caractérisé les pertes thermiques instationnaires dues à l'interaction flamme-paroi dans des conditions représentatives des moteurs à piston. Ainsi des mesures couplées de flux de chaleur et de PIV ont permis de résoudre les gradients de vitesse en paroi et de montrer leur influence sur les pertes thermiques instantanées. L'évolution moyenne des paramètres physiques devant le fluxmètre est donnée sur la figure suivante :

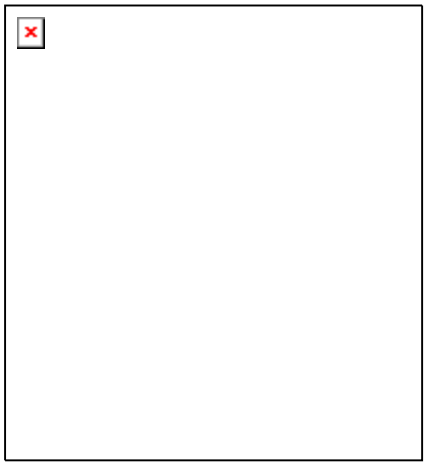


Figure 6: Evolution moyenne de la vitesse et du flux pariétal [Boust & al., 2006]

Où V représente le module de la vitesse locale, q' l'intensité de la turbulence, L l'échelle intégrale, P la pression et Qw le flux thermique.

Cette étude a donc mis en évidence que les pertes thermiques dépendent principalement de la pression et du module de vitesse mais n'a pas permis de dissocier l'influence de la turbulence car les effets de vitesse et de turbulence sont synchrones.

Conclusion :

De manière générale, l'aérodynamique dans un moteur est organisée en mouvement de rotation : swirl et tumble. Le tumble en particulier permet d'entretenir un niveau élevé de turbulence jusqu' à la fin de la compression. Les vitesses moyennes relevées peuvent atteindre 10 à 20m/s en début de cycle avant de diminuer lors de la phase de compression pour atteindre moins de 5 à 10m/s dans les gaz brûlés. L'intensité turbulente quant à elle passe de moins de 5m/s dans les gaz frais à moins de 3m/s dans les gaz brûlés. Ces ordres de grandeurs sont donnés pour des régimes moteurs de l'ordre de 1000tr/min et varient de manière quasi-linéaire avec le régime moteur.

Excitation Sinusoidale

10 KHz			
diamètre de la sonde (m)	D data	2,40E-03	
Permittivité	□ data	8,85E-12	
gamma	□ data	1,38	
Surface (m2)	S data	4,52E-06	
Ucrete	2,5		

5 MHz		
frequence échantillonnage	100µs	

2 bars

Cas 1			
Pression	P data	2,00E+05	
distance de coincement	e_coinc	1,50E-04	
Température	293*(100000/P)^((1-□)/□)	354,617316	
Mobilité	□ data	1,65E-04	
fréquence (Hz)	F data	1,00E+04	
Distance(m)	e data	1,50E-03	1,50E-04
Capacité (F)	C□ηS/e	2,67E-14	2,67E-13
i capacitif (A)	C2□FUcrete	4,19E-09	4,19E-08
i résisitif	(9/8)*(□ηS*Ucrete^2)/e^3	1,38E-11	1,38E-08

Cas 3			
Pression	P data	2,00E+05	
distance de coincement	e_coinc	1,50E-04	
Température	293*(100000/P)^((1-□)/□)	354,617316	
Mobilité	□ data	1,65E-04	
fréquence (Hz)	F data	5,00E+06	
Distance(m)	e data	1,50E-03	1,50E-04
Capacité (F)	C□ηS/e	2,67E-14	2,67E-13
i capacitif (A)	C2□FUcrete	**2,10E-06**	**2,10E-05**
i résisitif	(9/8)*(□ηS*Ucrete^2)/e^3	1,38E-11	1,38E-08

150 bars

Cas 2			
Pression	P data	1,50E+07	
distance de coincement	e_coinc	3,00E-05	
Température	293*(100000/P)^((1-□)/□)	1164,34359	
Mobilité	□ data	3,99E-06	
fréquence (Hz)	F data	1,00E+04	
Distance(m)	e data	1,50E-03	3,00E-05
Capacité (F)	C□ηS/e	2,67E-14	1,33E-12
i capacitif (A)	C2□FUcrete	4,19E-09	2,10E-07
i résisitif	(9/8)*(□ηS*Ucrete^2)/e^3	1,38E-11	1,72E-06

Cas 4			
Pression	P data	1,50E+07	
distance de coincement	e_coinc	3,00E-05	
Température	293*(100000/P)^((1-□)/□)	1164,34359	
Mobilité	□ data	3,99E-06	
fréquence (Hz)	F data	5,00E+06	
Distance(m)	e data	1,50E-03	3,00E-05
Capacité (F)	C□ηS/e	2,67E-14	1,33E-12
i capacitif (A)	C2□FUcrete	**2,10E-06**	**1,05E-04**
i résisitif	(9/8)*(□ηS*Ucrete^2)/e^3	1,38E-11	1,72E-06

Index

A

antennes
de polarisation 107
attachement électronique 185

B

Bohm
Critère 55, 113

C

Chemi-ionisation 29
Chimiluminescence 96
chute de potentiel 64, 65, 66, 67, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 168, 169, 170, 180, 181, 183, 189, 191, 192, 195, 196, 197, 198
cinétique chimique 170
Coefficient de diffusion 48
Coincement en Cavité 22
Coincement Frontal 22, 124, 126
Coincement latéral 120
Coincement Latéral 22, 127
collisions 31, 41, 42, 43, 44, 46, 54, 57, 61, 130, 131, 133

D

Damköhler
nombre de 53
détachement électronique 188
diffusion ambipolaire 34, 35, 39, 171
distance de coincement 22, 26, 140, 143, 144, 158, 198, 199

E

échelle intégrale 214
Einstein
relation de 34
étirement 23, 122, 230

F

flux
de chaleur 23, 156, 246, 247, 256
Fréquence de collision 48, 84

G

gaine 9, 10, 49, 50, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 82, 84, 114, 115, 126, 180

I

instabilités hydrodynamiques 200
interaction flamme-paroi . 20, 21, 22, 23, 24, 96, 101, 118, 122, 126, 139, 189, 206, 210, 213, 217, 219, 226, 228, 238, 277
Ionisation Thermique 31

L

Libre parcours moyen 9, 48, 84, 131
longueur de Debye 49, 114

M

Maxwell-Boltzmann
distribution de 46
MCR 91, 149
mobilité . 34, 40, 41, 43, 44, 45, 46, 62, 64, 115, 127, 128, 129, 131, 132, 133, 181, 182, 191, 192, 196, 197, 268

P

P.I.V 101, 121, 150, 206, 229

P.L.I.F 97, 218, 219
Peclet 23, 257
plasma 9, 28, 40, 41, 48, 49, 50, 54, 55, 84, 127, 131, 133, 274, 275, 277, 278, 279
potentiel de flamme 65, 160, 162, 163, 164, 166, 168, 181, 195, 196, 197, 198

R

Reynolds électrique 50, 118, 211

S

Saha
Equation de 31
section efficace de collision 45, 46, 130, 131, 132
spectrométrie de masse 29, 30, 36, 170, 175

T

température
de flamme 238, 243, 244, 245
tourbillons 216
turbulent 205

V

vitesse
de flamme .. 24, 230, 232, 234, 236, 237, 243, 255, 262
réduite 263

Z

Zel'dovich
nombre de 239