

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 et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Laëtitia MULLER

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROIR INSTATIONNAIRE DANS DES CONDITIONS INITIALES NON ISOTHERMES

Directeur de Thèse : Marc BELLENOUE
Co-encadrant : Julien SOTTON

Soutenue le 12 Mars 2012
devant la Commission d'Examen

JURY

Mme. Céline MORIN	Professeur des Universités, Université de Valenciennes et du Haut Cambrésis, Valenciennes	Rapporteur
M. Fabrice FOUCHER	Maître de Conférences (HDR), Polytech'Orléans, Orléans	Rapporteur
Mme. Dany ESCUDIE	Directrice de Recherche CNRS, CETHIL, Lyon	Présidente
M. Yves D'ANGELO	Professeur des Universités, INSA, Rouen	Examineur
M. Marc BELLENOUE	Professeur des Universités, ENSMA, Poitiers	Examineur
M. Gilles BRUNEAUX	Expert (HDR), IFPEn, Rueil-Malmaison	Examineur
M. Frédéric RAVET	Ingénieur, Renault S.A., Guyancourt	Examineur
M. Julien SOTTON	Maître de Conférences, ENSMA, Poitiers	Examineur

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 et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Laëtitia MULLER

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI INSTATIONNAIRE DANS DES CONDITIONS INITIALES NON ISOTHERMES

Directeur de Thèse : Marc BELLENOUE
Co-encadrant : Julien SOTTON

Soutenue le 12 Mars 2012
devant la Commission d'Examen

JURY

Mme. Céline MORIN	Professeur des Universités, Université de Valenciennes et du Haut Cambrésis, Valenciennes	Rapporteur
M. Fabrice FOUCHER	Maître de Conférences (HDR), Polytech'Orléans, Orléans	Rapporteur
Mme. Dany ESCUDIE	Directrice de Recherche CNRS, CETHIL, Lyon	Présidente
M. Yves D'ANGELO	Professeur des Universités, INSA, Rouen	Examineur
M. Marc BELLENOUE	Professeur des Universités, ENSMA, Poitiers	Examineur
M. Gilles BRUNEAUX	Expert (HDR), IFPEn, Rueil-Malmaison	Examineur
M. Frédéric RAVET	Ingénieur, Renault S.A., Guyancourt	Examineur
M. Julien SOTTON	Maître de Conférences, ENSMA, Poitiers	Examineur

Cette thèse de doctorat a été réalisée dans le cadre d'une bourse BDI cofinancé par le CNRS et Renault S.A., en collaboration avec le Département Fluides, Thermique et Combustion de l'Institut Pprime à Poitiers (CNRS UPR 3346). Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des instigateurs du projet, au sein du CNRS, du groupe Renault et de l'Institut Pprime, de m'avoir confié ce travail.

Je souhaite tout d'abord remercier Henri-Noël Presles, ancien directeur du LCD, pour son accueil et son aide précieuse concernant les difficultés de financement de cette thèse. Je remercie également Marc Bellenoue, directeur de thèse, pour son encadrement et ses nombreux conseils tout au long de ces travaux. Je remercie spécialement Julien Sotton, co-encadrant de thèse, pour son aide précieuse et les nombreux échanges, que ce soit dans le cadre de ces travaux, ou concernant d'autres études scientifiques (ou non scientifique...). Je tiens à remercier Frédéric Ravet, expert simulation moteur à Renault S.A., pour son incroyable confiance pendant ces trois ans (et quelques mois...) de thèse.

Par ailleurs, je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à l'ensemble de l'équipe « Combustion dans les moteurs » au sein de l'Institut Pprime. J'exprime ma plus profonde gratitude à Sergei Labuda, ancien ingénieur de recherche à l'Institut Pprime, pour son extrême gentillesse, sa disponibilité et son aide si précieuse. Avec sa patience et sa grande expertise dans le domaine expérimental, il a su m'expliquer l'art de la fabrication des électrodes d'allumage et m'aider pendant mes recherches fastidieuses, et je l'avoue aussi très énervantes, de fuites dans ma chambre de combustion. Il a su me remonter le moral pendant les (nombreuses) fois où j'avais l'impression que mon travail était insignifiant aux yeux de tous. Bien sûr, je ne peux pas ne pas remercier Alain Claverie, ingénieur d'étude au CNRS, qui a su me faire profiter de son incroyable expérience dans le domaine du diagnostic optique. Avec lui tout est possible ! En plus les « journées manip » se passent avec lui dans la bonne humeur et même en chanson.

Je remercie également les membres du jury pour avoir accepté d'examiner ce travail et tout particulièrement Céline Morin et Fabrice Foucher d'avoir rapporté ce mémoire avec la plus grande attention et minutie, et ce malgré un emploi du temps souvent très chargé.

Enfin, mes remerciements vont à l'ensemble des A.T.E.R., doctorants et stagiaires que j'ai pu côtoyer au sein de l'équipe moteur : Camille Strozzi, Fabrice Goutier (merci pour les dossiers d'A.T.E.R.) Maxime Karrer (dit Max.K), John Grondin (merci pour les pauses clopes), Vivien Prevost (ne plus te faire signe pour que tu enlèves ton casque de musique va me manquer), Romain Buttay et Julien Lemiere pour son travail sur la P.L.I.F. toluène qui m'a bien aidé. Merci également aux doctorants des autres départements de l'Institut Pprime : Didougarou, Clara, Schlap, Luc, Romain. J'adresse un énorme merci à mes amis qui ont supporté mes sautes d'humeur sur gmail : Camille, David, Bibé, Pierrot, Marion, Tsoums, Mélina (même si tu n'aimes personne), Gaga, Junior et Vince.

Ma gratitude s'adresse également à Baldéo Ruttun (dit Baba) pour avoir ravitaillé en toutes circonstances le laboratoire en café, boisson indispensable à tous scientifiques mais également pour ses champs indiens qui résonnaient dans le couloir. Je remercie également l'ensemble des secrétaires de la partie combustion de l'Institut Pprime : Françoise Astier, Jocelyne Bardeau, Monique Dupuy et notre petite nouvelle Marie-Cannelle Cossin. Leur aide et leur bonne humeur m'ont bien aidée pendant ces trois ans.

Enfin j'adresse des remerciements tout particuliers à mes parents pour leur soutien tout au long de mes études alors qu'ils étaient bien désemparés face à la multitude de choix qui s'offraient à moi.

Bien sûr je ne peux oublier mon époux qui a vraiment subi ma thèse et a su me soutenir jour après jour. Merci d'avoir tout géré à l'appartement pendant ma phase de rédaction.

Table des matières

NOMENCLATURE	11
INTRODUCTION	13
CHAPITRE 1 : SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE	19
1.1. INTRODUCTION	21
1.2. DEFINITION DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI	22
1.2.1. PHENOMENOLOGIE ET TYPES DE COINCEMENT	23
1.2.2. UNE SOURCE D'EXTINCTION DE LA FLAMME : L'ETIREMENT	24
1.2.3. PARAMETRES CARACTERISTIQUES DE L'INTERACTION : DISTANCE DE COINCEMENT ET FLUX DE CHALEUR PARIETAL	26
1.2.4. LE CHAMP DE TEMPERATURE EN PROCHE PAROI	31
1.3. CAS DE REFERENCE : LA FLAMME LAMINAIRE	32
1.3.1. DYNAMIQUE DU FRONT DE FLAMME EN PROCHE PAROI	32
1.3.2. LE PHENOMENE DU COINCEMENT EN COMBUSTION LAMINAIRE	33
1.4. SIMULATION DU MOTEUR A ALLUMAGE COMMANDE : LA FLAMME TURBULENTE	40
1.4.1. REGIMES DE COMBUSTION	40
1.4.2. CHAMP DE VITESSE	43
1.4.3. BILAN ENERGETIQUE DU MOTEUR	45
1.4.4. LA PHYSIQUE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI	46
1.4.5. CONDENSATION DE L'EAU PRODUITE LORS DE LA COMBUSTION	49
1.5. PRESENTATION SUCCINCTE DU PROJET A.N.R. « INTERMAC »	49
1.6. CONCLUSION	54
CHAPITRE 2 : DISPOSITIFS ET DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX	55
2.1. INTRODUCTION	57
2.2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX	57
2.2.1. LA CHAMBRE DE COMBUSTION	57
2.2.2. DISPOSITIF D'ALLUMAGE	60
2.2.3. MISE EN ŒUVRE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	61
2.3. DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX	62
2.3.1. MESURE DE LA PRESSION	62
2.3.2. MESURE DE FLUX THERMIQUE	63
2.3.3. CHIMILUMINESCENCE	65
2.3.4. STRIOSCOPIE RAPIDE	66
2.3.5. MESURE DE TEMPERATURE PAR FLUORESCENCE (P.L.I.F.)	67
2.3.6. VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES (P.I.V.)	70
2.4. CONCLUSION	75

CHAPITRE 3 : CARACTERISATION DES CONDITIONS EXPERIMENTALES EN CONFIGURATION TURBULENTE **77**

3.1. INTRODUCTION	79
3.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	79
3.2.1. CHAMBRE DE COMBUSTION	79
3.2.2. VALIDATION DU MONTAGE	80
3.2.3. POINTS DE FONCTIONNEMENT ETUDIES	86
3.3. MESURE DE LA TEMPERATURE DES GAZ FRAIS	86
3.3.1. EXPERIENCES PRELIMINAIRES	87
3.3.2. RESULTATS DES MESURES	89
3.4. ETUDE DE L'AERODYNAMIQUE DE L'ECOULEMENT REACTIF	96
3.4.1. ESSAIS PRELIMINAIRES : VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE RAPIDE	96
3.4.2. MESURES DU CHAMP DE VITESSE	101
3.5. EVOLUTION DE LA PRESSION	115
3.5.1. EFFET DE LA RICHESSE	115
3.5.2. EFFET DE LA TEMPERATURE DE PAROI	116
3.6. CONCLUSION	117

CHAPITRE 4 : INTERACTION ENTRE UNE FLAMME LAMINAIRE ET LA PAROI **119**

4.1. INTRODUCTION	121
4.2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE	122
4.3. LA TEMPERATURE DES GAZ FRAIS EN PROCHE PAROI	125
4.4. MESURES DU FLUX DE CHALEUR PARIETAL ET DE LA DISTANCE DE COINCEMENT	128
4.4.1. COINCEMENT FRONTAL – INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE PAROI	128
4.4.2. COINCEMENT LATERAL – INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DE PAROI	133
4.5. AMELIORATION DU MODELE PROPOSE PAR BOUST [1]	140
4.5.1. PRESENTATION DU MODELE	140
4.5.2. COINCEMENT FRONTAL	142
4.5.3. COINCEMENT LATERAL	143
4.6. CONCLUSION	146

CHAPITRE 5 : INTERACTION ENTRE UNE FLAMME TURBULENTE ET LA PAROI **151**

5.1. INTRODUCTION	153
5.2. MESURES DE VITESSES	153
5.2.1. PLANS ETUDIES	153
5.2.2. METHODE DE CALCUL DU CHAMP MOYEN	154
5.2.3. VERIFICATION DE CORRELATION ENTRE LES DEUX PLANS DE MESURE	155
5.3. MESURES DE FLUX DE CHALEUR PARIETAL	157

5.3.1. EVOLUTION TEMPORELLE DU FLUX DE CHALEUR PARIETAL	157
5.3.2. EFFET DE L'ÉCOULEMENT MOYEN	157
5.3.3. EFFET DE LA RICHESSE	163
5.3.4. EFFET DE LA TEMPERATURE DE PAROI	166
5.3.5. EXEMPLES DE DISPERSIONS DE PRESSION DE COINCEMENT ET DE MAXIMUM DE DENSITE DE FLUX THERMIQUE PARIETAL	169
5.4. BASE DE DONNEES POUR LA COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AUX RESULTATS NUMERIQUES DE TYPE RANS OU LES	172
5.5. ETUDE DES DISPERSIONS DE 2ND ORDRE DE LA DENSITE DE FLUX THERMIQUE PARIETAL MAXIMALE	178
5.5.1. INTRODUCTION	178
5.5.2. ETUDE DE L'ORIENTATION DU FRONT DE FLAMME	181
5.5.3. ETUDE DE L'ÉCOULEMENT MOYEN DES GAZ FRAIS ET BRULES	182
5.5.4. ETUDE DE LA 3 ^{EME} COMPOSANTE DE VITESSE	185
5.5.5. ETUDE DES PETITES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES	188
5.6. CONCLUSION	189
 CONCLUSION - PERSPECTIVES	 191
 ANNEXES	 197
 ANNEXE 1 : PLAN DETAILLE DE LA CHAMBRE DE COMBUSTION EN CONFIGURATION TURBULENTE	 199
 ANNEXE 2 : PROPRIETES THERMOMECHANIQUES DE L'ACIER Z38CDV5	 201
 ANNEXE 3 : COMPARAISON ENTRE LES VALEURS MOYENNEES OU NON DE DIFFERENTS PARAMETRES AERODYNAMIQUES DEVANT LE FLUXMETRE « INJECTEUR »	 203
 A3.1. V_x	 205
A3.2. V_y	206
 BIBLIOGRAPHIE	 207

Nomenclature

Alphabet latin

a	Degré d'adiabaticité / Vitesse du son	Q	Flux thermique
C	Courbure locale / Concentration	r	Richesse
c_p	Capacité calorifique massique	r, R	Rayon
d	Distance	R	Constante des gaz parfaits / Fonction d'autocorrélation eulérienne
D	Diffusivité thermique	Re	Nombre de Reynolds
Da	Nombre de Damköhler	S_f	Signal de fluorescence
f	Fréquence	S_u, S_l	Vitesse fondamentale de flamme laminaire
I	Intensité	S_u^0, S_l^0	Vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée
k	Énergie cinétique	t	Temps
Ka	Nombre de Karlovitz	T	Température
L	Échelle intégrale / Epaisseur	U	Champ de vitesse
l	Abscisse curviligne	V	Vitesse scalaire
m	Masse	V_f	Vitesse de flamme apparente
M	Masse molaire	u, v, w	Composantes de vitesse
n	Taille de la fenêtre d'interrogation / Nombre de moles	u', v', w'	Fluctuations turbulentes de u, v, w
Nu	Nombre de Nusselt	x, y, z	Coordonnées spatiales
P	Pression	Y	Fraction massique
Pe	Nombre de Peclet		
q'	Intensité de turbulence		
q	Densité de flux thermique		

Alphabet grec

α	Absorptivité	κ_s	Étirement du front de flamme dû aux contraintes de cisaillement
γ	Coefficient adiabatique	κ	Constante de Von Karman
δ	Épaisseur de flamme / Distance flamme-paroi	φ	Flux thermique adimensionné / Rendement de fluorescence
Δ	Variation	$\emptyset$	Diamètre
ε	Émissivité	λ	Conductivité thermique / Micro- échelle de Taylor
κ	Étirement du front de flamme		

Nomenclature

μ	Viscosité dynamique	τ	Contrainte de frottement pariétal / temps caractéristique
ν	Viscosité cinématique	θ	Différence de température / Angle
ρ	Masse volumique	χ	Fraction molaire
σ	Section de collision efficace		

Indices et exposants

*	Allumage / Espèce radicalaire	<i>g.b.</i>	Gaz brûlés
+	Adimensionné	<i>HF</i>	Haute fréquence
0	Conditions de référence	<i>ini</i>	Initial
<i>ad</i>	Adiabatique	<i>ig</i>	Allumage
<i>amb</i>	Ambiant	<i>l</i>	Laminaire
<i>b</i>	Gaz brûlés	<i>p</i>	Paroi
<i>BF</i>	Basse fréquence	<i>q</i>	Coincement
<i>c</i>	Courbure / Combustion	<i>s</i>	Étiré
<i>F</i>	Flamme / Carburant	<i>t</i>	Temporel
<i>g</i>	Gaz	<i>u</i>	Gaz frais / Non étiré
<i>g.f.</i>	Gaz frais	<i>w</i>	Paroi

Abréviation

<...>	Moyenne	Nd:YLF	Neodymium-doped Yttrium Lithium Fluoride
B.S.F.C.	Consommation spécifique	P.I.V.	Vélocimétrie par Images de Particules
CFTM	Fluxmètre	P.L.I.F.	Fluorescence induite par plan laser
C.M.O.S.	Complementary Metal Oxide Semiconductor	RANS	Moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes
E.G.R.	Recirculation des gaz d'échappement	R.P.M.	Régime moteur
FFT	Transformée de Fourier Rapide	T.F.T.	Thin Film Thermocouple
L.D.V.	Vélocimétrie Doppler Laser	U.V.	Ultra Violet
L.H.R.	Low Heat Rejection engine		
<i>max</i>	Maximal		
Nd:YAG	Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet		

Introduction

Face aux technologies Diesel, les moteurs à allumage commandé ont récemment reçu un regain d'intérêt de la part des constructeurs automobiles européens et français. Tout d'abord, les moteurs essence émettent moins de polluants tels que les NO_x et les particules. Ceci limite donc l'utilisation de systèmes de post-traitement de plus en plus coûteux. De plus, les moteurs à allumage commandé ont un avantage en termes de puissance spécifique et de coût par rapport aux moteurs Diesel. D'ailleurs, le déséquilibre entre l'utilisation du Diesel et de l'essence dans le transport routier européen entraîne la nécessité d'importer du gasoil produit aux U.S.A., ce qui fait encore augmenter le bilan carbone du puits à la roue. Mais au vue des pénalités fiscales françaises liées aux émissions de CO₂ (bonus/malus), l'enjeu actuel du secteur automobile est de diminuer la consommation des moteurs essence, qui sont plus énergivores que les moteurs Diesel. Certes, les véhicules tout électriques commencent à être commercialisés mais actuellement, il n'y a pas d'installation urbaine permettant de recharger ce type de véhicule. Les constructeurs automobiles continuent alors de chercher de nouvelles technologies pour les moteurs thermiques afin de diminuer leur consommation et leurs émissions de polluants. D'ailleurs, ces recherches servent également aux véhicules hybrides, plus à même de convenir actuellement aux clients que les véhicules électriques.

Le développement de nouvelles technologies pour les moteurs à allumage commandé a permis en outre d'envisager des solutions techniques conduisant à des niveaux d'émissions de CO₂ plus faibles, que ce soit via des concepts IDE (Injection Directe Essence) homogènes ou stratifiés, le moteur variable (taux de compression, levée/phasage des soupapes, ...), les approches basées sur une combustion homogène de type CAI (Controlled Auto-Ignition), ou encore le downsizing. Cette dernière technique consiste à réduire la cylindrée afin de faire fonctionner le moteur dans des conditions de charge où le rendement est meilleur. Lorsque l'on est hors de ces conditions optimales, la perte de puissance maximale due à la diminution de cylindrée est compensée avec la suralimentation. Cette technologie n'est pas pénalisante pour l'utilisateur du véhicule car la majeure partie du temps, la puissance demandée est très inférieure à la puissance maximale que le moteur peut fournir (de l'ordre de 15-20 %). Ainsi, pour délivrer une même puissance, un moteur de 1400 cm³ fonctionnera à une charge supérieure à celle d'un moteur de 2000 cm³. Ce plus petit moteur devrait donc avoir un rendement supérieur. Le dernier avantage de cette technologie est la diminution du poids du groupe motopropulseur. Or, avec la demande croissante de confort de la part des clients et les systèmes de sécurité de plus en plus nombreux, le véhicule est devenu très lourd. Une plus grande quantité d'énergie est donc nécessaire pour déplacer ce véhicule, ce qui se traduit par une hausse de la consommation de carburant et donc d'émission de polluants. La diminution de poids du groupe motopropulseur permet donc de temporiser cette hausse de poids du véhicule. Mais le downsizing est délicat à mettre en place dans le cas du moteur essence. En effet, l'utilisation de systèmes de suralimentation est limitée par les hautes pressions et donc les températures élevées générées dans la chambre de combustion, qui peuvent conduire à des phénomènes de combustion non contrôlés comme le cliquetis. De plus, la diminution de la cylindrée et les pressions élevées ont tendance à faire augmenter l'importance des phénomènes de transferts de chaleur aux parois. Or, dans les moteurs à combustion interne, près d'un tiers de l'énergie produite lors de la combustion dans la chambre de combustion est dissipée à la paroi par transfert de chaleur, ce qui fait diminuer le rendement thermodynamique du moteur. De plus, la formation de certains polluants est directement liée à la température des gaz au sein de la chambre de combustion. Donc l'apport bénéfique du downsizing passe par une excellente maîtrise des transferts de chaleur et des processus de combustion, particulièrement en proche parois. En effet, dans certains cas, seulement 20 % de la charge a été consommée lorsque la flamme « ressent » les effets de la paroi. La

compréhension des mécanismes de l'interaction flamme-paroi constitue alors un enjeu majeur pour le développement des nouvelles technologies de motorisation.

Aujourd'hui, la simulation numérique tridimensionnelle apparaît comme un outil indispensable pour la conception et l'optimisation des nouveaux concepts de groupe motopropulseur. Ces outils numériques permettent de prédire les performances des nouveaux choix technologiques tant en termes d'efficacité énergétique que d'émissions polluantes. C'est pourquoi elle est très répandue chez l'ensemble des constructeurs automobiles. Elle est par exemple utilisée pour trouver la conception offrant les meilleurs compromis par rapport à un cahier des charges entre différentes nouvelles idées, ou encore pour l'optimisation d'une conception en termes de forme de chambre de combustion, de stratégie d'injection ou de type de combustion. Dans ce sens elle est un élément central pour assurer la compétitivité de l'industrie automobile dans un contexte international soumis à des contraintes environnementales de plus en plus contraignantes. Cependant, les modélisations existantes ont montré des difficultés à prédire de façon fiable les effets de l'interaction flamme-paroi, ce qui 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. La raison principale de ces lacunes est le manque de données expérimentales. Ce manque a mené à un déficit notoire des approches existantes à être prédictives sans avoir recours à un calage au cas par cas des coefficients de modélisation. Suite à ces lacunes, le projet A.N.R. « InterMAC » propose un travail de recherche fondamental visant à développer de nouveaux modèles pour l'interaction flamme-paroi dans les moteurs à allumage commandé. Il regroupe l'Institut Pprime, l'I.F.P.E.n., le C.O.R.I.A., le C.E.T.H.I.L. et Renault S.A.. Ce projet consiste en des études expérimentales et numériques détaillées de situations d'interaction flamme-paroi simplifiées mais représentatives des conditions moteur, qui serviront de base au développement de modèles.

L'objet de cette thèse est d'étudier expérimentalement l'interaction flamme-paroi dans une enceinte fermée et dans des conditions proche du moteur en termes de température de paroi et d'aérodynamique. Cette étude s'inscrit dans la continuité des travaux déjà entrepris au sein de l'Institut Pprime où des études de l'effet de la pression, du carburant ou encore du régime de combustion sur l'interaction flamme-paroi ont été menées. Il est en effet nécessaire de disposer d'informations sur différentes situations d'interaction locale dans un moteur : flamme se propageant parallèlement ou perpendiculairement à la paroi, avec un écoulement moyen parallèle à la paroi ou impactant celle-ci, où les parois sont à différentes températures, etc. Cette base de données servira alors pour le développement futur de modélisations adéquates des pertes thermiques pariétales. La complexité des phénomènes qui sont mis en jeu dans cette étude a nécessité de débiter ces travaux de thèse dans la configuration la plus simple possible, c'est-à-dire la combustion laminaire, avant de complexifier le dispositif afin de se rapprocher des conditions rencontrées sur les moteurs à allumage commandé en termes de régime de combustion.

Ce mémoire comprend cinq chapitres. Le premier chapitre est une synthèse bibliographique des différentes thématiques rencontrées dans ce manuscrit. Un état de l'art sur l'interaction flamme-paroi telle qu'elle intervient en régime laminaire et dans les conditions moteur sera proposé afin de faciliter la compréhension du manuscrit. De ce fait, la première partie présentera une définition générale de l'interaction flamme-paroi. Puis l'effet de différents paramètres sur les pertes thermiques pariétales sera présenté dans le cas de la combustion laminaire ou dans le cas moteur.

Le second chapitre exposera l'ensemble des moyens expérimentaux et des outils de diagnostic utilisés au cours de cette étude. Dans un premier temps, la chambre de combustion utilisée pour les expériences d'interactions en régime laminaire sera

présentée. Ensuite, les modifications de cette chambre de combustion pour l'étude de l'interaction flamme turbulente-paroi seront décrites. Enfin, les moyens de diagnostics seront présentés.

Le troisième chapitre est consacré à la caractérisation des conditions expérimentales rencontrées dans la chambre de combustion en configuration turbulente. Comme ces travaux de thèse proposent une base de données sur l'interaction flamme turbulente-paroi, il est nécessaire de définir correctement les conditions expérimentales afin d'aider à la modélisation du montage expérimental pour la validation de différents modèles. Les paramètres mesurés sont la température des gaz frais au moment de l'allumage, l'aérodynamique globale de ces même gaz pendant et après l'injection. Finalement, l'évolution de la pression permettra d'étudier l'effet de la richesse et de la température de paroi sur la combustion et sur les pertes thermiques globales.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude expérimentale de l'effet de la température de paroi sur l'interaction flamme-paroi dans le cas de référence : la combustion laminaire. Après avoir estimé la température des gaz frais, la mesure de la distance de coincement et du flux thermique pariétal sera exposée. Ces résultats expérimentaux ont permis de faire évoluer le modèle proposé par Boust [1] dans ses travaux de thèse, qui relie la distance de coincement et le flux thermique pariétal maximal afin qu'il prenne en compte la température de paroi. Cette dernière étude a été réalisée en collaboration avec Boust.

Le cinquième chapitre sera consacré quant à lui à l'étude expérimentale de l'effet de la température de paroi sur l'interaction flamme-paroi dans une configuration représentative du cas moteur en termes d'aérodynamique mais pour des pressions initiales faibles (2-3 bar). Une étude de différents paramètres, disponibles avec les diagnostics expérimentaux utilisés, sera exposée afin de comprendre les fluctuations de flux thermiques pariétaux mesurés.

Finalement, une synthèse conclura ce manuscrit et des perspectives à cette étude seront proposées.

Chapitre 1 :
Synthèse Bibliographique

1.1. Introduction

Dans un moteur à piston, les pertes thermiques pariétales sont le 1^{er} poste des pertes énergétiques avec les pertes à l'échappement. Elles représentent en effet 20 % du bilan énergétique d'un moteur à combustion interne (cf. Fig. 1.1), c'est pourquoi elles doivent être prises en compte lors de l'optimisation des chambres de combustion. Les pertes thermiques pariétales provoquent une augmentation de la température de paroi de 10 à 15 K dans les moteurs automobiles [2]. Ces pertes thermiques proviennent de l'interaction flamme-paroi mais également de l'interaction gaz brûlés-paroi. La conséquence de l'interaction flamme-paroi est l'extinction du front de flamme à quelques centaines de microns de la paroi comme on le verra par la suite. Lors de ces travaux de thèse, seul ce type d'interaction est étudié dans le cas d'un moteur à allumage commandé. Différents paramètres influent sur cette interaction flamme-paroi comme l'aérodynamique des gaz, l'avance à l'allumage (la pression au moment de l'interaction flamme-paroi), la richesse du mélange réactif et les propriétés de la paroi avec laquelle la flamme interagit (état de surface et matériau).

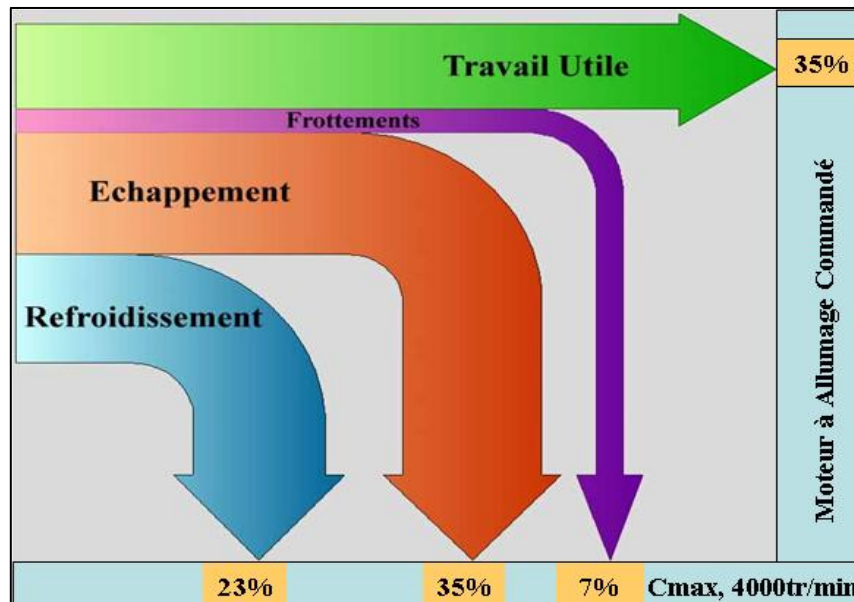


Fig. 1.1 : Bilan énergétique d'un moteur à allumage commandé [1]

Dans un moteur à combustion interne, la flamme commence à interagir avec les parois alors que seuls 20 à 40 % du mélange réactif ont brûlé [3]. En effet, la flamme est perturbée par la paroi à une distance d'environ dix fois son épaisseur [4], ce qui est non négligeable dans un moteur, surtout avec la tendance actuelle au « downsizing ». Les parois ont donc une influence sur la combustion très tôt dans le cycle.

Comme la flamme s'éteint à quelques centaines de microns de la paroi, les gaz frais situés en proche paroi ne sont pas oxydés par le front réactif, ce pourrait donc être une raison de l'étude au vue des normes de pollution actuelles. Mais des études d'interaction flamme laminaire-paroi [5, 6] montrent que ces gaz diffusent ensuite vers les gaz brûlés chauds où ils sont finalement post-oxydés. Dans ces conditions de température et de pression, ce temps de post-oxydation est de l'ordre de 1 ms, ce qui est inférieur au temps caractéristique du moteur (3-30 ms). L'interaction flamme-paroi n'est donc pas la source majeure des imbrûlés (environ 6 %). La raison majeure de l'étude de la combustion en proche paroi vient de l'apparition de points chauds où des dysfonctionnements de combustion peuvent apparaître (cliquetis) et entraîner des dommages au moteur.

L'objectif de cette synthèse bibliographique est de faire le point sur les connaissances concernant l'interaction flamme-paroi telle qu'elle intervient en régime laminaire et dans les conditions moteur. D'abord, une définition générale de l'interaction flamme-paroi sera présentée avant de rentrer dans le détail dans le cas d'une flamme laminaire (cas de référence) puis d'une flamme turbulente (simulation du moteur à allumage commandé). L'effet des différents paramètres de combustion dans les moteurs sur les pertes thermiques seront présentés dans cette dernière partie. Ces travaux de thèse s'intégrant au projet A.N.R. « InterMac », une synthèse des travaux publiés concernant ce projet sera faite à la fin de ce chapitre.

1.2. Définition de l'interaction flamme-paroi

Le phénomène de l'interaction flamme-paroi regroupe en fait les interactions réciproques entre 3 éléments : la flamme, la paroi et l'écoulement. On peut en effet voir sur la figure 1.2 qu'il y a plusieurs phénomènes mis en jeu, d'où la complexité du problème.

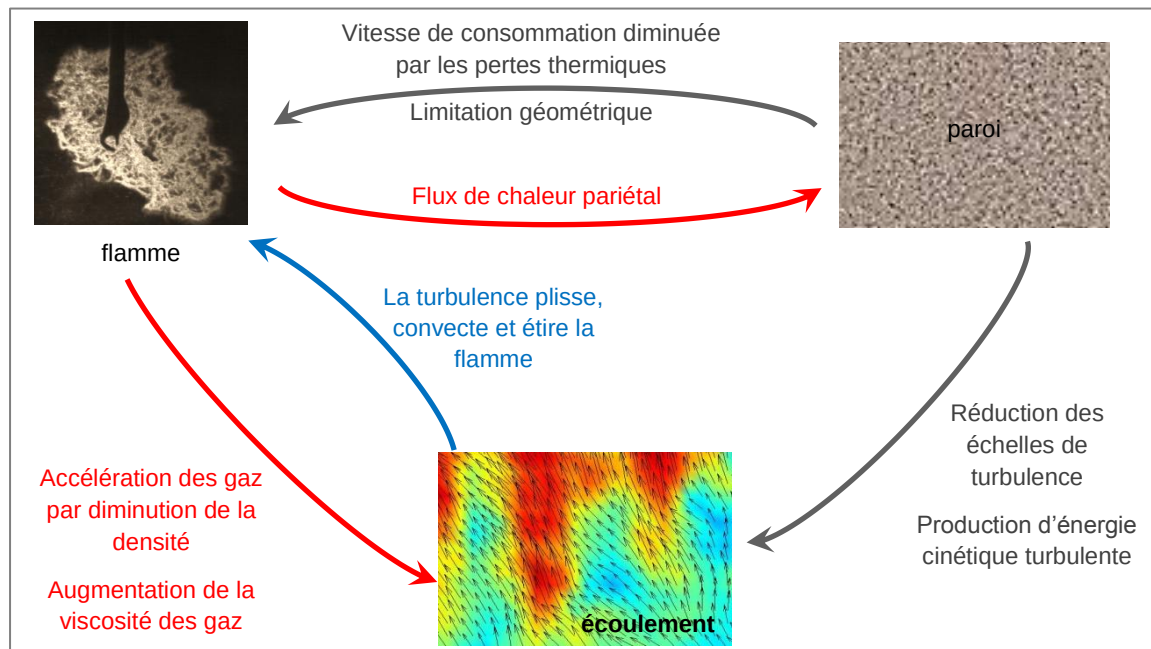


Fig. 1.2 : Phénomènes mis en jeu lors de l'interaction flamme-paroi [4]

On remarque que la paroi agit de plusieurs manières sur la flamme. Tout d'abord, les calculs DNS de Bruneaux [4] montrent qu'à une distance d'environ cinq fois l'épaisseur de flamme en régime laminaire et dix fois cette épaisseur en régime turbulent, la vitesse apparente du front de flamme est perturbée par la présence de la paroi (blocage des gaz frais entre le front de flamme et la paroi). Ensuite, lorsque la flamme est plus proche de la paroi, elle lui cède de la chaleur et finit par s'éteindre vu qu'elle ne peut pas suffisamment chauffer les gaz frais afin qu'ils s'enflamment à leur tour. On verra par la suite (partie 1.4.4) que la couche limite cinématique sur la paroi modifie l'écoulement turbulent. Or, la turbulence peut être responsable de l'extinction de la flamme via l'étirement du front de flamme présenté dans cette partie.

Cette partie présente tout d'abord le phénomène de l'interaction flamme-paroi et ses différents types (frontal, latéral et en cavité). Puis on présentera une des sources du coincement de la flamme (l'étirement du front de flamme), avant de présenter les deux paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi mesurés au cours de ces

travaux de thèse, à savoir la distance de coincement et le flux de chaleur pariétal. Cette partie se terminera avec une présentation du champ de température en proche paroi.

1.2.1. Phénoménologie et types de coincement

Lorsque la flamme est loin de la paroi, elle cède sa chaleur aux gaz frais afin qu'ils atteignent leur température d'inflammation, entraînant alors une avancée du front de flamme (dans le repère des gaz frais). Mais lorsque la flamme devient suffisamment proche de la paroi, elle lui cède une partie de sa chaleur. Cette paroi apparaît alors comme un puits d'enthalpie pour la flamme (Bruneaux [4]). Lorsque la flamme s'approche de la paroi, elle consomme le carburant qui se trouve entre la paroi et le front de flamme, ce qui fait augmenter la température au voisinage de la paroi, d'où un accroissement du gradient de température à la paroi. Ainsi, la flamme commence à perdre de l'enthalpie à travers la paroi. Cette perte d'enthalpie augmente lorsque la flamme se rapproche de la paroi jusqu'à atteindre un maximum qui provoque alors l'extinction du front de flamme. Ce phénomène, appelé **coincement** de la flamme, se produit à une certaine distance de la paroi (quelques centaines de μm) que l'on nomme la **distance de coincement**.

En combustion laminaire, on définit trois configurations types d'interaction flamme-paroi : le coincement frontal, le coincement latéral et le coincement en cavité (cf. Fig. 1.3).

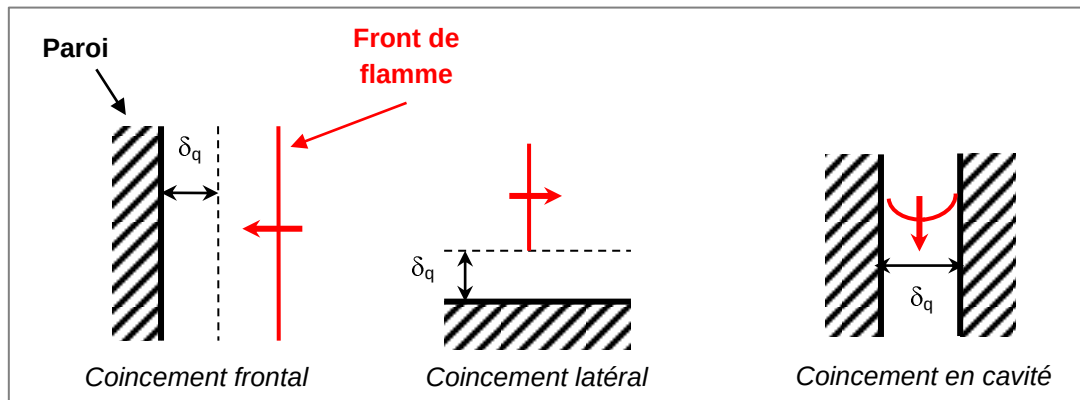


Fig. 1.3 : Les 3 configurations types d'interaction flamme-paroi

Lorsque la flamme arrive perpendiculairement à la paroi, le coincement est dit **frontal** (noté *CF* pour Coincement Frontal ou *HOQ* pour Head-On Quenching). Dans ce cas, l'interaction peut être vue comme instationnaire dans un repère lié à la flamme. En effet, la vitesse de consommation des gaz frais diminue jusqu'à l'extinction du front de flamme.

Lorsque la flamme interagit avec une paroi parallèle à sa direction de propagation, le coincement est dit **latéral** (*CL* pour Coincement Latéral ou *SWQ* pour Side-Wall Quenching). A la différence du cas précédent, l'interaction peut alors être vue comme stationnaire dans un repère lié à la flamme. Cette pseudo-stationnarité rend la mesure de la distance de coincement plus aisée.

Ces deux premiers types de coincement ont lieu sur les parois libres de la chambre de combustion mais l'agitation turbulente ne permet pas d'atteindre des géométries de coincement purement frontales ou latérales aux parois, on observe plutôt une combinaison de ces configurations.

Lorsque la flamme se propage entre deux parois parallèles à sa direction de propagation, le coincement est dit **en cavité** (*CC* pour Coincement en Cavité ou *TQ* pour Tube Quenching). La distance de coincement est dans ce cas égale à l'interstice minimal

entre les parois en dessous duquel la flamme ne peut pas se propager. Ce type de coincement apparaît dans un moteur au niveau des volumes morts (cavité de la bougie, interstice entre piston et cylindre au-dessus des segments) mais il n'est pas étudié dans cette thèse.

Lors d'une combustion turbulente, l'extinction de la flamme peut apparaître sous l'effet individuel ou conjugué des pertes thermiques pariétales, d'une désexcitation des radicaux par la paroi ou encore de l'étirement du front de flamme présenté au paragraphe suivant.

1.2.2. Une source d'extinction de la flamme : l'étirement

En plus des pertes thermiques pariétales, l'étirement de la flamme κ joue un rôle dans les phénomènes d'extinction du front de flamme. Il est généralement dû à un écoulement de cisaillement (laminaire ou turbulent) qui perturbe la propagation de la flamme. Il peut aussi apparaître à haute pression car il peut alors se former des instabilités dans l'écoulement qui entraînent un plissement du front de flamme.

L'étirement est composé de deux contributions (cf. Eq. 1.1) :

- ✓ les effets de courbure κ_c
- ✓ les contraintes de cisaillement (ou encore tensions) κ_s imposées par les vitesses tangentielles au front de flamme

$$\kappa = \kappa_c + \kappa_s = 2 \cdot S_L \cdot C + \frac{\partial(\vec{V}_g \cdot \vec{t})}{\partial l} \quad (\text{Eq. 1.1})$$

où C est la courbure locale et $\vec{V}_g \cdot \vec{t}$ la vitesse tangentielle au front de flamme décrit par l'abscisse curviligne l .

Lors de l'étude d'une flamme sphérique laminaire d'un mélange méthane/air stœchiométrique, Foucher et al. [7] montrent, dans leur configuration, que le front de flamme, qui semble plat à une distance flamme-paroi supérieure à 5 mm au vue de la zone d'observation, se perturbe de plus en plus quand il se rapproche de la paroi lors du coincement frontal (cf. Fig. 1.4). Or, dans ce cas, le nombre de Lewis est égal à 1, ce n'est donc pas la diffusion thermique qui est responsable de l'augmentation de la courbure, mais bien le mouvement des gaz frais induit par l'expansion des gaz brûlés qui « plaquent » ces gaz frais contre la paroi.

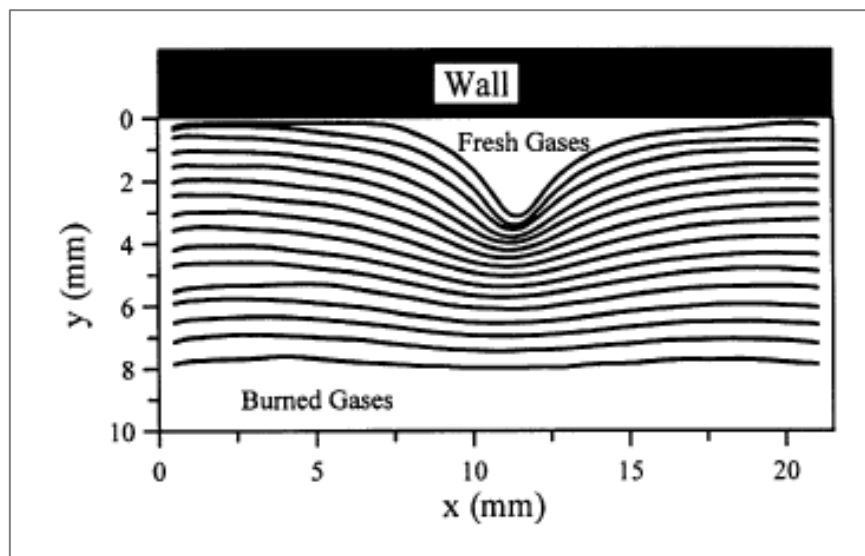


Fig. 1.4 : Superposition de fronts de flamme - mélange méthane/air, $r = 1$, $dt = 1$ ms entre chaque contour [7]

En effet, les gaz frais mis en mouvement normal en mouvement par l'expansion des gaz brûlés se retrouvent maintenant stoppés par la paroi. Il y a alors deux solutions pour ces gaz frais (cf. Fig. 1.5) :

- ✓ Ils s'écoulent vers le bord de la chambre. La flamme garde alors une courbure positive (centre de courbure dans les gaz brûlés) mais est cisailée par cet écoulement des gaz frais tangentiel au front réactif. Foucher et al. [7] montrent que ce cisaillement est inférieur à la contrainte limite de coincement de flamme.
- ✓ Ils s'écoulent vers le front de flamme, provoquant alors une zone où la courbure devient négative (centre de courbure dans les gaz frais). La flamme subit alors un effet de courbure. Foucher et al. [7] montrent que ce cisaillement est inférieur à la contrainte limite de coincement de flamme.

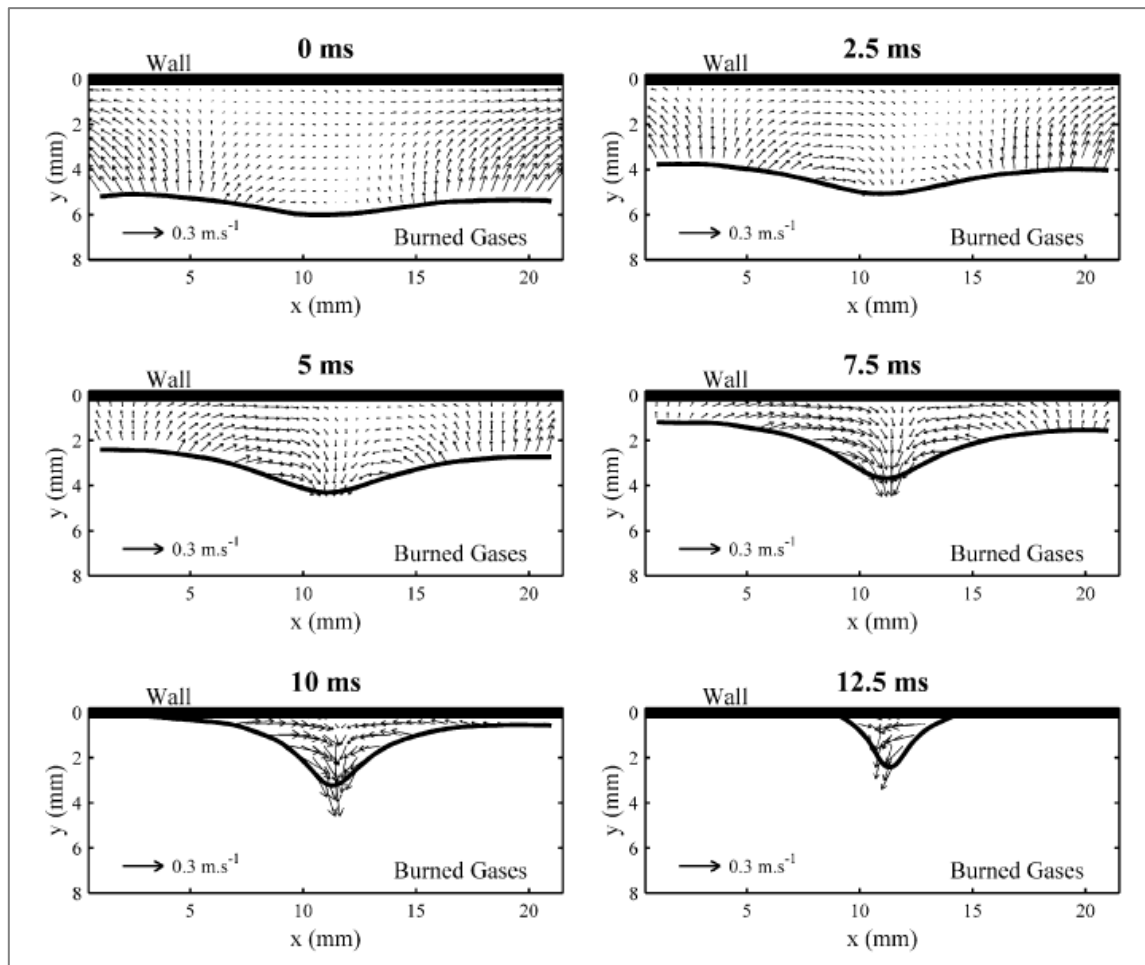


Fig. 1.5 : Evolution temporelle des champs de vitesse des gaz frais - mélange méthane/air, $r = 1$ [7]

En conclusion, dans le cas du coincement frontal, dans les zones où la courbure reste positive, l'étirement (dû principalement aux effets de cisaillement) reste inférieur à la limite d'étirement d'extinction du front de flamme. La flamme n'est alors pas éteinte à cause de l'étirement mais bien à cause des pertes thermiques pariétales. Mais dans les zones où la courbure devient négative, l'étirement (dû ce coup-ci principalement aux effets de courbure) diminue et devient inférieur à la limite négative d'étirement d'extinction du front de flamme. On observe alors une extinction locale de la zone réactive due à un étirement excessif. Dans le cas du coincement latéral, Karrer [8] montre que l'étirement dû au cisaillement est non négligeable. La comparaison de ces

deux géométries de coincement permettra alors d'étudier l'effet du cisaillement du front de flamme sur l'extinction de la flamme.

1.2.3. Paramètres caractéristiques de l'interaction : Distance de coincement et flux de chaleur pariétal

La distance de coincement

Problème de l'estimation de la distance de coincement

On a vu au paragraphe 1.2.1 que lorsque la flamme s'approche d'une paroi, les pertes thermiques affaiblissent les réactions chimiques de la combustion jusqu'à l'extinction de celle-ci. La distance δ entre la flamme et la paroi admet alors un minimum non nul δ_q , appelé distance de coincement.

Le problème quant à l'estimation de cette distance de coincement vient de la définition de la position du front de flamme. En effet, on peut retenir un critère thermique (le gradient de température maximal, une courbe d'iso-température choisie, ou encore le pic de dégagement de chaleur) ou un critère issu de la production d'espèces (le pic de concentration de CHO, le pic du produit $[\text{HCOH}]\times[\text{OH}]$, le pic de concentration de OH^* , ...)

En effet, lors de la combustion d'hydrocarbure, les principales espèces excitées créées sont le OH^* , le CH^* , le C_2^* et le CO_2^* [9]. Des espèces plus stables comme le HCOH (formaldéhyde) et le HCO sont également produites. Kathrotia et al. [9] d'une part et Panoutsos et al. [10] d'autre part ont étudié numériquement, pour une pression initiale de 1 bar et des gaz frais à 300 K, la relation entre ces espèces et le flux de chaleur maximal dégagé par une flamme prémélangée méthane/air à différentes richesses (cf. Fig. 1.6).

Il en résulte que le pic de concentration de HCO est le plus proche de la zone de dégagement de chaleur du front réactif. Il y a ensuite du plus proche du pic de dégagement de chaleur au plus éloigné :

1. Le pic du produit de la concentration de HCOH (formaldéhyde) avec celle de OH^*
2. le pic de concentration de OH^*
3. le pic de concentration de CH^*
4. le pic de concentration de C_2^*

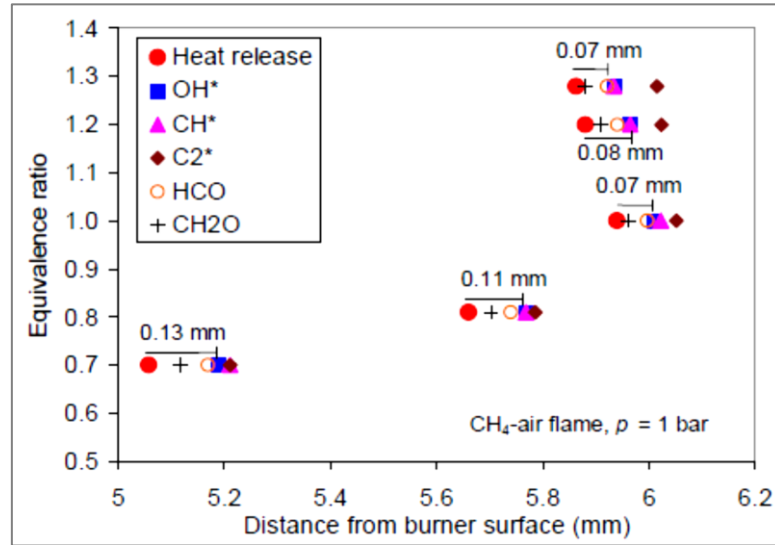
On observe néanmoins une différence entre ces deux études concernant la distance entre le pic de dégagement de chaleur du front réactif et le pic de $[\text{CH}^*]$. En effet, dans l'étude de Panoutsos et al. [10], ce pic est plus éloigné que dans celle de Kathrotia et al. [9], où ce pic est quasiment confondu avec le pic de $[\text{OH}^*]$. Cette différence est sûrement due au mécanisme réactionnel utilisé :

- ✓ une combinaison de différents mécanismes [11-15] pour Kathrotia et al. [9]
- ✓ une combinaison de *GRI-MECH 3.0* [16] et du mécanisme développé par Luque et al. [17] pour Panoutsos et al. [10]

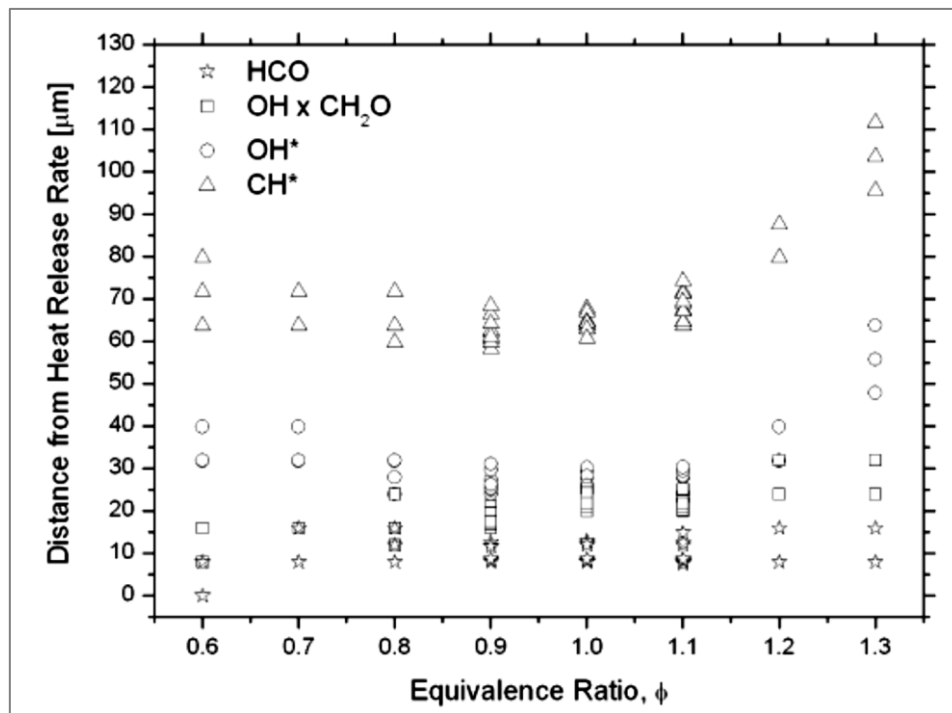
D'après Kathrotia et al. [9], le maximum de distance entre les différents pics est obtenu à richesse 0,7 (0,6 pour Panoutsos et al. [10] mais la température des gaz frais est alors de 400 K).

Le pic de $[\text{OH}^*]$ suit de près le pic de $[\text{HCOH}]\times[\text{OH}]$ pour une richesse comprise entre 0,8 et 1,2 [10]. La distance entre le pic de dégagement de chaleur et le pic de $[\text{OH}^*]$ est alors d'environ 30 μm . Pour le pic de CH^* , cette distance est d'environ 70 μm [10]. D'autre part, on remarque que le pic de $[\text{C}_2^*]$ est toujours le plus éloigné du pic de dégagement de chaleur du front réactif [9], c'est pourquoi il est le plus mauvais

marqueur du front réactif. Mais ce dernier résultat n'est pas sûr car il peut y avoir une erreur sur la concentration de C_2^* vu que son mécanisme de formation n'est pas encore clair dans la littérature.



(a)



(b)

Fig. 1.6 : Distance entre le pic de dégagement de chaleur de la flamme avec les pics de concentration de différentes espèces, mélange méthane/air, d'après [9] pour la figure (a) et [10] pour la figure (b)

En conclusion, ces études montrent qu'il y a un écart non négligeable entre ces différents critères. Donc, **selon le critère retenu de localisation du front de flamme, on obtient des valeurs de distance de coïncement différentes**, ce qui rend très délicates les comparaisons quantitatives entre nos résultats expérimentaux et ceux issus de publications. On ne peut que comparer les tendances de l'évolution de la distance de coïncement en fonction de divers paramètres.

Adimensionnalisation de la distance flamme-paroi

Ces distances δ et δ_q sont souvent adimensionnées par une épaisseur δ^0 caractéristique de la flamme laminaire en propagation libre. On obtient alors le nombre de Peclet (Pe). Lors du coïncement, c'est-à-dire lorsque δ est égale à δ_q , ce nombre est noté Pe_Q . Cette valeur adimensionnée permet de comparer (**a priori aisément**) les résultats numériques et expérimentaux. Ce n'est qu'a priori car il n'existe pas de définition absolue de cette épaisseur de flamme laminaire mais plusieurs définitions théoriques qui soulignent les différentes propriétés des flammes laminaires comme le transport d'espèces ou la production de chaleur de la flamme. L'existence de ces différentes définitions est également due au fait que cette grandeur ne soit pas directement mesurable. Cette épaisseur est effectivement souvent la source de désaccord entre les numériciens et les expérimentateurs, or ces travaux de thèse prennent part au projet A.N.R « InterMAC » regroupant des numériciens (I.F.P.E.N., Coria, Renault S.A.) et des expérimentateurs (l'Institut P' et le Céthil). Il est donc primordial de s'accorder sur les définitions utilisées.

Une synthèse de l'article de Blint [18] où il a comparé différentes définitions d'épaisseur de flamme en fonction de la dilution par du N_2 et de la température du mélange gazeux est présentée ici pour illustrer les disparités entre ces définitions. La plupart de ces définitions sont phénoménologiques en nature et sont basées sur des approximations de l'équation d'énergie suivante :

$$M_f c_p \frac{dT}{dx} - \frac{d}{dx} \left[\lambda \frac{dT}{dx} \right] + \sum_k \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} - Q = 0 \quad (\text{Eq. 1.2})$$

(1) (2) (3) (4)

où :

- M_f : débit massique ($\rho_u \cdot S_u$)
- S_u : vitesse de flamme laminaire
- ρ : densité des gaz
- λ : conductivité thermique des gaz
- c_p : capacité calorifique des gaz
- Y_k : fraction massique de l'espèce k
- Q : taux de dégagement de chaleur

Dans cette équation, le terme (1) est le terme convectif dû au mouvement global ; le terme (2) est le terme diffusif ; le terme (3) est le terme convectif dû au mouvement de chaque espèce et le terme (4) est la production de chaleur de la flamme. On note que le terme (3) est négligeable par rapport aux autres termes.

Les modèles les plus simples divisent la flamme en une ou deux zones basées sur l'interaction entre la chaleur, la convection et la diffusion. Les modèles à une zone font l'hypothèse basique qu'une source de chaleur diffuse dans le mélange gazeux. Dans ce cas, l'épaisseur de flamme est une longueur caractéristique de la conduction thermique :

$$\delta_T = \frac{T_{ad} - T_u}{\left(\frac{dT}{dx} \right)_{max}} \quad (\text{Eq. 1.3})$$

où T_{ad} et T_u sont respectivement la température adiabatique et la température des gaz frais, et $\left(\frac{dT}{dx} \right)_{max}$ le gradient de température au point d'inflexion.

δ_T est une propriété unique de la flamme prenant en compte les effets de perte de chaleur (via $T_{ad} - T_u$) et de la conduction thermique (via $\left(\frac{dT}{dx} \right)_{max}$). L'avantage de cette

définition est que c'est une quantité mesurable grâce aux mesures spectroscopiques de l'évolution spatiale de la température dans le front de flamme.

Dans les modèles deux zones, la diffusion et la convection dominent la 1^{ère} zone alors que la 2^{ème} est dominée par le dégagement de chaleur. La longueur caractéristique est déterminée par l'équilibre du taux de production de chaleur dans la 2^{ème} zone avec le taux conduit dans la 1^{ère} zone. L'épaisseur de flamme, notée δ_Q , est définie à partir de la chaleur cédée à la flamme (cf. Fig. 1.7).

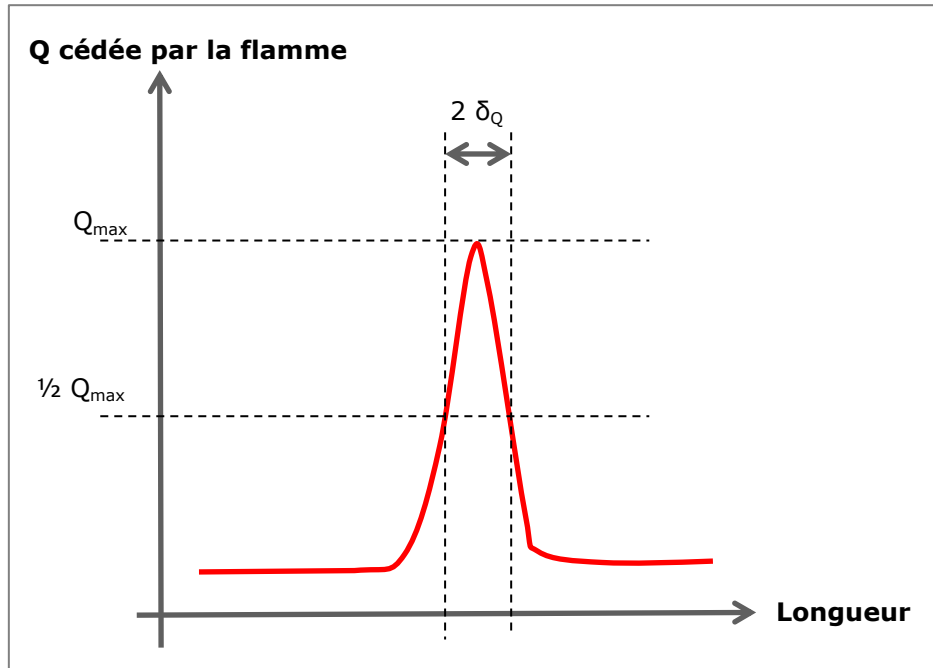


Fig. 1.7 : Définition de δ_Q

N.B. : On notera que cette longueur n'est pas la distance de coïncement notée δ_q .

Cette longueur caractéristique définit l'étendue spatiale des réactions chimiques qui dégagent de la chaleur dans la flamme. Bien qu'elle soit une caractéristique de la flamme qui va affecter la forme du profil de température, elle n'est pas mesurable et doit être extraite du profil de température en utilisant un mécanisme de réaction. Elle ne prend pas en compte le transport de la chaleur mais plutôt l'effet de ce transport dans la zone de diffusion des espèces.

Une autre approche pour déterminer l'épaisseur de flamme est l'utilisation du temps caractéristique de la réaction τ (cf. Eq. 1.4), définit ici comme le temps que met un gaz à traverser la demi-épaisseur de la zone de dégagement de chaleur. Le problème de cette épaisseur de flamme est que la valeur de τ est elle-même sujette à différentes définitions.

$$\delta_\tau = \tau \cdot S_u \quad (\text{Eq. 1.4})$$

La figure 1.8 montre que ces différentes valeurs de l'épaisseur de flamme laminaire sont très différentes selon la définition utilisée.

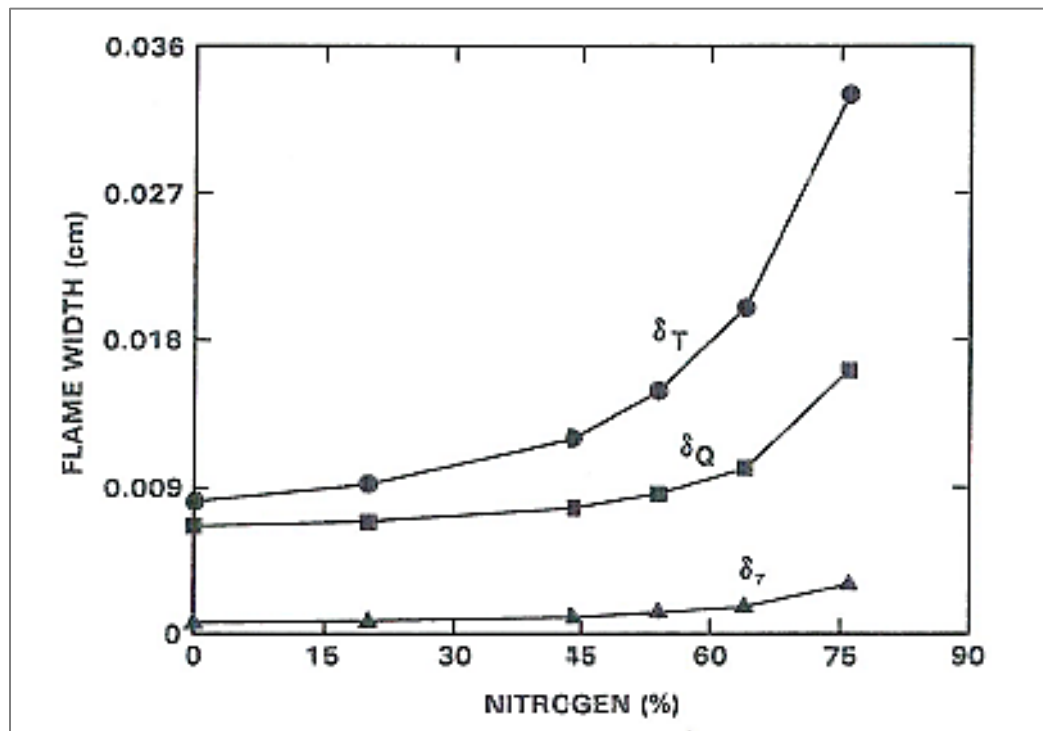


Fig. 1.8 : Disparités des valeurs d'épaisseur de flamme laminaire selon sa définition pour différents taux de dilution par du N_2 [18]

Boust [1] et Sotton [19] ont quant à eux utilisé dans leurs travaux de thèse une autre définition :

$$\delta_l^0 = \frac{\lambda_u}{\rho_u C_p S_l^0} \quad (\text{Eq. 1.5})$$

où ρ_u , C_p et λ_u sont respectivement la densité, la chaleur massique et la conductivité des gaz frais, et S_l^0 la vitesse de flamme laminaire en propagation libre.

Le problème avec cette définition est que l'on ne connaît pas la température des gaz frais en proche paroi. En effet, ces gaz ont préalablement été comprimés par l'expansion des gaz brûlés, leur température est alors plus élevée par rapport à leur état initial. Dans leurs travaux de thèse, Boust [1] et Sotton [19] ont considérés que ces gaz frais ont subi une compression adiabatique jusqu'à la valeur de la pression au moment du coincement.

Conclusion

Il est très délicat de comparer des distances de coincement dimensionnées car sa valeur dépend du critère retenu pour la localisation du front de flamme. Mais si l'on veut comparer des distances de coincement adimensionnées, c'est-à-dire le nombre de Peclet (Pe), on est face à deux incertitudes :

- ✓ celle de la distance de coincement via le critère de localisation du front de flamme retenu
- ✓ celle de l'épaisseur de flamme laminaire via la définition retenue

Il faut alors être très prudent lors de comparaison de valeurs entre différentes études.

Le flux de chaleur pariétal

Les pertes thermiques à la paroi sont quant à elles caractérisées par la densité de flux de chaleur pariétal q_w qui atteint son maximum à l'instant du coincement [20]. Cette valeur est généralement adimensionnée par la puissance de flamme laminaire en

propagation libre q_l^0 afin d'obtenir le paramètre φ qui est un bon indicateur de l'importance qu'ont les pertes thermiques pariétales dans le bilan énergétique. On remarquera cependant que l'expression de la puissance de flamme donnée ci-après (Eq. 1.6) n'est pas valide pour un mélange riche. De plus, on est face à un problème similaire à l'adimensionnement de la distance de coincement. En effet, il existe tout d'abord différentes valeurs de la puissance de flamme laminaire en propagation libre. Ensuite, comme on l'a dit précédemment, il n'est pas évident de connaître les propriétés du gaz frais en proche paroi au moment du coincement. Ces incertitudes entraînent alors des valeurs de flux adimensionné différentes.

$$\varphi = \frac{q_w}{q_l^0} \text{ où } q_l^0 = \rho_u \cdot S_l^0 \cdot Y_{F,u} \cdot \Delta_r H^* \quad (\text{Eq. 1.6})$$

où $\Delta_r H^*$ est la chaleur de réaction par unité de masse de carburant et $Y_{F,u}$ la fraction massique de carburant dans le mélange frais.

Le temps caractéristique de l'interaction

On définit également le temps caractéristique de l'interaction t_q qui s'écoule entre l'instant où le flux pariétal est à 50 % de son maximum et celui où le flux pariétal est maximal. Le temps t est quant à lui adimensionné par le temps caractéristique de flamme laminaire non perturbée t_l^0 , qui dépend de δ_l^0 donc de la définition choisie.

$$\tau = \frac{t}{t_l^0} \text{ où } t_l^0 = \frac{\delta_l^0}{S_l^0} \quad (\text{Eq. 1.7})$$

1.2.4. Le champ de température en proche paroi

Cas d'un brûleur CH_4 -air à la stœchiométrie proche d'une paroi

Ce cas de référence étudié par Cleary [21] montre que pour une même température de paroi les profils de température des gaz dépendent fortement du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent). En effet, la couche limite thermique est deux fois plus épaisse dans le cas turbulent que dans le cas laminaire (cf. Fig. 1.9). De plus, la turbulence peut renfermer des échelles supérieures à la distance de coincement en configuration latérale, configuration étudiée par Cleary [21].

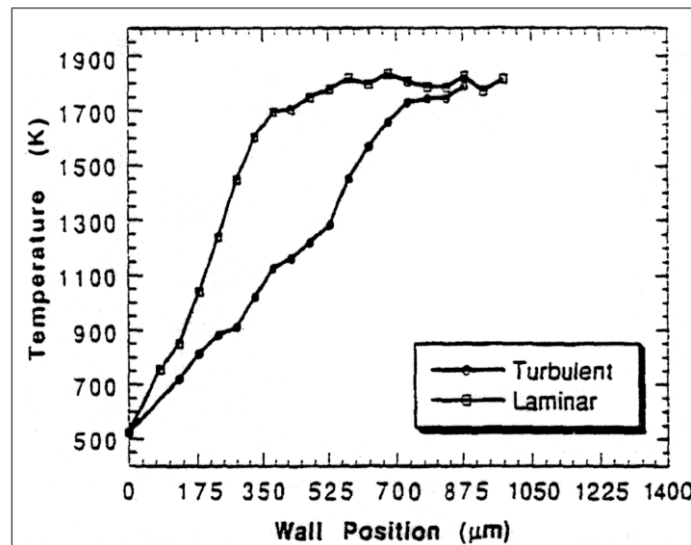


Fig. 1.9 : Influence de l'écoulement sur le champ de température - méthane/air, $r = 1$, coincement latéral, température de paroi de 250°C [21]

Configuration moteur

Lucht et Maris [22] donnent les profils de température dans un moteur à allumage commandé à fort swirl. Ces profils en proche paroi sont approchés par une loi en puissance $\frac{1}{4}$. Lors de la détente, la couche limite thermique passe de 0,25 à 1,5 mm dans les gaz brûlés (cf. Fig. 1.10).

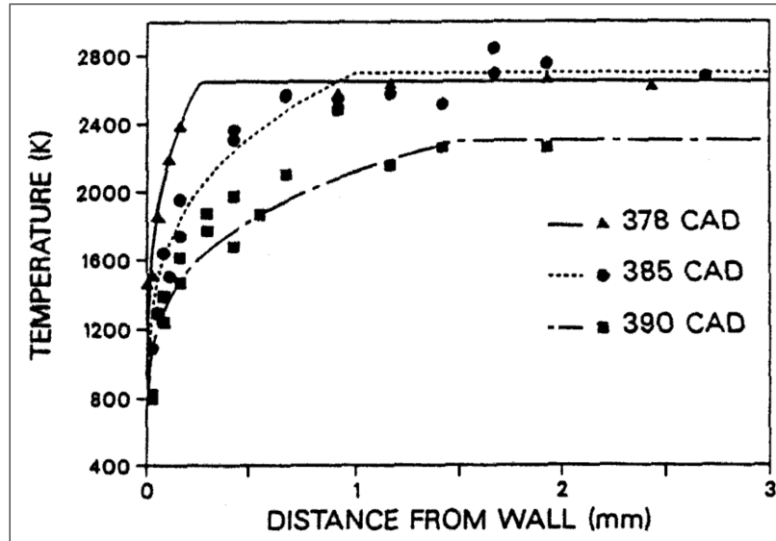


Fig. 1.10 : Profil de température dans un moteur à 600 tr/min - propane/air, $r = 1$, $T_w = 400$ K [22]

1.3. Cas de référence : la flamme laminaire

Avant d'étudier le cas turbulent, il est nécessaire d'étudier le cas le plus simple possible : le cas laminaire. L'avantage de ce régime est que l'on peut étudier l'influence d'un seul paramètre à la fois tout en se préservant des fluctuations cycle-à-cycle dues à la turbulence.

Cette partie présente tout d'abord la dynamique du front de flamme en proche paroi. Puis elle se poursuivra avec une présentation de l'influence de différents paramètres sur le phénomène du coincement (pression au moment du coincement, richesse du mélange, géométrie de l'interaction, ...).

1.3.1. Dynamique du front de flamme en proche paroi

Comme dit précédemment, Bruneaux [4] montre numériquement que la paroi est un puits d'enthalpie pour la flamme, c'est pourquoi elle est responsable de son extinction. Il est important de noter que la flamme ressent l'effet de la paroi (sous la forme de pertes thermiques) à une distance égale à environ cinq fois son épaisseur. Les pertes thermiques pariétales entraînent la diminution de la puissance de flamme d'où une réduction de la vitesse de consommation des gaz. En effet, en définissant la position du front de flamme comme étant le pic du taux de réaction, on remarque que la vitesse du front de flamme commence à augmenter puis diminue jusqu'à une valeur négative :

- ✓ Dans un 1^{er} temps, les gaz frais sont accélérés au passage de la flamme à cause du dégagement de chaleur.
- ✓ Dans un 2nd temps, lorsque la flamme se rapproche de la paroi, le dégagement de chaleur et l'accélération des gaz frais diminuent. La flamme semble s'accélérer pour consommer autant de gaz frais puis la vitesse de

consommation diminue entraînant la diminution de la vitesse apparente de flamme jusqu'à être nulle au moment du coincement.

- ✓ Enfin, le front de réaction recule mais ce phénomène est dû à la diminution du taux de réaction. En effet, comme la flamme s'est éteinte, les gaz frais ne sont pas oxydés. Ils diffusent alors vers les gaz brûlés où ils sont post-oxydés d'où un recul du taux de réaction maximal. D'ailleurs, plus les pertes thermiques sont importantes, plus la vitesse de recul de ce front de réaction est grande car les gaz brûlés cèdent alors plus de chaleur à la paroi et ne peuvent donc pas apporter suffisamment de chaleur aux gaz frais pour leur post-oxydation.

On retrouve alors le problème de définition de la position du front de flamme évoqué au paragraphe 1.2.3. En effet, ici on observe un recul du front de réaction alors qu'il n'y a plus de flamme à proprement dite.

1.3.2. Le phénomène du coincement en combustion laminaire

On rappelle que dans ces travaux de thèse, **seuls les coincements frontal et latéral sont étudiés.**

Avec un mélange méthane/air à richesse 0,7 à température et pression ambiantes, Boust [1] montre que le coincement de la flamme sur un obstacle en acier, également à température ambiante, se traduit par une augmentation de la température de paroi de 2 K et par un pic de flux thermique pariétal de 0,6-0,7 MW/m². La paroi est ensuite en contact avec les gaz brûlés qui lui cèdent également de la chaleur.

Effet de la pression au moment du coincement

Comme le coincement de la flamme est essentiellement dû aux pertes de chaleur à la paroi, la densité d'énergie produite par la flamme est un paramètre influent. Pour le vérifier, Sotton [19] a étudié l'effet de la pression au moment du coincement car la densité d'énergie dégagée par la flamme dépend de la densité des gaz frais, donc de la pression. Les mesures de distance de coincement latéral ont été faites entre 0,5 et 2,1 bar. Avec son dispositif de mesure, il était impossible de relever la distance de coincement par visualisation directe à une pression plus petite car l'intensité lumineuse de la flamme est alors trop faible. Tandis qu'à une pression plus élevée, c'est la distance de coincement qui devient trop petite au vu de la résolution spatiale du montage optique utilisé dans cette étude. L'incertitude de mesure devient alors trop importante. Il remarque que la distance de coincement latéral diminue avec la pression au moment du coincement, P_q , alors que le nombre de Peclet est compris entre 5 et 6 (cf. Fig. 1.11).

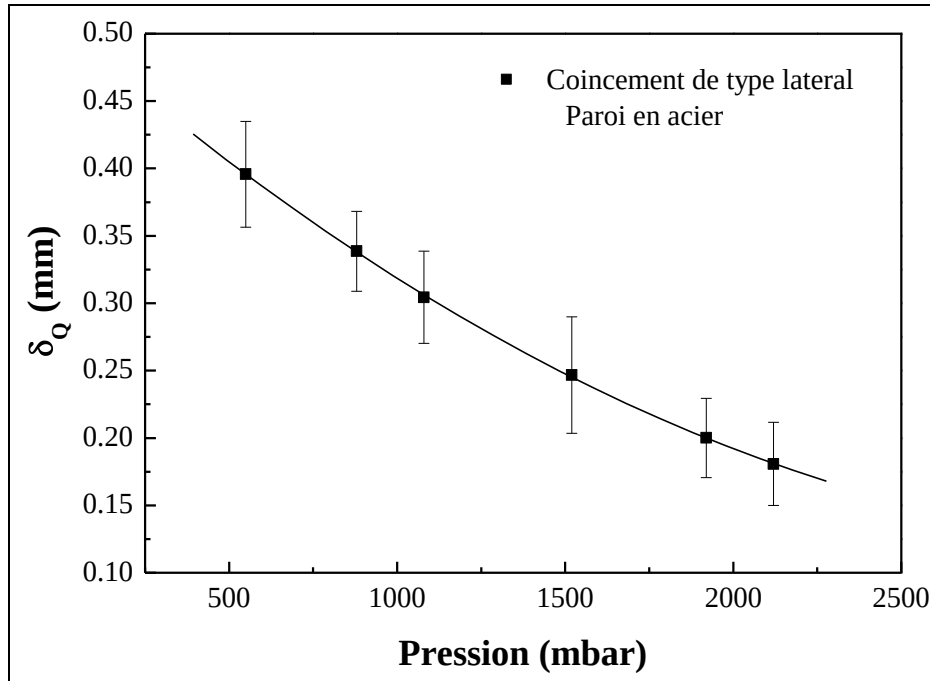


Fig. 1.11 : Effet de la pression sur la distance de coincement latéral - mélange méthane/air, $r=1$ [19]

Afin d'obtenir des distances de coincement à des pressions plus élevées, Boust [1] a élaboré un modèle thermique reliant le flux mesuré adimensionné à la distance de coincement adimensionnée :

$$\varphi = \frac{1}{Pe + 1} \Leftrightarrow Pe = \frac{1 - \varphi}{\varphi} \quad (\text{Eq. 1.8})$$

Labuda et al. [23] ont quant à eux utilisé une sonde d'ionisation pour retrouver la distance de coincement à partir du courant d'ionisation de la flamme. Cette étude de Labuda et al. [23] compare ces deux méthodes de calculs de la distance de coincement frontal d'une flamme laminaire de prémélange méthane/air stœchiométrique sur une paroi en acier. Dans cette étude, la température de paroi est initialement égale à la température ambiante (~ 295 K) mais l'interaction flamme-paroi fait augmenter cette température d'environ 50-60 K. Au moment du coincement, les gaz frais, chauffés par compression due à l'expansion des gaz brûlés, sont à 800-900 K. Labuda et al. [23] ont étudié l'effet de la pression sur le flux thermique pariétal maximal, $Q_{w,max}$, et sur la distance de coincement, δ_q , pour une pression au moment du coincement comprise entre 0,8 et 16 MPa. $Q_{w,max}$ augmente avec la pression selon l'équation 1.9, où $Q_{w,max}$ est en MW/m² tandis que la pression est exprimée en MPa.

$$Q_{w,max} = 1,84 \cdot P^{0,5} \quad (\text{Eq. 1.9})$$

Leur valeur de $Q_{w,max}$ à 1,05 MPa (1,94 MW/m²) et avec une température des gaz frais de 800-900 K est quasiment égale à celle obtenue par Sotton et al. [24] à la même pression mais avec des gaz frais à 380 K. Ils en déduisent qu'à cette pression, $Q_{w,max}$ n'est pas très sensible à la température des gaz frais. La distance de coincement diminue quant à elle lorsque la pression de coincement augmente. Elle passe de 80 à 20 μm lorsque la pression varie de 0,8 à 16 MPa (cf. Fig. 1.12).

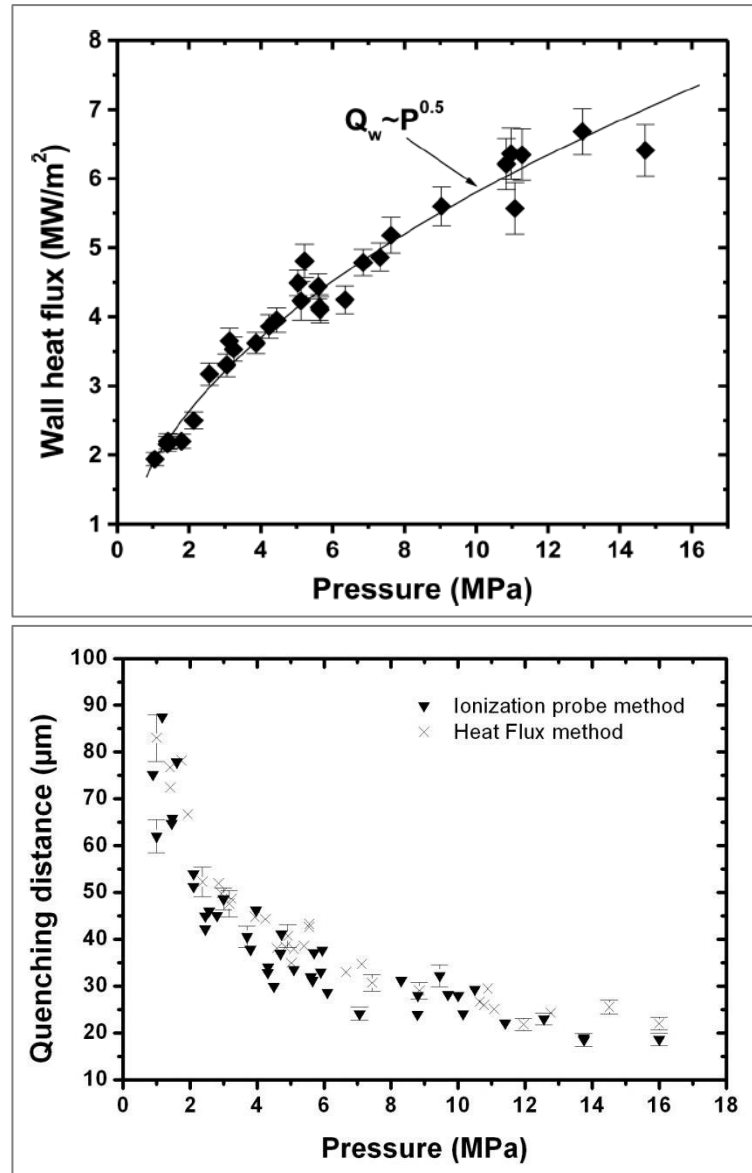


Fig. 1.12 : Influence de la pression sur le flux thermique pariétal maximal (en haut) et sur la distance de coincement (en bas) [23]

Effet du matériau de la paroi

Dans les conditions retenues, le coincement est gouverné par les pertes de chaleur à la paroi. Il est alors naturel de penser que la diffusivité du matériau et l'émissivité de la surface sont des paramètres importants de l'interaction flamme-paroi. C'est pourquoi Sotton [19] a étudié le coincement latéral d'une flamme méthane/air stœchiométrique prémélangée sur 3 types d'obstacle :

- ✓ un obstacle en acier poli
- ✓ un obstacle en acier poli recouvert d'une couche de 20 μm de suie
- ✓ un obstacle en céramique

Il observe qu'à une pression donnée, la distance de coincement sur la céramique est inférieure à celle sur l'acier poli recouvert de suie, elle-même inférieure à celle sur l'acier poli (cf. Fig. 1.13). De plus, lorsque la pression augmente de 0,5 à 2,1 bar, la distance de coincement latéral sur l'acier poli passe de 0,4 à 0,18 mm tandis que celle sur la céramique est 1,1 à 1,8 fois inférieure. La simulation des échanges thermiques montre d'ailleurs que l'augmentation de la température de paroi de l'obstacle en céramique est supérieure à celle de l'obstacle en acier.

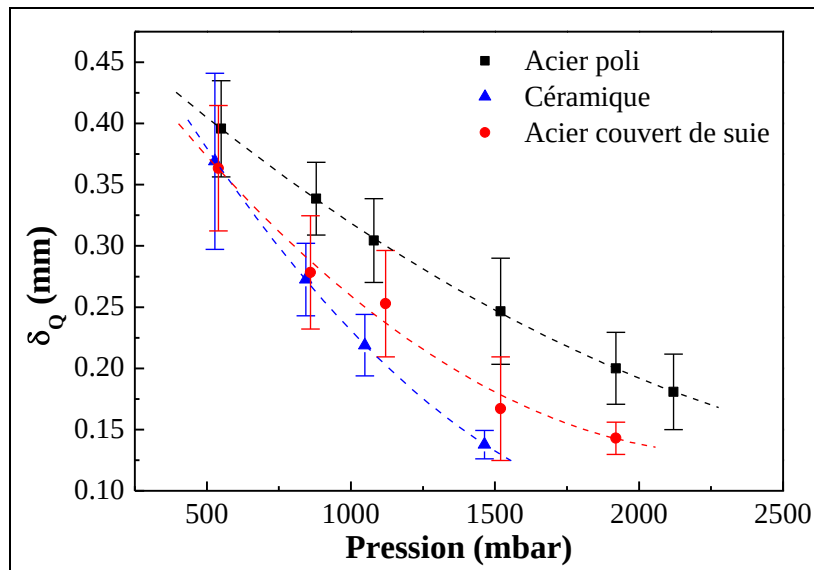


Fig. 1.13 : Influence de la nature de la paroi sur la distance de coincement latéral [25]

Effet de la géométrie de l'interaction

Le comportement local du front de flamme par rapport à la paroi est identique en configuration frontale et latérale. Dans cette dernière configuration, le déplacement de la flamme parallèlement à la paroi entraîne un étirement légèrement supérieur à celui du coincement frontal où il est a priori nul. En effet, Foucher [26] a montré que l'étirement local du front de flamme tend vers zéro lorsque la flamme s'approche perpendiculairement de la paroi.

Sotton [19] puis Boust [1] ont étudié expérimentalement le coincement frontal et latéral d'une flamme prémélangée méthane/air à richesse 0,7 et 1 sur un obstacle en acier dans une chambre iso-volume. Dans les deux géométries de coincement et pour une même richesse, ils remarquent que la pression a le même effet sur la distance de coincement mais les valeurs sont différentes (cf. Fig. 1.14 et Fig. 1.15). En effet, la distance de coincement frontal est 1,4 à 2,5 fois inférieure à la distance de coincement latéral. Le nombre de Peclet diffère également. A une pression de 1 bar, il est égal à 6 lors du coincement latéral alors qu'il ne vaut plus que 3,5 en coincement frontal.

De plus, l'étude de Boust [1] montre que l'évolution et l'amplitude du flux de chaleur pariétal sont assez proches dans les deux configurations d'interaction flamme-paroi, même si le coincement frontal occasionne un flux pariétal légèrement supérieur (différence inférieure à 5 %).

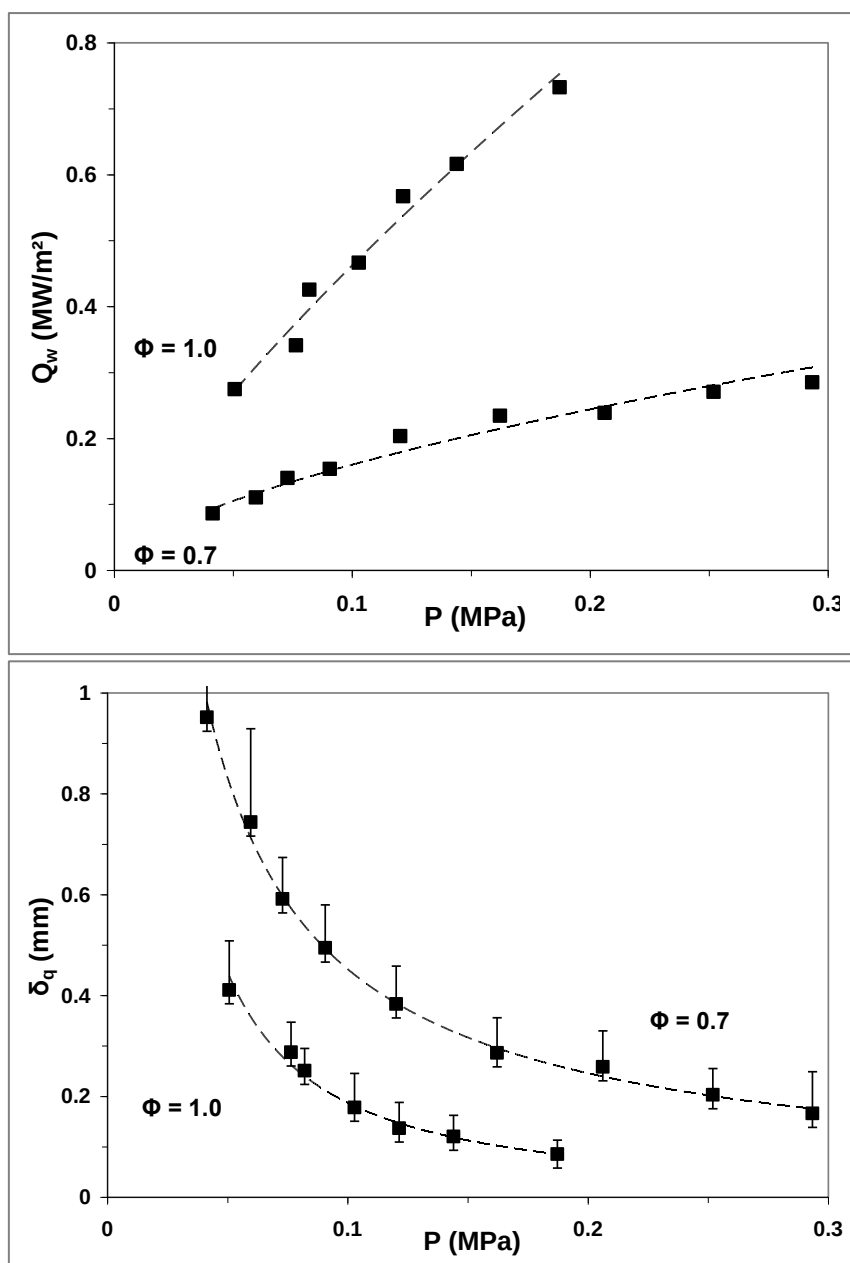


Fig. 1.14 : Influence de la géométrie d'interaction et de la richesse sur le flux thermique pariétal maximal et sur la distance de coincement - méthane/air, coincement frontal [1]

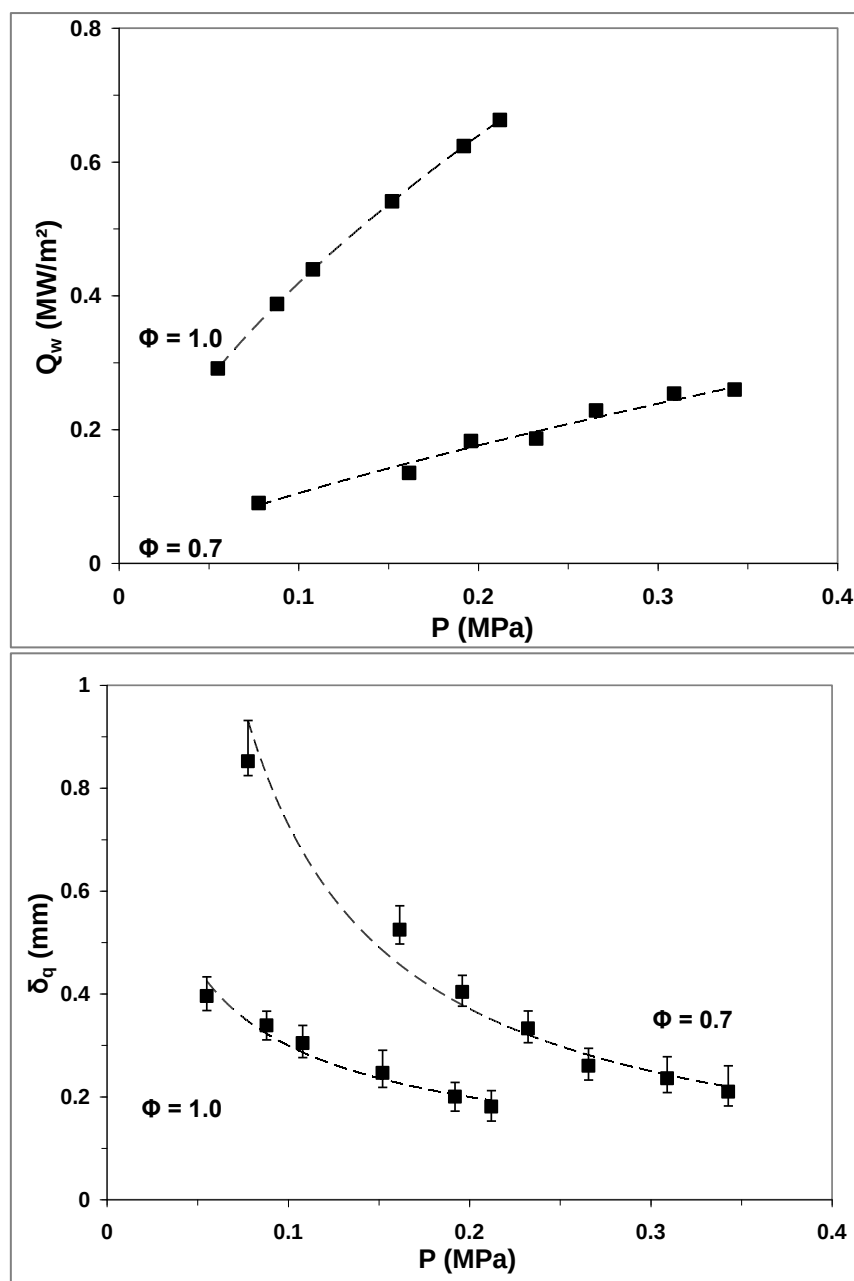


Fig. 1.15 : Influence de la géométrie d'interaction et de la richesse sur le flux thermique pariétal maximal et sur la distance de coincement - méthane/air, coincement latéral [2]

Effet de la richesse

Boust [1] a étudié expérimentalement l'effet de la richesse sur l'interaction flamme-paroi en comparant le flux thermique pariétal maximal et la distance de coincement pour une flamme laminaire de prémélange méthane/air à richesse 0,7 et 1 (cf. Fig. 1.14 et Fig. 1.15). Il constate que $Q_{w,max}$ est multiplié par 3 lorsque la richesse passe de 0,7 à 1 et que δ_q est plus faible (mais pas divisée par 3 vu la non-linéarité de la relation entre ces deux paramètres, cf. Eq. 1.8). Pour le coincement latéral, Lu et al. [27] montrent que le flux adimensionné φ_q est de 0,4 pour le méthane, le propane et l'éthylène, et ce quel que soit la richesse. Le temps d'interaction adimensionné est alors compris entre 1,6 et 2,8. Pour le coincement frontal, Vosen et al. [20] montrent que le flux adimensionné φ_q est compris entre 0,3 et 0,4 pour un mélange méthane/air indépendamment de la richesse. Leur étude numérique donne des résultats similaires que la chimie soit simple ou détaillée. Les

différences de φ_q peuvent être expliquées par l'adimensionnement qui nécessite la connaissance de la puissance de flamme, comme expliqué au paragraphe 1.2.3.

Effet de la température de paroi

Ezekoye et al. [28] montrent expérimentalement que le flux adimensionné φ_q augmente avec la température de paroi. Popp et Baum [29] ont quant à eux étudié numériquement l'influence de cette température sur le flux thermique lors du coincement frontal d'une flamme laminaire méthane/air stœchiométrique. Ils ont utilisé un calcul de DNS avec une chimie complexe et ont fait varier la température de paroi entre 300 et 600 K. Cette DNS confirme que le flux thermique pariétal maximal augmente avec la température de paroi.

Popp et Baum [29] montrent également qu'entre 300 et 400 K, la paroi est inerte car la concentration en intermédiaires stables (H_2 , $HCOH$, H_2O_2) et radicalaires (CH_3^* , HO_2^*) en proche paroi est faible. C'est pourquoi une chimie simple est suffisante pour modéliser la combustion. Mais à partir de 400 K cette chimie simple ne suffit plus car la paroi n'est plus inerte vu que la concentration de ces intermédiaires est importante, ce qui entraîne un effet de catalyse non négligeable. Ces phénomènes provoquent un épaissement du front de flamme.

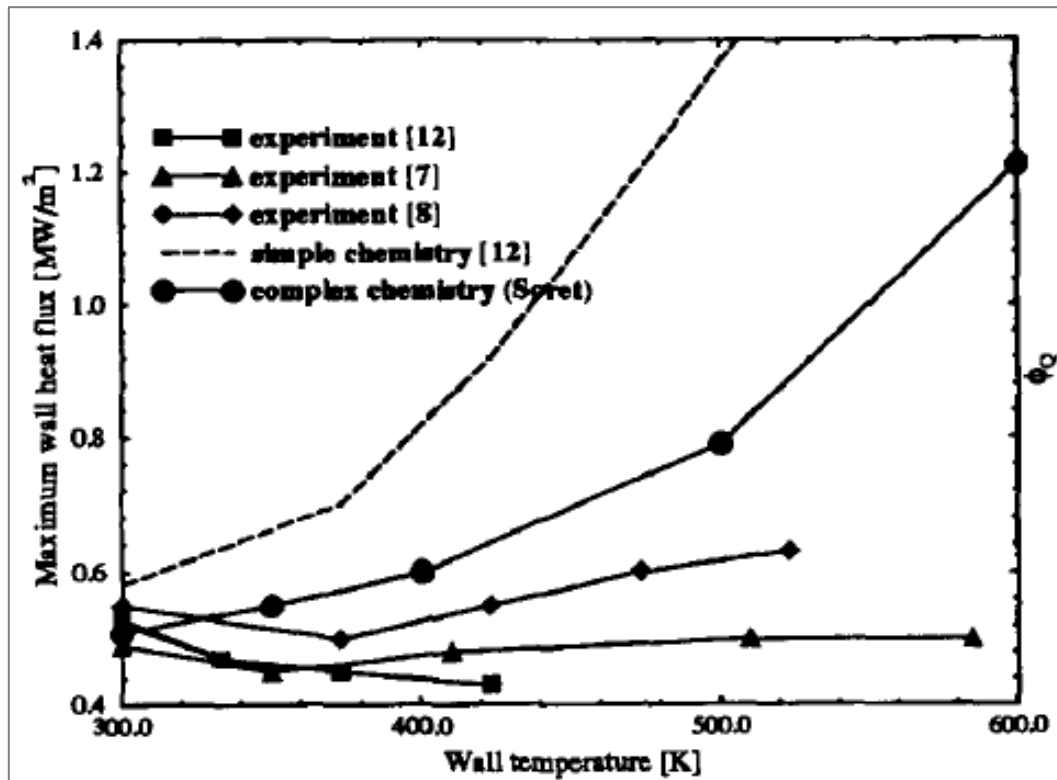


Fig. 1.16 : Effet de la température de paroi sur le flux thermique pariétal maximal [30]

Sotton [19] a également étudié l'influence de cette température sur le coincement latéral d'une flamme laminaire méthane/air stœchiométrique prémélangée sur un obstacle en céramique dans une chambre iso-volume. Lorsque la température de l'obstacle augmente de 295 à 495 K, la distance de coincement est, dans ces conditions de pression, divisée par 2 (cf. Fig. 1.17). Ce résultat confirme que le coincement est gouverné par les pertes de chaleur à la paroi.

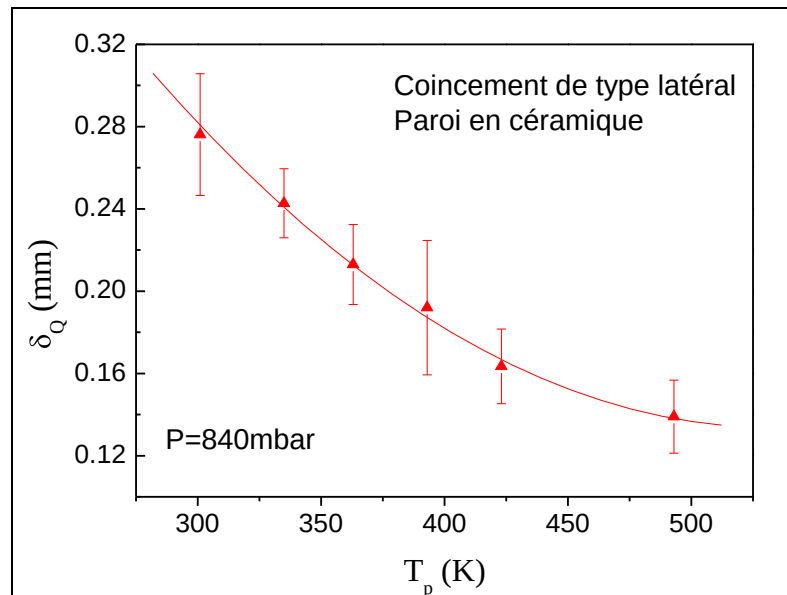


Fig. 1.17 : Effet de la température de paroi sur la distance de coincement [19]

1.4. Simulation du moteur à allumage commandé : la flamme turbulente

Dans un moteur à allumage commandé, les gaz frais ont, dans la plupart des cas, une aérodynamique structurée composée d'un mouvement principal selon un axe perpendiculaire à l'axe du cylindre, ce mouvement est appelé le *tumble*. Ce mouvement permet de mieux contrôler le processus de combustion grâce à une meilleure régulation de l'écoulement des gaz frais. Mais si cette aérodynamique permet d'obtenir une combustion rapide de la quasi-totalité de la charge dans un temps très court, l'inconvénient est que la vitesse et la turbulence alors engendrées augmentent les transferts thermiques pariétaux. Le développement de la chambre de combustion du moteur requiert alors la connaissance des paramètres du coincement dans des régimes de flamme transitoires non-stationnaires. Mais comme l'ont démontré Sotton et al. [24], ces paramètres ne peuvent être prédits par des corrélations laminares, d'où la nécessité d'étudier les cas de flammes turbulentes.

Cette partie présente tout d'abord les différents régimes de combustion turbulente avant de présenter les champs de vitesse rencontrés dans un moteur à combustion interne. Puis elle se poursuivra par le bilan énergétique d'un moteur avant de se terminer par une présentation des effets de différents paramètres sur le phénomène du coincement (aérodynamique des gaz frais, isolation des parois, ...).

1.4.1. Régimes de combustion

Tout d'abord, la turbulence engendrée par l'aérodynamique structurée des gaz frais augmente les phénomènes de transport responsables de la propagation de la flamme. Les tourbillons plissent le front de flamme et augmentent donc le taux de réaction par rapport à une flamme plane laminaire. Afin de définir le régime de combustion en fonction de l'aérodynamique et de la composition du mélange, il existe plusieurs paramètres :

- ✓ Le nombre de Reynolds turbulent compare l'intensité de l'agitation turbulente aux forces de viscosité :

$$Re = \frac{u', L}{\nu} \quad (\text{Eq. 1.10})$$

- ✓ Le nombre de Damköhler compare le temps caractéristique de la turbulence à celui de la réaction chimique :

$$Da = \frac{L}{\delta_l} \cdot \frac{S_l}{u'} \quad (\text{Eq. 1.11})$$

- ✓ Le nombre de Karlovitz compare le temps caractéristique de la réaction chimique à celui des tourbillons correspondant à l'échelle de Kolmogorov :

$$Ka = \left(\frac{u'}{S_l} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{L}{\delta_l} \right)^{1/2} \quad (\text{Eq. 1.12})$$

Dans ces différentes équations, u' est l'intensité de turbulence, L l'échelle intégrale, ν la viscosité cinématique, S_l et δ_l respectivement la vitesse de combustion et l'épaisseur du front de flamme laminaire.

En régime moteur, il y a trois domaines de combustion qui nous intéressent (cf. carré rouge sur la figure 1.18) :

- ✓ les flammes laminaires quand $Re \ll 1$
- ✓ les flammes plissées quand $Da > 1$ et $Ka < 1$. La structure de la flamme n'est dans ce cas pas affectée par la turbulence. Elle est en fait constituée d'une ou plusieurs flammelettes laminaires qui sont plissées par la turbulence qu'elles rencontrent.
- ✓ les flammes plissées avec poche (flammes corruguées) quand la turbulence devient forte devant la vitesse de flamme. Cette turbulence peut provoquer une interaction entre deux morceaux de flammelette, ce qui entraîne une flamme fortement déformée par de gros tourbillons jusqu'à la rupture du front de flamme, créant ainsi des poches de gaz.

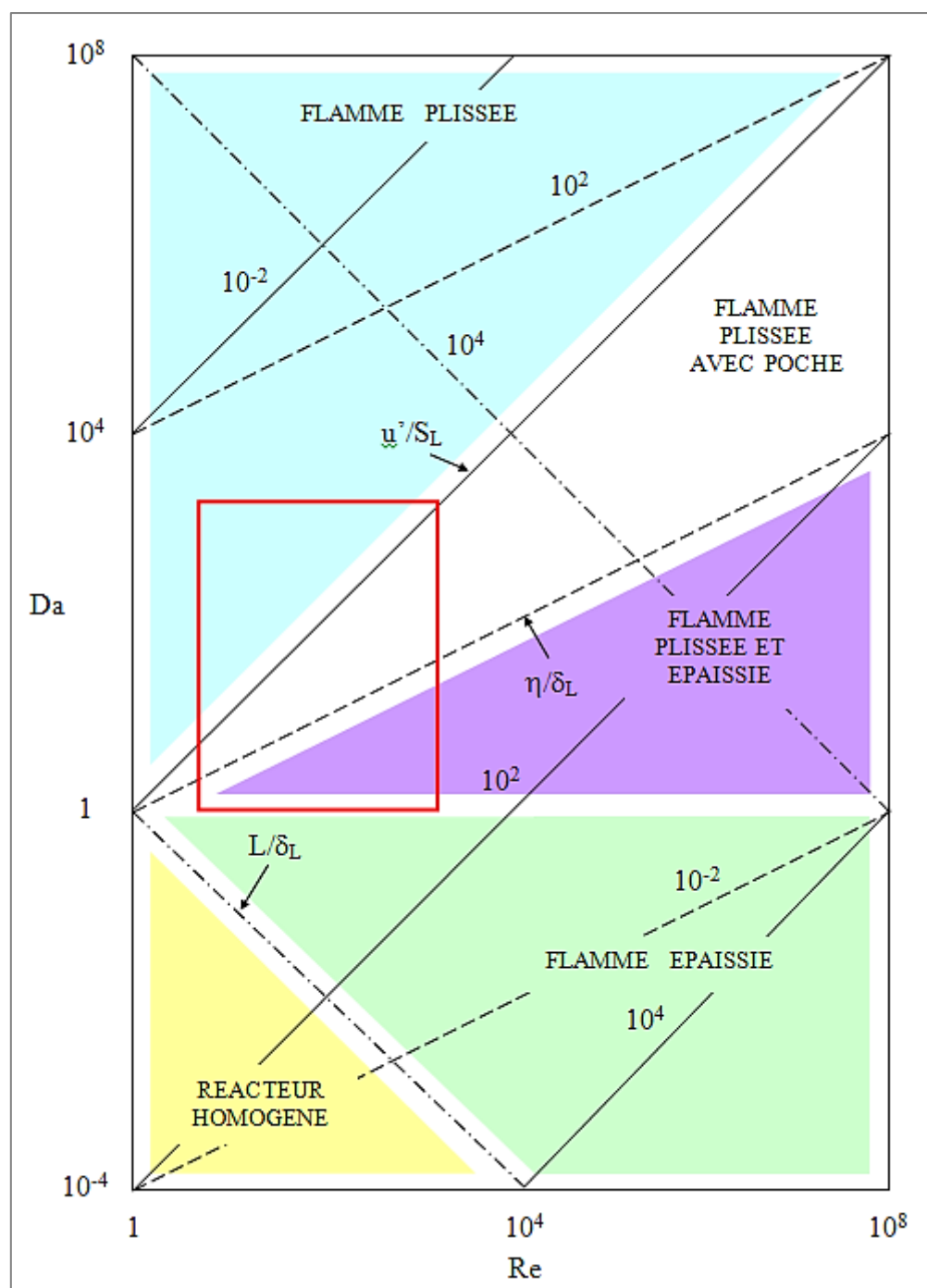


Fig. 1.18 : Diagramme de Borghi [31]

1.4.2. Champ de vitesse

Structure de l'écoulement principal

Pour caractériser l'écoulement, une technique multipoint comme la P.I.V. (*Particle Image Velocimetry* cf. § 2.3.6) convient car elle peut fournir des informations quantitatives sur l'écoulement si la résolution spatiale est élevée. Mais la L.D.V. (*Laser Doppler Velocimetry*) a souvent été privilégiée pour extraire des grandeurs relatives à la turbulence car elle permet de connaître précisément la vitesse en un point avec une résolution temporelle nettement supérieure. D'ailleurs de nos jours, les améliorations de la P.I.V. rapide (5 kHz) ne permettent toujours pas d'obtenir une résolution temporelle similaire à celle de la L.D.V. (50-100 kHz).

Des mesures en L.D.V. [32] ont montré que les cas réactif et inerte donnent des vitesses similaires bien que le taux d'acquisition soit nettement réduit en combustion (cf. Fig. 1.19). Pendant l'échappement, les vitesses moyennes sont plus grandes dans le cas réactif à cause de la pression supérieure liée à la combustion. Pendant l'admission et le début de la compression la vitesse diminue ce qui provoque une diminution de l'énergie cinétique turbulente de manière exponentielle.

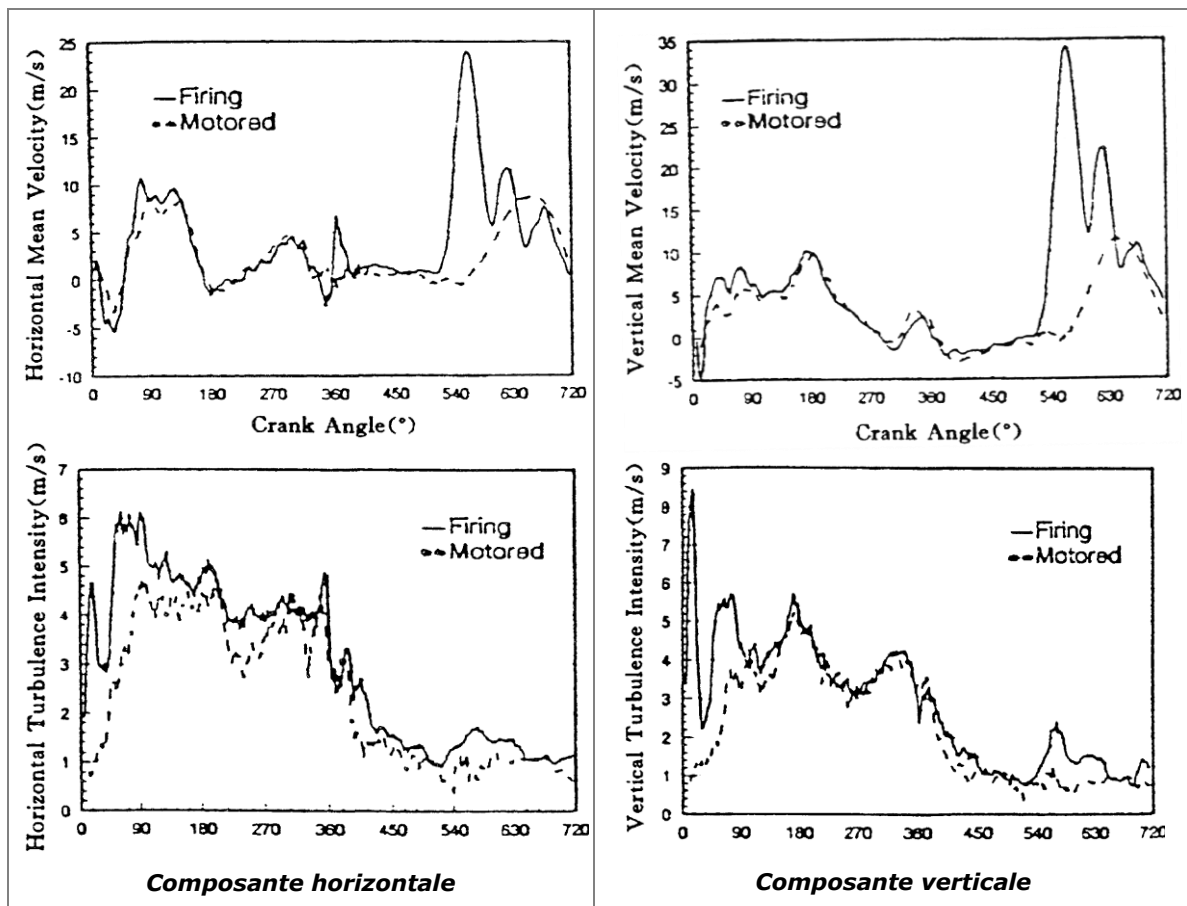


Fig. 1.19 : Vitesse et turbulence - moyenne d'ensemble à 1100 tr/min [32]

Fujimoto et al. [33] ont quant à eux observé en P.I.V. les effets combinés du squish (mouvement des gaz dû à la géométrie du piston lors de la compression) et du tumble sur l'écoulement moyen dans le plan médian d'un monocylindre à allumage commandé (cf. Fig. 1.20). Ils ont remarqué que :

- ✓ La compression « casse » le tumble en plusieurs petits tourbillons qui maintiennent une turbulence intense.
- ✓ Le squish côté échappement tend également à détruire ce tumble.

- ✓ Le squish côté admission soutient le tumble. Il renforce en effet l'aérodynamique des gaz jusqu'au point mort haut ce qui favorise une combustion plus rapide.

La comparaison avec un piston plat, c'est-à-dire sans squish, montre l'intérêt énergétique de ce dispositif. En effet, la persistance des tourbillons jusqu'en fin de compression assure une turbulence intense au moment de l'allumage, donc un dégagement de chaleur plus rapide pendant la combustion mais également moins de fluctuations cycliques.

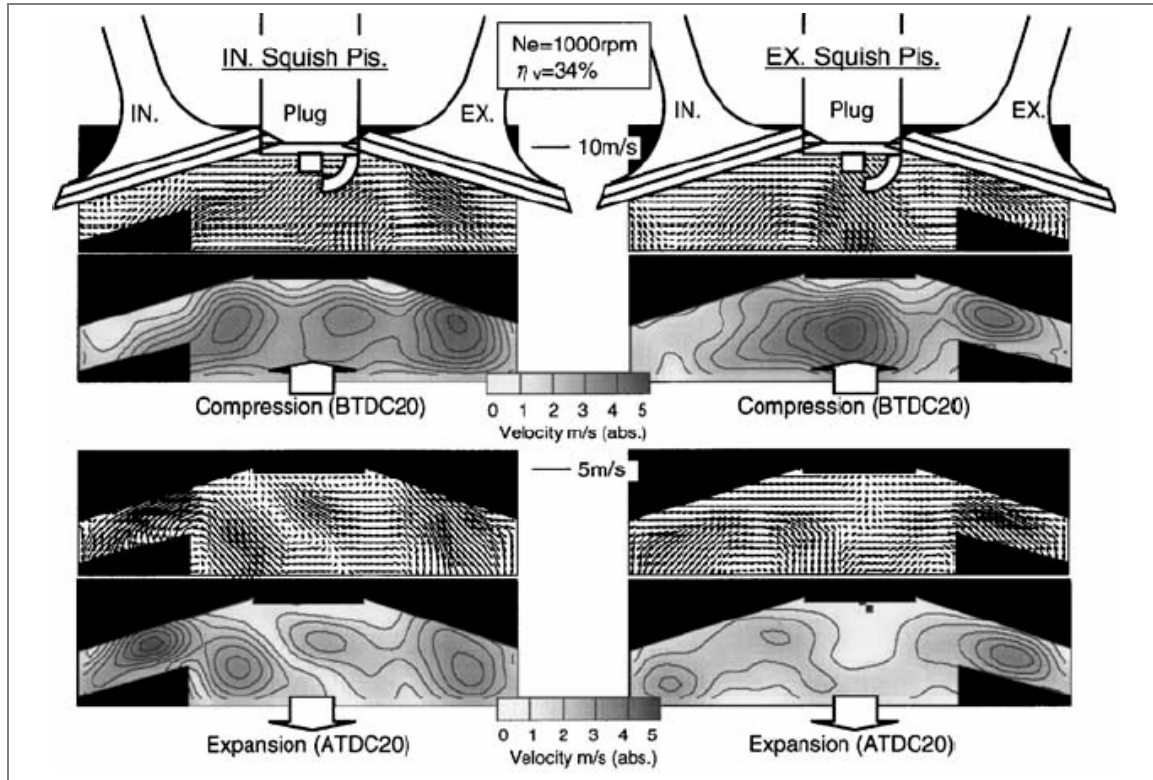


Fig. 1.20 : Influence de squish - moyenne d'ensemble [33]

Structure de l'écoulement en proche paroi

L'étude menée dans un monocylindre à allumage commandé (mouvement de tumble) a permis à Alizon [34] d'étudier l'aérodynamique en proche paroi grâce à des mesures de L.D.V. dans le cas inerte avec des gaz « frais » à température ambiante. A 1200 tr/min et avec une pression d'admission de 1,5 bar, il constate que la zone d'influence de la paroi sur l'aérodynamique, c'est-à-dire la couche limite, est inférieure à 1 mm (il ne dispose pas de mesures plus proches de la paroi). L'énergie cinétique turbulente diminue avec la distance à la paroi, ce qui signifie qu'il y a un amortissement des grandes structures turbulentes en proche paroi. Seules les plus petites structures, porteuses de moins d'énergie, peuvent « pénétrer » dans la zone de proche paroi. Ce phénomène d'atténuation va jusqu'à la disparition théorique des transports turbulents dans la zone linéaire de la couche limite. En dehors de la couche limite, mais à une distance à la paroi inférieure à 7 mm, la compression dissipe la turbulence à la faveur d'un écoulement structuré faiblement turbulent de tumble. L'analyse de l'évolution spatiale de l'échelle intégrale de longueur dans la direction de l'axe du cylindre montre que la taille moyenne des structures turbulentes varie en proche paroi, ce qui semble indiquer qu'il existe un gradient des transports turbulents car l'échelle intégrale de longueur peut être vue comme une sorte de longueur de mélange associé à la turbulence. En calculant le coefficient d'anisotropie, défini par Fraser & Bracco [35], à partir de l'intensité de turbulence entre 2 points de mesure adjacents, Alizon [34] montre que la turbulence est localement homogène et isotrope en proche paroi.

Par contre, l'étude de Liu et al. [32] citée précédemment montre qu'avec ou sans combustion, les frottements pariétaux induisent un gradient de vitesse au voisinage de la paroi. L'intensité de turbulence diminue le long du rayon du cylindre puis augmente brutalement à l'approche de la paroi. Cette agitation turbulente est entretenue au contact de la paroi par dissipation visqueuse. Le gradient de turbulence au voisinage de la paroi laisse deviner une couche limite. Mais en réactif, la forte viscosité des gaz brûlés fait augmenter la dissipation turbulente d'où une diminution de l'intensité de turbulence.

Foucher [26] montre que la couche limite cinématique diminue lorsque le swirl augmente. Quand le moteur est entraîné, c'est-à-dire sans combustion, l'intensité de turbulence augmente près des parois alors qu'avec combustion elle diminue. En fait, la viscosité plus grande des gaz brûlés fait augmenter la dissipation turbulente. La paroi modifie alors la turbulence de plusieurs façons :

- ✓ La condition d'adhérence à la paroi entraîne un amortissement des fluctuations turbulentes au voisinage de la paroi.
- ✓ Les structures turbulentes ayant une taille caractéristique supérieure à leur distance à la paroi ne peuvent subsister et sont donc dissipées. Ceci entraîne la diminution des échelles caractéristiques de turbulence vers des petites échelles peu énergétiques.

En plus d'imposer une couche limite hydrodynamique, Lyford-Pike et al. [36] montrent que la paroi est responsable de la couche limite thermique qui augmente pendant la phase de compression et peut mesurer 1 mm lors de la combustion. Cette couche limite thermique augmente également lorsque le swirl augmente.

Effet de la flamme sur l'écoulement

L'effet du front de flamme sur la turbulence s'ajoute à l'effet de la paroi. En effet, Angelberger [37] montre que le dégagement de chaleur de la flamme affecte la turbulence en dilatant le champ de vitesse et en augmentant la viscosité moléculaire. Le passage de la flamme affecte en effet l'intensité de la turbulence de trois façons :

- ✓ augmentation des phénomènes de dissipation moléculaire
- ✓ dilatation volumique entraînant une dilatation des échelles caractéristiques
- ✓ interaction des fluctuations de densité avec un gradient de pression généré par la flamme

Les deux premiers effets diminuent l'agitation de turbulence tandis que le dernier est un terme source.

1.4.3. Bilan énergétique du moteur

Mukai et al. [38] ont fait le bilan énergétique d'un moteur 4 cylindres de 2 L (cf. Fig 1.21). Les pertes thermiques pariétales sont en fait évaluées via le fluide de refroidissement tandis que les pertes à l'échappement sont calculées avec la température des gaz et l'énergie chimique des imbrûlés via leur composition. Les pertes par refroidissement représentent 40 % (elles diminuent légèrement quand le régime ou la charge augmente). Elles sont donc le 1^{er} poste de dépense énergétique avec les pertes à l'échappement. On remarque que les valeurs de la figure 1.21 sont différentes de celles de la figure 1.1 car elles dépendent des conditions retenues par les auteurs.

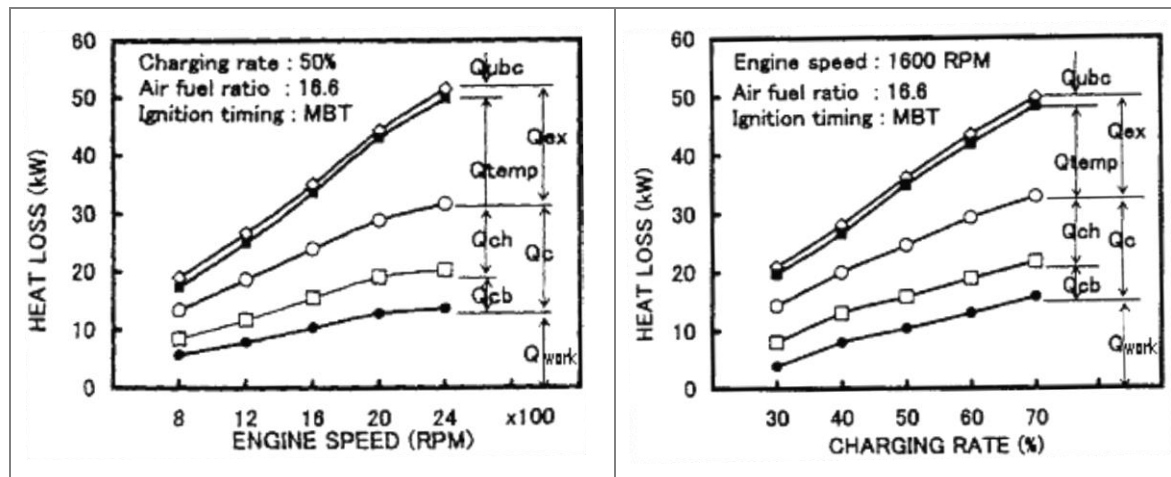


Fig. 1.21 : Influence du régime et de la charge sur le bilan d'énergie [38]

Sur cette figure, Q_{work} représente la puissance mécanique sur l'arbre, Q_{cr} , Q_{cb} et Q_{ch} représentent respectivement la puissance thermique de refroidissement totale, sur le bloc moteur et sur la culasse, Q_{ex} la puissance thermique perdue à l'échappement, Q_{temp} la puissance thermique des gaz d'échappement et Q_{ubc} la puissance chimique des imbrûlés.

1.4.4. La physique de l'interaction flamme-paroi

Effet de la paroi sur la flamme

Dans une configuration moteur, Foucher et al. [39] montrent que la paroi a une influence sur le front de flamme. En effet, l'intégrale du taux de réaction à travers le front de flamme turbulent est constante pour des distances à la paroi supérieures à 1,5 mm et diminue linéairement pour des distances inférieures. Cette étude montre également que la dimension fractale du front de flamme évolue en fonction de la distance à la paroi. En effet, dans des plans parallèles à la paroi, la dimension fractale augmente quand la distance à la paroi diminue. Dans des plans perpendiculaires, elle est constante pour des distances supérieures à 1,5 mm et diminue linéairement jusqu'à atteindre la dimension d'une surface plane pour des distances inférieures, ce qui est appelé la relaminarisation de la flamme turbulente.

Les températures et flux pariétaux

Dans un moteur 4 cylindres à injection multipoint et fort taux de swirl, Hayes et al. [2] ont observé que la température de paroi moyennée cycle-à-cycle et le flux pariétal maximal au centre de la culasse augmentent avec le régime (cf. Fig. 1.22). Mais le transfert de chaleur aux parois est non uniforme dans la chambre de combustion comme le montrent Choi et al. [40]. En effet sur la Fig. 1.23, on remarque que les soupapes d'admission cèdent de la chaleur aux gaz frais pendant une partie du cycle et sont alors à une température moyenne modérée (environ 500 K), alors que les soupapes d'échappement reçoivent de la chaleur des gaz brûlés, elles sont donc portées à hautes température (environ 1000 K).

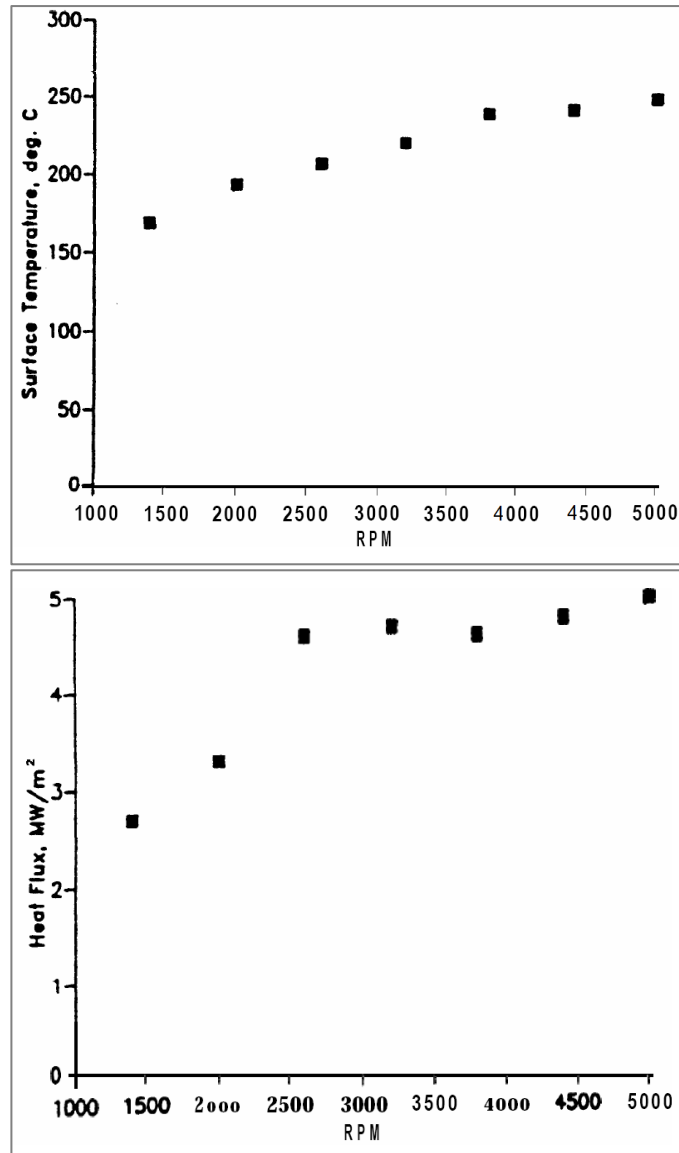


Fig. 1.22 : Température de paroi (en haut) et flux thermique pariétal maximal (en bas) au centre de la culasse [2]

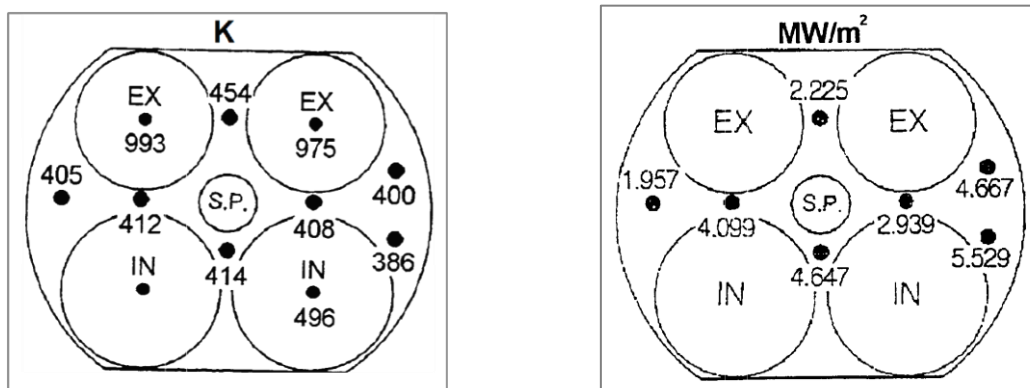


Fig. 1.23 : Température de surface (à gauche) et flux maximal pariétal (à droite) sur la culasse - 3000 tr/min [40]

Influence de l'aérodynamique

Saulnier et. al [41] ont montré que le flux moyen sur la culasse à 2000 tr/min augmente lorsque l'aérodynamique augmente. De même, une avance à l'allumage plus

grande, c'est-à-dire une vitesse d'écoulement plus élevée au moment de la combustion, augmente ces pertes thermiques car comme la combustion intervient plus tôt, l'interaction entre les gaz brûlés et la paroi est plus longue, ceux-ci peuvent donc lui céder plus de chaleur.

Lors de l'étude d'Alizon [34] citée précédemment, celui-ci montre que l'ajout d'E.G.R. entraîne la diminution des échanges thermiques de la paroi vers les gaz brûlés lors de l'admission. Deux causes possibles de cette dépendance :

1. L'E.G.R., étant à haute température, chauffe la température moyenne du gaz admis ce qui fait diminuer la différence de température entre la paroi et les gaz frais, donc les échanges convectifs.
2. L'ajout d'E.G.R. modifie l'aérodynamique de l'écoulement (mouvements turbulents) donc le coefficient de convection est modifié. Par conséquent, les transferts thermiques sont également modifiés.

Influence de l'état de surface et de l'isolation des parois

Tsutsumi et al. [42] ont étudié l'influence du polissage des pistons dans un moteur à allumage commandé sur les pertes thermiques pariétales. Les pistons polis jusqu'à une finition « miroir » font diminuer la consommation spécifique (B.S.F.C. : Brake Specific Fuel Consumption) et augmenter la température des gaz brûlés et le couple moteur. Les gains deviennent significatifs si les soupapes et la culasse sont polies de la même façon. La température de surface du piston poli est inférieure de 2 à 5 K, ce qui va de pair avec l'augmentation de la température des gaz brûlés. La simulation numérique montre que les pertes de chaleur pariétales diminuent d'environ 6 % ce qui explique le gain d'efficacité. La propriété conductrice du piston est inchangée par le polissage. Par contre, le polissage modifie l'émissivité, car il rend la surface plus réfléchissante, mais également la rugosité, paramètre important de la couche limite cinématique et donc thermique. Il est donc impossible de savoir avec cette étude si c'est l'émissivité ou la rugosité qui est à l'origine des températures de surface différentes.

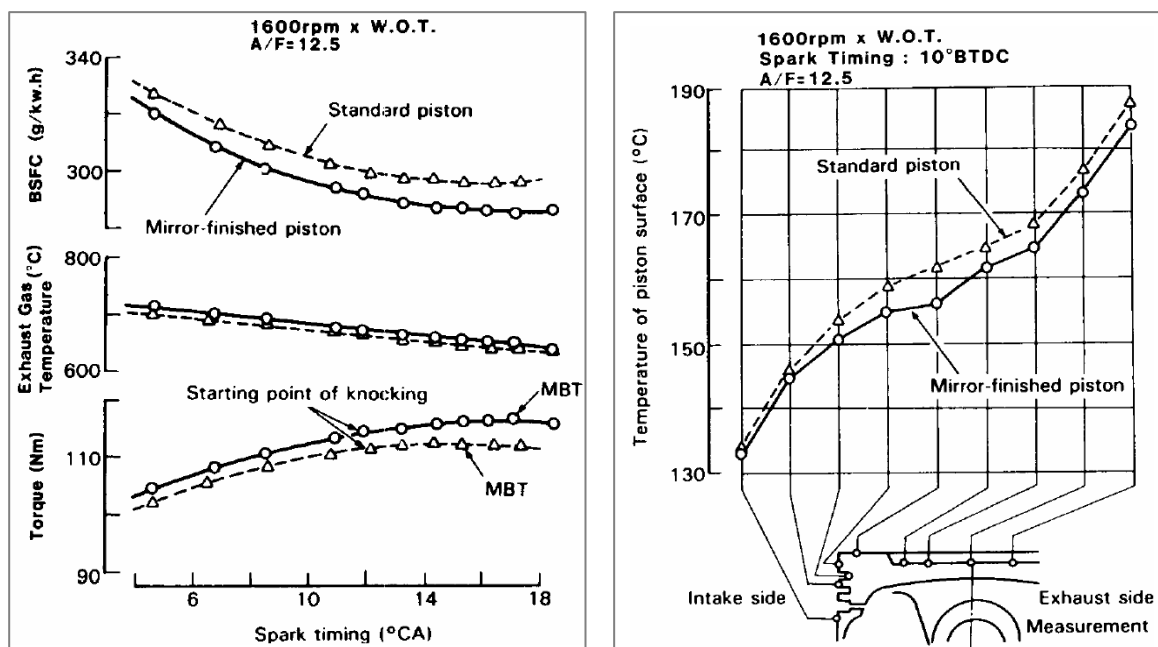


Fig. 1.24 : Effet du polissage des pistons [42]

Le concept de moteur à faible rejet de chaleur (L.H.R. : Low Heat Rejection engine) fait alors l'objet d'investigations particulières. Une solution est d'isoler la chambre de combustion avec un dépôt de céramique. Mais le problème est qu'à haute température

pariétale, la céramique fait chuter le rendement volumétrique pendant l'admission. De plus, les gaz sont adsorbés par la céramique et peuvent être alors désorbés lorsque leur contribution n'est pas propice au cycle moteur. Il en résulte une augmentation de la consommation spécifique B.S.F.C. lorsqu'il y a un dépôt de 0,5 mm de zircone ZrO_2 sur le piston [42].

1.4.5. Condensation de l'eau produite lors de la combustion

La combustion de composés contenant de l'hydrogène entraîne la production d'eau. Dans les moteurs à combustion interne cette eau reste à l'état gazeux tant que la pression partielle de vapeur à la paroi est inférieure à la pression de vapeur saturante. Mais lorsqu'elle atteint cette valeur, le changement de phase a lieu pour que la pression partielle au niveau de la paroi soit maintenue à la valeur de la pression de vapeur saturante associée à la température de l'interface. Un mince film d'eau condensée commence alors à croître. Ezekoye [43] montre numériquement que la condensation a lieu au moment du coincement. Or, dans un moteur à combustion interne, le coincement de la flamme apparaît à différents instants sur chaque élément de paroi. Il est donc possible d'avoir de la condensation, soit une baisse de pression due à la diminution du nombre de moles gazeuses, alors que la pression maximale n'est pas atteinte. Il montre également qu'un gradient de température est visible dans le film d'eau condensée. D'ailleurs, pour un mélange propane/air stœchiométrique, il montre que lorsque la condensation est couplée au phénomène de coincement à une température de paroi de 300 K, ce gradient de température augmente de 7 %. Le flux thermique maximal de chaleur cédé lors du changement de phase de l'eau représente environ 5 % du flux thermique pariétal dans ces mêmes conditions. Ce phénomène de condensation peut expliquer la différence systématique entre les résultats numériques et expérimentaux en termes de flux thermique pariétal, vu que les modèles ne prenaient pas en compte la condensation. Or cet écart de valeur a toujours été interprété comme une erreur systématique dans l'interprétation des résultats expérimentaux. De plus, cette couche d'eau condensée sur la paroi influence les effets catalytiques du matériau tandis que la migration de la vapeur d'eau dans la zone de coincement peut modifier la chimie de la phase gazeuse au moment du coincement.

1.5. *Présentation succincte du projet A.N.R. « InterMAC »*

Comme précisé dans l'introduction générale, une partie de ces travaux de thèse est incluse dans le projet A.N.R. InterMAC. Ce projet regroupe l'IFPEN, le CORIA, le CETHIL, Renault S.A. et bien sûr l'Institut Pprime. L'objectif de ce projet est le développement de modèles pour l'interaction flamme-paroi dans les moteurs à allumage commandé. Pour ce faire, une étude expérimentale locale de l'interaction entre une flamme de prémélange turbulente et une paroi plane en condition isobare est réalisée par le CETHIL. Cette étude est appuyée par une simulation numérique directe (DNS) réalisée par le CORIA. Cette seconde approche peut être vue comme une expérience numérique et consiste à résoudre les équations fondamentales sans aucune modélisation. L'avantage de cette méthode est qu'elle donne accès à un détail beaucoup plus grand que les techniques expérimentales et facilite ainsi la capitalisation du savoir acquis en termes de formulation de modèles. Ces travaux de thèse permettent de fournir des résultats expérimentaux concernant l'étude de l'interaction flamme-paroi dans une enceinte fermée dans des conditions proche moteur. Ces données servent de base pour développer des modélisations adéquates dans plusieurs situations d'interaction flamme-paroi dans un moteur (flamme se propageant vers une paroi, avec un écoulement moyen parallèle à la paroi ou impactant celle-ci, flamme se propageant parallèlement à la paroi, ...) et surtout en ce qui concerne la

modélisation des pertes thermiques. Le développement de nouveaux modèles, basés sur une approche de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) est réalisé par l'IFPEn. Enfin, le développement par l'IFPEn d'une technique innovante permettant de mesurer de façon non intrusive l'évolution des températures de paroi dans un moteur à combustion interne, permet de faire une base de données dédiée à la validation des approches proposées. L'organigramme suivant permet de mieux comprendre les liens entre les différents acteurs du projet InterMAC :

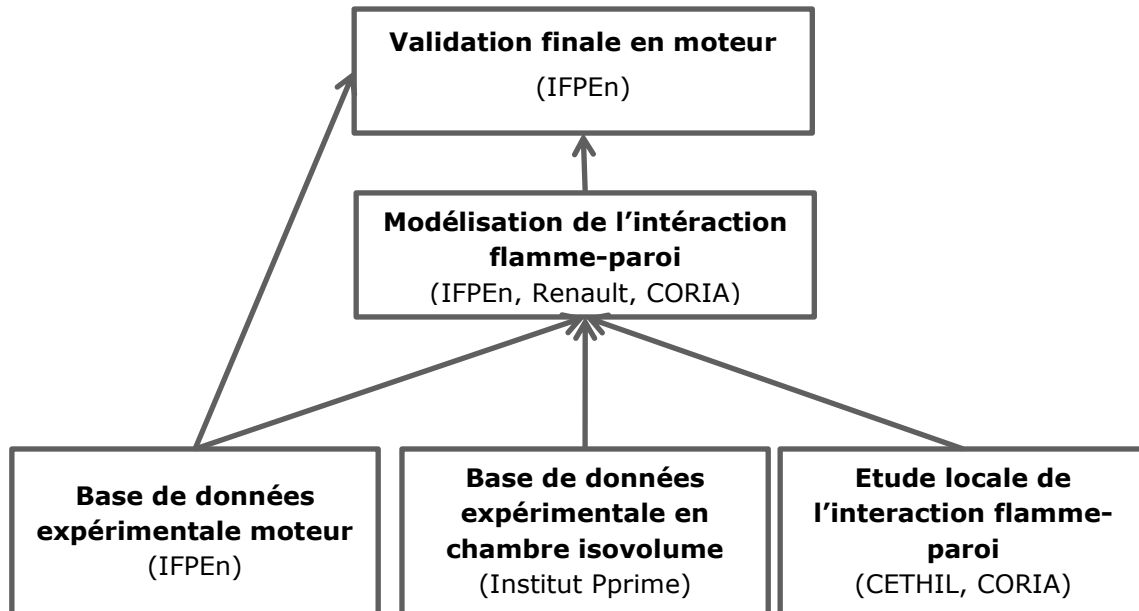


Fig. 1. 25 : Organisation du projet InterMAC

Au moment de la rédaction de ce mémoire, deux articles concernant la simulation numérique directe de l'interaction entre une flamme de prémélange turbulente et une paroi plane en condition isobare ont été publiés par Leveugle [44, 45]. Cette simulation comprend un schéma cinétique à une étape. En effet, des études numériques [46, 47] ont montré que le mécanisme réactionnel n'influence pas la distance de coincement et le flux thermique pariétal. Le solveur utilisé par Leveugle est de type faible nombre de Mach qui néglige les phénomènes acoustiques, permettant alors un calcul plus rapide. Cette simulation, en 2D et en 3D, modélise une flamme en V laminaire ou turbulente se propageant dans un conduit de dimensions $5 \times 1 \times 2 \text{ cm}^3$. La 1^{ère} publication [44] concerne l'étude de la combustion d'un mélange réactif méthane/air. De premiers résultats 1D en coincement frontal ont montré que le processus d'interaction flamme-paroi se fait en 4 étapes principales (cf. Fig. 1. 26) :

- ✓ $t \ll t_q$: le front de flamme se propage librement
- ✓ $t \leq t_q$: la flamme impacte la paroi, entraînant une hausse du gradient de température
- ✓ $t = t_q$: instant de coincement caractérisé par le maximum de flux thermique pariétal
- ✓ $t > t_q$: l'évolution de la température est uniquement dirigée par la diffusion thermique et les pertes thermiques à la paroi

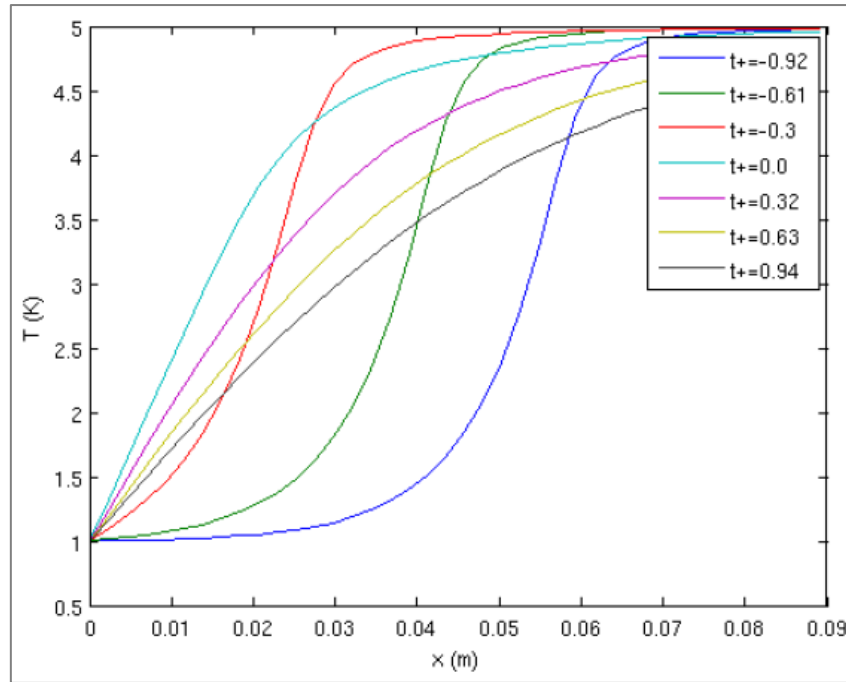


Fig. 1. 26 : Evolution du profil de température pendant l'interaction flamme-paroi [44]

Leveugle [44] observe alors que le flux thermique pariétal est maximal juste après l'instant où la flamme atteint la distance de coincement (cf. Fig. 1. 27 et Fig. 1. 28).

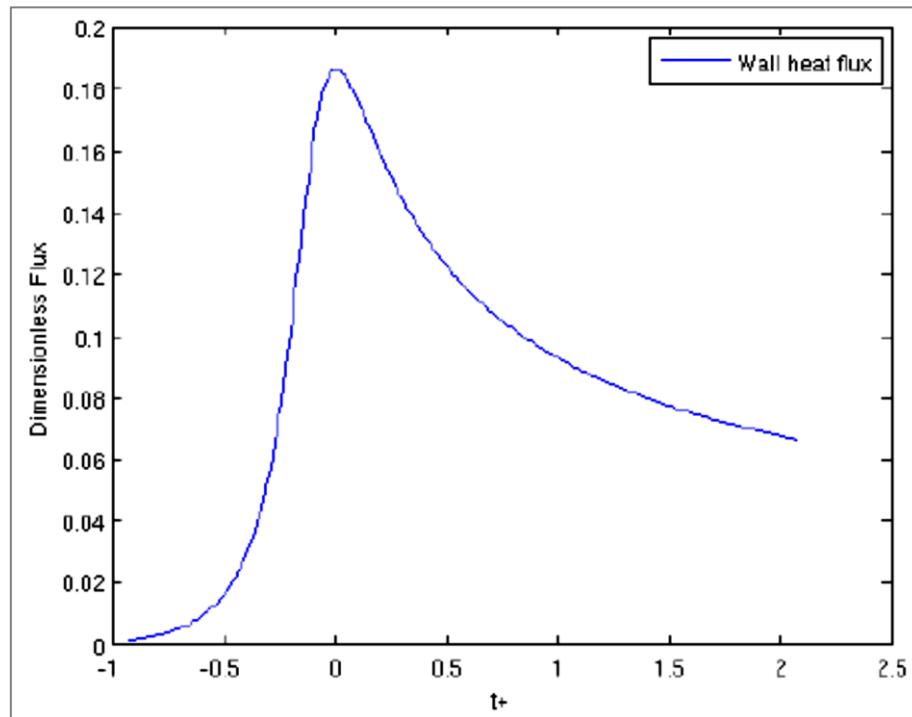


Fig. 1. 27 : Evolution temporelle du flux thermique pariétal adimensionné [44]

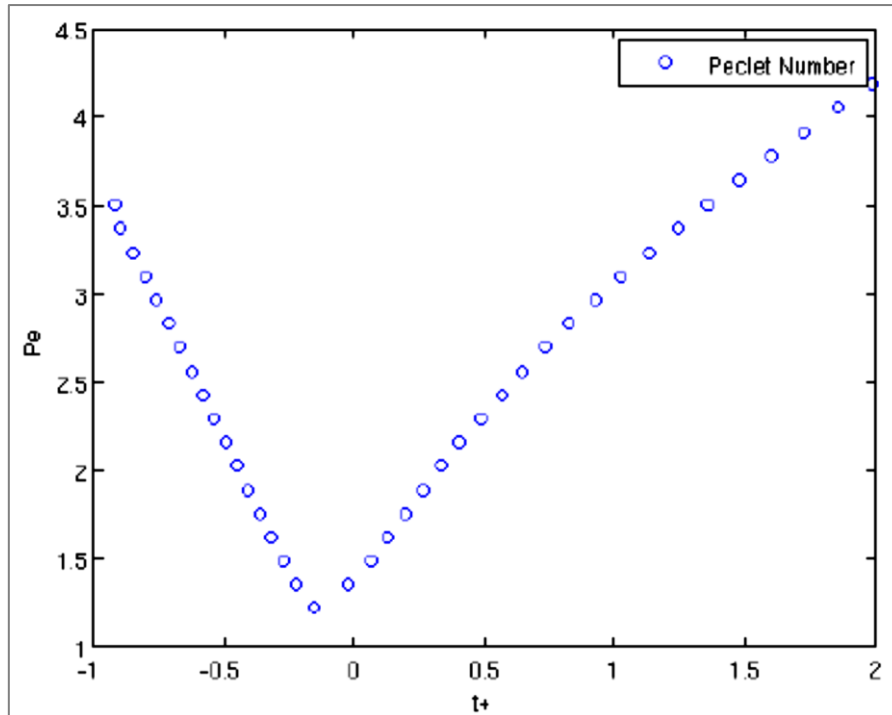


Fig. 1. 28 : Evolution temporelle du nombre de Peclet [44]

La simulation 2D d'un écoulement laminaire dans une conduite dont les parois sont isothermes (300 K) a ensuite été présentée dans cette même publication. Lorsque la flamme s'éteint en proche paroi, le pic de flux est de 0,39 MW/m², ce qui est en accord avec les résultats de Popp and Baum [48].

La seconde publication de Leveugle [45] concerne la combustion d'un mélange propane/air dans les mêmes conditions que précédemment. Avec ce mélange, il remarque que l'interaction flamme-paroi en coincement frontal, soit 1D, est composée des mêmes étapes qu'avec le mélange méthane/air. De même, le flux thermique pariétal est maximal juste après l'instant où la flamme atteint la distance de coincement. La simulation 2D en configuration laminaire montre que le maximum de flux thermique pariétal est de 0,39 MW/m². Comme précédemment, cette valeur est en accord avec les résultats de Popp and Baum [48]. La simulation 2D en configuration turbulente est réalisée avec un écoulement dont la vitesse maximale est de 10 m/s. Les couches limites turbulentes sont initialisées grâce à l'injection de turbulence artificielle de Kraichnan-Celik [49, 50]. Leveugle observe que le flux thermique pariétal augmente lorsque la flamme est plus proche de la paroi (cf. Fig. 1. 29).

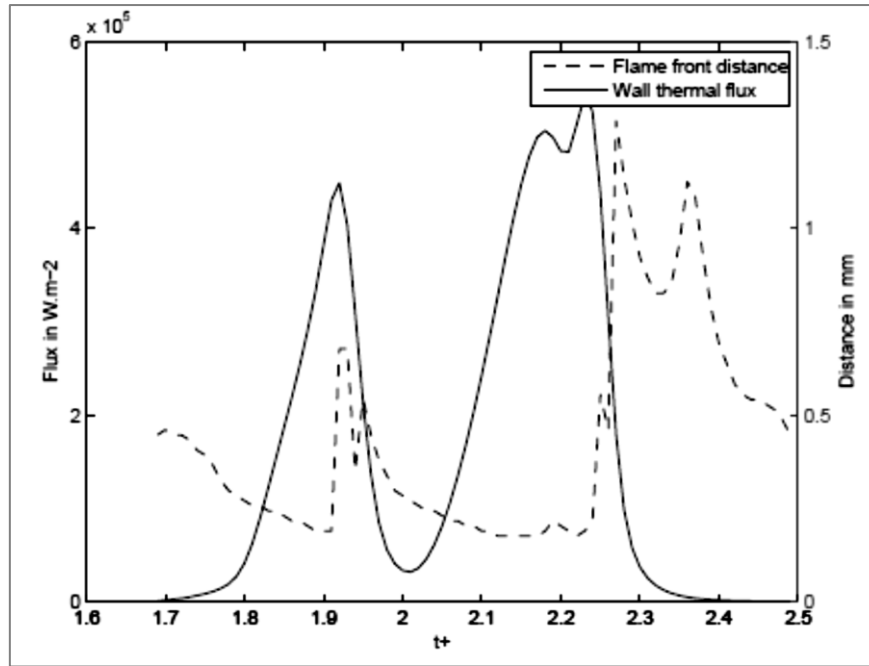


Fig. 1. 29 : Corrélation entre le flux thermique pariétal et la distance flamme-paroi pendant l'interaction flamme-paroi [45]

Dans cette configuration, l'écoulement principal n'est pas assez turbulent pour pénétrer dans la couche limite. Le flux thermique pariétal est donc plus faible que celui escompté mais les pics de flux sont supérieurs en configuration turbulente qu'en configuration laminaire, causant alors des points chauds à la paroi et donc une contrainte thermique du matériau importante. Pendant le coincement de la flamme, Leveugle montre également que le mécanisme réactionnel est très ralenti mais pas totalement arrêté en proche paroi. C'est pourquoi la fraction massique des produits continue d'augmenter lorsque le flux thermique pariétal atteint son maximum (cf. Fig. 1. 30).

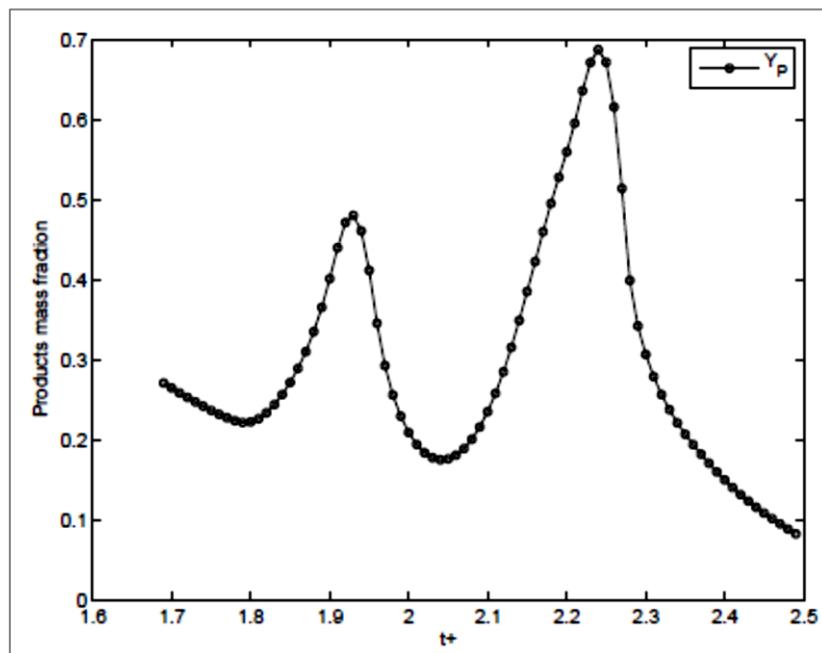


Fig. 1. 30 : Evolution de la fraction massique des produits pendant l'interaction flamme-paroi [45]

1.6. Conclusion

La synthèse bibliographique exposée ici permet de faire le point sur la physique de la flamme, sur l'interaction flamme-paroi en condition laminaire et sur les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs. Cet état de l'art donne un aperçu des conditions physiques à reproduire, en vue d'étudier l'interaction flamme-paroi dans une configuration expérimentale représentative des moteurs.

En régime turbulent, la physique de l'interaction flamme-paroi s'apparente au coincement de flamme laminaire, puisque la flamme est « relaminarisée » en proche paroi. Toutefois, peu d'études permettent de vérifier quantitativement cette hypothèse car la structure du front de flamme n'est pas la même. Les mesures effectuées dans des moteurs permettent néanmoins d'accéder aux paramètres de l'interaction, en termes de pression et température des gaz, température et flux thermique pariétal, vitesse des gaz, intensité et échelles de turbulence, etc... Mais ce régime reste plus délicat à étudier vu que, comme on le verra par la suite, il est impossible d'avoir une pression et donc une température des gaz frais au moment du coincement identiques d'un tir à l'autre car la flamme turbulente ne se développe pas toujours de la même manière, elle n'arrive donc pas toujours au même instant sur la paroi étudiée. De plus, la fréquence d'acquisition des systèmes de diagnostics actuels n'est pas suffisante par rapport au phénomène qui a un temps caractéristique inférieur à 1 ms.

Le dispositif expérimental devra donc prendre en compte ces données pour reproduire, dans une configuration simplifiée, les conditions de l'interaction flamme-paroi dans les moteurs à pistons tant au niveau de l'aérodynamique qu'au niveau de la température de paroi. Il doit aussi permettre de mesurer ces paramètres avec une bonne résolution spatiale et temporelle, afin de produire une base de données précise pour l'évaluation de la pertinence des modèles de pertes thermiques fluide-paroi en combustion turbulente.

Chapitre 2 :
Dispositifs et diagnostics
expérimentaux

2.1. Introduction

L'interaction flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi a été étudiée expérimentalement dans le cadre d'une combustion à volume constant. Ces travaux s'appuient sur un ensemble de moyens expérimentaux, comme la chambre de combustion convertible pour une combustion laminaire ou turbulente, et sur un certain nombre de diagnostics physiques appropriés à la compréhension des phénomènes et à la mesure des paramètres les plus pertinents.

L'étude expérimentale a débutée dans les conditions les plus simples possibles (flamme laminaire et basse pression) puis le dispositif a été progressivement complexifié afin de se rapprocher progressivement des conditions rencontrées dans les moteurs à combustion interne (flamme turbulente et pression élevée).

On se propose dans ce chapitre d'exposer les dispositifs et diagnostics expérimentaux retenus pour cette étude tout en sachant que les échelles spatiales et temporelle caractéristiques de l'interaction sont petites, ce qui nécessite la mise en œuvre de diagnostics spécifiques. L'interaction flamme-paroi est caractérisée par plusieurs paramètres : la distance de coincement, qui représente la distance minimale existante entre la paroi et la flamme lors de son extinction, et le flux de chaleur échangé entre la flamme et la paroi lors du coincement de la flamme.

L'étude a débuté en régime laminaire une pression au moment de l'interaction de 1,018 bar dans une chambre statique dans laquelle un obstacle ayant une température de paroi allant de 300 à 500 K est ajouté. Elle s'est terminée en régime turbulent à une pression au moment de l'interaction de 8 à 15 bar, pour une température de paroi variant entre 300 et 435 K. A chaque étape du développement, des outils de diagnostics, notamment à l'aide de laser (strioscopie, L.I.F., P.I.V.), ont permis de quantifier le phénomène du coincement de flamme et d'étudier l'influence de la température de paroi sur celui-ci.

2.2. Dispositifs expérimentaux

2.2.1. La chambre de combustion

La chambre de combustion iso-volume mono-coup a été conçue par Boust [1]. Elle est en acier et sa géométrie est variable. En effet, 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.

Chambre de combustion dédiée à la combustion laminaire

Pour la combustion laminaire, la chambre de combustion est cubique, de dimensions $66 \times 66 \times 66 \text{ mm}^3$, soit un volume de 287 cm^3 (cf. Fig. 2.1).

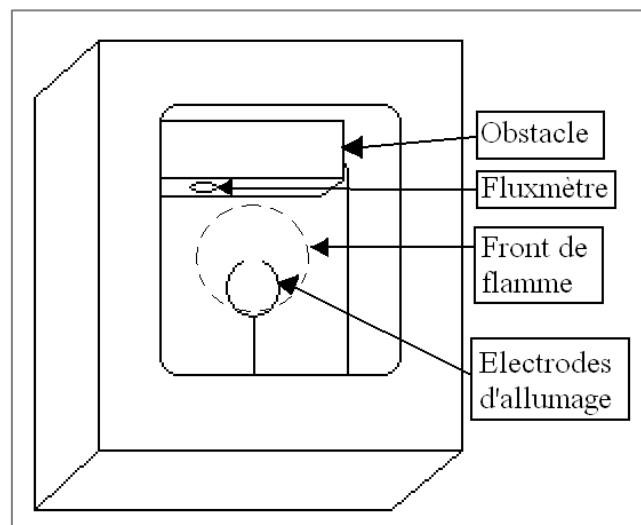


Fig. 2.1 : Chambre de combustion en configuration laminaire avec obstacle

Cette enceinte est appropriée à des fins de visualisation, notamment pour la mesure de distance de coincement par chimiluminescence, vu qu'elle dispose de trois hublots en quartz (K-UV), laissant passer les UV et dimensionnés pour une pression de service de 4 MPa. Elle est munie d'un capteur de pression et d'un obstacle en acier (cf. Fig. 2.2) adapté à la mesure simultanée de distance de coincement et de flux thermique pariétal dans le cas de coincement frontal ou latéral. Cet obstacle en acier peut contenir un crayon chauffant d'un diamètre de 6,4 mm, d'une longueur de 38 mm et d'une puissance de 65 W afin d'augmenter la température de l'obstacle jusqu'à 500 K. De plus, un fluxmètre est inséré dans l'obstacle afin de mesurer le flux pariétal.

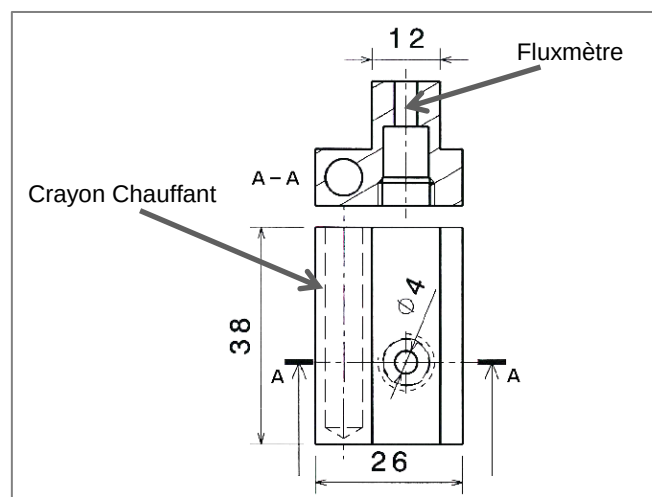


Fig. 2.2 : Plan de l'obstacle

Chambre de combustion dédiée à la combustion turbulente

La combustion d'un prémélange gazeux en rotation a été étudiée dans l'enceinte précédente ayant subi quelques modifications. Un plan détaillé de cette chambre en configuration turbulente est présenté en Annexe 1.

Tout d'abord, pour se rapprocher des conditions thermiques rencontrées dans un cylindre de moteur à pistons chaque flasque dispose de 2 crayons chauffants de $\frac{1}{2}$ po de

diamètre, 63,5 mm de longueur et 250 W de puissance afin de chauffer uniformément les flasques jusqu'à 450 K. Ensuite, pour se rapprocher des conditions aérodynamiques, une des flasques planes a été remplacée par un toit d'angle 120° typique d'une culasse. Le remplissage est effectué via deux orifices (visibles sur la Fig. 2.3) situés sur le toit comme dans un cylindre à deux soupapes d'admission. Le prémélange réactif est admis à l'aide de deux injecteurs à gaz (Orbital, Synerject) (cf. Fig. 2.4) afin d'obtenir un mouvement de rotation bidimensionnel a priori. Malheiro [51] indique que le débit statique de chaque injecteur est de 2,15 g/s sous une pression amont de 0,6 MPa tant que la pression aval reste inférieure à la pression critique proche de 0,3 MPa et que les parois ainsi que les gaz frais sont à température ambiante.

Pour les mesures optiques, la chambre de combustion dispose toujours de ses trois hublots en quartz (K-UV).

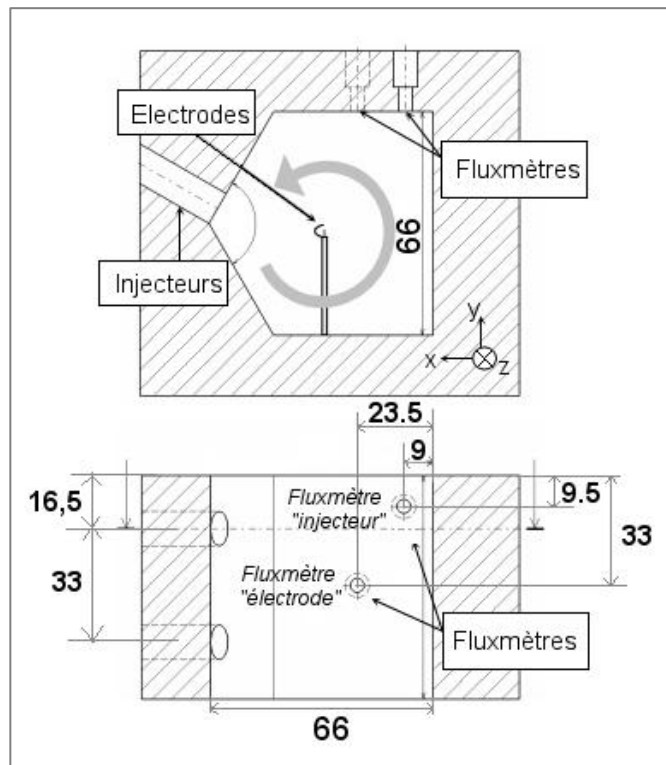


Fig. 2.3 : Vues réelle et schématique de la chambre instrumentée en configuration turbulente

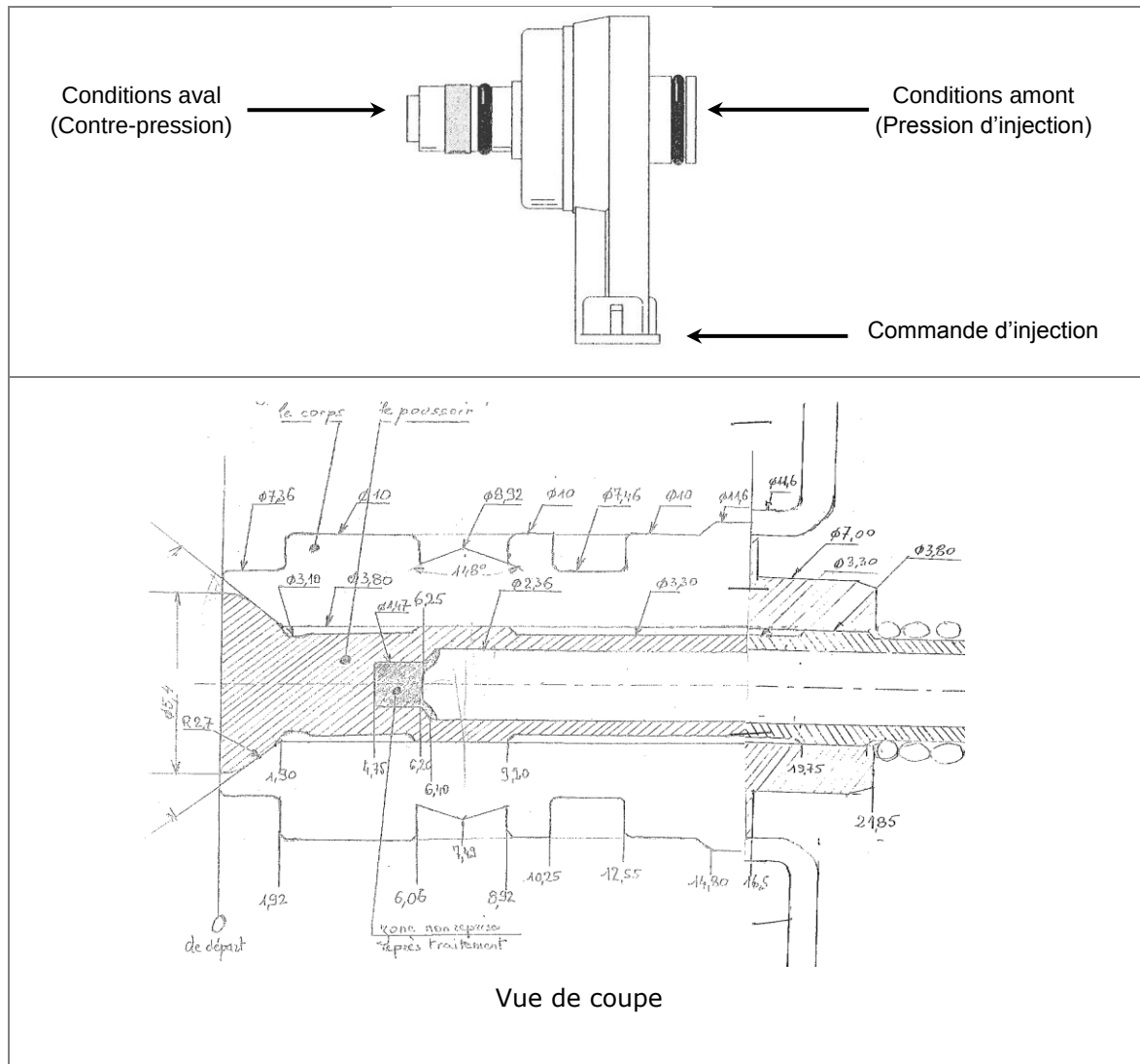


Fig. 2.4 : Injecteur à gaz (Orbital, Synerject)

2.2.2. Dispositif d'allumage

L'allumage du mélange est assuré par une étincelle électrique déposée par des électrodes coaxiales développées au laboratoire (cf. Fig. 2. 5). L'électronique d'allumage repose sur un montage à décharge capacitive. Pour cette électronique, des mesures de tension et de courant ont été faites en régime laminaire avec une distance inter-électrodes de 1 mm dans un mélange méthane-air stœchiométrique à une pression initiale de 2 bar. La tension de claquage est alors d'environ 6 kV, la durée de l'étincelle est de 0,3 ms et l'énergie déposée est de 7 mJ. Bradley et al. [52] montrent que la décharge électrique crée une onde de choc suivie par une onde thermique plus lente. Initialement, le front thermique a une grande vitesse de propagation qui diminue rapidement. Pour ne pas avoir d'effets de l'allumage sur la vitesse de flamme tout en ayant un étirement de courbure ($\kappa_c = 2S_f/R < 30 \text{ s}^{-1}$) négligeable devant l'étirement susceptible d'éteindre la flamme ($1000\text{-}2000 \text{ s}^{-1}$ [52]), les électrodes doivent être au moins à 6 mm de la zone observée.

On notera que l'orientation des électrodes d'allumage schématisée sur la figure 2.3 est choisie pour diminuer les risques de soufflage de la flamme par l'écoulement.

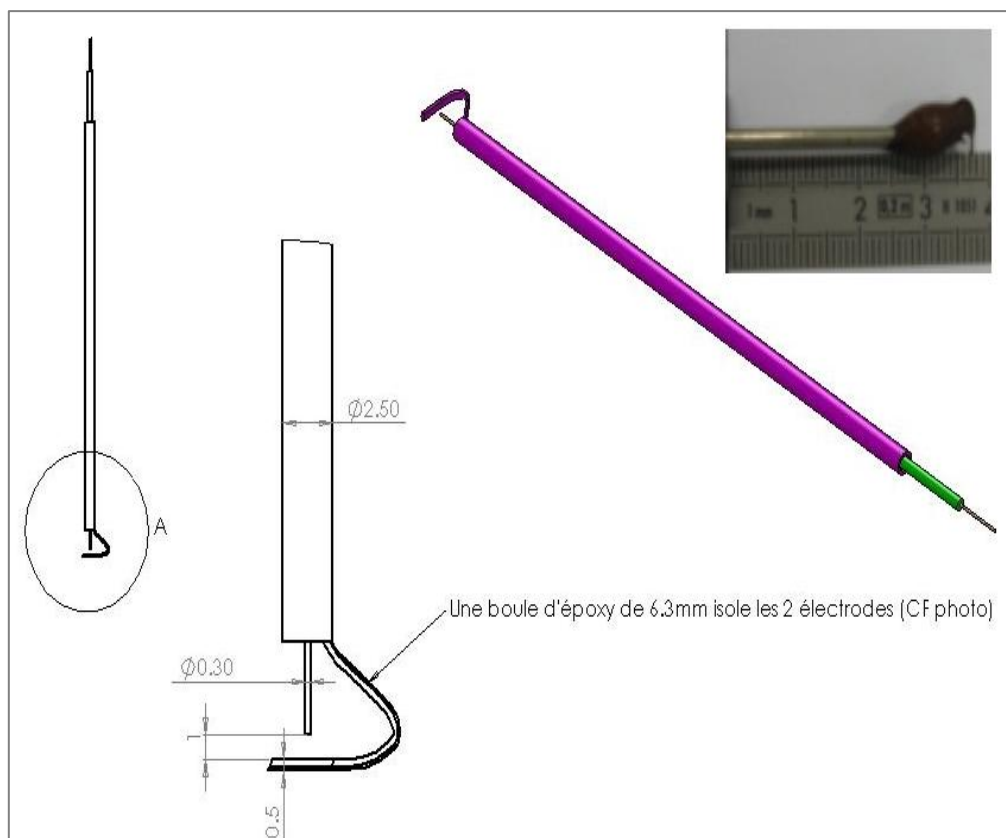


Fig. 2. 5 : Schématisation des électrodes d'allumage

2.2.3. Mise en œuvre du dispositif expérimental

Mélanges et points de fonctionnement étudiés

En régime laminaire, afin d'avoir une flamme produisant une intensité lumineuse détectable par notre montage de visualisation directe (cf. § 2.3.3), le phénomène est étudié pour un mélange de méthane-air stœchiométrique. En régime turbulent, pour observer l'effet de la richesse, le phénomène est étudié pour deux mélanges de méthane-air : richesse 1 et 0,7. Une première différence entre ces deux mélanges réside dans l'énergie chimique qu'ils contiennent : le mélange à $r = 1$ est presque 50 % plus énergétique que le mélange à $r = 0,7$. Par ailleurs, la vitesse fondamentale de flamme du mélange à $r = 1$ est environ le double de celle du mélange à $r = 0,7$. Par conséquent, le mélange méthane-air stœchiométrique a une puissance de flamme laminaire, Q_l , environ triple de celle du mélange pauvre considéré. En plus du mélange stœchiométrique, l'étude du mélange pauvre permet donc d'appréhender une combustion moins énergétique, où l'effet de l'écoulement sur la dynamique de la flamme est accentué. Ce mélange pauvre est de plus représentatif des conditions moteur lors de l'utilisation d'un fort taux d'E.G.R. (Exhaust Gas Recirculation). De ce fait, la richesse détermine deux points de fonctionnement distincts en termes de régime de combustion (cf. Fig. 2.6).

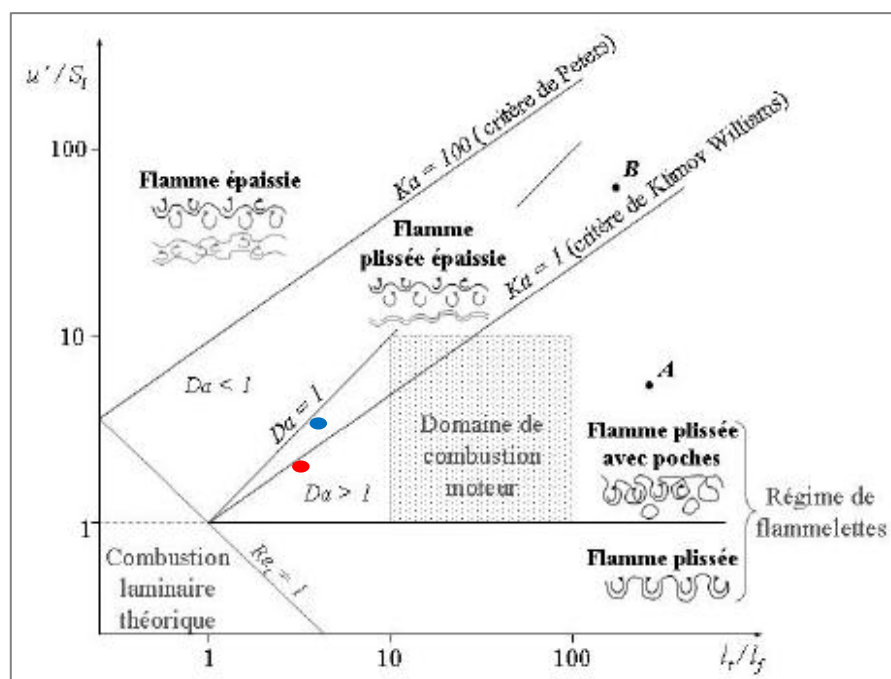


Fig. 2.6 : Points de fonctionnement étudiés (bleu : richesse 0,7 ; rouge : richesse 1)

En termes d'aérodynamique, Le protocole expérimental a été élaboré pour simplifier la simulation. En effet, une 1^{ère} injection de 7,5 ms dans la chambre initialement vide permet d'atteindre la pression de 200 mbar. Après une attente de 5 s permettant au mélange de revenir au repos, une 2^{nde} injection de 125 ms a lieu afin d'obtenir une pression totale de 2,1 bar. Pour cela, les injecteurs sont alimentés par un réservoir d'une pression initiale de 6 bar. Pendant la durée d'injection, la pression du réservoir varie d'environ 6 %, ce qui permet aux injecteurs de rester à débit quasiment constant. L'allumage est effectué 2 ou 4 ms après la fin de la 2^{nde} injection.

N.B. : Les valeurs de pression mentionnées ci-dessus correspondent aux pressions obtenues pour une température de paroi de 295 K.

Interactions flamme-paroi étudiées

Pour observer différents points d'impacts de la flamme, deux fluxmètres sont positionnés sur une même paroi (cf. Fig. 2.3). Le fluxmètre « électrode » est situé au milieu de la paroi dans le plan vertical médian (x, y) et reçoit l'écoulement parallèlement à sa surface. Le fluxmètre « injecteur » est situé dans le plan vertical (x, y) passant par un injecteur et reçoit l'écoulement avec une incidence par rapport à sa surface.

2.3. Diagnostics expérimentaux

2.3.1. Mesure de la pression

L'évolution temporelle de la pression est mesurée grâce à un capteur de pression piézo-électrique (Kistler 601A) affleurant à la paroi de la chambre. C'est un capteur dynamique adapté aux variations de pression rapides induites par la combustion à volume constant. Sa sensibilité est de -15,1 pC/bar et l'erreur de linéarité est de $\pm 0,5$ % du signal pleine échelle selon le constructeur, soit de 0 à 250 bar. L'erreur relative de mesure liée à ce capteur est donc de 1 %. Les charges électriques induites par les variations de pression sont ensuite converties en tension par un amplificateur de charge Kistler 5011B. L'amplification est de 2 bar/V et l'erreur est de $\pm 0,5$ % du signal pleine

échelle selon le constructeur, soit selon la plage 100 pC – 1000 pC. On obtient alors une incertitude de 9 pC alors la charge maximale mesurée est de 250 pC. L'erreur relative de mesure liée à cet amplificateur est donc de 3,6 %. Finalement, l'oscilloscope est réglé à 2 V/div, pour 8 divisions verticales, avec une précision de 8 bits, soit une incertitude de 0,1 %. L'incertitude de mesure de la pression est donc de 4,7 %, soit 0,8 bar pour une pression mesurée maximale de 16 bar. Les fréquences de coupure du capteur et de l'amplificateur sont respectivement de 150 kHz et 180 kHz. La chaîne d'enregistrement de pression a donc une résolution temporelle de 7 μ s. Ce pas de temps est suffisamment petit pour résoudre le phénomène observé, le temps de combustion étant de plusieurs millisecondes.

2.3.2. Mesure de flux thermique

Pour mesurer localement le flux thermique, un capteur de type TFT (Thin Film Thermocouple) à thermocouple de surface (CFTM société CRMT) est monté affleurant à la paroi de la chambre ou de l'obstacle. Ce capteur est adapté à l'étude de l'interaction instationnaire flamme-paroi comme l'a montré Sotton [19]. En effet, il a montré que le temps de réponse de ce capteur en termes de flux est de 1 ms lors d'une sollicitation purement radiative. Ce temps de réponse diminuant lorsque le flux augmente, il sera alors inférieur lors d'essais en combustion. Le capteur est muni de deux thermocouples Fe/Constantan de type J, l'un en surface, l'autre en profondeur (cf. Fig. 2.7).

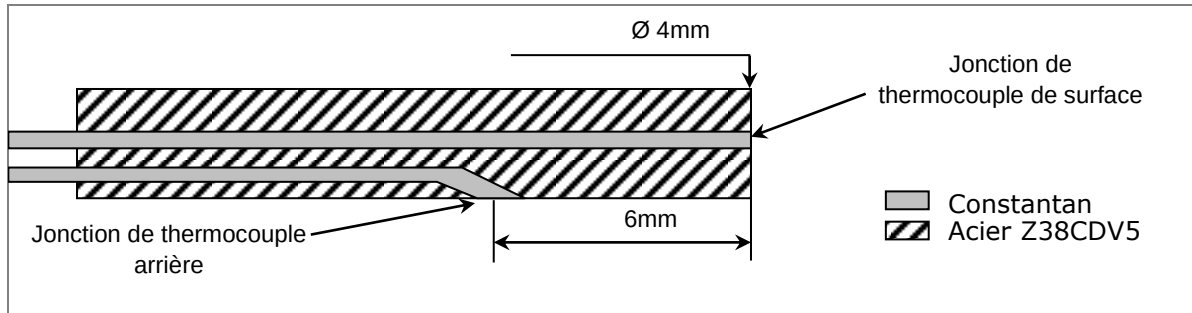


Fig. 2.7 : Capteur de flux thermique CFTM, d'après Sotton [19]

Dans notre cas le flux pariétal est de courte durée. La signature thermique du flux pénètre donc peu en profondeur. On vérifie en effet que $(a\Delta t/L^2 \ll 1)$, avec a , la diffusivité thermique du matériau, soit environ $7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, Δt , le temps caractéristique de l'impulsion, soit 1 ms, et L , l'épaisseur du capteur, soit 6 mm. D'ailleurs, le second thermocouple permet de vérifier cette hypothèse car sa variation de température est nulle en moyenne. De plus, ce thermocouple permet de filtrer le signal de température de surface car les deux enregistrent de la même manière les bruits ambiants d'origine électromagnétique. On peut finalement considérer le capteur comme un mur semi-infini et ainsi calculer le flux à partir de l'évolution temporelle de la température de surface T_w grâce à l'analyse du problème de conduction monodimensionnel en régime transitoire (Eq. 2.1). La conductivité thermique du capteur, sa masse volumique et sa capacité calorifique massique sont notées respectivement $\lambda(T)$, $\rho(T)$ et $c_p(T)$. Les évolutions de ces propriétés physiques en fonction de la température du matériau sont données en annexe 2.

$$q_w(t) = \sqrt{\frac{\lambda(T)\rho(T)c_p(T)}{\pi}} \int_0^t \frac{d\theta_w(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (\text{Eq. 2.1})$$

Une première intégration par partie permet d'obtenir l'équation 2.2 :

$$q_w(t) = \sqrt{\frac{\lambda(T)\rho(T)c_p(T)}{\pi}} \left[\frac{\theta_w(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int_0^t \frac{\theta_w(t) - \theta_w(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} \cdot d\tau \right] \quad (\text{Eq. 2.2})$$

En linéarisant la température (Eq. 2.3) et en faisant une intégration par partie de q_w entre t_{i-1} et t_i , on obtient une expression de q_w « facile » à utiliser (Eq. 2.4).

$$\theta_w(\tau) = \theta_w(t_{i-1}) + \frac{\theta_w(t_i) - \theta_w(t_{i-1})}{t_i - t_{i-1}} (\tau - t_{i-1}) \quad (\text{Eq. 2.3})$$

$$q_w(t) = 2 \sqrt{\frac{\lambda(T)\rho(T)c_p(T)}{\pi}} \left[\frac{\theta_w(t_n) - \theta_w(t_{n-1})}{\sqrt{t_n - t_{n-1}}} + \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\{\theta_w(t_i) - \theta_w(t_{i-1})\} \{\sqrt{t_n - t_{i-1}} - \sqrt{t_n - t_i}\}}{t_i - t_{i-1}} \right] \quad (\text{Eq. 2.4})$$

On note que l'on retrouve l'effusivité thermique. De plus, en pratique, la température de paroi θ_w est discrétisée temporellement en n points espacés d'une durée Δt . L'équation 2.4 devient alors :

$$q_w(t) = 2 \frac{\varepsilon(T)}{\sqrt{\pi \cdot \Delta t}} \cdot \sum_{i=1}^n \{\theta_w(t_i) - \theta_w(t_{i-1})\} \{\sqrt{n-i+1} - \sqrt{n-i}\} \quad (\text{Eq. 2.5})$$

Dans notre cas, la température n'est pas convertie par un appareillage externe mais est calculée à partir de la tension U du thermocouple de surface avec un amplificateur d'un gain G , on a alors :

$$\delta\theta_w = G \cdot S \cdot \delta U \quad (\text{Eq. 2.6})$$

L'équation 2.5 devient alors :

$$q_w(t) = 2 \frac{\varepsilon(T) \cdot G \cdot S}{\sqrt{\pi \cdot \Delta t}} \cdot \sum_{i=1}^n \{U(t_i) - U(t_{i-1})\} \{\sqrt{n-i+1} - \sqrt{n-i}\} \quad (\text{Eq. 2.7})$$

On peut donc accéder à l'incertitude de la mesure du flux de chaleur en utilisant la méthode quadratique :

$$\left(\frac{\delta q_w}{q_w}\right)^2 = \left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta G}{G}\right)^2 + \left(\frac{\delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta t}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\sum_n U)}{\sum_n U}\right)^2 \quad (\text{Eq. 2.8})$$

En introduisant l'incertitude de chaque mesure de tension δU :

$$\left(\frac{\delta q_w}{q_w}\right)^2 = \left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta G}{G}\right)^2 + \left(\frac{\delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Delta t}{\Delta t}\right)^2 + n \left(\frac{\delta U}{\sum_n U}\right)^2 \quad (\text{Eq. 2.9})$$

On remarque alors que l'incertitude sur le flux dépend du nombre de points utilisés pour le calculer. Dans notre cas, le calcul du flux a été réalisé de l'instant d'allumage à 50 ms après cet instant soit sur 2500 points pour une résolution temporelle de 2.10^{-5} s. Les autres incertitudes sont données dans le tableau 2.1. On obtient alors une incertitude théorique de 6 % sur l'estimation du flux thermique.

Symbole	Paramètre	Ordre de grandeur : X	Incertitude : δX
Δt	Echantillonnage temporel de l'oscilloscope	$2 \cdot 10^{-5}$ s	10 ppm
ε	Effusivité thermique	$10 \text{ kJ/K/m}^2/\text{s}^{1/2}$	2 %
G	Gain de l'amplificateur	500	5
S	Coefficient de Seebeck	$50 \text{ } \mu\text{V/K}$	$1 \text{ } \mu\text{V/K}$
U	Tension de l'oscilloscope	800 mV	0,8 mV

Tab. 2. 1 : Incertitudes des paramètres entrant dans le calcul du flux thermique

2.3.3. Chimiluminescence

La visualisation directe du front de flamme est possible grâce à l'émission spontanée, ou chimiluminescence, des principaux radicaux rayonnant dans la flamme de prémélange, à savoir OH^* , CH^* et C_2^* . Le radical OH^* émet dans l'ultra-violet (306,4 nm) alors que les deux autres radicaux émettent dans le domaine visible. Avec des optiques standards, la radiation enregistrée est alors associée aux radicaux CH^* et C_2^* qui sont de bons indicateurs du front de flamme. C'est pourquoi le positionnement de ce front est possible à partir d'images prises en visualisation directe.

Lors de ces travaux, la caméra utilisée est la caméra rapide APX-RS 3000 (Photron). On obtient 12000 images/s avec un temps d'exposition de $40 \text{ } \mu\text{s}$ pour le coincement frontal et de $80 \text{ } \mu\text{s}$ pour le coincement latéral sur une fenêtre d'acquisition de $768 \times 320 \text{ pixels}^2$ et un codage sur 10 bits. Cette haute cadence permet d'estimer la vitesse apparente de la flamme.

Cette technique permet entre autres de mesurer la distance de coincement de la flamme en régime laminaire. A partir du profil spatial d'intensité lumineuse, Bellenoue et al. [25] ont développé une méthode permettant de mesurer cette distance comme étant la « zone morte » entre la flamme et la paroi (cf. Fig. 2.8). Cette méthode de détermination de la distance de coincement, valable aussi bien en coincement frontal que latéral, est détaillée dans l'article de Bellenoue et al. [25] et dans la thèse de doctorat de Sotton [19]. Nous ne détaillerons donc pas davantage cette méthode utilisée au cours de notre étude expérimentale.

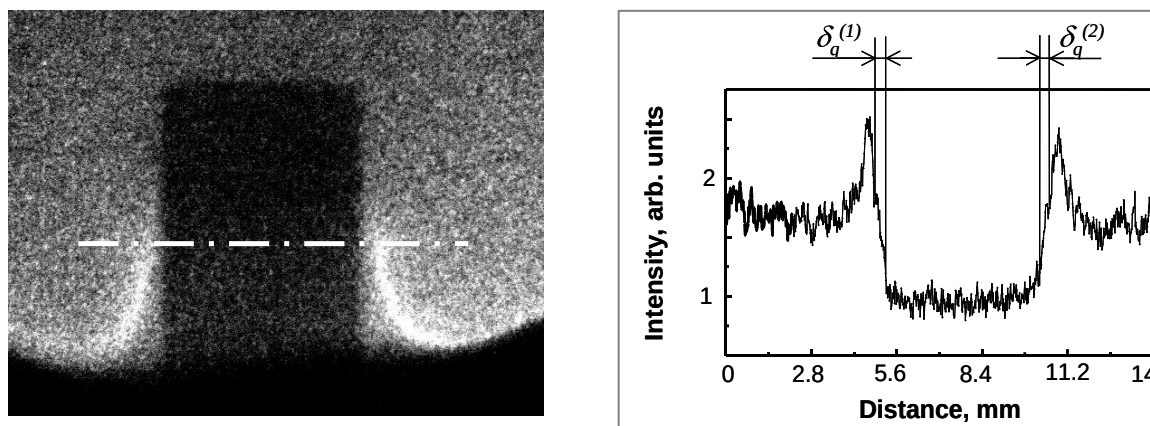


Fig. 2.8 : Mesure de la distance de coincement par visualisation directe

Les échelles spatiale et temporelle du phénomène de coincement de flamme sont très petites ce qui nécessite l'utilisation d'un matériel adapté. En effet, comme nous le verrons dans la suite de l'étude, la distance de coincement est de l'ordre de quelques centaines de

microns. Une haute résolution spatiale impliquant un fort grossissement optique est donc nécessaire. Un microscope longue distance (QM-1, Questar) a alors été rajouté à la caméra afin d'obtenir une résolution de $8,2 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Or, ce fort grossissement rend trop faible l'énergie captée par chaque cellule de la caméra. L'utilisation d'un intensificateur est donc indispensable. Dans notre dispositif, la caméra est ainsi couplée avec un intensificateur rapide C9548 (Hamamatsu). L'incertitude sur la détermination de la mesure de la distance de coïncement par cette méthode doit prendre en compte la précision de l'ensemble du dispositif expérimental mais aussi la précision du traitement des images. Il y a en effet une incertitude de 2 pixels sur la distance de coïncement mesurée due à la position du front de flamme et de la paroi (cf. Fig. 2. 9). Avec la résolution spatiale employée, la précision de la mesure de la distance de coïncement de la flamme est finalement de $16,4 \mu\text{m}$.

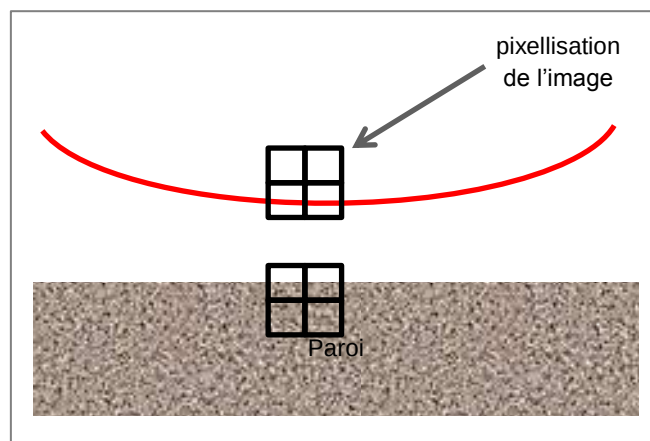


Fig. 2. 9 : Précision de la localisation du front de flamme et de la paroi

L'inconvénient majeur de cette technique est l'intégration de l'image sur le chemin optique, rendant alors la mesure de la distance de coïncement d'une flamme turbulente impossible.

2.3.4. Strioscopie rapide

La strioscopie est une technique permettant de visualiser les gradients d'indice de réfraction dans un écoulement. Ces gradients d'indice sont dus aux gradients de masse volumique eux-mêmes dépendant des gradients de pression, de température ou de la composition du gaz.

En fait, un ensemble de faisceaux de lumière parallèle éclaire le milieu transparent étudié. Ces faisceaux sont ensuite focalisés sur un petit écran opaque appelé couteau (cf. Fig. 2.10). Ainsi, si le phénomène est homogène, les faisceaux lumineux sont arrêtés par celui-ci, donc l'image en aval de l'écran est sombre. Par contre, s'il y a un gradient d'indice de réfraction, certains faisceaux sont déviés et ne sont plus bloqués par le couteau. Il apparaît alors une zone claire sur l'écran en aval. Dans notre cas, on peut visualiser le front de flamme grâce au fort gradient de température entre les gaz frais et les gaz brûlés. En turbulent, la structure fortement plissée du front de flamme apparaît clairement (cf. Fig. 2.11).

L'inconvénient majeur de cette technique est qu'elle donne une visualisation intégrée sur le parcours optique.

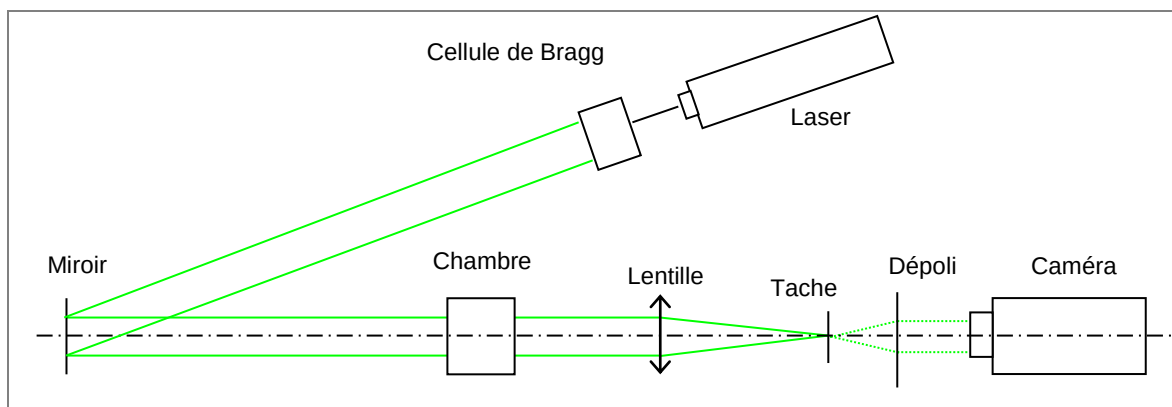


Fig. 2.10 : Dispositif de strioscopie rapide, d'après [51]

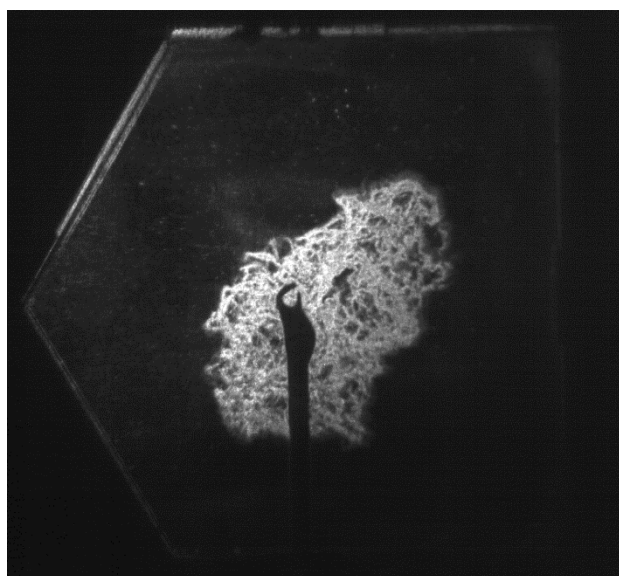


Fig. 2.11 : Visualisation du front de flamme par strioscopie

2.3.5. Mesure de température par fluorescence (P.L.I.F.)

La Fluorescence Induite par Plan Laser (P.L.I.F.) est une méthode de diagnostic qui consiste à mesurer l'intensité du rayonnement de fluorescence émis par une molécule préalablement excitée par un laser. A la différence des diagnostics optiques présentés aux paragraphes précédents, l'information n'est pas intégrée selon une direction mais mesurée à l'intersection de l'écoulement et d'un plan laser. De plus, par rapport à d'autres méthodes de diagnostics optiques comme la diffusion de Raman ou Rayleigh, elle présente l'avantage d'une intensité du signal de mesure relativement importante. 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 Strozzi [53].

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. En effet, l'absorption de l'énergie laser provoque la transition de la molécule vers un niveau énergétique plus élevé. Celle-ci se désexcite ensuite au bout de quelques nanosecondes vers un état énergétique inférieur. Elle réémet alors des photons à une longueur d'onde qui peut être différente de celle de l'excitation : c'est ce qu'on appelle un *processus inélastique*. L'approche retenue

dans cette étude consiste à introduire une molécule choisie pour ses propriétés de fluorescence au sein de l'écoulement, on parle alors de *traceur fluorescent*.

Pour une longueur d'onde d'excitation donnée, l'intensité du signal de fluorescence dépend d'un certain nombre de paramètres. Du point de vue théorique, cette sensibilité résulte des différents phénomènes qui régissent la répartition de population des différents niveaux énergétiques associés à la molécule. Le niveau de fluorescence augmente avec la quantité de molécules du traceur et avec leur section efficace d'absorption. Si l'intensité de l'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*. Ce phénomène de fluorescence entre en compétition avec d'autres processus de désexcitation non radiatifs. C'est pourquoi on définit un rendement quantique de fluorescence qui caractérise la proportion de désexcitation par fluorescence. En régime linéaire, l'intensité du signal de fluorescence S_f peut s'exprimer finalement sous la forme suivante [54] :

$$S_f(T, x, y) = k \cdot I(x, y) \cdot C \cdot \sigma(T) \cdot \varphi(T) \quad (\text{Eq. 2.10})$$

où k représente 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 d'absorption et φ le rendement de fluorescence associée à la plage de longueur d'émission. Cette relation est valable pour une longueur d'onde d'émission, le rendement de fluorescence monochromatique doit alors être considéré. On peut également considérer tout le spectre d'émission, le rendement de fluorescence étant alors intégré sur la plage de longueurs d'onde correspondante. Le dernier cas est retenu par la suite, afin de maximiser l'intensité du signal collecté. Par la suite, on préférera une formulation faisant intervenir la fraction molaire du traceur χ_{traceur} , car cette grandeur est conservée tout au long des essais. Dans l'équation (2.10), la concentration est alors remplacée par $\chi_{\text{traceur}} \cdot \rho \propto \chi_{\text{traceur}} \cdot \frac{P}{T}$ (gaz parfait).

L'intensité du signal de fluorescence est donc fonction de la température, de la pression, de la concentration en traceur et de l'intensité du laser. Si on connaît ces trois derniers paramètres, on peut alors déterminer la température. C'est l'approche qui est retenue pour la suite de l'étude.

Choix du traceur

Le traceur choisi est le toluène. D'après Schulz et al. [54], il présente un niveau de signal de fluorescence assez fort en absence de désexcitation collisionnelle – *quenching* – (facteur 300 par rapport à l'acétone à température ambiante). De plus, d'après Koban et al. [55], cette molécule aromatique est essentiellement sensible au quenching par le dioxygène de l'air et ce de manière très prononcée. D'après Thurber [56], pour les cétones comme l'acétone, plusieurs molécules peuvent intervenir dans ce processus comme l'azote, le méthane, le dioxygène... D'après Frat et al. [57], la présence d'un quenching important par le dioxygène peut parfois être mise à profit pour réaliser des mesures de richesse aux pressions élevées dans les moteurs (FARLIF). On se propose ici d'exploiter les caractéristiques du toluène différemment, en réalisant des essais en l'absence de dioxygène : la diminution du signal de fluorescence par le quenching est ainsi pratiquement évitée, ce qu'a vérifié Strozzi [53]. L'absence de dioxygène cantonne naturellement la réalisation de mesures aux mélanges inertes. A condition que les propriétés thermiques du mélange considéré soient proches du mélange réactif, on peut considérer que les champs de température obtenus restent représentatifs du cas réactif avant la combustion du mélange.

Une des particularités du toluène est la très forte décroissance (exponentielle) du rendement de fluorescence avec la température. Une faible variation de la température produit donc une forte variation du signal de fluorescence, ce qui est particulièrement bien adapté à nos besoins.

Choix de mise en œuvre

La molécule de toluène présente un large spectre d'absorption dans l'UV (cf. Fig. 2.12). La longueur d'onde 266 nm, retenue pour cette étude, est obtenue avec un laser Nd-YAG quadruplé. Le spectre d'émission est également situé dans l'UV mais le recouvrement des deux spectres reste faible. Afin de séparer l'excitation laser du signal de fluorescence, on utilise un filtre passe-bas (en fréquence). Le rendement de fluorescence intégré sur le spectre d'émission et la section efficace d'absorption sont données par Koban et al. [58]. Les détails du traitement des images de fluorescence sont exposés dans la partie 3.3.

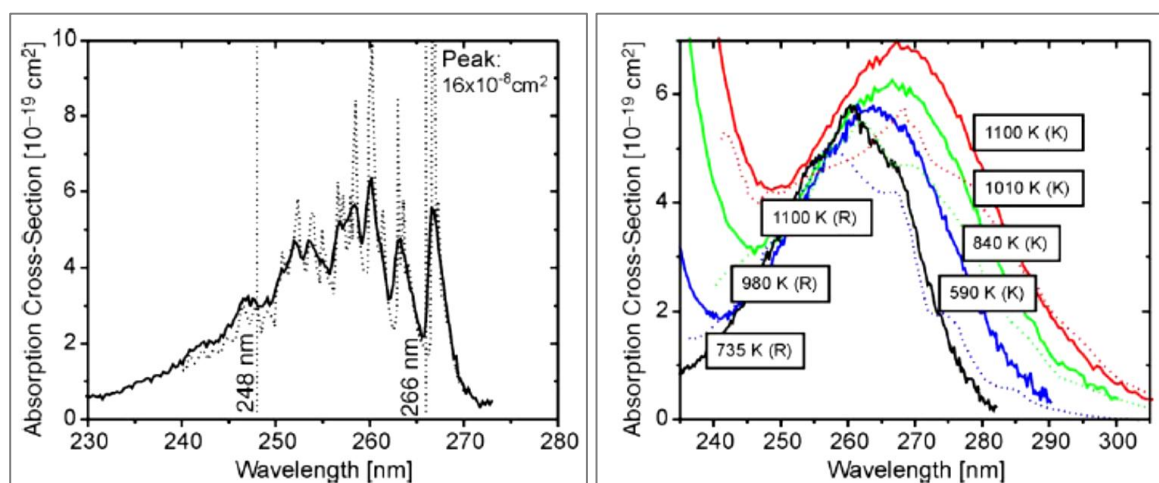


Fig. 2.12 : Spectres d'absorption de la molécule de toluène, mesurés à 1 bar et 295 K (gauche) et pour différentes températures en tube à choc (droite) [54]

Chaîne de mesure

Comme l'illustre la figure 2.13, l'excitation est réalisée à l'aide d'un laser quadruplé Nd-YAG de longueur d'onde 266 nm, pulsé à la fréquence de 10 Hz avec une durée d'exposition de 6 ns. Le faisceau laser est aligné avec la chambre de combustion à l'aide de miroirs de renvoi. Une nappe divergente est générée par une combinaison de lentilles, dont une cylindrique. Afin de ne pas générer d'erreur due à l'intensité du laser, celle-ci est vérifiée à l'aide d'une photodiode.

Le signal de fluorescence est capté d'un côté à l'aide d'une caméra de type CCD intensifiée, de l'autre par un spectromètre. La caméra enregistre le signal à la fréquence de 1 Hz avec une durée d'acquisition de 100 ns. Afin d'enregistrer uniquement le signal de fluorescence du toluène, deux filtres passe-haut (WG 280) en longueur d'onde à 280 nm sont disposés devant la caméra. Les travaux de Strozzi [53] montre que cette combinaison de filtres permet d'arrêter 99,8 % de l'énergie laser à 266 nm.

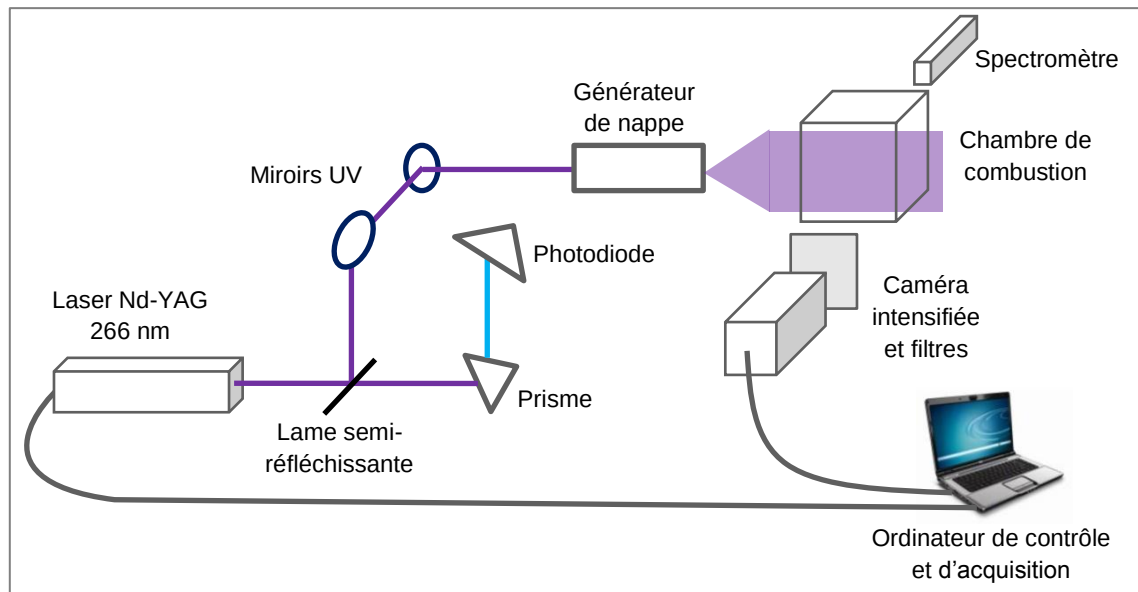


Fig. 2.13 : Schéma du dispositif de mesure par fluorescence induite par laser

La principale difficulté lors de la mise en œuvre du système est liée à la fréquence d'acquisition de la chaîne de mesure ($f = 1$ Hz). Pour chacun des essais, une seule image sera utile. La synchronisation du système avec l'instant voulu (soit au moment de l'allumage) devient alors essentielle. Pour ce diagnostic, c'est le début de la 1^{ère} injection qui est synchronisé avec le diagnostic et non l'inverse (comme pour les autres diagnostics optiques) afin d'assurer un fonctionnement stable du laser. La figure suivante présente le chronogramme de synchronisation du dispositif de fluorescence en relation avec le déclenchement des injections du mélange étudié.

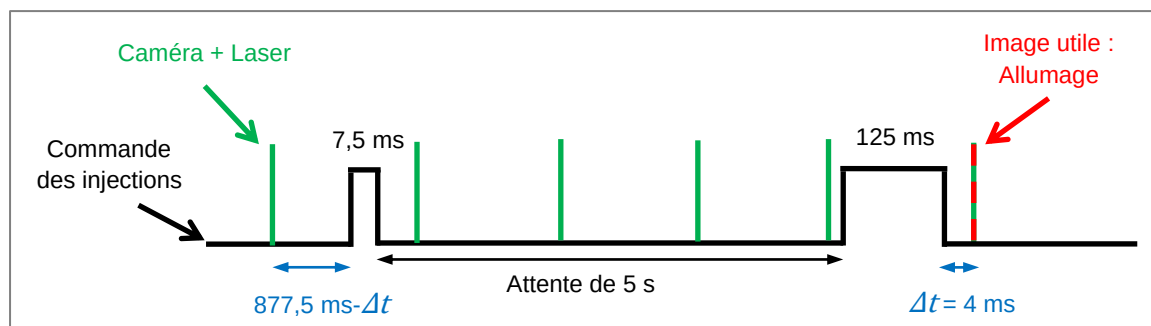


Fig. 2.14 : Chronogramme de synchronisation du système de PLIF toluène

2.3.6. Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.)

La Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.) est utilisée dans cette étude pour caractériser la dynamique de la flamme et des gaz d'un point de vue global d'une part, et local au niveau du fluxmètre d'autre part. 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 P.I.V. 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. Comme pour la P.L.I.F. présentée au paragraphe précédent, l'information n'est pas intégrée selon une direction mais mesurée à l'intersection de l'écoulement et d'un plan laser.

Principe de la mesure

En mesurant le déplacement dl d'un traceur (particule solide ou liquide) qui suit le mouvement de l'écoulement pendant un intervalle de temps dt connu, on peut calculer la vitesse locale de l'écoulement :

$$\vec{V} = \frac{dl}{dt} \quad (\text{Eq. 2.11})$$

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 séparant deux impulsions laser est choisie en fonction de l'ordre de grandeur de la vitesse à mesurer. Le traitement consiste à inter-corréler ces deux images dans différentes sous fenêtres de taille variable appelées *fenêtres d'interrogations*. Ce traitement permet alors d'obtenir dans chaque fenêtre un déplacement moyen des particules présentes dans cette fenêtre pendant l'intervalle de temps dt . Cette technique permet de réaliser une cartographie instantanée de la projection du vecteur vitesse moyen dans le plan éclairé pour chacune de ces fenêtres d'interrogation.

Chaîne de mesure

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

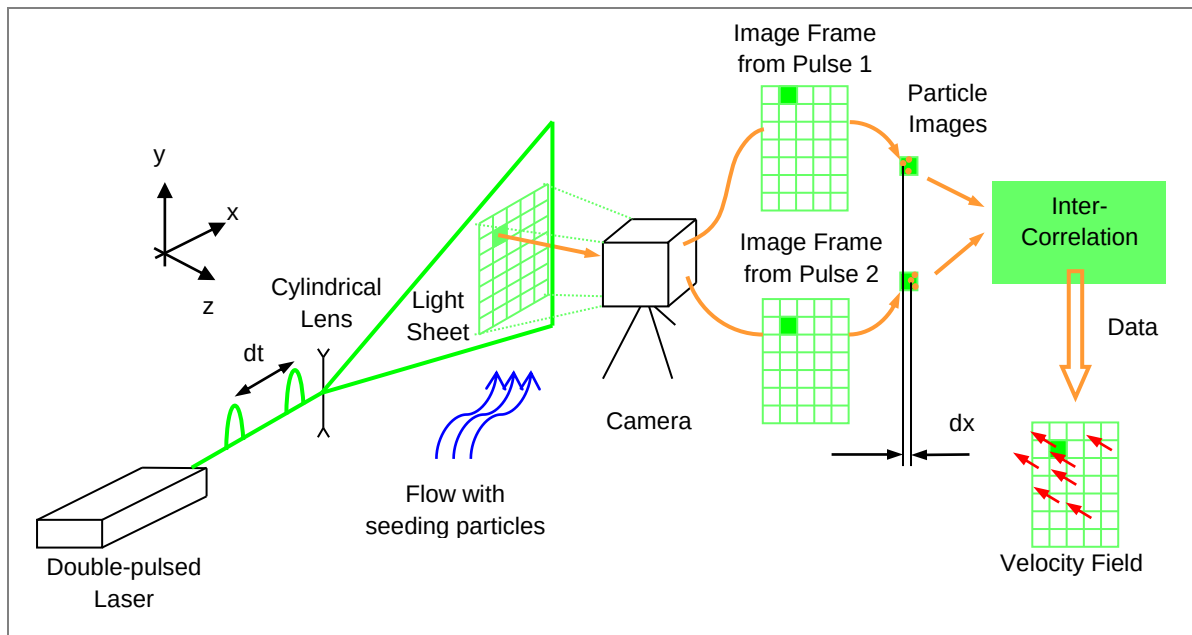


Fig. 2.15 : Chaîne de P.I.V., d'après Lacoste [31]

La chaîne de P.I.V. temporelle est pilotée par un logiciel spécifique (Davis 7.2). Les couples d'images de diffusion de Mie des particules sont enregistrés par une caméra rapide Photron (Ultima APX-RS 3000) équipée d'un capteur CMOS et ayant une fréquence d'acquisition maximale de 5 kHz.

Deux résolutions ont été utilisées :

- ✓ pour la visualisation globale : 1024x1024 pixels (68 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) et une fréquence d'acquisition de 1,5 kHz
- ✓ pour la visualisation locale : une fenêtre d'acquisition de 512x512 pixels (18 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) et une fréquence d'acquisition de 5 kHz

Les particules de l'ensemencement sont éclairées à partir d'un laser bi-cavité Nd:YLF pompé par diodes qui fournit des pulses de longueur d'onde 527 nm. La fréquence de

répétition de chaque cavité est limitée à 5 kHz avec une énergie maximale de 2,5 mJ. L'intervalle de temps dt entre les couples d'images est réglé à partir du déphasage entre ces deux cavités.

Conditions particulières d'utilisation

La P.I.V. a été utilisée dans cette étude afin de caractériser le phénomène de coincement de flamme. Le temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi est de l'ordre de quelques millisecondes ce qui justifie l'utilisation d'un système de P.I.V. cadencé à haute fréquence. La P.I.V. étant utilisée en proche paroi, des contraintes particulières sont à prendre en compte. Pour limiter les réflexions parasites du laser, les parois sont enduites d'un vernis rouge contenant de la rhodamine qui fluoresce dans le rouge sous l'excitation du laser. Un filtre interférentiel monté sur l'objectif de la caméra permet ensuite de ne retenir que la longueur d'onde de diffusion de Mie des particules de l'ensemencement, c'est-à-dire la longueur d'onde du laser. Par contre le fluxmètre n'est pas recouvert de vernis afin de ne pas fausser les mesures de fluxmétrie.

Il est également primordial d'attacher une grande importance à l'ensemencement car le rapport signal sur bruit dépend de celui-ci. La poudre d'oxyde de zirconium (ZrO_2) a été choisie pour son caractère réfractaire. La zircone se liquéfie vers 3000 K puis se vaporise vers 4600 K, or la température de la flamme est d'environ 2000 K, donc les particules de zircone sont inchangées au passage de la flamme. Cette propriété permet d'accéder aux champs de vitesse des gaz frais et des gaz brûlés. Par contre une quantité importante de poudre d'oxyde de zirconium est nécessaire pour accéder également aux vitesses des gaz brûlés car l'expansion de ceux-ci entraîne une diminution de la concentration de particules dans ces gaz brûlés. L'inconvénient majeur avec ces particules est le nettoyage fréquent de la chambre et donc des hublots qui entraîne un démontage fréquent de la chambre de combustion.

Dans les conditions mono-coup de l'expérience, l'utilisation d'un ensemenceur n'est pas adaptée. De plus, en vue de préserver les injecteurs, l'ensemencement préalable du mélange est à éviter. La solution retenue est celle de Boust [1] : la quantité minimale de poudre est déposée au fond de la chambre avant chaque tir. Le mouvement tourbillonnaire de la 1^{ère} injection permet de disperser les particules uniformément dans la chambre.

La mise en température des parois entraîne des difficultés supplémentaires. En effet, lorsque les parois sont chaudes, il est délicat d'introduire la poudre dans la chambre. De plus, afin de nettoyer les hublots, il faut attendre que les parois de la chambre refroidissent à une température acceptable pour une manipulation en toute sécurité.

Traitement des images brutes

Le traitement des images brutes issues de l'acquisition permet de déterminer les champs de vitesse en utilisant un algorithme approprié du logiciel Davis 7.2. Le principe du calcul se base sur l'inter-corrélation spatiale de deux images de chaque couple par transformée de Fourier rapide (FFT). La corrélation utilisée sur la fenêtre d'interrogation se rapproche de la corrélation mathématique suivante :

$$C(dx, dy) = \sum_{x=0, y=0}^{x<n, y<n} I_1(x, y) I_2(x + dx, y + dy), -\frac{n}{2} < dx, dy < \frac{n}{2} \quad (\text{Eq. 2.12})$$

où I_1 et I_2 représentent les intensités de l'image sur la première et 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 de $\pm \frac{n}{2}$. En pratique, pour réaliser une bonne corrélation de ces 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 alors d'adapter ce dt séparant deux images de P.I.V. à la vitesse de l'écoulement étudié. Dans notre cas, la vitesse varie énormément pendant l'expérience : elle peut atteindre 80 m/s pendant l'injection et ne vaut plus que 5 m/s au moment du coïncement. Or actuellement, il n'existe pas de dispositif permettant de modifier le dt au cours de l'expérience. Mais il est possible de mesurer des vitesses plus importantes en utilisant un traitement multi-passage avec diminution progressive de la fenêtre de corrélation. L'intérêt du traitement par inter-corrélation est par ailleurs de permettre une mesure de vitesse avec une précision sub-pixel, précision détaillée dans la thèse de doctorat de Lecordier [59]. 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 sub-pixel 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 sub-pixel peut être obtenue notamment par un suréchantillonnage de l'image de corrélation en utilisant par exemple la reconstruction de Witteraker. 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...). Ici, le calcul du champ a été réalisé par des itérations successives en réduisant progressivement la taille de la fenêtre d'interrogation carrée de 64x64 pixels à 16x16 pixels pendant l'injection et de 64x64 à 8x8 pixels après la fin de celle-ci. 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. De cette façon, on limite les erreurs induites sur les mesures de vitesse par les forts gradients existant dans les fenêtres d'interrogation et au cours de l'expérience.

Post traitement des données

L'ensemble des méthodes de traitement et d'analyse du champ turbulent présenté dans ce paragraphe sont issus des travaux de Boust [1]. Pour plus de détails on se référera alors à sa thèse de doctorat.

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 $[U - \langle U \rangle]$. Pour le calcul du champ moyen, les contraintes de gradients de vitesse occasionnées par la présence de la paroi ou de l'électrode d'allumage 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. On parle alors d'une *analyse de cycle résolu* :

$$\langle U \rangle_t(x, y, t, i) = \frac{\sum_t U(x, y, t, i)}{n_t} \quad (\text{Eq. 2.13})$$

où n_t est le nombre de champs de vitesse inclus dans la fenêtre temporelle considérée.

On a choisi de se baser sur le temps de retournement du tourbillon principal pour la fenêtre temporelle, soit 4-4,5 ms. On a alors 7 champs pour une fréquence de 1,5 kHz et 23 champs pour 5 kHz. Afin de comparer les résultats expérimentaux présentés ici et les résultats numériques issus de calculs de type RANS, il est nécessaire d'avoir une

approche statistique. Le champ moyen à l'instant t est alors calculé comme la moyenne de phase des champs de vitesse mesurés à l'instant t . On parle d'une *analyse d'ensemble* :

$$\langle U \rangle(x, y, t) = \frac{\sum_{i=1}^N U(x, y, t, i)}{N_i} \quad (\text{Eq. 2.14})$$

Le champ fluctuant est quant à lui décomposé en deux parties grâce à un filtrage spatial. La partie basse fréquence est liée à des fluctuations cycle à cycle et la partie haute fréquence représente la turbulence. Le filtre passe-bas retenu ici pour le traitement est de type Hamming. Dans notre cas, l'échelle de coupure est prise égale au diamètre du fluxmètre utilisé, soit 4 mm. En effet, comme il n'existe pas de critère universel pour déterminer cette échelle de coupure, on choisit de considérer le diamètre du fluxmètre dans l'optique de relier les mesures de vitesse aux mesures de flux thermique pariétal. Les valeurs des paramètres étudiés sont donc représentatives de l'écoulement « vu » par le fluxmètre.

Le champ de vitesse U du tir i à l'instant t est donc décomposé comme la somme de ces trois champs :

$$U(x, y, t, i) = \langle U \rangle(x, y, t, i) + U_{BF}(x, y, t, i) + U_{HF}(x, y, t, i) \quad (\text{Eq. 2.15})$$

On peut par ailleurs évaluer la fluctuation turbulente comme l'écart-type temporel du champ de vitesse turbulente :

$$u'^2(t, i) = \frac{\sum_t [u_{HF}(x, y, t, i) - \langle u_{HF} \rangle(x, y, t, i)]^2}{n_t} \quad (\text{Eq. 2.16})$$

Ces paramètres sont ensuite moyennés statistiquement. Boust [1] a montré que 16 tirs suffisent pour obtenir peu de variation de la moyenne et de l'écart-type des vitesses.

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 :

$$q'(t) = \sqrt{\frac{1}{2} (u'^2(t) + v'^2(t) + w'^2(t))} \quad (\text{Eq. 2.17})$$

Les mesures ont été réalisées successivement dans deux plans orthogonaux (x, y) et (y, z) qui interceptent l'axe de symétrie du fluxmètre. On accède alors aux valeurs de (u'^2, v'^2) grâce au plan (x, y) et aux valeurs de (v'^2, w'^2) grâce au plan (y, z) . Ces mesures ne sont certes pas simultanées mais l'évolution de (u'^2, v'^2, w'^2) est finalement connue sur l'axe de symétrie du fluxmètre considéré. Cependant, le mouvement selon z est négligeable devant le mouvement principal de tumble. Grâce à ces mesures de champs de vitesse dans des plans orthogonaux (cf. § 5.2.3) on vérifie que $v' \sim w'$ et que la composante v' commune aux deux plans de mesure est identique dans ces deux plans.

Pour caractériser la structure de l'écoulement turbulent et le régime de combustion, il est nécessaire d'évaluer les échelles intégrales spatiales afin d'estimer la taille des tourbillons. Ces échelles sont estimées à partir du degré d'autosimilarité de l'écoulement dans l'espace. Son évaluation numérique repose sur le calcul de la fonction d'autocorrélation eulérienne R , dont on considère l'expression générale normalisée pour la coordonnée u (respectivement v) d'un champ de vitesse U :

$$R_u(\Delta x, \Delta y, \Delta t) = \frac{\langle u(x, y, t) \cdot u(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(x, y, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \rangle}} \quad (\text{Eq. 2.18})$$

Dans la pratique, on s'intéresse principalement à la structure du champ turbulent U_{HF} , c'est donc u_{HF} (respectivement v_{HF}) dont on calcule l'autocorrélation R_u (respectivement R_v). Les échelles spatiales sont obtenues en intégrant la fonction d'autocorrélation pour un retard nul ($\Delta t = 0$) :

$$\text{Echelle longitudinale de } u : \quad L_{u,x} = \int_{\Delta x=0}^{\infty} R_u(\Delta x, 0, 0) d(\Delta x) \quad (\text{Eq. 2.19})$$

$$\text{Echelle transversale de } u : \quad L_{u,y} = \int_{\Delta y=0}^{\infty} R_u(0, \Delta y, 0) d(\Delta y) \quad (\text{Eq. 2.20})$$

Mais cette intégration jusqu'à l'infini est expérimentalement impossible car le domaine de mesure est fini. Boust [1] a comparé plusieurs méthodes pour approcher au mieux ces intégrales. Les deux méthodes donnant des résultats probants sont :

- ✓ l'échelle intégrale partielle ($R > 0$) : lorsque R atteint des valeurs négatives, Pajot [60] suggère d'arrêter l'intégration au déplacement pour lequel $R = 0$.
- ✓ la micro-échelle de Taylor λ : déterminée par un développement limité de R au 2nd ordre au voisinage de 0 :

$$R \xrightarrow{x \rightarrow 0} 1 - \frac{x^2}{\lambda^2} \quad (\text{Eq. 2.21})$$

Pour étudier le champ aérodynamique en proche paroi, on a recourt à un fort grandissement optique qui permet d'observer une zone de 10*10 mm devant le fluxmètre. Or, au mouvement de tumble peuvent se superposer des fluctuations cycliques de dimension supérieure à 10 mm susceptibles d'être confondues avec le mouvement moyen. Un champ de vitesse $\underline{U}$ représentatif des grandes échelles est donc défini pour représenter le mouvement convectif de l'écoulement :

$$\underline{U} = \langle U \rangle + U_{BF} \quad (\text{Eq. 2.22})$$

2.4. Conclusion

Les travaux présentés dans ce qui suit s'appuient sur un ensemble de moyens expérimentaux dont la chambre de combustion constitue l'élément principal. A l'occasion de cette étude, une chambre de combustion a été modifiée pour étudier l'influence de la température de paroi sur l'interaction flamme-paroi dans des conditions laminares et turbulentes.

Les différents diagnostics exposés ici constituent autant de moyens pour l'exploration expérimentale des phénomènes en question. Ces diagnostics sont issus du savoir-faire mis en place au laboratoire lors d'études antérieures.

Chapitre 3 :

Caractérisation des conditions
expérimentales en configuration
turbulente

3.1. Introduction

Le but de ces travaux de thèse est de comprendre la physique de l'interaction flamme laminaire-paroi d'une part, et de l'interaction flamme turbulente-paroi présente dans les moteurs à allumage commandé d'autre part. Il s'agit également de fournir une base de données fiable et bien argumentée pour servir de base de validation pour les simulations numériques. Avant d'analyser l'interaction flamme-paroi dans ces deux régimes de combustion, on propose dans ce chapitre une caractérisation des conditions expérimentales de nos expériences en configuration turbulente afin d'aider à la modélisation de notre montage expérimental.

L'étude de la combustion turbulente est faite dans une configuration représentative du cas du moteur à allumage commandé. Dans un moteur, le tumble est comprimé et le mouvement tourbillonnaire d'ensemble n'existe plus au point mort haut. Le but ici est de générer une flamme turbulente dans un régime proche de celui du moteur. C'est pourquoi cette étude est réalisée dans la chambre de combustion en configuration turbulente présentée au chapitre 2. Celle-ci permet d'avoir un meilleur contrôle de tous les paramètres par rapport à un banc moteur. Ainsi, les fluctuations cycle à cycle sont inférieures. Les grandeurs thermodynamiques et aérodynamiques pendant la 2nde injection et au moment de l'allumage sont caractérisées dans cette partie. L'étude locale de la combustion en proche paroi au niveau des deux fluxmètres est présentée au chapitre 5.

Tout d'abord, le dispositif expérimental est présenté, ainsi que sa validation et les points de fonctionnement étudiés. La température des gaz frais au moment de l'allumage est ensuite présentée. En effet, les gaz frais sont à température ambiante et à 6 bar dans le réservoir tampon alors que les parois de la chambre de combustion sont chauffées entre 300 et 460 K. Il est donc nécessaire de mesurer la température des gaz frais au moment de l'allumage. Puis, l'aérodynamique globale de l'écoulement pendant l'injection et au moment de l'allumage sera présentée. Finalement, des mesures de l'évolution de la pression permettront d'étudier l'effet de la richesse et de la température de paroi sur la combustion et sur les pertes thermiques globales.

3.2. Dispositif expérimental

3.2.1. Chambre de combustion

L'étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent a été conduite dans une chambre de combustion à volume constant (cf. Fig. 3. 1 et § 2.2.1). Afin de voir l'effet des hublots sur la combustion, les flasques comportant un hublot (flasque visible sur la photo de la figure 3.1, et flasque opposée) ont été remplacées par des parois en acier.

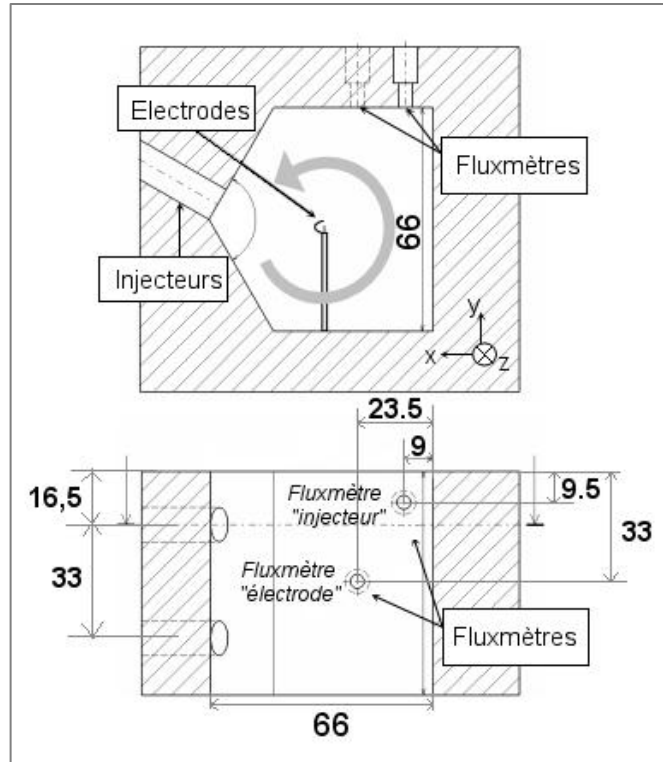
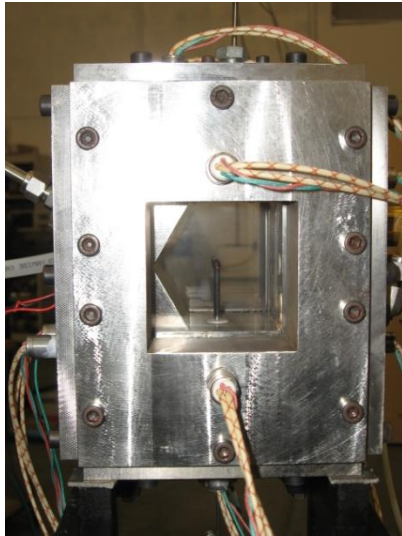


Fig. 3. 1 : Chambre de combustion dédiée à l'étude de l'interaction flamme turbulente-paroi

Différents diagnostics ont été mis en œuvre pour caractériser la combustion, l'interaction flamme-paroi, le champ de vitesse et les pertes thermiques. La mesure de la pression, de la température des gaz frais et les méthodes de visualisation (strioscopie, P.I.V.) ont permis d'appréhender globalement le comportement de l'écoulement réactif.

3.2.2. Validation du montage

Étanchéité de la chambre de combustion

Des acquisitions de la pression sur 10 s (à partir de l'instant de l'allumage) permettent de vérifier l'étanchéité de la chambre de combustion lorsqu'il y a les hublots et lorsqu'ils sont remplacés par des flasques en acier (cf. Fig. 3. 2).

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

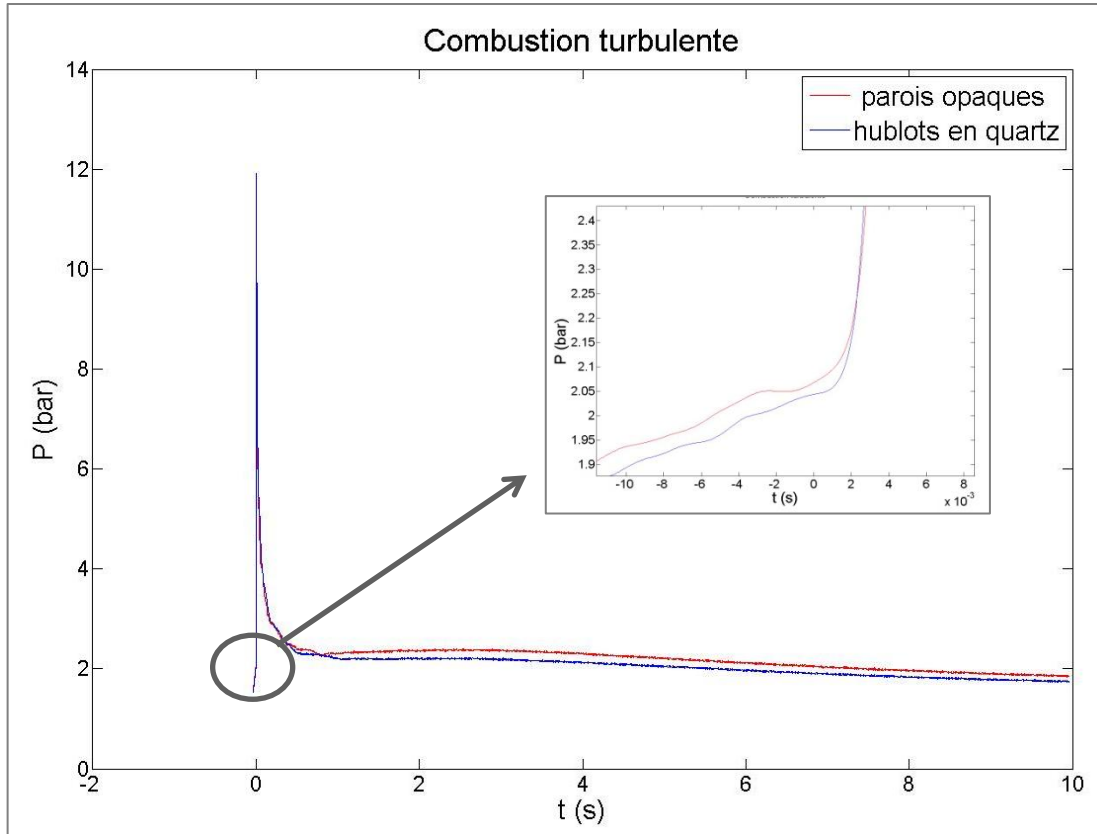


Fig. 3. 2 : Vérification des fuites de la chambre de combustion – CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 298 \text{ K}$, combustion turbulente

On remarque tout d'abord que pour les deux configurations, on obtient une pression au moment de l'allumage identique de $2,05 \pm 0,02 \text{ bar}$. Il n'y a donc pas de différence de volume dû au changement des deux flasques. Au bout de 10 s, on obtient une pression de $1,83 \pm 0,05 \text{ bar}$ pour les 2 configurations, soit 0,22 bar de moins que la pression au moment de l'allumage. L'étanchéité de la chambre de combustion a été vérifiée avec de l'air, et ce jusqu'à 10-12 bar. Ce ne sont donc pas des fuites qui sont en cause. Or, on remarque sur les hublots qu'il y a de la condensation, il est donc possible que la différence de mole gazeuse explique cette différence de pression. En effet, la combustion de composés contenant de l'hydrogène entraîne la production d'eau. Cette eau reste à l'état gazeux tant que la pression partielle de vapeur à la paroi est inférieure à la pression de vapeur saturante. Mais lorsqu'elle atteint cette valeur, le changement de phase a lieu pour que la pression partielle au niveau de la paroi soit maintenue à la valeur de la pression de vapeur saturante associée à la température de l'interface. Un film mince d'eau condensée commence alors à croître. Pour vérifier si la diminution du nombre de moles gazeuses due à la condensation peut être à l'origine de cette diminution de pression, on a estimé la quantité d'eau qui peut condenser. Pour ce faire, nous avons tout d'abord estimé le nombre de moles présentes dans la chambre de combustion au moment de l'allumage :

$$n_{\text{allumage}} = \frac{P_{\text{allumage}} \cdot V}{R \cdot T_{\text{allumage}}} = 2,07 \cdot 10^{-2} \text{ moles} \quad (\text{Eq. 3.1})$$

Lors de la combustion du méthane (sans dissociation), il y a conservation du nombre de moles total. Or, l'estimation de la composition des gaz brûlés grâce au logiciel Gaseq permet d'obtenir une approximation de la fraction molaire d'eau produite qui est de

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

17,9 %. Comme il y a conservation du nombre de moles, la pression des gaz brûlés à température ambiante devrait être de 2,05 bar s'il n'y a pas de condensation de l'eau. La pression partielle d'eau produite est donc de 0,37 bar. Or, à température ambiante, la pression de vapeur saturante de l'eau est d'environ 0,04 bar. Il y a donc 0,33 bar d'eau, soit $3,25 \cdot 10^{-3}$ moles ou 0,052 g, susceptible de condenser, ce qui est du même ordre de grandeur, compte tenu de la précision de la mesure de pression, de la diminution de 0,22 bar entre la pression avant et après la combustion. Avec une chaleur latente de vaporisation de l'eau de 2210,84 kJ/kg à 1,8 bar, on obtient alors une énergie cédée à la paroi lors de la condensation de **115 J**.

Effet des hublots en quartz sur la combustion

Comme les hublots en quartz ont une conductivité 10 fois inférieure à celle de l'acier inoxydable ($16,3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour l'acier et $1,38 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour les hublots en quartz à 298 K), on peut s'attendre à avoir des différences en termes de pertes thermiques pariétales globales et donc en termes de pression maximale. Nous faisons alors des essais où les parois sont à température ambiante avec les 2 hublots d'une part, puis en les remplaçant par des flasques opaques en acier inoxydable d'autre part (cf. Fig. 3. 3).

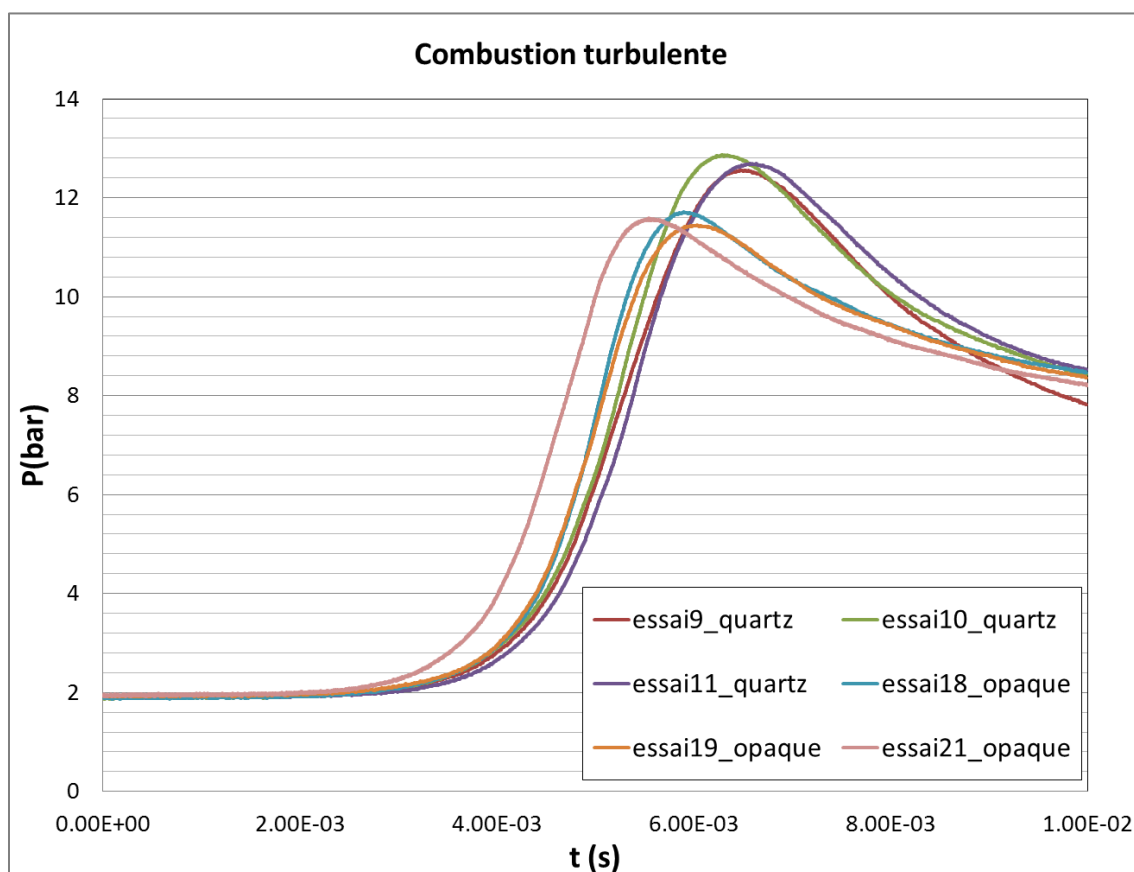


Fig. 3. 3 : Effet des hublots sur les pertes thermiques globales - CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 298 \text{ K}$, combustion turbulente

On remarque que la pression maximale est différente selon la configuration :

- ✓ environ 12,8 bar avec les hublots
- ✓ environ 11,4 bar avec les parois en acier inoxydables

La différence de 11 % est sûrement due aux pertes thermiques pariétales globales qui sont plus importantes vu que la conductivité de l'acier inoxydable est plus grande que celle du quartz. Pour le vérifier, la même étude en laminaire a été effectuée :

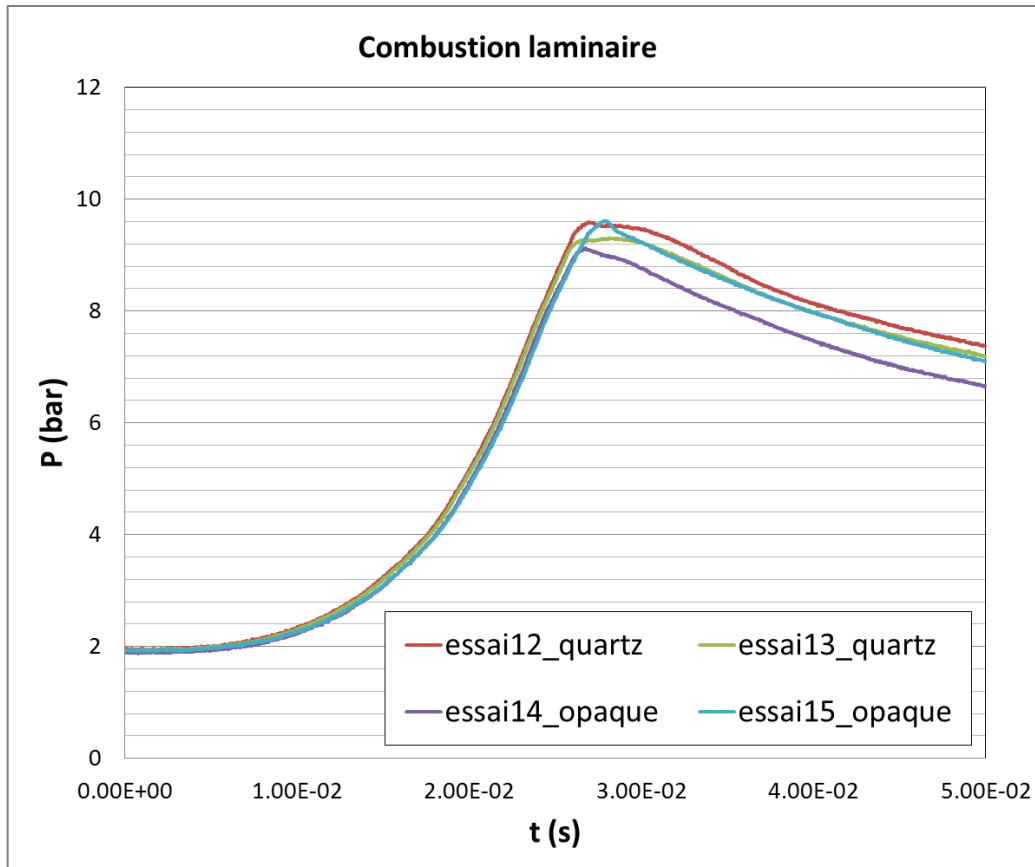


Fig. 3. 4 : Effet des hublots sur les pertes thermiques globales - CH₄/air, $r = 1$, $T_w = 298$ K, combustion laminaire

On remarque que la pression maximale est très proche dans les 2 configurations (cf. Fig. 3. 4) :

- ✓ environ 9,4 bar avec les hublots
- ✓ environ 9,3 bar avec les flasques en acier inoxydables

La différence de 1 % est ici de l'ordre de grandeur des fluctuations expérimentales et à l'incertitude de la mesure de pression et non aux pertes thermiques pariétales. Une acquisition plus longue (cf. Fig. 3. 5) montre que la décroissance de pression est légèrement plus rapide avec les parois en acier. La différence des pertes thermiques n'est donc significative qu'à la fin de la combustion, soit entre les gaz brûlés et la paroi vu que la combustion laminaire est sphérique.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

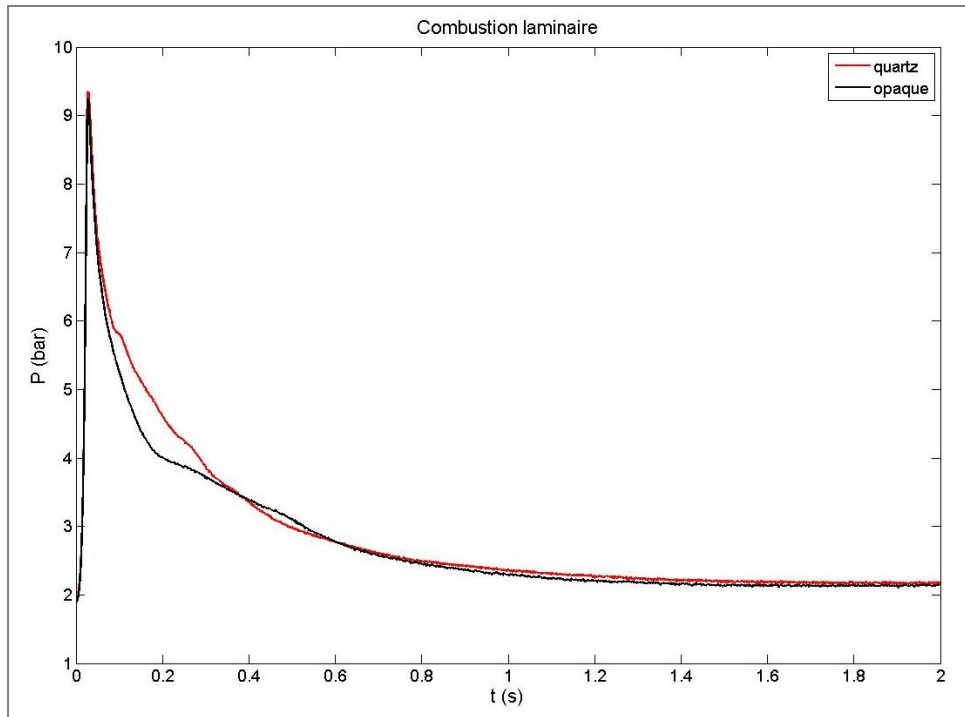


Fig. 3. 5 : Effet des hublots sur les pertes thermiques globales - CH₄/air, $r = 1$, $T_w = 298$ K, combustion laminaire, longue acquisition

La différence de pression maximale obtenue lors de la combustion turbulente est donc en partie due aux pertes thermiques lors de l'interaction gaz brûlés-paroi plus importantes sur l'acier. D'ailleurs, les visualisations directes de la propagation du front de flamme (cf. Fig. 3. 6) montrent que la flamme se propage plus rapidement dans l'axe du tumble que radialement. En effet, 2,3 ms après l'allumage, la flamme est déjà en contact avec le hublot (propagation axiale) alors qu'elle ne touche pas les autres parois en acier (propagation radiale). Par contre, radialement, la flamme se propage de manière cylindrique. La flamme touche donc en premier les parois où se trouvent les deux hublots en quartz. Les échanges thermiques gaz brûlés-paroi se font donc sur ces flasques avant que la combustion soit terminée, soit avant que la pression soit maximale, ce qui représente environ 6 ms. Lorsque les hublots sont remplacés par de l'acier, les pertes thermiques sont plus importantes sur ces faces d'où une diminution de la température des gaz brûlés et donc de la pression globale. C'est pourquoi la pression maximale est plus faible lorsque les hublots sont remplacés par les parois en acier.

Comme la température des gaz est différente lorsque qu'il y a les hublots en quartz et lorsqu'ils sont remplacés par des parois en acier, la condensation sur les parois sera également différente. Comme on l'a vu dans la partie 1.4.5, la condensation a lieu lorsque la pression partielle de l'eau au niveau de la paroi est supérieure à la valeur de la pression de vapeur saturante associée à la température de l'interface. Dans ce cas, on a vu qu'Ezekoye [43] montre numériquement que la condensation a lieu au moment du coincement. Or, comme on l'a vu précédemment, la température des gaz est plus faible dans le cas de la chambre opaque, la pression de vapeur saturante sera donc plus faible. Le phénomène de condensation pendant la combustion est donc plus important dans le cas de la chambre opaque que lorsqu'il y a des hublots en quartz. Le nombre de moles gazeuses sera donc plus petit et de ce fait la pression aussi. La différence de pression maximale obtenue lors de la combustion turbulente est donc également due à la condensation.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

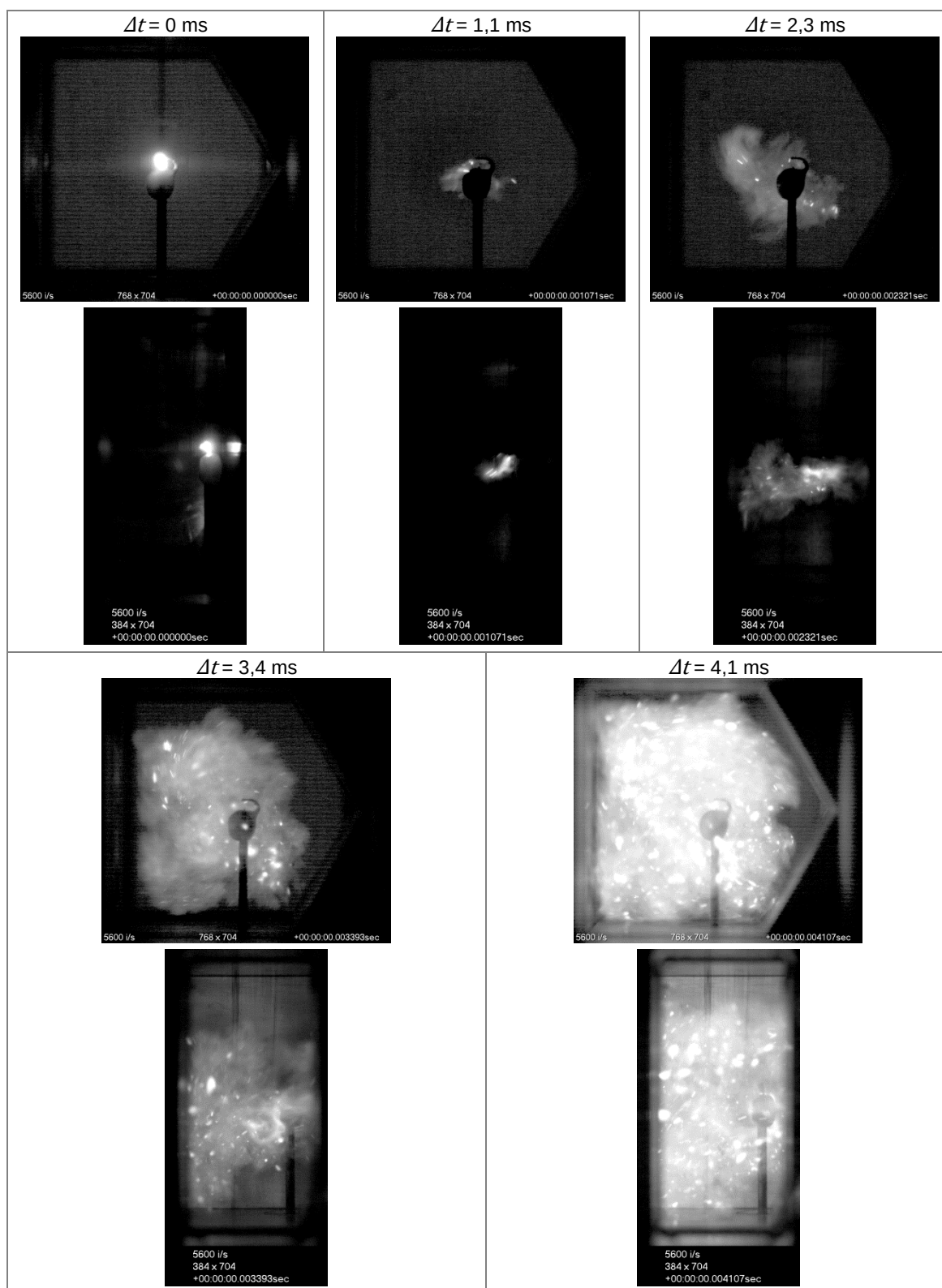


Fig. 3. 6 : Evolution temporelle de la combustion radialement (images carrées) et axialement (images rectangulaires) au tumble – visualisation directe, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 298 \text{ K}$

3.2.3. Points de fonctionnement étudiés

Dans la chambre de combustion, l'étude globale de la combustion turbulente est effectuée pour deux richesses distinctes du mélange méthane/air : richesse 1 et 0,7. Comme dit dans le paragraphe 2.2.3, une première différence entre ces deux mélanges réside dans la chaleur de réaction : le mélange stœchiométrique est presque 50 % plus énergétique et a une vitesse de flamme pratiquement deux fois plus grande que le mélange à richesse 0,7. Par conséquent, le mélange méthane-air stœchiométrique a une puissance de flamme laminaire, Q_l , environ triple de celle du mélange pauvre considéré. En plus du mélange stœchiométrique, l'étude du mélange pauvre permet donc d'appréhender une combustion moins énergétique, où l'effet de l'écoulement sur la dynamique de la flamme est accentué comme on le verra par la suite. De ce fait, la richesse détermine deux points de fonctionnement distincts du moteur à combustion interne. En effet, ce mélange pauvre est représentatif des conditions moteur lors de l'utilisation d'un fort taux d'E.G.R. (Exhaust Gas Recirculation) tandis que le mélange stœchiométrique est représentatif d'une combustion sans E.G.R..

Le protocole expérimental a été élaboré pour simplifier la simulation. En effet, une 1^{ère} injection de 7,5 ms dans la chambre initialement vide permet d'atteindre la pression de 200 mbar. Après une attente de 5 s permettant au mélange de revenir au repos, une 2^{nde} injection de 125 ms a lieu afin d'obtenir une pression totale de 2,1 bar. Pour cela, les injecteurs sont alimentés par un réservoir d'une pression initiale de 6 bar. Pendant la durée d'injection, la pression du réservoir varie d'environ 6 %, ce qui permet aux injecteurs de rester à débit quasiment constant. L'allumage est effectué 2 ms après la fin de la 2^{nde} injection lors des mesures de strioscopie et 4 ms après lors des mesures de P.I.V.. La « pré-injection » permet de ne pas avoir à modéliser l'injection d'un mélange dans le vide, ce qui est numériquement délicat et sans intérêt immédiat pour l'étude de l'interaction flamme-paroi. Les tests de simulation peuvent alors être commencés au début de la 2^{nde} injection.

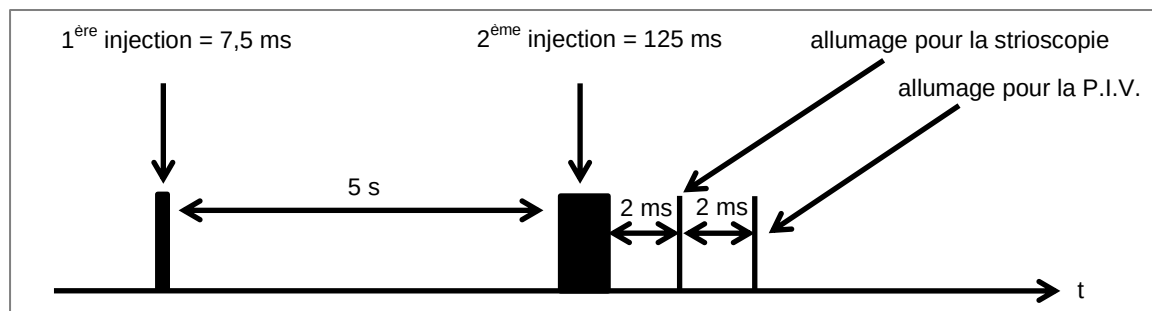


Fig. 3. 7 : Chronogramme des injections

N.B. : Les valeurs de pression mentionnées ci-dessus correspondent aux pressions obtenues pour une température de paroi de 298 K.

3.3. Mesure de la température des gaz frais

Les gaz frais à 298 K sont injectés dans la chambre chauffée. Il est alors nécessaire de préciser les conditions de température des gaz frais dans la chambre à l'instant de l'allumage pour la modélisation de ces expériences et l'exploitation des résultats obtenus. Pour ce faire, la technique de fluorescence a été retenue. Dans une première partie, on présentera la mise au point de la P.L.I.F. toluène (spectre du toluène et détermination du mélange). Puis la deuxième partie sera consacrée aux résultats obtenus pour les

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

différentes températures de paroi étudiées lors de la strioscopie. Les mesures de température par P.L.I.F. présentées dans cette partie sont faites dans le plan latéral (x, y) contenant l'axe de symétrie d'un des injecteurs (cf. Fig. 3. 8).

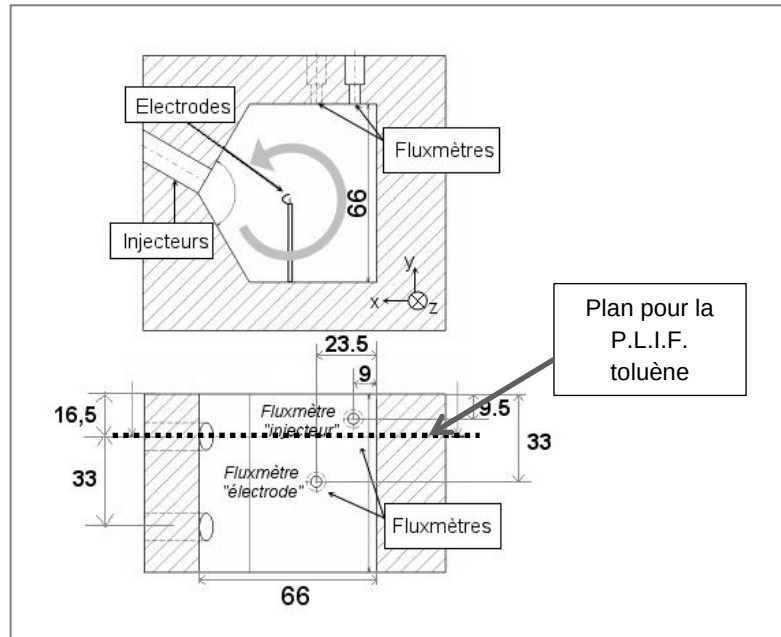


Fig. 3. 8 : Définition du plan global étudié en P.L.I.F. toluène

3.3.1. Expériences préliminaires

Vérification du montage expérimental : spectre du toluène pur

Afin de vérifier le montage expérimental, des mesures du spectre d'émission du toluène pur ont été faites. Le spectromètre n'étant pas intensifié, il a été nécessaire d'introduire une grande quantité de toluène tout en gardant une pression inférieure à la pression de vapeur saturante (30 mbar à température ambiante).

Les figures 3.9 et 3.10 montrent que le spectre obtenu est cohérent avec celui de Strozzi et al. [61]. Le pic à 266 nm est dû à la réflexion du laser sur les parois de la chambre de combustion et à la diffusion de Rayleigh. Mais comme dit dans la partie 2.3.5., cette longueur d'onde sera coupée lors des mesures de température par deux filtres passe-haut superposés.

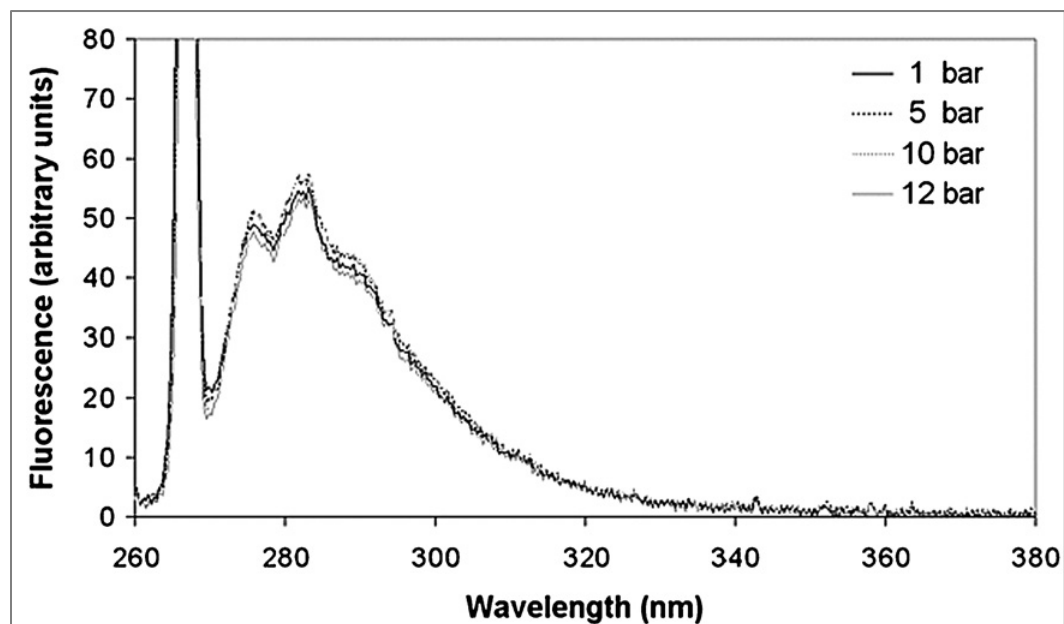


Fig. 3. 9 : Spectres d'émission du toluène pur pour différentes pressions obtenus par Strozzì et al. [2], gaz ambiant = diazote, $T = 298\text{ K}$

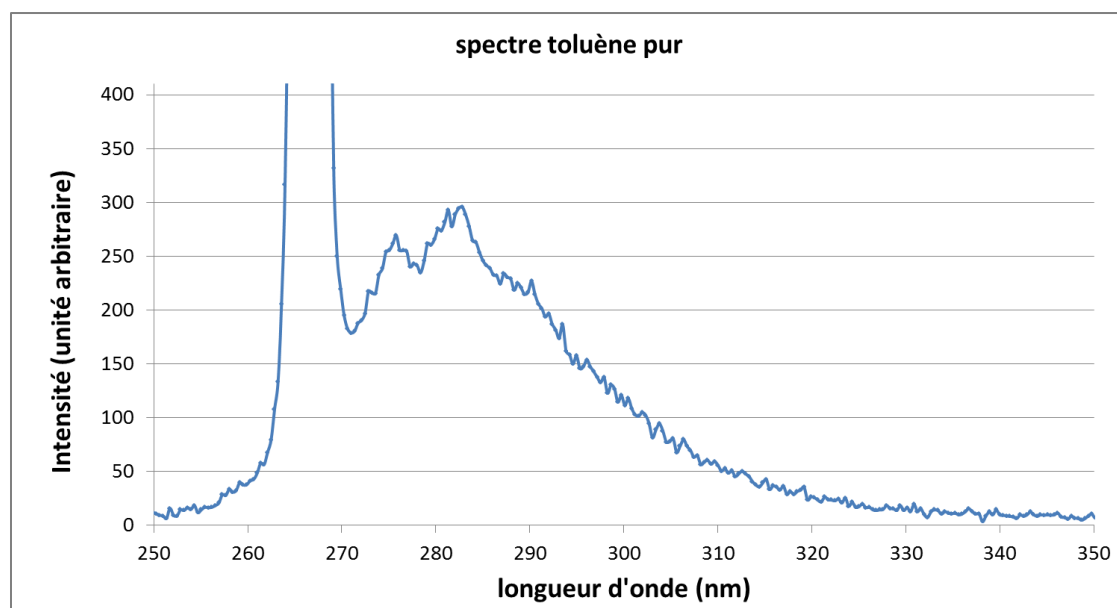


Fig. 3. 10 : Spectre d'émission du toluène pur obtenu avec le dispositif expérimental utilisé lors de ces travaux de thèse, gaz ambiant = diazote, $T = 298\text{ K}$, $P = 1\text{ bar}$

Détermination du mélange

Koban [55] a montré qu'il y avait un fort quenching entre le toluène et le dioxygène, il est donc délicat de réaliser cette mesure de température avec un mélange réactif. Il faut alors utiliser un mélange inerte possédant des propriétés proches du mélange réactif stœchiométrique. Le mélange toluène/ CH_4/N_2 est envisagé. En effet, Strozzì [53] a montré que le spectre d'émission du toluène et l'intensité du signal mesuré n'étaient pas affectés par le diazote, et ce pour des pressions allant de 1 à 12 bar (cf. Fig. 3. 9). Il n'y a donc pas de quenching par le N_2 .

Pour la composition du mélange, seule la proportion entre le méthane et le diazote est étudiée car le toluène étant introduit en faible quantité, il ne modifie pas les propriétés du

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

mélange de manière significative. Les propriétés étudiées entre 290 et 465 K (températures de paroi étudiées) sont :

- ✓ la capacité thermique, C_p
- ✓ la conductivité thermique, λ
- ✓ la diffusivité thermique, D
- ✓ la masse volumique, ρ
- ✓ la vitesse du son, a
- ✓ la viscosité cinématique, ν
- ✓ la viscosité dynamique, μ
- ✓ le coefficient adiabatique, γ

Avec le mélange composé de 8,4 moles de N_2 pour 1 mole de CH_4 , on obtient les écarts maximums de chaque propriété entre le mélange réactif et le mélange inerte (cf. Tab. 3. 1).

Propriété	Ecart maximal
C_p	0,16 %
λ	0,12 %
D	0,5 %
ρ	3,1 %
a	1,7 %
ν	0 %
μ	3,3 %
γ	0,2 %

Tab. 3. 1 : Ecart maximal des propriétés entre le mélange réactif et le mélange inerte

Enfin, afin d'obtenir un signal acceptable, le mélange contient 14% de toluène en termes de nombre de moles.

3.3.2. Résultats des mesures

Chronogramme des essais

Pour différentes températures de paroi, une quantité de mélange est introduite via les injecteurs avec les mêmes temps d'injection que lors des précédentes mesures. On a constaté la présence d'un dépôt noirâtre sur les parois et sur le hublot de la chambre aux endroits où le laser est impactant. Ce dépôt est probablement dû à la dégradation du toluène par le laser. Or, l'utilisation des injecteurs permet d'avoir la même durée d'expérience pour tous les essais à une température de paroi donnée. Il n'y a donc pas de disparité d'un essai à l'autre due à une dégradation d'une plus ou moins grande proportion de toluène sous l'effet du laser. Le cycle d'injection dure environ 7 s et l'on enregistre des images de fluorescence pendant 15 s afin d'obtenir des mesures de P.L.I.F. lorsque la température des gaz dans la chambre est homogène. Dans la chambre de combustion, il y a également un thermocouple afin de connaître la température des gaz frais lorsque la température s'est homogénéisée, c'est-à-dire 6 s après la fin de la 2^{nde} injection.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

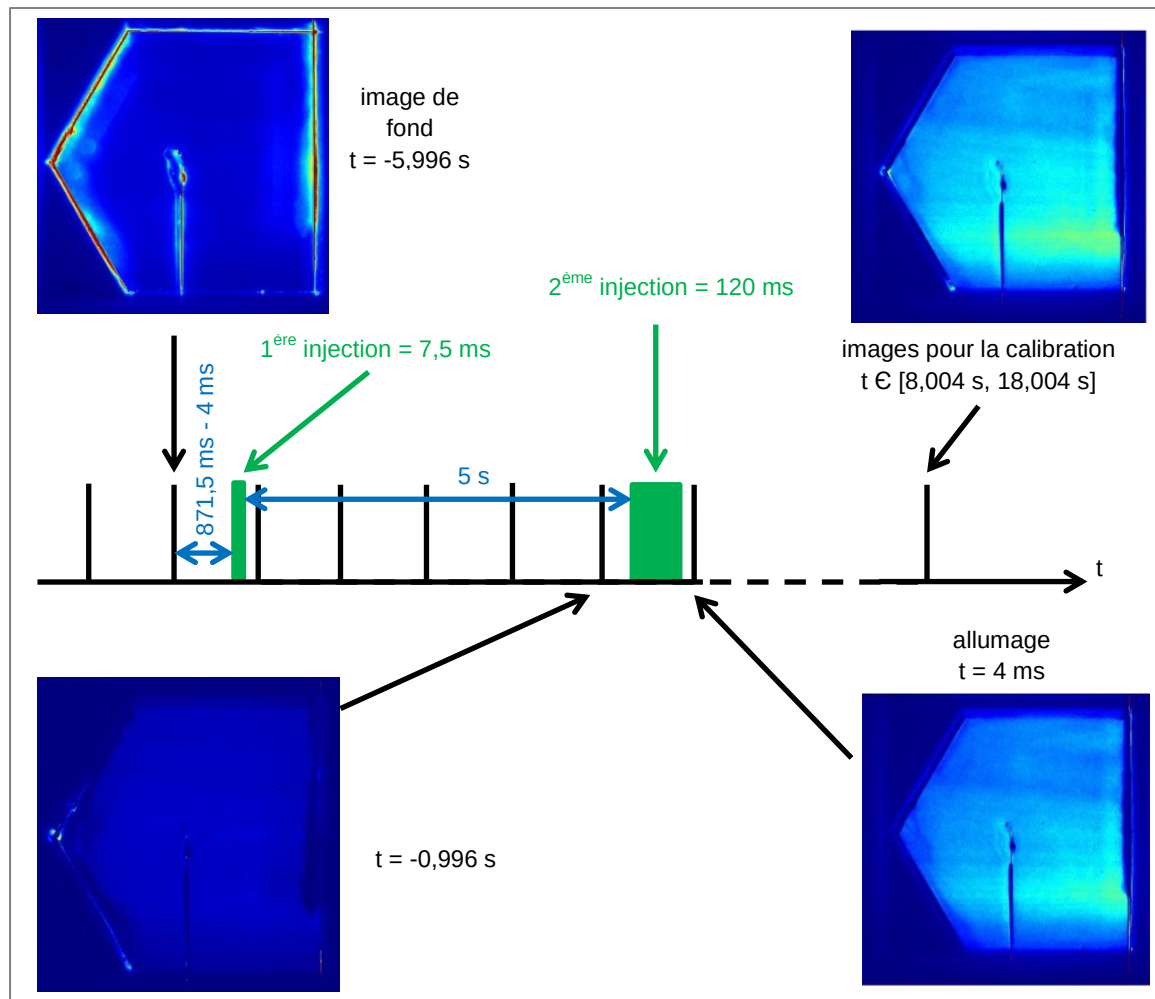


Fig. 3. 11 : Chronogramme des essais de mesure de température des gaz frais

Pour chaque essai, nous obtenons alors :

- ✓ la 2^{ème} image qui sert de fond car la chambre est alors sous vide
- ✓ l'image à l'instant de l'allumage qui nous intéresse pour la mesure de température
- ✓ les images pour la calibration où la température est supposée homogène et donc égale à la température mesurée par le thermocouple

Prétraitement : la courbe de calibration

Comme il y a des fluctuations de l'intensité du laser tir à tir, 3 à 4 essais ont été réalisés pour chaque température de paroi étudiée. Pour chaque essai, la température moyenne mesurée par P.L.I.F. est relevée sur une zone exempte de perturbations (cf. Fig. 3. 12) sur les images où la température est supposée homogène. Une mesure de la température des gaz frais par un thermocouple installé dans la chambre de combustion est également réalisée. Il est alors possible de relier la température des gaz frais avec l'intensité du signal de fluorescence, ce qui permet d'obtenir une courbe de calibration (cf. Fig. 3. 13).

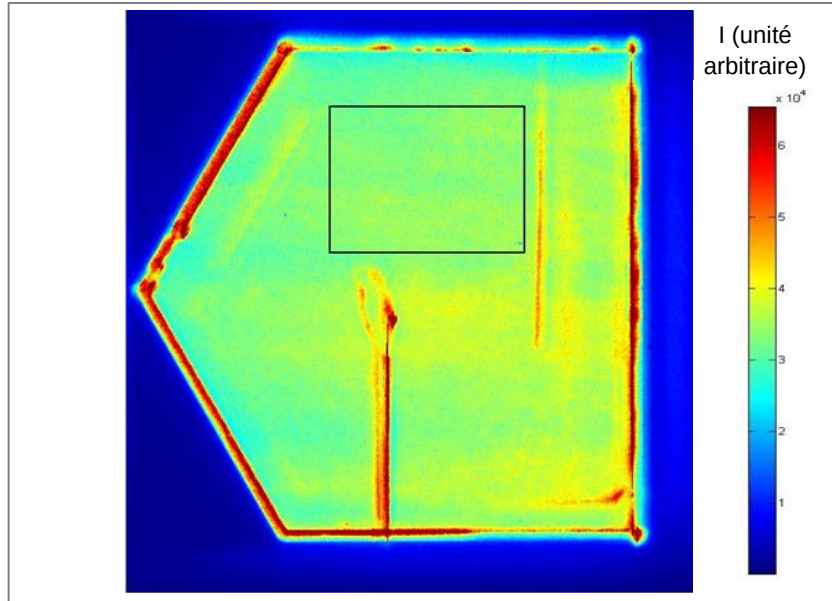


Fig. 3. 12 : Zone moyennée pour la calibration

Finalement, une relation reliant la température et le signal de fluorescence a été déterminée (Eq. 3.2). On remarque sur la courbe de calibration (cf. Fig. 3. 13) que l'incertitude tir à tir maximale obtenue est de 12 K.

$$T_{g.f.} = 2,1 \cdot 10^{-11} \cdot S_f^3 + 1,6677450 \cdot 10^{-6} \cdot S_f^2 - 0,048382612817 \cdot S_f + 826,965851728577 \quad (\text{Eq. 3.2})$$

où : $T_{g.f.}$: température des gaz frais
 S_f : signal de fluorescence

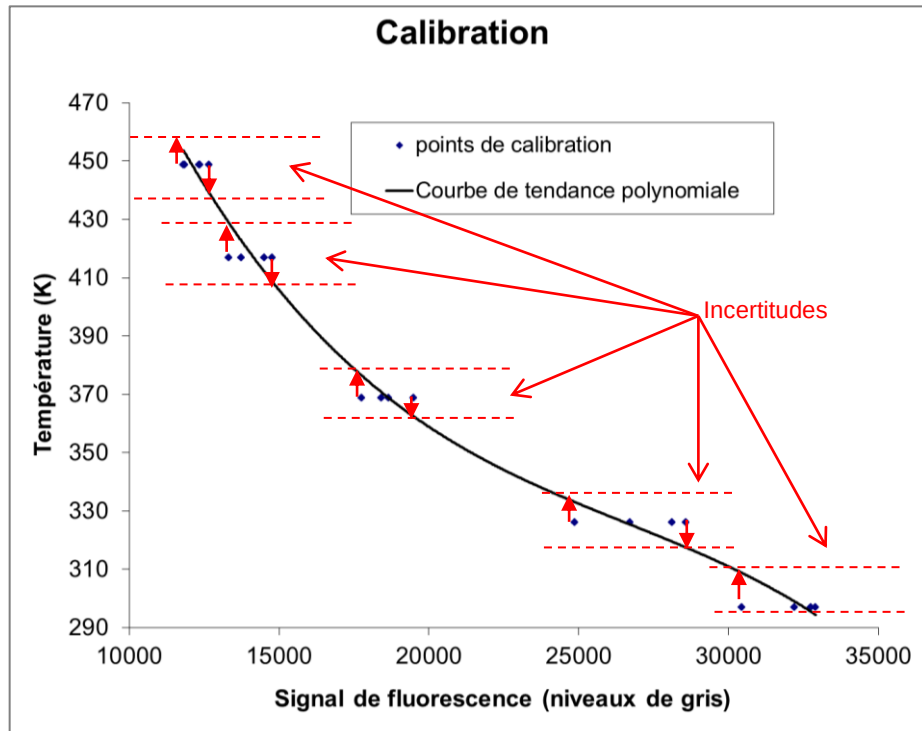


Fig. 3. 13 : Courbe de calibration du dispositif expérimental

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

Post-traitement

L'image de fond est tout d'abord soustraite aux autres images. Ensuite, la correction de l'absorption du toluène et de la distribution d'intensité de la nappe laser est déterminée sur la 15^{ème} image, soit environ 10 s après la fin de la 2^{ème} injection. L'intensité sur la zone homogène de cette image (cf. Fig. 3. 12) sert à normaliser le signal sur l'ensemble de la chambre. Ce facteur correctif est ensuite appliqué à l'image étudiée, soit celle correspondant à l'instant d'allumage. Enfin, un filtre médian de 10 x 10 pixels permet de lisser les petites fluctuations de température comme on peut le voir sur la figure 3.14.

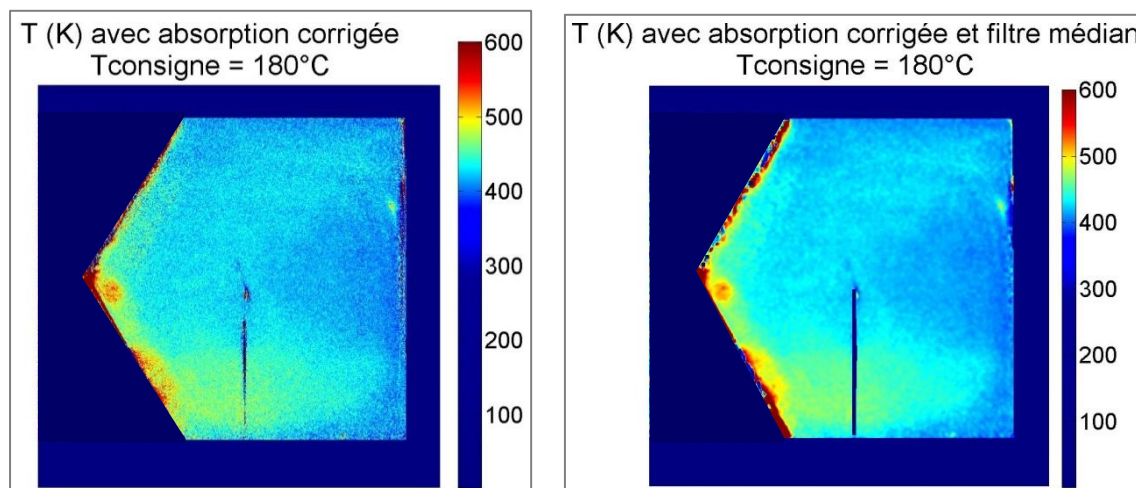


Fig. 3. 14 : Effet du filtre médian 10 x 10 pixels

Résultats des mesures au moment de l'allumage

Les mesures ont été effectuées pour 5 températures de consigne des crayons chauffant : 298 K (soit pas de chauffage), 328 K, 389 K, 452 K et 512 K.

Afin de visualiser plus aisément le gradient de température dans les gaz frais, un profil de température est extrait (moyenne sur 3 colonnes de pixels) :

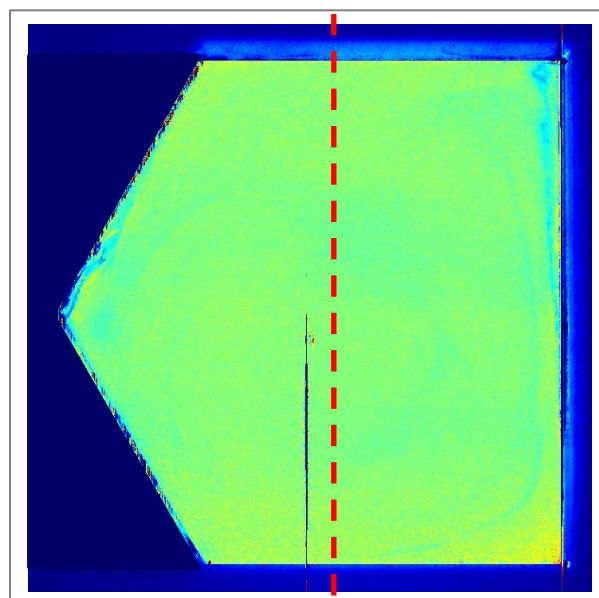


Fig. 3. 15 : Position du profil de température étudié

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

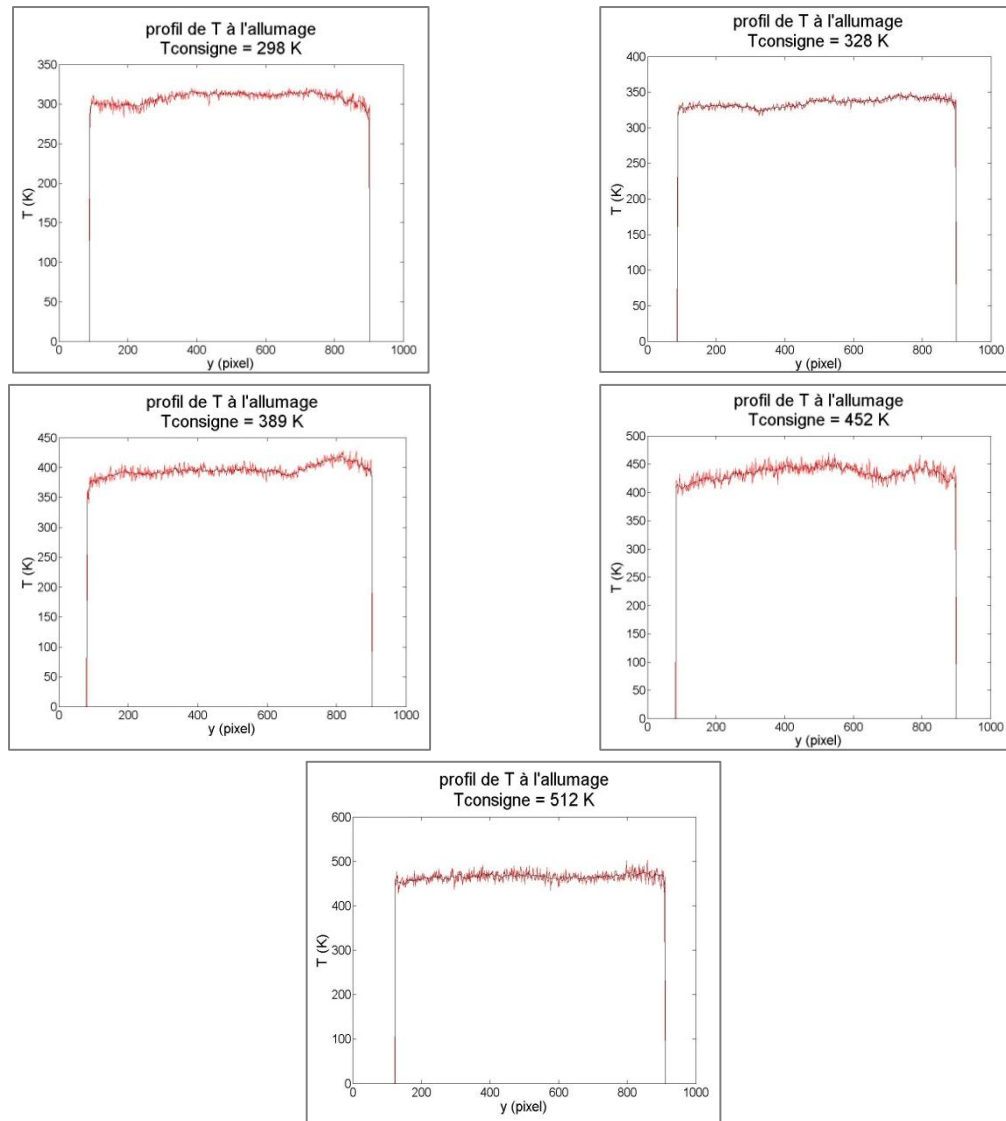


Fig. 3. 16 : Profils de température pour différentes températures de consigne au moment de l'allumage

Comme les gaz frais sont initialement à 298 K avant qu'ils soient injectés dans la chambre de combustion, on s'attend à avoir un gradient de température en paroi. Or, on n'observe pas de gradient de température sur la figure 3.16. En effet, à l'instant d'allumage soit seulement 4 ms après la 2nde injection, le mélange inerte a déjà une température homogène.

Dans le tableau suivant, on donne :

- ✓ la température de consigne des crayons chauffants ($T_{consigne}$)
- ✓ la température de paroi mesurée par le thermocouple de surface du fluxmètre (T_w)
- ✓ la température des gaz frais mesurée par P.L.I.F. au moment de l'allumage ($T_{g.f.,allumage}$)
- ✓ la température des gaz frais mesurée par le thermocouple à l'équilibre ($T_{thermocouple}$)

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

$T_{\text{consigne}} \text{ (K)}$	$T_w \text{ (K)}$	$T_{\text{g.f., allumage}} \text{ (K)}$	$T_{\text{thermocouple}} \text{ (K)}$
298	298	298 ± 12	298
328	320	335 ± 12	323
389	377	397 ± 12	369
452	423	432 ± 12	413
512	465	463 ± 12	449

Tab. 3. 2 : Relation entre la température des gaz frais et la température de paroi

Tout d'abord, on remarque que la température des gaz frais au moment de l'allumage est supérieure à la température de paroi mais aussi dans certains cas à la température de consigne des crayons chauffants. En comparant les figures 3.16 et 3.17, on remarque que les gaz frais sont plus chauds au moment de l'allumage que 6 s après. On en conclut que les gaz frais sont préchauffés au niveau des injecteurs qui sont sûrement à une température plus élevée que la surface de la paroi de la chambre de combustion. La température des crayons chauffants oscille autour de la température de consigne, il est donc possible que ces injecteurs soient eux-mêmes à une température plus élevée que la température de consigne. Ces gaz injectés préchauffés par les injecteurs cèdent donc ensuite de la chaleur à la paroi et leur température diminue (cf. Fig. 3. 17). Mais la différence de température est trop faible pour qu'un gradient de température à la paroi soit visible au moment de l'allumage.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

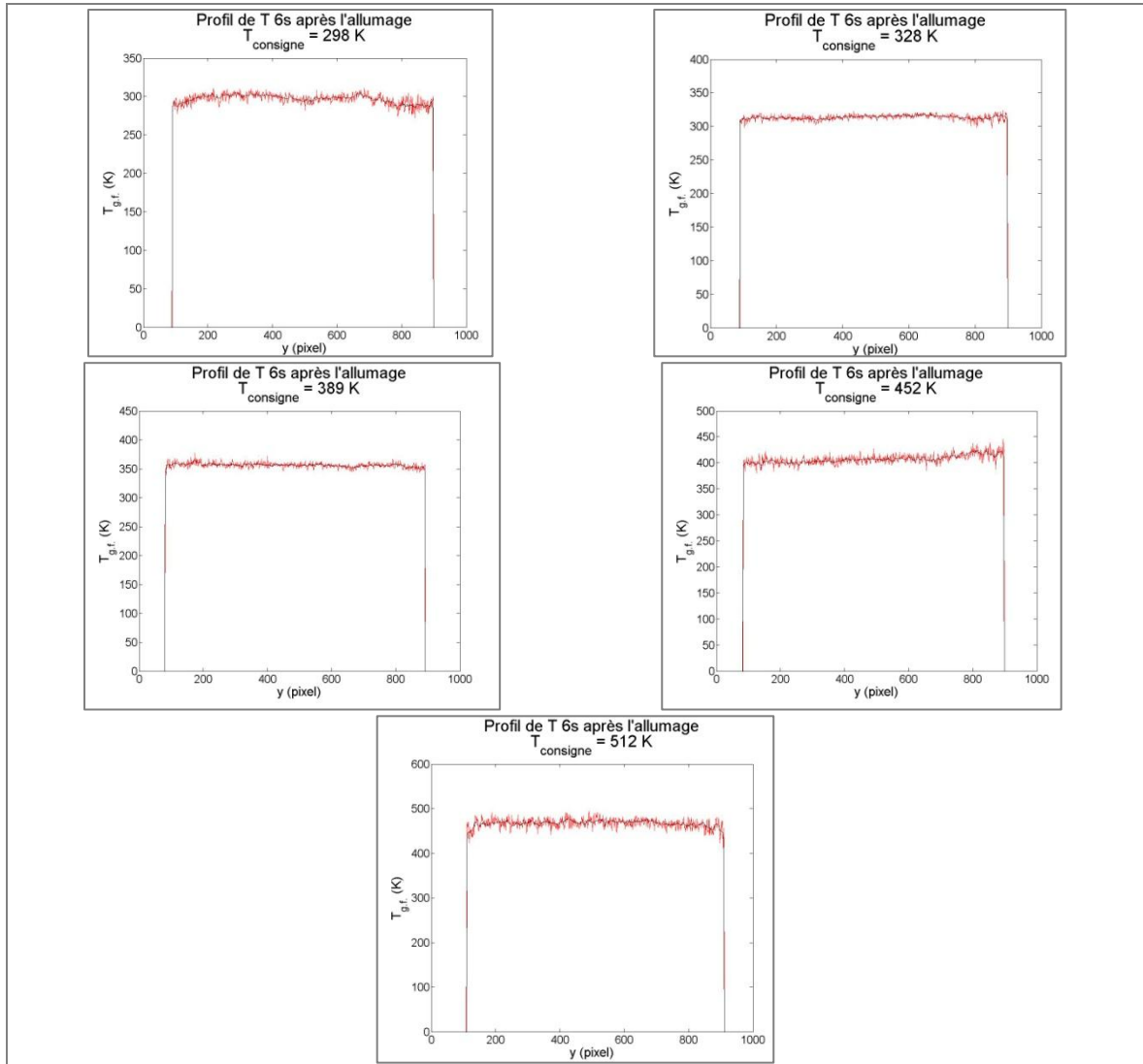


Fig. 3. 17 : Profils de température pour différentes températures de consigne 6 s après l'allumage

Comme les gaz frais sont préchauffés par les injecteurs, il est nécessaire de regarder si le chauffage des injecteurs modifie la quantité de mélange injecté. Avec la température mesurée par le thermocouple et la mesure de la pression à cet instant, on peut, avec la loi des gaz parfaits, calculer la masse injectée :

P (bar)	T_{thermocouple} (K)	Masse (g)
2,07 ± 0,01	298	0,554 ± 0,001
2,24 ± 0,01	323	0,541 ± 0,005
2,44 ± 0,01	369	0,523 ± 0,005
2,64 ± 0,01	413	0,508 ± 0,02
2,82 ± 0,03	449	0,501 ± 0,008

Tab. 3. 3 : Effet du chauffage des injecteurs sur la masse de gaz frais injectée

On remarque que la masse injectée diminue lorsque la température de paroi augmente. Le rapport entre la masse injectée à 297 K et la masse injectée à 449 K est de 0,90 alors que le rapport des densités à ces deux températures est de 0,66. Le débit des

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

injecteurs est donc plus grand lorsque les parois sont chauffées, le chauffage du gaz a vraisemblablement lieu avant la section sonique des injecteurs.

3.4. Etude de l'aérodynamique de l'écoulement réactif

3.4.1. Essais préliminaires : visualisation par striescopie rapide

Pour appréhender la différence de comportement de l'écoulement turbulent réactif selon la richesse du mélange et selon la température de paroi, le phénomène a tout d'abord été visualisé par striescopie rapide. Les images sont enregistrées par une caméra CMOS (APX-RS 3000, Photron) à une fréquence de 5,6 kHz pour une fenêtre de visualisation de 768 x 704 pixel².

L'effet de la richesse sur la combustion turbulente a été étudié lorsque les parois de la chambre ne sont pas chauffées (cf. Fig. 3. 18). Alors que la combustion est quasiment terminée 6 ms après l'allumage pour le mélange stœchiométrique, la flamme est à peine développée pour le mélange pauvre. On remarque également que pour le mélange stœchiométrique, la flamme reste « accrochée » à l'électrode, elle n'est pas convectée vers le bord de la paroi par l'écoulement contrairement à la flamme du mélange pauvre.

Le front de flamme est aussi un bon indicateur qualitatif de la turbulence de l'écoulement. Pour les deux richesses, on remarque que le front de flamme est très plissé, ce qui indique qu'il y a une intensité turbulente qui influe sur la combustion.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

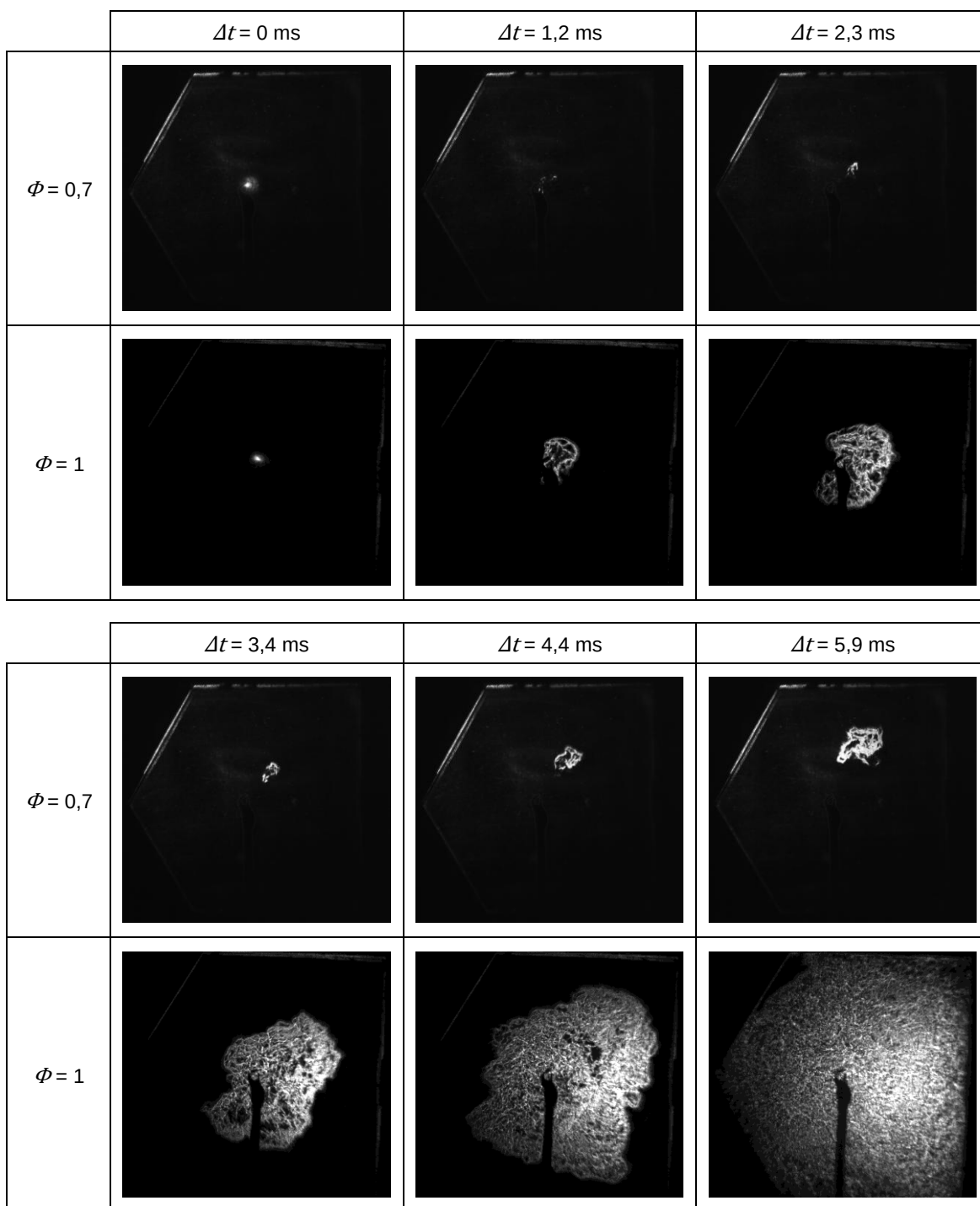


Fig. 3. 18 : Evolution temporelle de la combustion - images de strioscopie, méthane/air, $r = 0,7$ et 1 , $T_w = 298 \text{ K}$

Sur la figure 3.19, on remarque que l'évolution de la combustion du mélange pauvre se fait en 2 temps. Tout d'abord, la flamme est convectée par l'écoulement au-dessus de l'électrode. Puis, à partir de 6 ms, cet effet de convection cesse, le centre de la flamme est donc « fixe » et la flamme se développe à partir de ce point « fixe ». En comparant les deux richesses, on remarque que la combustion est approximativement deux fois plus rapide à richesse 1 qu'à richesse 0,7. On retrouve donc le rapport 2 entre les vitesses fondamentales de flamme de ces deux mélanges. Il semble alors que la turbulence a le même effet sur la vitesse de combustion de ces deux mélanges. On vérifiera ce point grâce aux mesures de pression en déterminant le temps de combustion.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

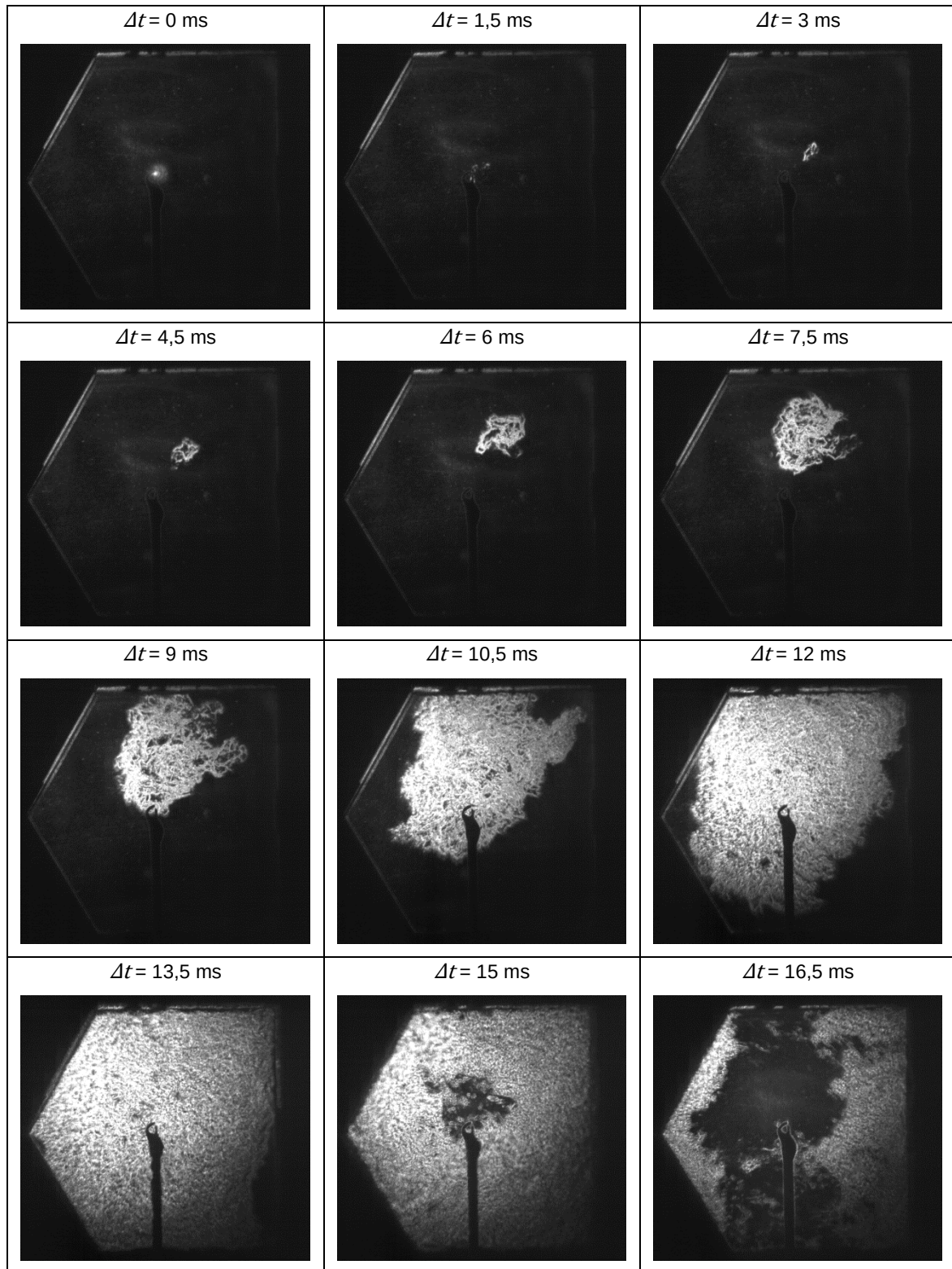


Fig. 3. 19 : Evolution temporelle de la combustion d'un mélange CH_4 /air à richesse 0,7, $T_w = 298$ K

Ensuite l'effet de la température de paroi sur la combustion turbulente a été étudié pour le mélange stœchiométrique (cf. Fig. 3. 20). On remarque qu'à chaque pas de temps, le front de flamme est similaire pour les 3 températures de paroi différentes étudiées. Cette température de paroi n'a donc pas d'influence significative sur la vitesse de combustion. Or on pouvait s'attendre à avoir une vitesse de flamme plus importante

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

lorsque la température de paroi est plus élevée car les gaz frais sont préchauffés de manière homogène (cf. figures 3.16 et 3.17). Comme les gaz frais sont plus chauds, la flamme doit céder moins de chaleur à ces gaz afin qu'ils atteignent leur température d'inflammation. L'avancée du front de flamme est de ce fait plus rapide. L'absence d'effet de la température de paroi sur la vitesse de combustion semble indiquer que c'est l'aérodynamique qui pilote la vitesse de combustion, et ce de manière plus prononcée que la température des gaz frais.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

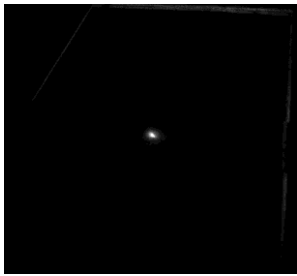
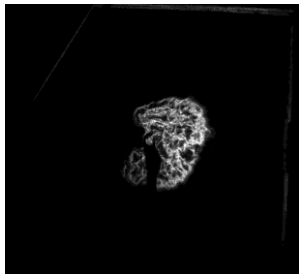
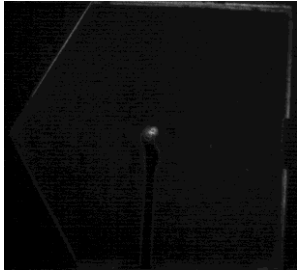
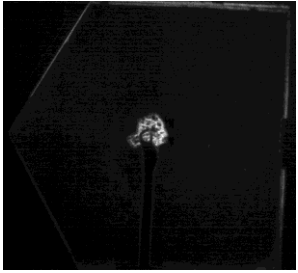
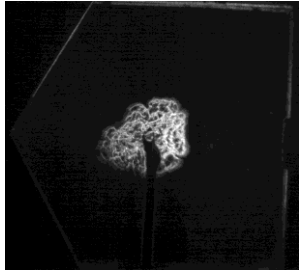
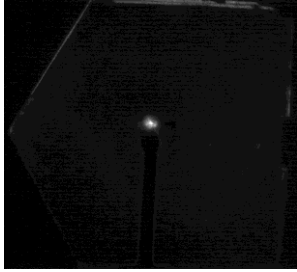
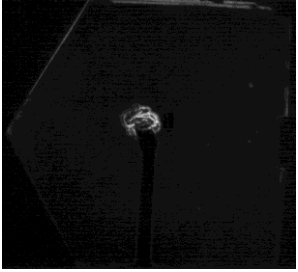
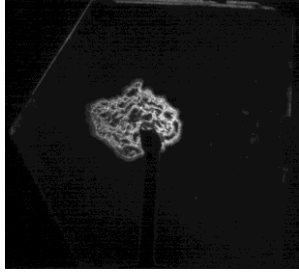
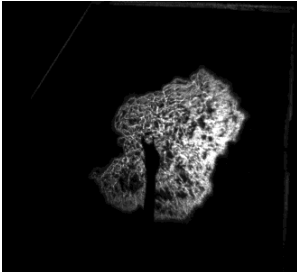
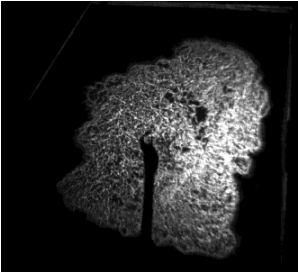
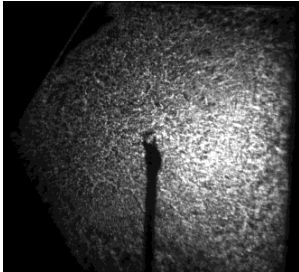
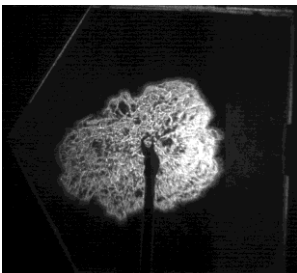
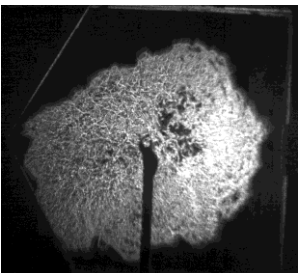
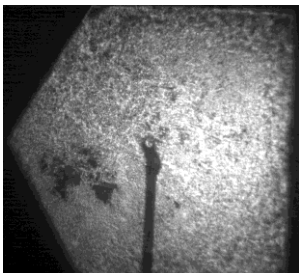
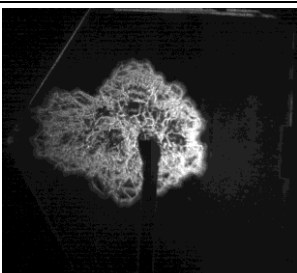
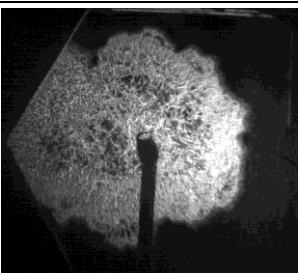
	$\Delta t = 0 \text{ ms}$	$\Delta t = 1,2 \text{ ms}$	$\Delta t = 2,3 \text{ ms}$
$T_w = 298 \pm 1 \text{ K}$			
$T_w = 376 \pm 1 \text{ K}$			
$T_w = 465 \pm 1 \text{ K}$			
	$\Delta t = 3,4 \text{ ms}$	$\Delta t = 4,4 \text{ ms}$	$\Delta t = 5,9 \text{ ms}$
$T_w = 298 \pm 1 \text{ K}$			
$T_w = 376 \pm 1 \text{ K}$			
$T_w = 465 \pm 1 \text{ K}$			

Fig. 3. 20 : Effet de la température de paroi sur la combustion turbulente - méthane/air, $r = 1$

3.4.2. Mesures du champ de vitesse

Pour explorer la structure de l'écoulement, la P.I.V. a été utilisée dans la chambre en champ complet, ce qui permet d'appréhender le mouvement global et de connaître le champ de vitesse à grande échelle au cours du temps. Pour chaque condition expérimentale, un minimum de 16 essais a été réalisé. En effet, comme on l'a vu dans la partie 2.3.6, Boust [1] a montré que 16 tirs suffisent pour une convergence raisonnable des moyennes.

Vu la géométrie de la chambre et l'implantation des injecteurs, l'injection favorise un mouvement de tumble (cf. § 1.4), c'est-à-dire un mouvement de rotation d'axe z dans la chambre, mouvement a priori bidimensionnel en moyenne. Trois plans globaux ont été étudiés (cf. Fig. 3. 21) :

- ✓ le plan médian (x, y) contenant les électrodes d'allumage. Dans la pratique, ce plan a été translaté de 2 mm pour ne pas intercepter les électrodes d'allumage.
- ✓ un plan latéral (x, y) contenant l'axe de symétrie du fluxmètre « injecteur ». Il ne passe donc pas exactement par l'axe de symétrie de l'injecteur mais est décalé de 5 mm.
- ✓ un plan transverse (y, z) passant par le fluxmètre « injecteur » pour quantifier l'aspect tridimensionnel de l'écoulement.

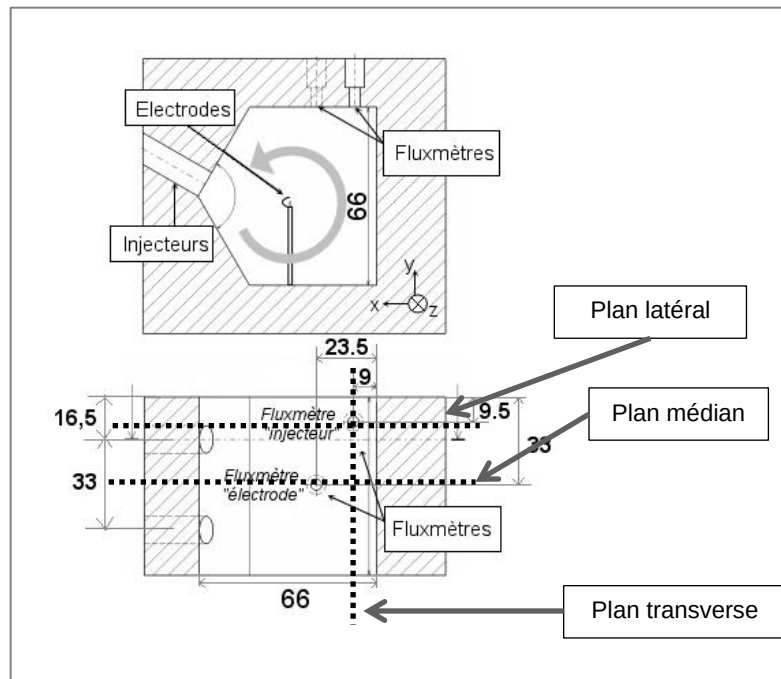


Fig. 3. 21 : Définition des plans globaux étudiés en P.I.V.

Avec ce dispositif expérimental, Boust [1] a montré que le champ aérodynamique est formé d'un tourbillon principal et de structures turbulentes de plus petites tailles. Les figures 3.22 et 3.23 représentent l'évolution temporelle du champ de vitesse d'un tir dans le plan médian et dans le plan transverse. On notera que l'instant $t = 0$ ms correspond au lancement de la commande de la 2^{ème} injection. On remarque alors plusieurs choses :

- ✓ Tout d'abord, on vérifie que 5 s suffisent pour que le mélange injecté lors de la 1^{ère} injection soit au repos. En effet, sur les images correspondant à -1,33 ms, on remarque que les vitesses sont nulles

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

- ✓ Les images à 0 ms et à 1,33 ms montrent qu'il y a un retard de mise en mouvement des gaz frais. Ce retard est soit dû à un certain temps de montée de soupape, soit aux effets d'entraînement des gaz. Les mêmes visualisations dans le plan latéral (cf. Fig. 3. 24) montrent que ce retard est dû au temps de montée des soupapes. En effet, dans ces conditions d'utilisation, Malheiro [51] a montré que ce temps de montée de soupape est de 0,9 ms.
- ✓ Durant le 1^{er} tiers de la 2nde injection, on voit sur la figure 3.22 qu'il y a effectivement un tourbillon principal ayant une vitesse tangentielle de 20 m/s comme lors des expériences de Boust [1]. Mais ensuite, malgré la poursuite de l'injection, ce tourbillon se casse en de plus petites structures et les vitesses sont réduites de moitié voire de 2/3. On remarque également sur la figure 3.23 que l'écoulement n'est pas strictement bidimensionnel. Ceci est dû au fait que les injecteurs sont axisymétriques et non plans.
- ✓ Au moment de l'allumage, soit à 134 ms, il ne reste que de petites structures tourbillonnaires et la vitesse moyenne est de l'ordre de 5 m/s.

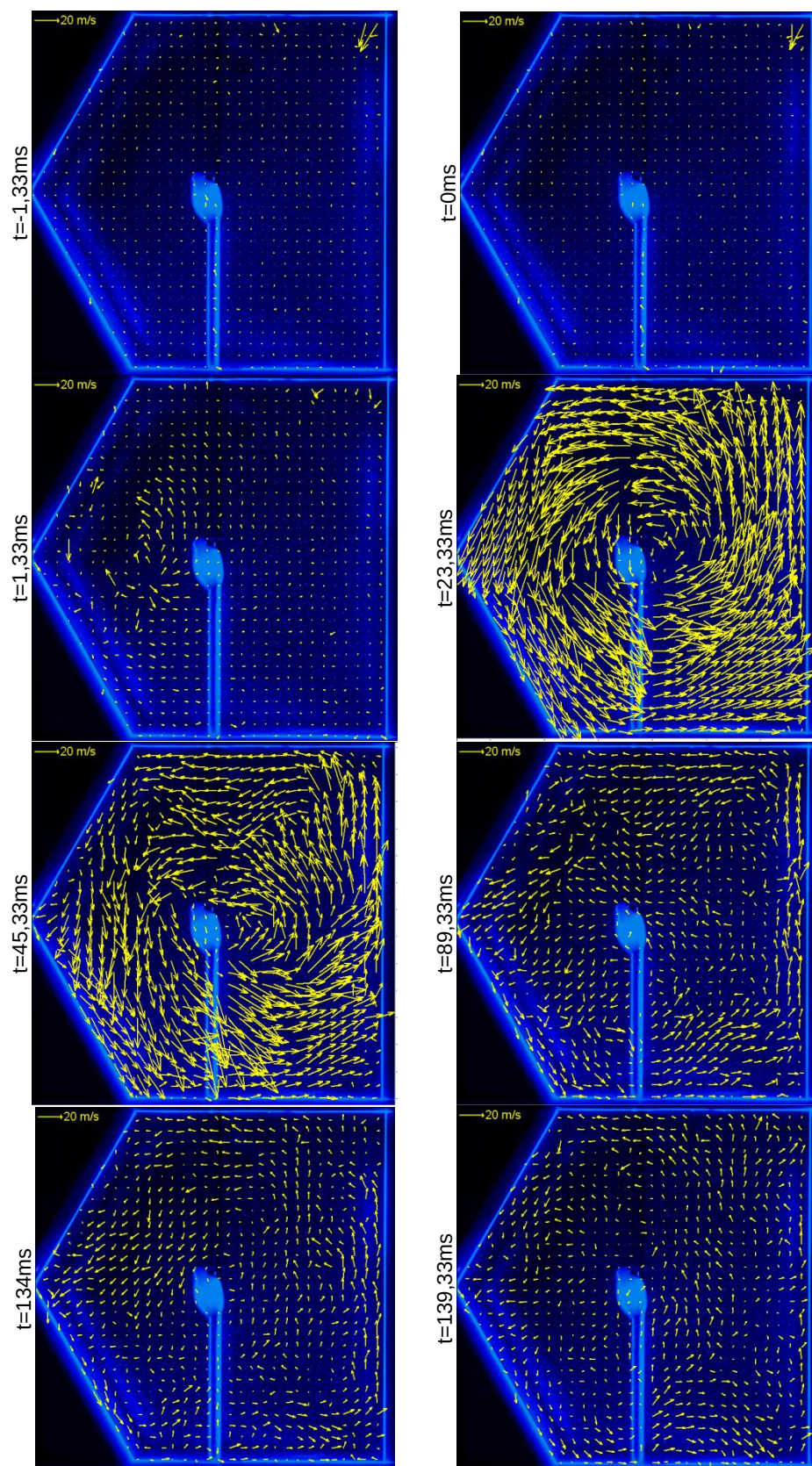


Fig. 3. 22 : Evolution temporelle du champ de vitesse instantanée - plan médian, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{amb}$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

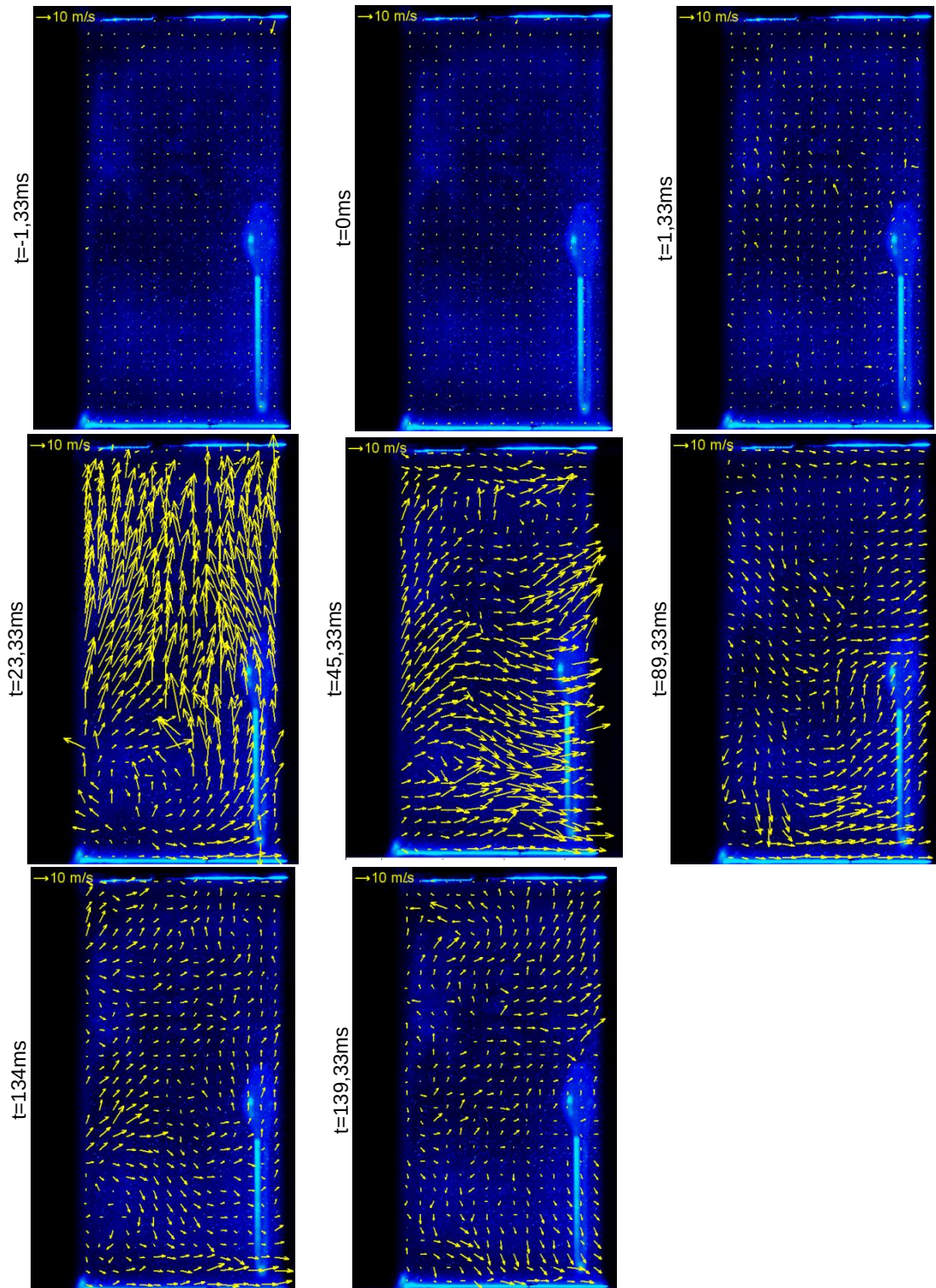


Fig. 3. 23 : Evolution temporelle du champ de vitesse instantanée- plan transverse, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{\text{amb}}$

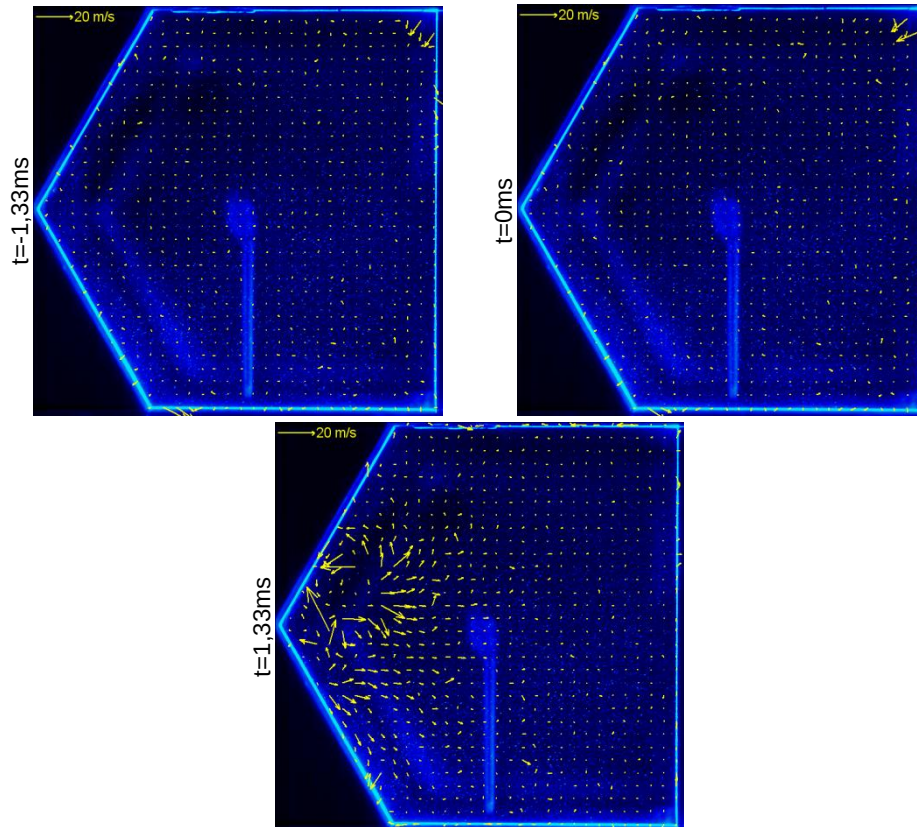


Fig. 3. 24 : Evolution temporelle du champ de vitesse instantanée- plan latéral, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{\text{amb}}$

Pour le champ moyen, deux choix s'offrent à nous :

- ✓ la moyenne d'ensemble des 16 essais (16 essais sont suffisants pour la convergence de la moyenne, cf. § 2.3.6)
- ✓ l'analyse de cycle résolu (moyenne temporelle des champs de vitesse sur une fenêtre temporelle de 4,5 ms, qui est le temps de retournement du tourbillon principal).

On a comparé le champ de vitesse instantanée, le champ de vitesse issu de la moyenne d'ensemble et celui issu de l'analyse de cycle résolu, à l'instant de l'allumage dans le plan de l'électrode (cf. Fig. 3. 25).

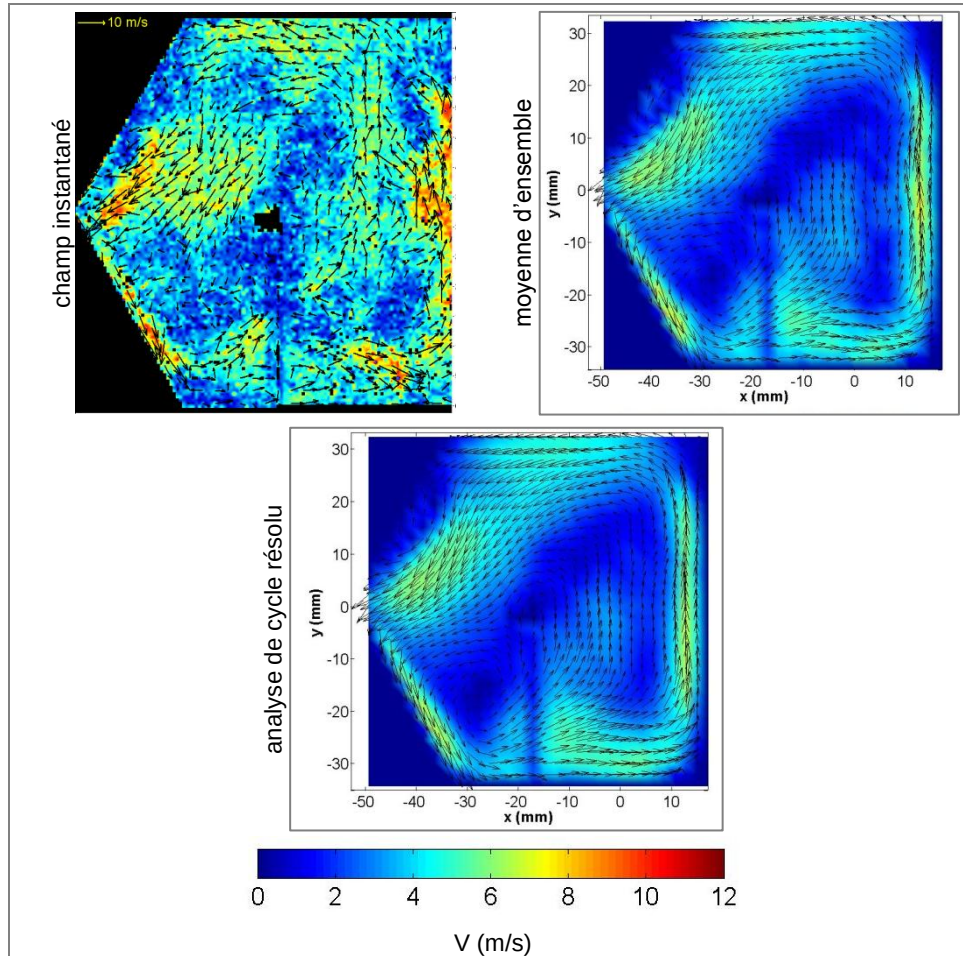


Fig. 3. 25 : Comparaison entre le champ instantané, le champ issu de la moyenne d'ensemble et le champs issu de l'analyse de cycle résolu - plan médian, $t_{allumage}$

Les champs issus des deux types de moyenne sont similaires. En effet, la figure 3.26 montre que la différence entre ces deux champs est au maximum de 1 m/s où la vitesse vaut environ 7 m/s. L'écart est donc inférieur à 20 %. Or, Boust [1] a montré que l'analyse de cycle résolu donne de meilleurs résultats, surtout en proche paroi. C'est pourquoi cette méthode a été retenue dans la suite de ce chapitre.

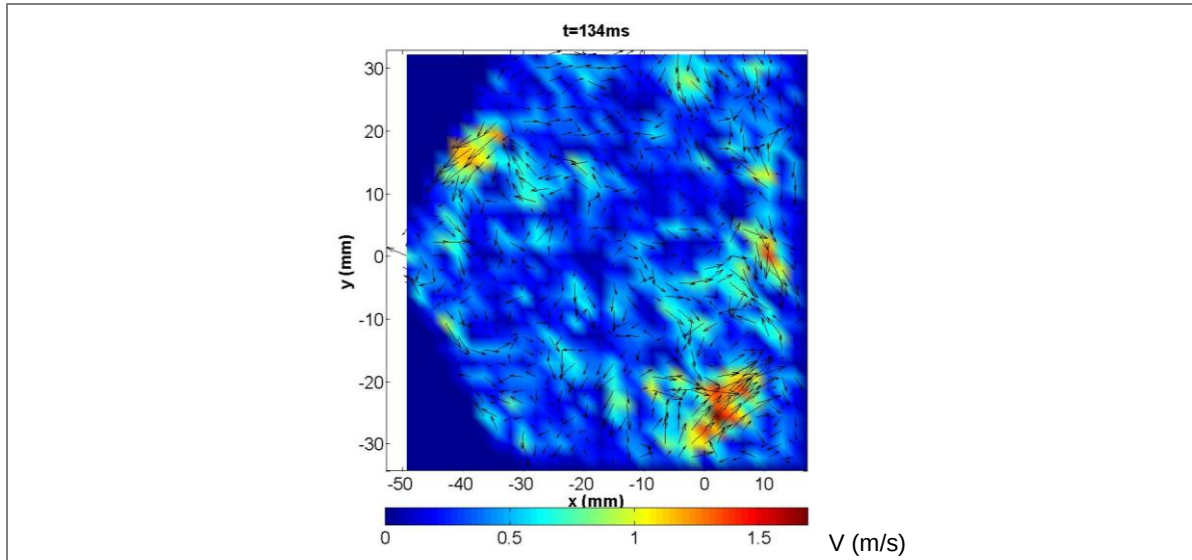


Fig. 3. 26 : Différence entre le champ de vitesse issu de l'analyse de cycle résolu et celui issu de la moyenne d'ensemble - plan médian, $t_{allumage}$

Afin de mieux se représenter la forme moyenne de l'écoulement, l'évolution temporelle du champ de vitesse moyenné par analyse de cycle résolu, est reportée ci-après. Comme pour Boust [1], le champ de vitesse est plus homogène dans le plan médian (cf. Fig. 3. 27) que dans le plan latéral (cf. Fig. 3. 28) où l'on remarque tout d'abord que le tourbillon principal n'est pas centré car la vitesse de l'injection déséquilibre ce tourbillon. De plus, on remarque que la vitesse vaut encore 15-20 m/s sur l'image à 135,33 ms au niveau de la sortie de l'injecteur qui est à cet instant fermé. Si l'injecteur a une fuite, elle ne peut être que légère car la pression est constante entre les deux injections et entre la fin de la 2nde injection et l'allumage. Cette vitesse importante est donc surtout due à la dynamique des fluides engendrée par l'injection qui perdure après la commande de fermeture des injecteurs.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

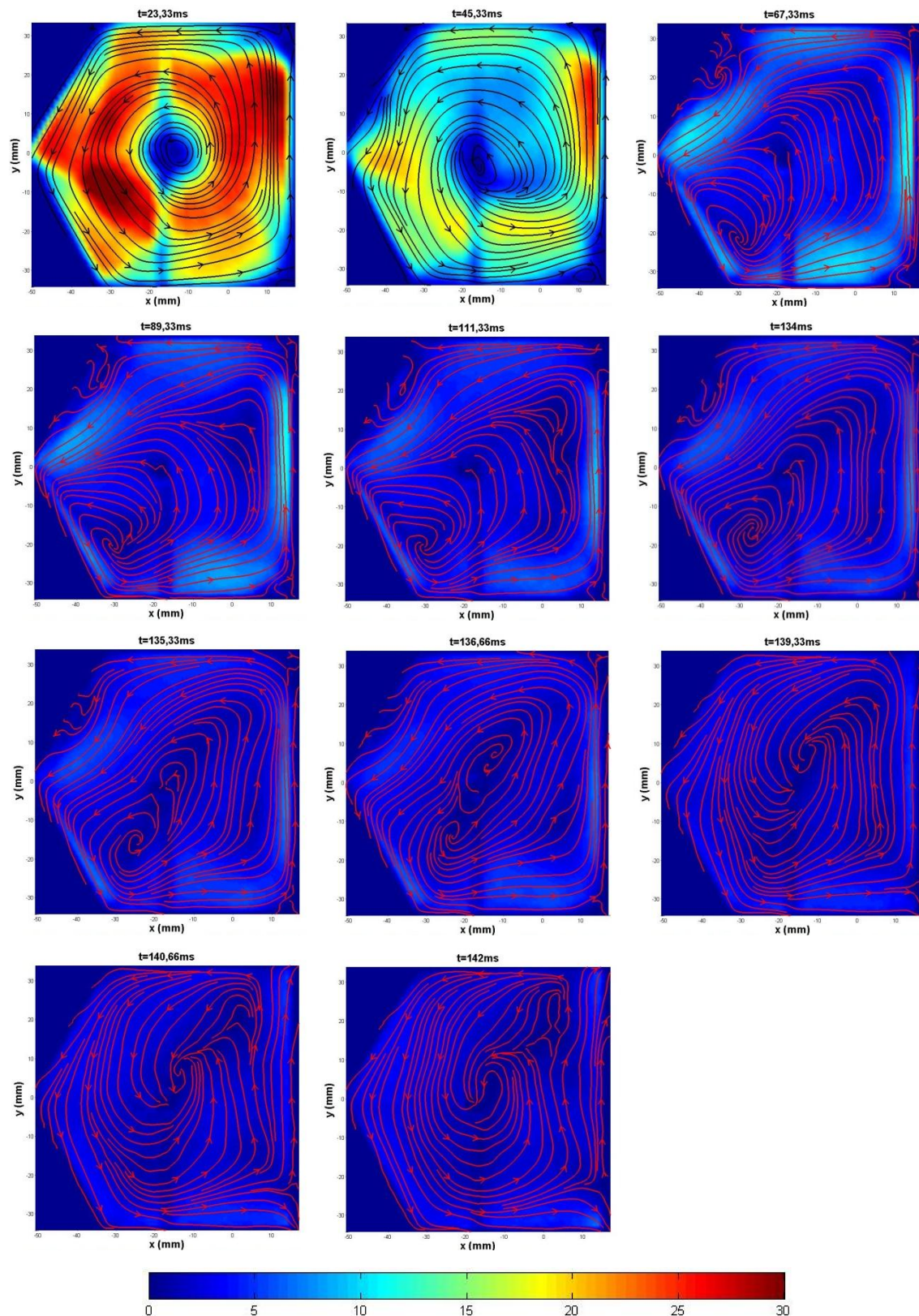


Fig. 3. 27 : Evolution temporelle du module de vitesse et des lignes de courant issus du champ moyenné par analyse de cycle résolu - plan médian, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{\text{amb}}$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

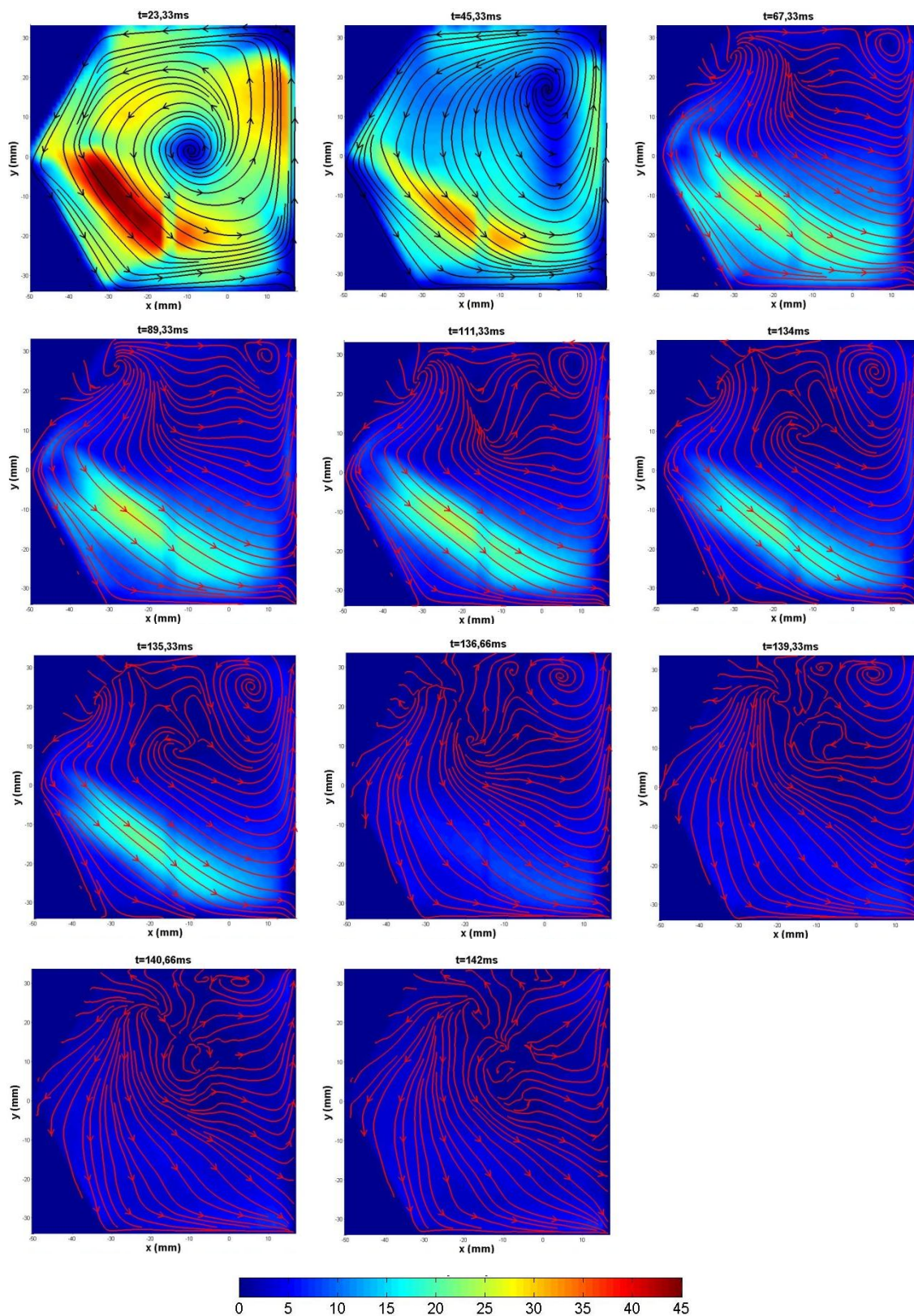


Fig. 3. 28 : Evolution temporelle du module de vitesse et des lignes de courant issus du champ moyenné par analyse de cycle résolu - plan latéral, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{\text{amb}}$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

Afin d'évaluer l'effet de la température de paroi sur l'aérodynamique des gaz frais, les mesures de P.I.V. ont également été faites à la température de paroi étudiée la plus élevée, c'est-à-dire 465 K. Les figures 3.30, 3.31 et 3.32 comparent les vitesses (champ moyen issu de l'analyse de cycle résolu) moyennées selon les axes x et y centrés au niveau de l'électrode d'allumage pour les plans médian et latéral et selon les axes y et z centrés également au niveau des électrodes pour le plan transverse (cf. Fig. 3. 29), pour ces 3 temps :

- ✓ -1,33 ms afin de vérifier que la vitesse est bien nulle avant la 2nde injection
- ✓ 4 ms correspondant au temps caractéristique de rotation
- ✓ 134 ms, l'instant d'allumage

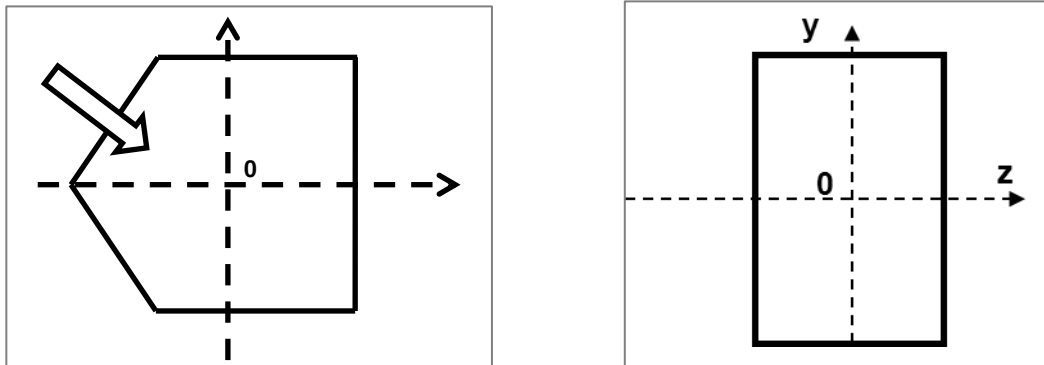


Fig. 3. 29 : Orientation et origines des axes dans le plan médian et le plan latéral (à gauche) et dans le plan transverse (à droite)

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

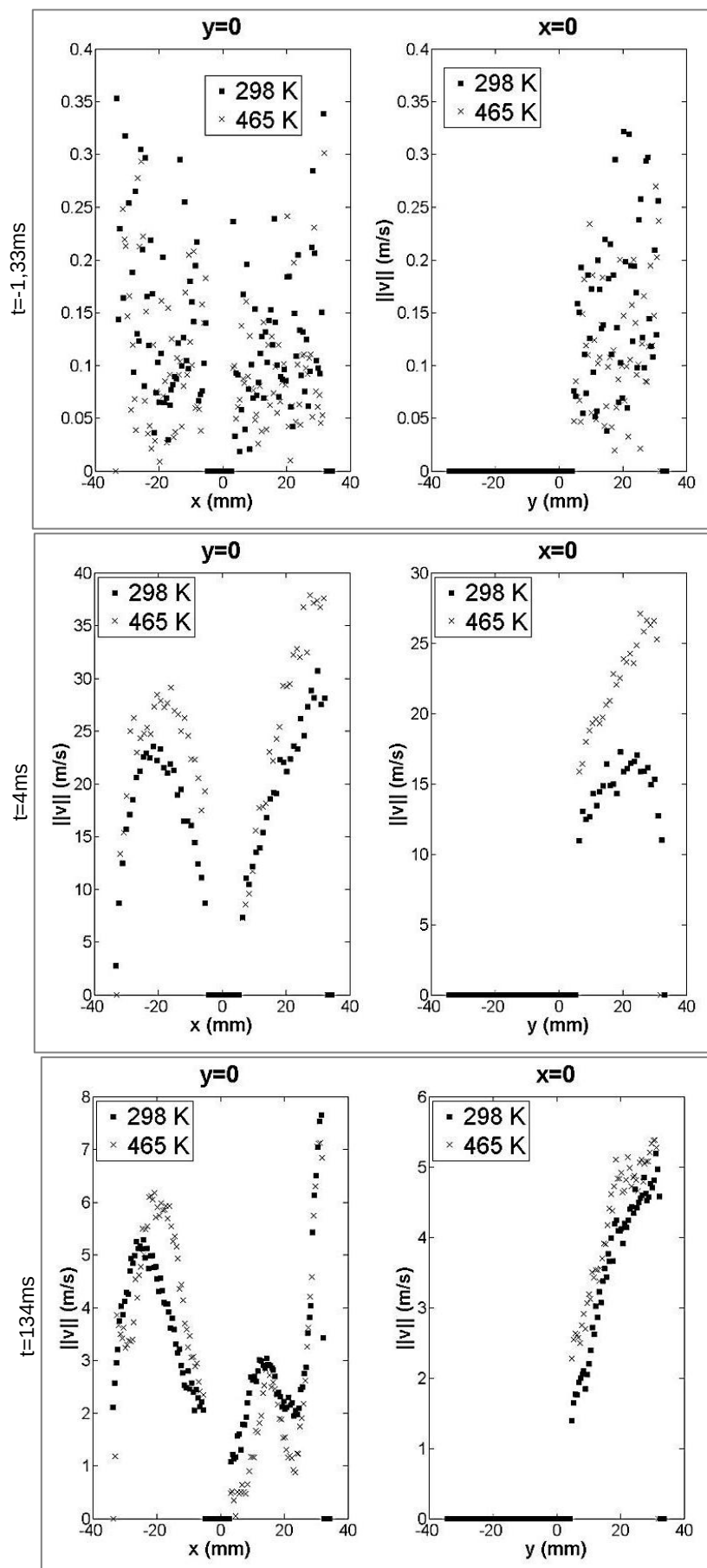


Fig. 3. 30 : Effet de la température de paroi sur la vitesse - plan médian, CH_4/air , $r = 1$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

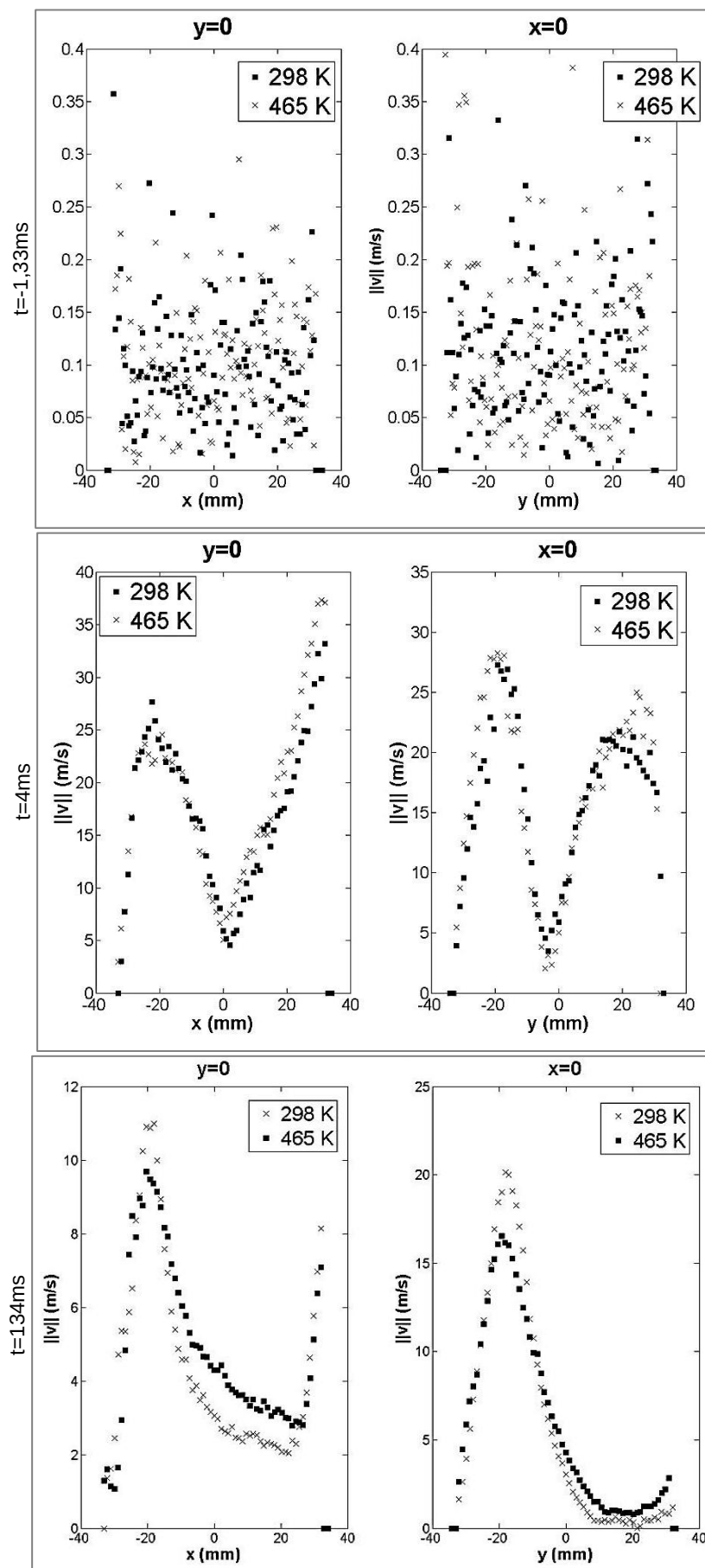


Fig. 3.31 : Effet de la température de paroi sur la vitesse - plan latéral, CH_4/air , $r = 1$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

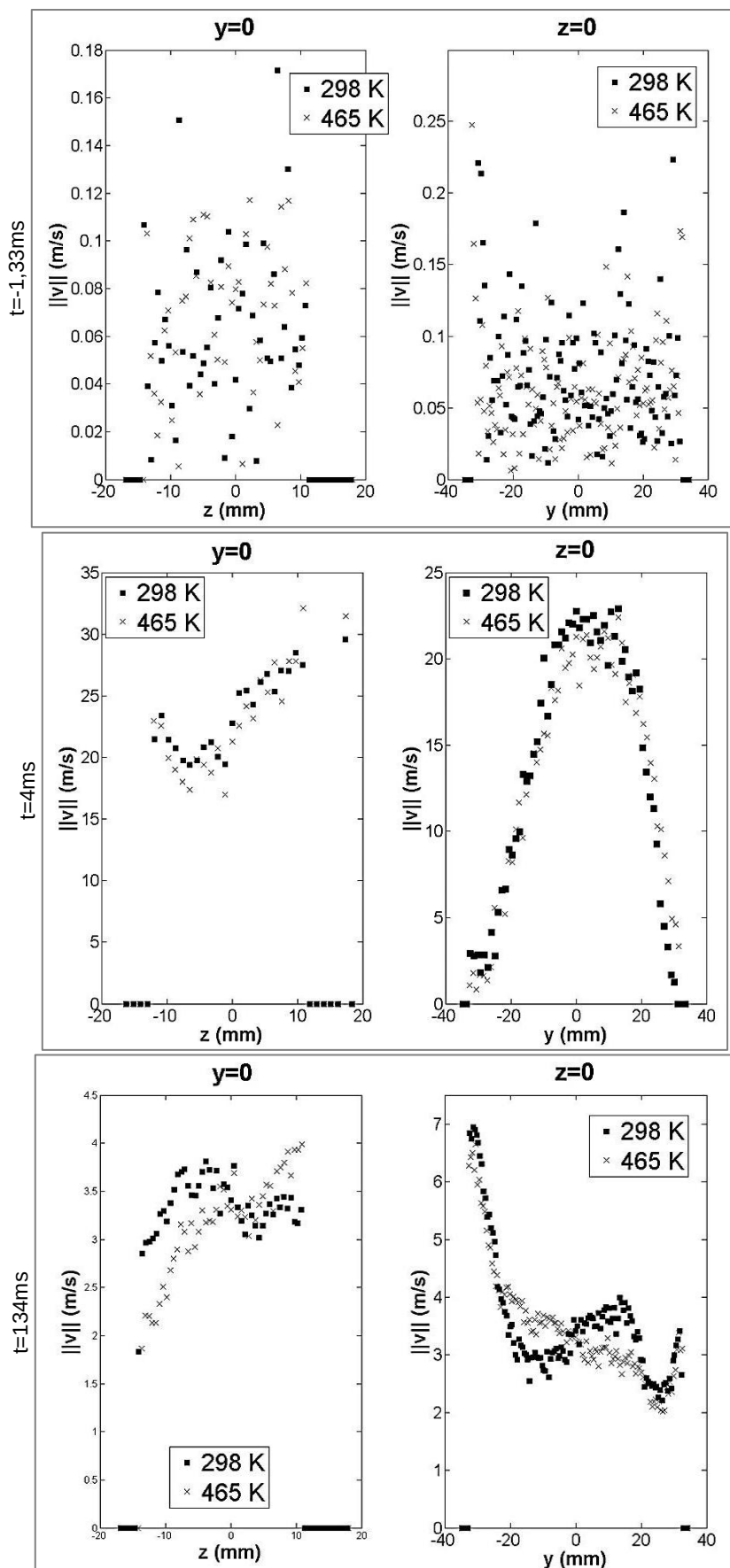


Fig. 3.32 : Effet de la température de paroi sur la vitesse - plan transverse, CH_4/air , $r = 1$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

Les vitesses sont quasiment les mêmes pour les 2 températures de paroi « extrêmes » dans le plan latéral et dans le plan transverse. Par contre, la vitesse est globalement plus grande dans le plan médian lorsque les parois sont chaudes. Or, la partie précédente montre que les gaz frais sont chauffés par les parois et sont à 463 K lorsque les parois sont à 466 K. Cette hausse de température entraîne une augmentation de la viscosité de 69 %. Or, dans le plan médian, l'écoulement est dû uniquement à l'entraînement des gaz frais. Cette viscosité plus importante à chaud provoque donc un entraînement de l'écoulement plus important, d'où une vitesse plus grande. Mais au moment de l'allumage, les vitesses sont quasiment les mêmes pour ces deux températures de paroi.

On a finalement étudié l'effet de la température de paroi sur le régime de combustion à l'instant de l'allumage dans le plan médian (cf. Tab. 3. 4). Pour cela, on a besoin du champ turbulent afin de déterminer l'intensité de turbulence et l'échelle spatiale turbulente. La figure 3.33 montre la décomposition du champ de vitesse du plan médian à l'instant d'allumage en champ moyen, turbulent basse fréquence et turbulent haute fréquence. Le champ moyen est issu de la moyenne temporelle sur 4,5 ms tandis que la décomposition du champ turbulent en un champ basse et haute fréquences est faite grâce à un filtrage spatial passe-bas de type Hamming, dont l'échelle de coupure est égale au diamètre du fluxmètre, c'est-à-dire 4 mm (cf. § 2.3.6).

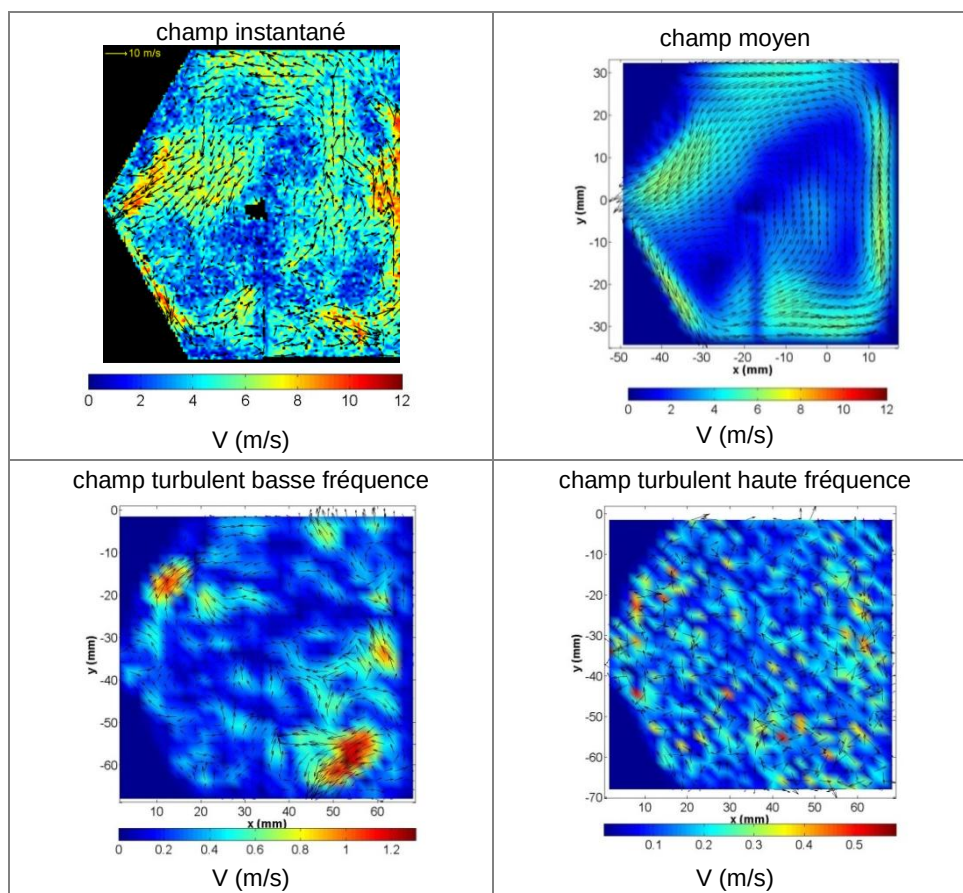


Fig. 3. 33 : Exemple de décomposition du champ - CH_4/air , $T_w = 298 \text{ K}$, $r = 1$, plan médian, analyse de cycle résolu, instant de l'allumage

On remarque avec le tableau 3.4 que l'intensité et l'échelle intégrale spatiale ne changent pas lorsque la température de paroi, et donc celle des gaz frais, augmente. C'est pourquoi les champs de vitesse n'ont pas été mesurés pour les conditions de température de parois intermédiaires. Ce sont en fait les modifications des propriétés du

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

mélange et de la vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée qui modifient le régime de combustion.

T_w (K)	$T_{g.f.}$ (K)	$P_{allumage}$ (bar)	S_f^0 (m/s)	q' (m/s)	$L_{u,x}$ (μ m)	ν (kg/m/s)	δ_l (μ m)	Re	Da
298	298	2,12	0,32	1,27	318	$7,48 \cdot 10^{-6}$	28,9	63	2
465	466	2,83	0,63	1,20	324	$1,22 \cdot 10^{-5}$	8,43	38	17

Tab. 3. 4 : Synthèse des paramètres aérodynamiques lors de l'allumage - CH_4 /air, $r = 1$

3.5. Evolution de la pression

Dans cette partie, on étudie l'effet de la richesse, de la température de paroi et de la présence des hublots sur le temps de combustion et sur les pertes thermiques globales.

3.5.1. Effet de la richesse

Pour étudier l'effet de la richesse sur les pertes thermiques globales et sur le temps de combustion, des essais avec des mélanges méthane/air stœchiométrique et à richesse 0,7 ont été effectués avec une température de paroi à 298 K.

Dans le tableau suivant, on donne le temps de combustion t_c ($t_{p_{max}} - t_{allumage}$) ainsi que les instants $t_{10\%}$ et $t_{90\%}$ représentant respectivement l'instant où la pression a augmenté de 10 % et de 90 % de son augmentation maximale. On remarque que l'on a un temps de combustion à richesse 0,7 plus de deux fois plus grand qu'à la stœchiométrie. Or, la vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée (cf. Eq. 4.1) est de 0,18 m/s à richesse 0,7 et de 0,40 m/s à la stœchiométrie. On retrouve bien un facteur 2 entre ces deux conditions expérimentales.

r	T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$t_{10\%}$ (ms)	$t_{90\%}$ (ms)	t_c (ms)
0,7	298	2,12	10,63	11,7	16,3	17,6
1	298	2,12	14,87	4,7	6,6	7,1

Tab. 3. 5 : Effet de la richesse sur l'évolution de la pression

Dans le tableau 3.6, on montre l'influence de la richesse sur les pertes thermiques globales de l'instant de l'allumage à l'instant où la pression est maximale. Pour ce faire, on étudie le degré d'adiabaticité, donnée par l'équation 3.3.

$$a = \frac{P_{max} - P_{allumage}}{P_{ad} - P_{allumage}} \quad (\text{Eq. 3.3})$$

où : P_{max} : pression maximale mesurée
 $P_{allumage}$: pression au moment de l'allumage
 P_{ad} : pression adiabatique calculée avec la pression et la température au moment de l'allumage

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

r	T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$T_{g.f.}$ (K)	P_{ad} (bar)	a (%)
0,7	298	2,12	10,63	298	15,69	63
1	298	2,12	14,87	298	18,73	77

Tab. 3. 6 : Effet de la richesse sur les pertes thermiques globales

On remarque avec le tableau 3.6 que le degré d'adiabaticité est plus faible à richesse 0,7 qu'à richesse 1, ce qui signifie que la pression maximale obtenue est plus éloignée de la pression adiabatique. Il est délicat de quantifier les pertes thermiques globales à partir de ce paramètre car il prend également en compte la quantité d'imbrûlés. En effet, plus il y aura d'imbrûlés, plus la pression maximale sera faible. Or, nous ne disposons pas de diagnostic permettant de mesurer la quantité d'imbrûlés. Une diminution du degré d'adiabaticité peut être due à 3 phénomènes :

- ✓ plus de pertes thermiques globales
- ✓ une quantité d'eau se condensant avant l'instant où la pression est maximale plus grande (cf. § 3.2.1)
- ✓ plus d'imbrûlés.

Mais le temps de combustion plus long permet un échange de chaleur plus important entre les gaz frais chauffés par l'expansion des gaz brûlés et les parois. Ensuite, la striescopie présentée dans la partie 3.4.1 a permis de montrer que la flamme pauvre est convectée en proche paroi alors qu'à richesse 1 le « centre » de la flamme reste au centre de la chambre. L'échange thermique entre les gaz brûlés et la paroi commencent alors plus tôt pendant la combustion lorsque l'on est à richesse 0,7. De plus, le temps de combustion est deux fois plus grand pour le mélange pauvre, donc les pertes thermiques globales entre les gaz brûlés et les parois sont également plus importantes à richesse 0,7 qu'à richesse 1.

3.5.2. Effet de la température de paroi

Les temps d'injection sont inchangés pour toutes les températures de paroi étudiées. Or, comme on l'a vu précédemment, l'augmentation de la température de paroi a plusieurs effets :

- ✓ Les gaz frais sont préchauffés dans les injecteurs.
- ✓ La pression au moment de l'allumage augmente.
- ✓ La quantité de masse injectée diminue.

Il reste à vérifier si les pertes sont moins importantes lorsque les parois sont chaudes. Pour ce faire, on étudie le degré d'adiabaticité, donné par l'équation 3.4.

T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$T_{g.f.}$ (K)	P_{ad} (bar)	a (%)	$m_{injectée}$ (g)	$t_{10\%}$ (ms)	$t_{90\%}$ (ms)	t_c (ms)
298	2,12	15,03	298	18,73	77	0,554	5,09	6,85	7,36
330	2,21	14,87	335	17,57	82	0,541	4,69	6,40	6,84
377	2,44	13,93	397	16,52	82	0,523	4,49	6,31	6,79
423	2,61	13,75	432	16,33	81	0,508	4,51	6,54	7,07
465	2,83	14,41	466	16,51	85	0,501	4,51	6,57	7,10

Tab. 3. 7 : Effet du chauffage de la chambre de combustion sur la pression, $r = 1$

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

On remarque avec le tableau précédent que le degré d'adiabaticité augmente avec la température de paroi, ce qui signifie que la pression maximale obtenue se rapproche de la pression adiabatique. Il y a donc moins de pertes thermiques globales et/ou moins d'imbrûlés.

On remarque que l'on a un temps de combustion qui varie peu avec la température de paroi (écart-type de l'ordre de 0,4 ms pour toutes les températures de paroi), ce que l'on a observé grâce à la striescopie (cf. § 3.4.1). Or, la vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée (cf. Eq. 4.1) augmente avec la température de paroi, et ce malgré l'augmentation simultanée de la pression. En effet, cette vitesse est de 0,40 m/s à 298 K et de 0,67 m/s à 466 K. Malgré le facteur 1,6 entre les vitesses à ces deux conditions de température, le temps de combustion est identique. La turbulence joue donc un rôle prédominant dans le développement de la flamme.

3.6. Conclusion

La présence de hublots sur le montage expérimental utilisé entraîne un échange thermique entre les gaz brûlés et la paroi plus faible, et donc une quantité d'eau condensée moins importante, que ceux attendus dans un moteur dont les parois sont entièrement en acier.

Comme les injecteurs ne sont pas isolés thermiquement du reste de la chambre de combustion, les gaz frais sont préchauffés par ceux-ci, et ce même avant le col sonique des injecteurs. Il n'y a donc pas de gradient de température à l'instant de l'allumage. Par contre le chauffage des injecteurs entraîne une diminution de la quantité de mélange réactif injectée, une augmentation de la température des gaz frais et de la pression à l'instant de l'allumage.

Le mouvement d'ensemble initial, obtenu grâce à la géométrie de la chambre de combustion et à l'orientation des injecteurs, se divise rapidement en de plus petites structures turbulentes. La température de paroi n'influe pas l'aérodynamique des gaz frais, excepté dans le plan médian où la viscosité plus importante à chaud provoque un entraînement de l'écoulement plus important, d'où une vitesse plus grande. Cette différence de vitesse s'estompe ensuite jusqu'à obtenir des vitesses de même ordre de grandeur au moment de l'allumage.

Des mesures de pression ont permis de montrer en premier lieu que le mélange stœchiométrique a une combustion deux fois plus rapide et un degré d'adiabaticité plus élevé que le mélange à richesse 0,7. Ensuite, elles ont permis de montrer que l'augmentation de la température pariétale entraîne une diminution des pertes thermiques, et finalement, que la présence des hublots entraîne une sous-estimation des pertes thermiques et aussi de la condensation rencontrées dans le cas opaque.

Un récapitulatif des caractéristiques des différents points de fonctionnement étudiés est présenté dans le tableau 3.8. Pour les cas où la température de paroi est de 330 K, 377 K et 423 K, on notera que les nombres de Reynolds et de Damköhler ont été estimés en prenant la même aérodynamique des gaz frais lorsque la paroi est à 298 K.

Caractérisation des conditions expérimentales en configuration turbulente

r	T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$T_{g.f.}$ (K)	P_{ad} (bar)	a (%)	$m_{injectée}$ (g)	$t_{10\%}$ (ms)	$t_{90\%}$ (ms)	t_c (ms)	Re	Da
0,7	298	2,12	10,63	298	15,69	63	0,554	11,7	16,3	17,6	///	///
1	298	2,12	15,03	298	18,73	77	0,554	5,09	6,85	7,36	63	2
1	330	2,21	14,87	335	17,57	82	0,541	4,69	6,40	6,84	53	3
1	377	2,44	13,93	397	16,52	82	0,523	4,49	6,31	6,79	44	4
1	423	2,61	13,75	432	16,33	81	0,508	4,51	6,54	7,07	41	5
1	465	2,83	14,41	466	16,51	85	0,501	4,51	6,57	7,10	38	17

Tab. 3. 8 : Récapitulatif des caractéristiques des différents points de fonctionnement étudiés

Chapitre 4 :
Interaction entre une flamme
laminaire et la paroi

4.1. Introduction

Comme expliqué dans le 1^{er} chapitre de ce mémoire, il est nécessaire d'étudier en premier lieu l'interaction flamme-paroi dans un cas de référence, le régime laminaire. En effet, en s'affranchissant de l'effet de la turbulence qui génère naturellement des dispersions de mesures, il est plus aisé de se focaliser sur l'interaction flamme-paroi proprement dite. Par ailleurs, il est peu probable d'arriver à une bonne compréhension de l'interaction flamme turbulente-paroi, présente dans les moteurs, si cette interaction n'est pas décrite correctement en régime laminaire.

Dans ce régime, on caractérise usuellement le coincement de la flamme par le flux thermique pariétal et la distance de coincement, éventuellement adimensionnés respectivement par la puissance et l'épaisseur de flamme laminaire. Les travaux expérimentaux précédents (Sotton [19] et Boust [1]) ont étudié l'impact de la richesse, de la pression à l'instant du coincement, du type de coincement et de la nature de la paroi sur ces paramètres, mais toujours avec une paroi à température ambiante, c'est-à-dire 298 K. Or, dans un moteur les parois peuvent atteindre 500 K. C'est pourquoi les travaux entrepris dans ce chapitre visent à étudier l'influence de la température de paroi sur le flux thermique pariétal et la distance de coincement lors d'une combustion laminaire. L'influence du type d'interaction (frontal/latéral cf. Fig. 4. 1) est également considéré.

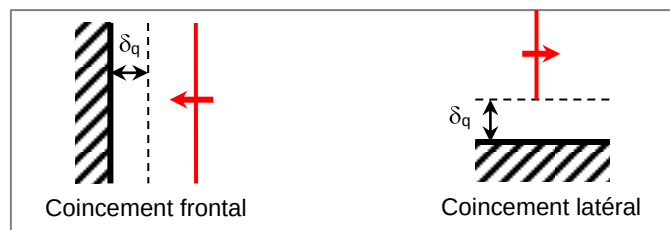


Fig. 4. 1 : Schéma de l'interaction flamme-paroi en configuration frontale et latérale

Les essais sont réalisés dans la chambre statique en configuration laminaire, au sein de laquelle est positionné un obstacle qui peut être chauffé. Ces dispositifs expérimentaux sont présentés au chapitre 2. On limite l'analyse au prémélange méthane/air stœchiométrique initialement à température ambiante (298 K) avec une pression au moment de l'interaction de 1 bar, conditions pour lesquelles on est capable de mesurer la distance de coincement avec une bonne précision à l'aide du dispositif optique que nous avons mis en place.

Lors de la première partie de ce chapitre, la configuration expérimentale utilisée pour cette étude est décrite. La deuxième partie concerne l'estimation de la température des gaz frais en proche paroi via la mesure de la vitesse apparente de flamme. En effet, ces gaz initialement à température ambiante sont bien évidemment chauffés par l'obstacle lorsque celui-ci est plus chaud. La troisième partie de l'étude s'attache à la mesure de la distance de coincement et du flux thermique pariétal, tout d'abord lors du coincement frontal puis lors du coincement latéral. Pour ce faire, la distance de coincement et la densité de flux thermique pariétal seront mesurées simultanément afin de faciliter l'analyse. La quatrième et dernière partie de ce chapitre concerne l'évolution du modèle proposé par Boust [1] reliant la distance de coincement et le flux thermique pariétal maximal pour prendre en compte l'effet de la température de paroi. Cette dernière étude a été réalisée en collaboration avec Boust.

4.2. Configuration expérimentale

La distance de coincement est mesurée à partir de l'enregistrement de l'émission spontanée du front de flamme dans le spectre visible suivant la méthode présentée au paragraphe 2.3.3. Afin de faciliter la visualisation du front de flamme en profitant de toute la largeur des accès optiques, l'interaction est étudiée au voisinage d'un obstacle placé contre une des parois de la chambre de combustion en configuration laminaire. Sotton [19] a vérifié que la distance de coincement latéral ne varie pas en fonction de la section de l'obstacle (cf. Fig. 4. 2), celui-ci étant placé au centre de la chambre de combustion (cf. Fig. 4. 3). Il a également vérifié que la distance de coincement latéral ne varie pas le long de l'obstacle (cf. Fig. 4. 4).

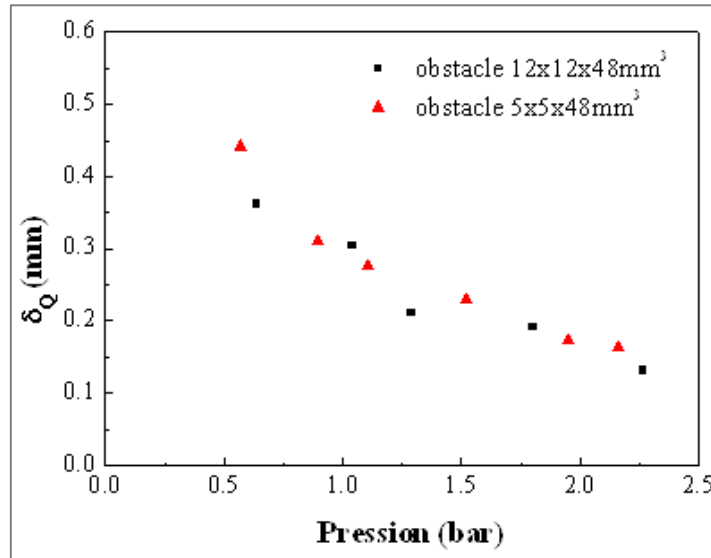


Fig. 4. 2 : Comparaison de la distance de coincement latéral mesurée sur deux obstacles de taille différente - CH_4/air , $r = 1$ (Sotton [19])

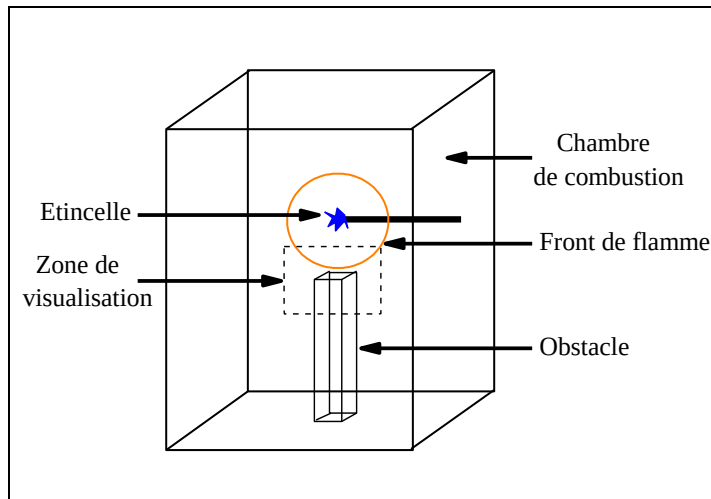


Fig. 4. 3 : Dispositif expérimental de Sotton [19]

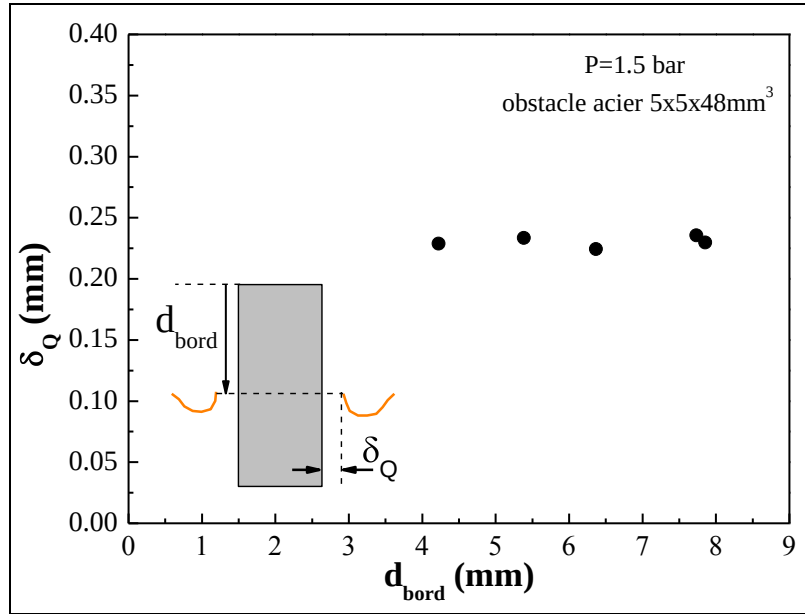


Fig. 4. 4 : Evolution de δ_q en fonction de la position de la flamme par rapport au sommet de l'obstacle à pression fixée [19]

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 suffisamment grande par rapport aux grandeurs caractéristiques du phénomène. Ainsi on peut travailler indépendamment sur la surface de la paroi de la chambre ou bien sur un obstacle positionné au sein de la chambre.

Comme on l'a vu dans la partie 1.3.2, Sotton [19] a également montré que le matériau de la paroi influence le coincement de la flamme. Le fluxmètre étant en acier de type Z38CDV5, l'obstacle a donc été fait dans ce même matériau. Il dispose d'un crayon chauffant qui permet d'augmenter sa température de l'ambient à 500 K (cf. Fig. 4. 5). La dimension de la paroi observée pour le coincement (frontal et latéral) est de 12x38 mm², donc bien supérieure aux grandeurs caractéristiques du phénomène.

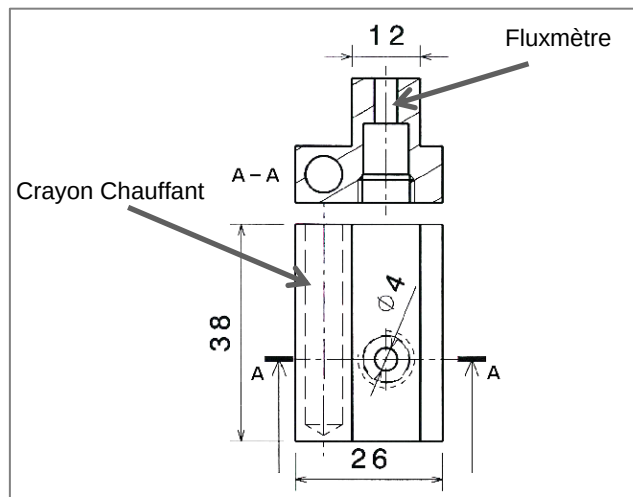


Fig. 4. 5 : Plan de l'obstacle

Le flux thermique pariétal est quant à lui déterminé à partir de la mesure de température de surface du capteur CFTM, suivant la méthode présentée au paragraphe 2.3.2. Un capteur de ce type est donc également monté affleurant à la paroi de l'obstacle (cf. Fig. 4. 5). Le thermocouple de surface de ce fluxmètre permet également de contrôler la température de surface de l'obstacle avant l'interaction flamme-paroi.

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

Pour modifier le type de coincement (frontal ou latéral), on change la position des électrodes d'allumage comme le montre la figure 4.6. En effet, pour que le coincement soit frontal, le point d'allumage est placé sur l'axe de symétrie du fluxmètre à environ 10 mm de l'obstacle de façon à ne pas ressentir l'effet de l'allumage au niveau de la paroi (Bradley et al. [52]). Avec ce positionnement, le front de flamme se propage suivant l'axe perpendiculaire au fluxmètre. Pour que le coincement soit latéral, ce point d'allumage est toujours 10 mm sous l'obstacle, mais il est déplacé d'environ 25 mm par rapport à l'axe du fluxmètre. Le front de flamme se déplace alors parallèlement à l'obstacle au niveau du fluxmètre.

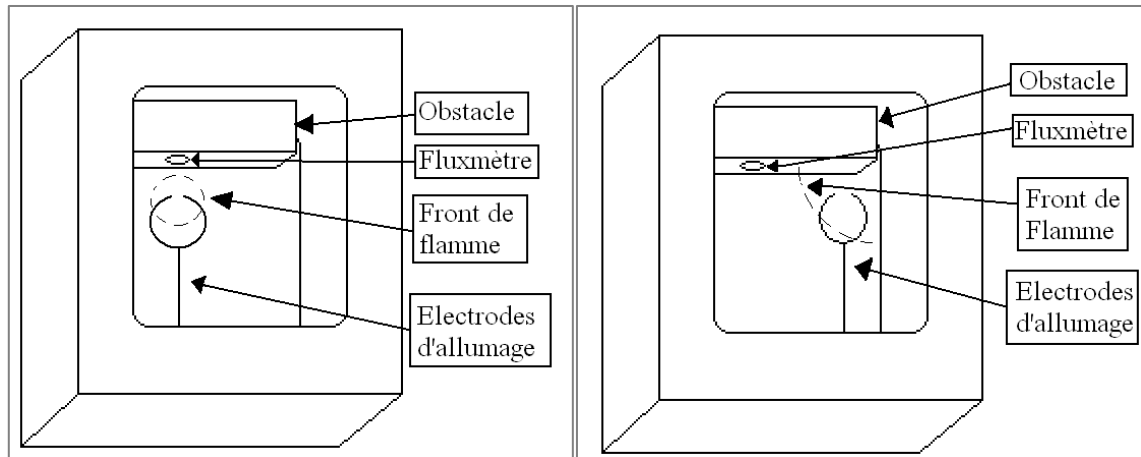


Fig. 4. 6 : Implantation de l'obstacle et positionnement du point d'allumage dans la chambre de combustion pour le coincement frontal (à gauche) et latéral (à droite)

Le point d'allumage étant proche de la paroi observée, l'interaction a lieu dans les premiers instants de la combustion. La pression dans la chambre au moment du coincement de la flamme ($1,18 \pm 0,07$ bar pour le coincement frontal et $1,08 \pm 0,04$ bar pour le coincement latéral) est alors quasiment égale à la pression initiale (1 bar). Comme les gaz frais, initialement à température ambiante, sont injectés lentement via une vanne, il n'est pas nécessaire d'attendre longtemps avant l'allumage du mélange pour avoir une combustion laminaire. La totalité des gaz frais est donc peu préchauffée par l'obstacle et leur température moyenne est quasiment égale à leur température initiale. De même, la pression initiale est égale à la pression ambiante. Ces conditions initiales sont alors facilement reproductibles d'un tir à l'autre. La pression au moment du coincement est donc parfaitement maîtrisée indépendamment de la température de paroi. Trois expériences au minimum sont réalisées pour chaque condition expérimentale définie par la température initiale de la paroi, T_w . Ce qui est suffisant étant donné le caractère reproductible de la combustion laminaire. La température de surface varie entre 300 et 500 K.

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 et le flux thermique pariétal ont été enregistrés à l'aide respectivement du capteur piézo-électrique Kistler 601A et du fluxmètre CFTM. La chimiluminescence a par ailleurs été utilisée afin de suivre l'évolution de la flamme durant son interaction avec le fluxmètre afin de mesurer la vitesse apparente de flamme et la distance de coincement de la flamme. Ces capteurs, cette technique ainsi que le matériel utilisé sont décrits dans le chapitre 2.

Dans un premier temps, l'étude devait porter sur une flamme de prémélange de méthane/air à richesse 0,7 afin de comparer nos essais à ceux issus de la thèse de Boust [1]. Mais les premiers essais ont montré qu'il était impossible de visualiser la flamme avec notre dispositif optique. En effet, à cette richesse, la flamme a une

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

luminosité trop faible. Or, le fort grossissement, obtenu grâce au microscope longue distance, rend trop faible l'énergie captée par chaque pixel de la caméra. L'intensité du front de flamme est donc indétectable, et ce malgré l'ajout d'un intensificateur. C'est pourquoi un prémélange méthane/air à la stœchiométrie a été retenu.

4.3. La température des gaz frais en proche paroi

Dans le cas du coincement frontal, la simulation numérique de Bruneaux et al. [62] indique que la vitesse apparente de flamme, V_f , est égale à la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire, S_L , avant que ne commence l'interaction flamme-paroi. C'est-à-dire environ six fois le temps de flamme avant le moment du coincement. Plus récemment, Karrer [8] a montré cette égalité expérimentalement. En effet, on remarque sur la figure suivante que la vitesse apparente de flamme (V_f) tend vers la vitesse fondamentale de flamme laminaire étirée calculée (S_L). Le calcul de S_L montre également que l'étirement lié aux contraintes tangentielles aérodynamiques est faible. Il peut donc être négligé. Sur cette figure, on note également :

- ✓ $V_{f,n}$: la vitesse de déplacement moyennée du front de réactif suivant le vecteur normal à ce front
- ✓ $V_{r,n}$: la vitesse des gaz frais suivant ce même vecteur normal
- ✓ S_d : la vitesse de flamme par rapport aux gaz frais

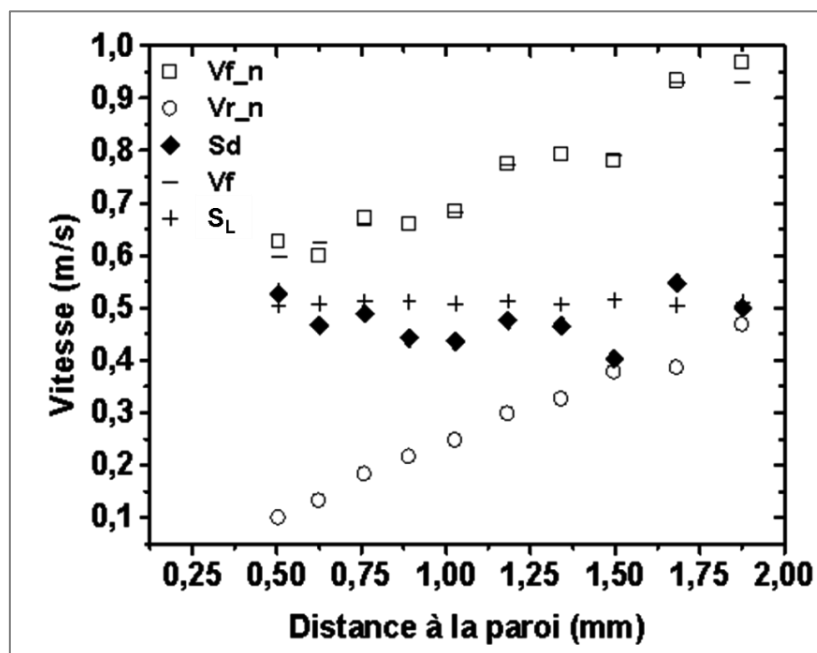


Fig. 4. 7 : Vitesse de flamme en paroi mesurée par PIV (Karrer [8])

Metghalchi & Keck [63] ont développé une équation reliant la vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée, S_L^0 , à la pression, P , et la température, T , des gaz frais (cf. Eq. 4.1). Connaissant S_L^0 et la pression au moment du coincement, on pourrait donc estimer la température moyenne des gaz frais compris entre le front de flamme et la paroi à cet instant.

$$S_l^0 = S_{l,0}^0 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\alpha \cdot \left(\frac{P}{P_0}\right)^\beta \quad (\text{Eq. 4.1})$$

où : $T_0 = 298 \text{ K}$
 $P_0 = 1,013 \text{ bar}$
 $S_{l,0}^0$: vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire à T_0 et P_0 , soit $0,42 \text{ m/s}$
 $\alpha = 1,7$
 $\beta = -0,35$

où les valeurs de $S_{l,0}^0$, α et β sont issues de l'étude réalisée par Maroteaux [64].

La haute fréquence d'acquisition du système optique de visualisation du front de flamme (12 kHz) permet de mesurer l'évolution de la distance flamme-paroi, δ , en fonction du temps, t , ce qui permet d'estimer la vitesse apparente de flamme, V_f .

Pour calculer la vitesse de flamme, nous devons connaître la distance parcourue par le front de flamme pendant un intervalle de temps donné, ici le temps entre 2 images. Il n'est donc pas nécessaire de connaître précisément la distance flamme-paroi. Comme le profil d'intensité du front de flamme n'évolue pas pendant sa propagation, on a repéré le maximum d'intensité pour mesurer la distance parcourue. En coincement frontal, on peut mesurer la vitesse apparente de flamme à partir de tout le front de flamme visible sur l'image comme l'illustre la figure ci-dessous :

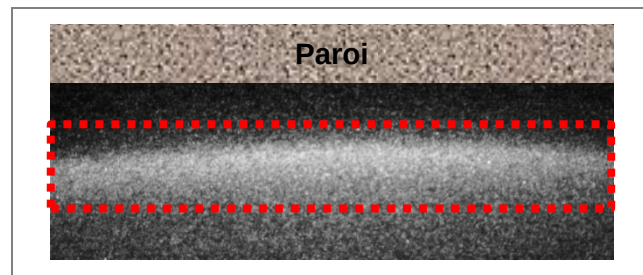


Fig. 4. 8 : Zone de calcul de la vitesse apparente de flamme

Dans notre cas, la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire ne dépend que de la température des gaz frais car le mélange et la pression au moment du coincement sont constants pour tous nos essais. On peut donc vérifier si les gaz frais situés en proche paroi sont plus chauds lorsque l'obstacle est chauffé. Pour ce faire, on a tracé sur la figure 4.9 l'effet des températures de paroi et des gaz frais situés en proche paroi sur la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée lorsque le front réactif se propage perpendiculairement à la paroi. On remarque que pour une température de surface comprise entre 298 et 500 K, la vitesse apparente de flamme est supérieure à la vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée calculée avec la température des gaz frais $T_{u,ad}$. Cette température est obtenue en supposant que la compression de ces gaz de leur condition initiale (298 K, 1 bar) à l'instant juste avant le coincement de la flamme ($T_{u,ad}$, P_Q) est adiabatique. On note également que la vitesse apparente de flamme est toujours inférieure à la vitesse fondamentale de flamme laminaire non étirée calculée avec une température des gaz frais égale à la température de paroi, T_w . On note cependant que pour une température de paroi de 298 K, la vitesse fondamentale de flamme estimée avec $T_{u,ad}$ est inférieure aux deux autres vitesses. Ceci est dû au fait que la compression due à l'expansion des gaz frais n'est pas adiabatique. La température réelle des gaz frais devant le front de flamme lors de l'interaction est donc inférieure à la température de ces gaz comprimés de manière adiabatique.

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

Comme la vitesse apparente de flamme est égale à la vitesse fondamentale de propagation de la flamme, cette figure confirme que la température des gaz frais situés en proche paroi est supérieure à la température de ces gaz frais comprimés de manière adiabatique de 1 bar à P_Q et inférieure à la température de paroi. Avec l'obstacle chauffé, il y a donc un gradient de température non négligeable qui se développe au niveau de la paroi dès que la chambre est remplie de gaz frais.

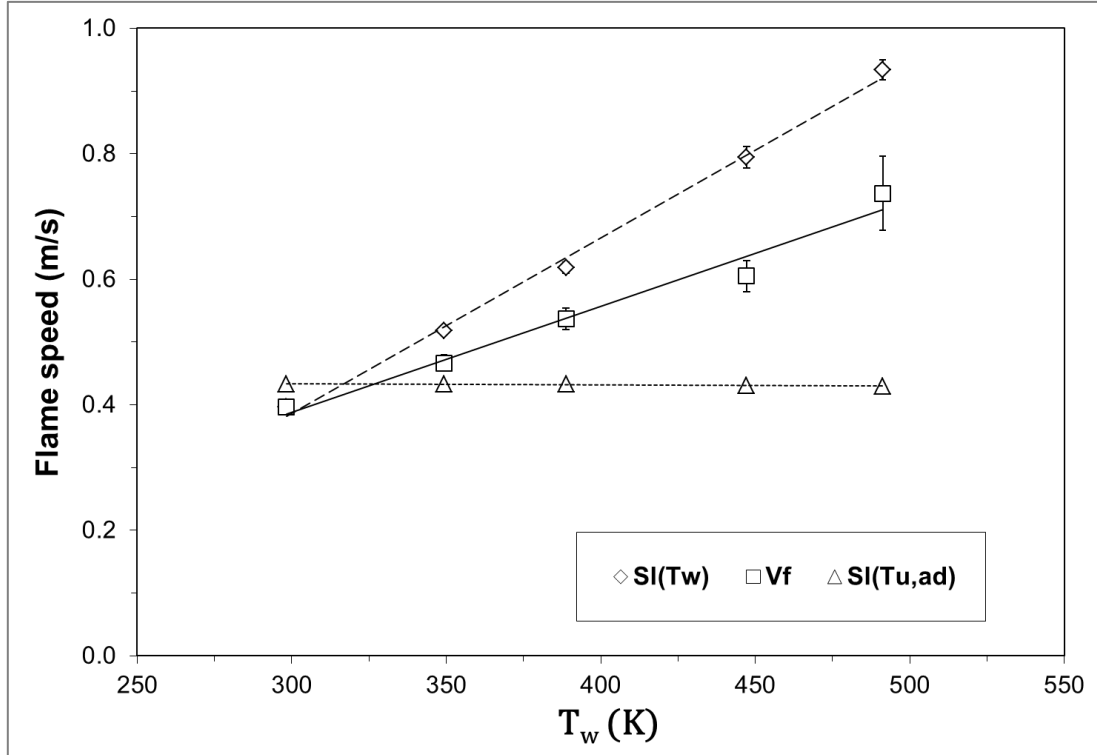


Fig. 4. 9 : Evolution de la vitesse de flamme au début de l'interaction flamme-paroi en fonction de la température de paroi, coincement frontal, CH_4/air , $r = 1$

Avec l'équation 3.1 et la mesure de la vitesse apparente de flamme en configuration frontale, qui doit donc être égale à la vitesse fondamentale de flamme, on peut alors estimer la température des gaz frais situés devant le front de flamme pendant le coincement (cf. Tab. 3.1).

T_w (K)	298 ± 1	349 ± 1	389 ± 1	447 ± 1	491 ± 1
T_u (K)	296 ± 1	325 ± 1	353 ± 1	378 ± 1	423 ± 1

Tab. 3. 1 : Température des gaz frais devant le front de flamme au début de l'interaction flamme-paroi, T_u en fonction de la température de paroi, T_w

On ne peut pas calculer la température des gaz frais en proche paroi avant le coincement latéral car dans cette configuration il n'y a pas égalité entre la vitesse apparente de flamme et la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée. Mais comme la configuration et la procédure expérimentales sont les mêmes, on suppose que l'évolution de la température moyenne des gaz frais devant le front de flamme au début de l'interaction flamme paroi, en fonction de la température de paroi, est la même en coincement frontal et latéral :

$$T_u = 0,6131.T_w + 105,97 \quad (\text{Eq. 4.2})$$

4.4. Mesures du flux de chaleur pariétal et de la distance de coincement

Dans cette partie, on s'intéresse aux résultats des mesures simultanées de la distance de coincement et du flux de chaleur pariétal échangé lors de l'interaction d'une flamme laminaire de prémélange de méthane/air en proportion stœchiométrique. Les mesures de distance de coincement sont réalisées par visualisation directe du front de flamme tandis que le flux thermique pariétal est donné par un fluxmètre CFTM. Les détails de ces méthodes de mesure sont exposés au chapitre précédent ainsi que dans la partie 3.2.

Afin d'étudier l'effet de la température de paroi sur l'interaction flamme-paroi, le coincement est étudié près des parois d'un obstacle chauffé placé sur un bord de la chambre de combustion. On exposera dans cette partie l'évolution de la distance de coincement et du flux maximal pariétal en fonction de la température de paroi dans le cas du coincement frontal puis latéral. On comparera autant que possible nos résultats aux valeurs issues de la littérature. Cependant il existe peu d'étude expérimentale sur la mesure de distance de coincement sur des parois chauffées, c'est pourquoi on aura souvent recours aux résultats provenant de simulations numériques.

4.4.1. Coincement frontal – Influence de la température de paroi

Distance de coincement

Lorsque la flamme se propage, les gaz frais sont mis en mouvement par la flamme et ont donc une vitesse importante. En coincement frontal, les gaz frais se retrouvent piégés par le sommet de l'obstacle, entraînant une diminution de leur vitesse jusqu'à atteindre une vitesse nulle. Par conséquent, la vitesse apparente de flamme diminue également. La flamme est initialement sphérique, comme on le voit sur les images suivantes. Elle a ensuite tendance à devenir parallèle à la paroi. En effet, la vitesse des gaz frais est plus grande lorsque la flamme est plus éloignée de la paroi (c'est-à-dire aux bords des images), la vitesse apparente est alors plus élevée. Les portions de flamme aux bords des images (plus éloignées de l'obstacle) « rattrapent » donc la portion de flamme centrale (plus proche de l'obstacle). Finalement, ce front de flamme s'éteint à une certaine distance de la paroi.

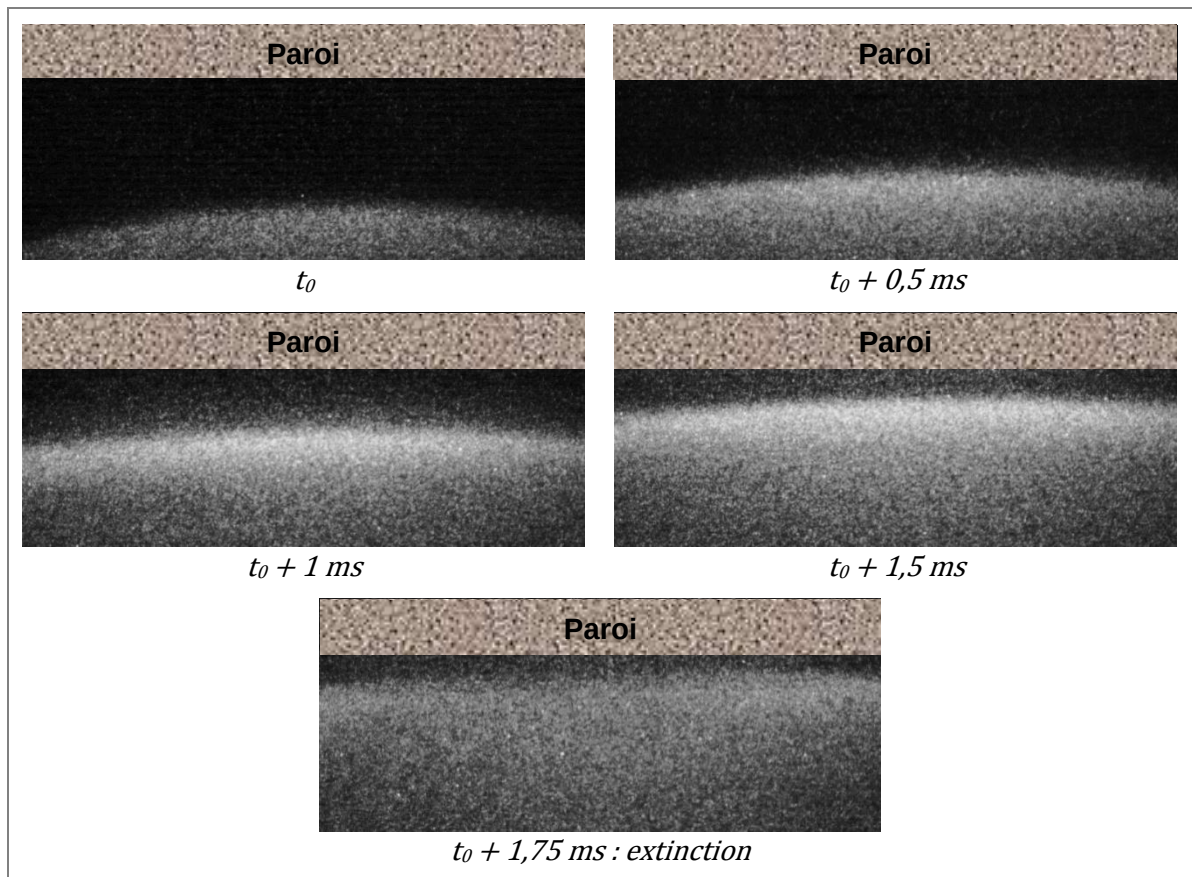


Fig. 4. 10 : Visualisation directe de la propagation de la flamme vers l'obstacle

On remarque sur les images précédentes qu'il est délicat de définir la position exacte du front de flamme vu l'épaisseur de la zone très lumineuse. En effet, comme la résolution spatiale est grande ($8,2 \mu\text{m}/\text{pixel}$), le front de flamme représente plusieurs pixels. La flamme ne peut alors être considérée infiniment mince. Le critère de détermination de la distance flamme-paroi de Bellenoue et al. [25] est basée sur l'évolution de l'intensité à travers le front de flamme (cf. § 2.3.3.). Avec cette méthode, la position du front de flamme est déterminée à partir de l'intersection de la tangente au gradient maximum d'intensité (droite noire sur la figure 4.11) avec le niveau de fond (droite verte sur la figure 4.11). La position de la paroi a été déterminée sur des images sans combustion et mieux contrastées. Lors de ces images de calibration, un réglet a permis de définir l'échelle spatiale.

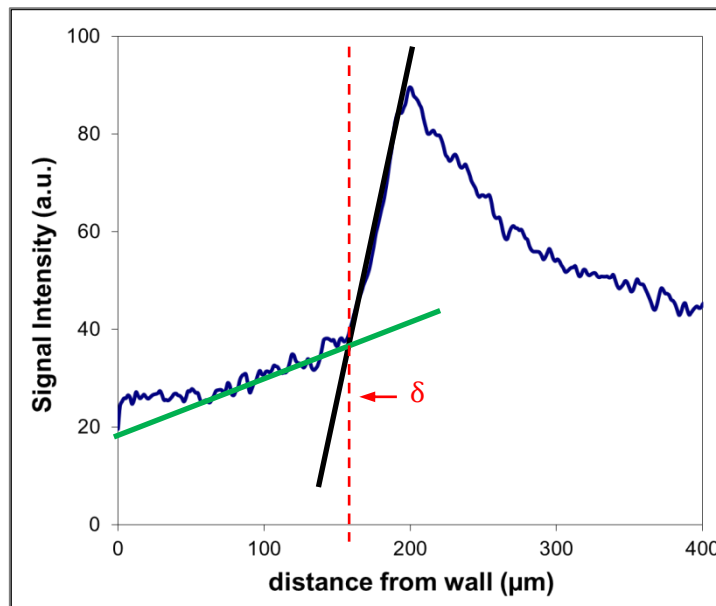


Fig. 4. 11 : Exemple de l'évolution de l'intensité en fonction de la distance à la paroi

Une autre difficulté concernant la détermination du coïncement frontal est le caractère transitoire du phénomène. En effet, on n'est pas sûr d'obtenir une image à l'instant précis du coïncement vu que l'interaction flamme-paroi dure 1 ms. Avec notre taux d'acquisition, il y a 0,08 ms entre deux images, il y a donc une incertitude temporelle de 2 % concernant l'instant du coïncement et l'image obtenue. Mais cette haute fréquence entraîne une dégradation du rapport signal sur bruit (environ 20 dB), donc une incertitude sur la mesure de la distance de coïncement. Cependant, cette incertitude est compensée par l'amélioration de la résolution spatiale (8,2 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ dans cette étude contre 20 et 16 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ pour les études de Sotton [19] et de Boust [1] respectivement).

Les mesures expérimentales de la distance de coïncement en configuration frontale sont reportées en fonction de la température de paroi sur la figure 4.12. Les barres d'erreur représentent les dispersions tir à tir et la précision du traitement des images. Lorsque la température de surface est égale à 298 K, on détermine une distance de coïncement de $0,19 \pm 0,02$ mm, ce qui est proche, compte tenu de l'incertitude, du résultat obtenu par Boust et al. [65], à savoir $0,15 \pm 0,05$ mm. On peut donc considérer que ce diagnostic optique nous permet d'obtenir une bonne estimation de la distance de coïncement et ce malgré un rapport signal sur bruit légèrement plus faible que lors des travaux de Sotton [19] et de Boust [1].

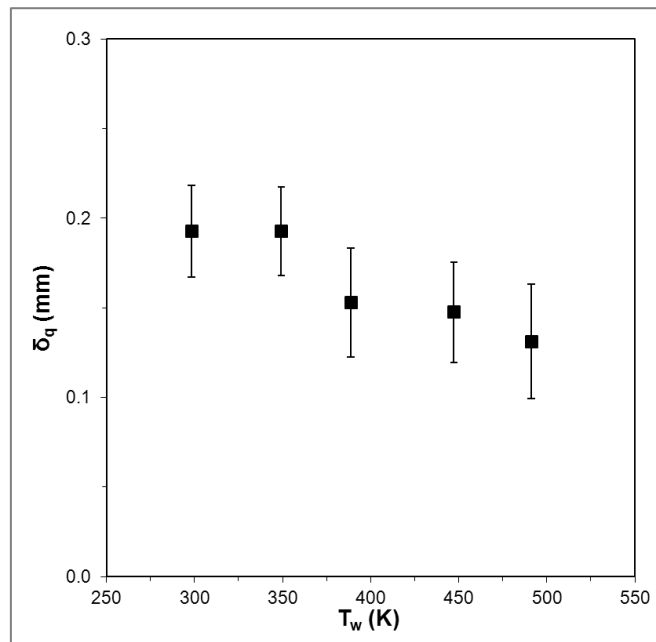


Fig. 4. 12 : Effet de la température de paroi sur la distance de coincement frontal - CH_4/air , $r = 1$

On remarque sur la figure 4.12 que la distance de coincement diminue lorsque la température de paroi augmente. On peut expliquer ce phénomène par le fait qu'une surface plus chaude est forcément un puits de chaleur plus petit qu'une surface froide. Autrement dit, à une distance de la paroi donnée, la flamme cède moins de chaleur à une surface ayant une température plus élevée. Cédant moins de chaleur à la paroi, la flamme chauffe davantage les gaz frais qui peuvent alors atteindre une température permettant la réaction. Le front de flamme continue alors de se propager d'où une distance de coincement plus petite.

Densité de flux thermique pariétal

Avant de présenter l'effet de la température de paroi sur la densité de flux thermique pariétal, on présente un exemple d'évolutions temporelles de la température de surface, de la pression et de la densité de flux thermique pariétal lors d'un essai, afin d'illustrer les mesures effectuées (cf. Fig. 4. 13).

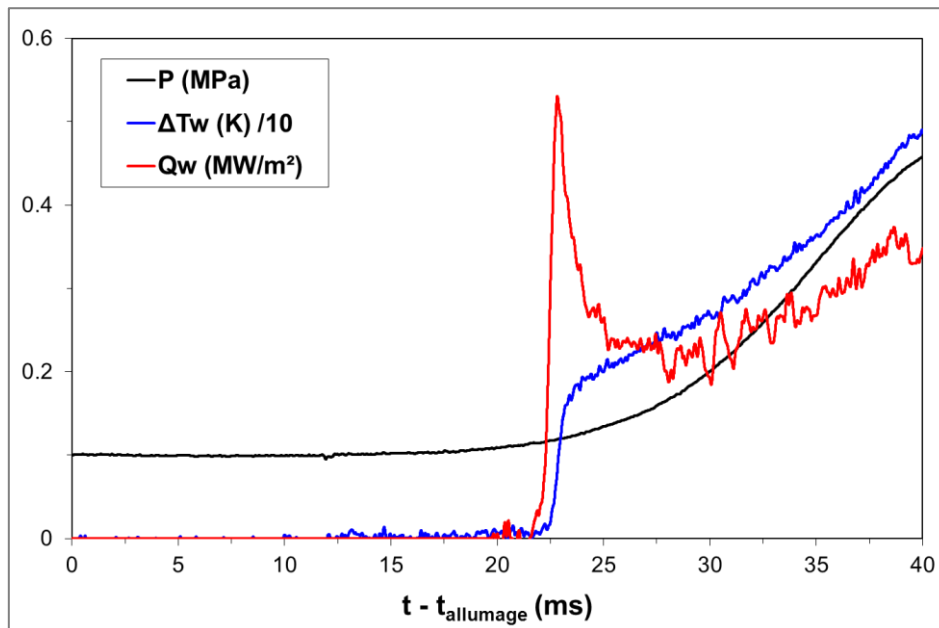


Fig. 4. 13 : Evolution temporelle de la pression, température pariétale et densité de flux thermique pariétal - coincement frontal, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{amb}$

Sur la figure 4.13, on remarque que lorsque la flamme atteint l'obstacle, c'est-à-dire environ 22 ms après l'allumage, la pression globale est proche de la pression initiale. En fait, seulement 2 % du mélange a brûlé. Donc, avant l'interaction flamme-paroi, les gaz frais ont été peu comprimés et de ce fait peu échauffés (hausse de 5 %), c'est pourquoi la densité de flux thermique pariétal est très petite devant la densité de flux relevée lors du coincement. Ensuite, le coincement se traduit par un saut de température de surface d'environ 2 K en moins de 1 ms, d'où un maximum de densité de flux pariétal de 0,53 MW/m². On s'est d'ailleurs concentré sur ce maximum de densité de flux lors de cette étude de l'interaction flamme-paroi. Après le coincement de la flamme, la température de surface continue d'augmenter sous l'effet des gaz brûlés qui cèdent de la chaleur à la paroi. De plus, comme le mélange dans le reste de la chambre continue de brûler, la pression augmente, d'où un échauffement supplémentaire des gaz brûlés et donc de la paroi via l'échange de chaleur entre les gaz brûlés et la paroi.

Les mesures expérimentales de la densité de flux thermique pariétal maximale en configuration frontale sont reportées en fonction de la température de paroi sur la figure 4.14. Les barres d'erreur représentent l'écart-type des mesures **multiplié par 4**. Les résultats numériques de Popp & Baum [30] y sont également reproduits. Ils sont issus d'un calcul de DNS 1D de l'interaction flamme-paroi avec une chimie complexe comprenant 52 réactions faisant intervenir 17 espèces composées de C, H, O et N. Les conditions expérimentales et numériques sont similaires mise à part la pression au moment du coincement qui est légèrement différente : 1,01 bar pour les résultats numériques contre 1,18 bar avec nos conditions expérimentales.

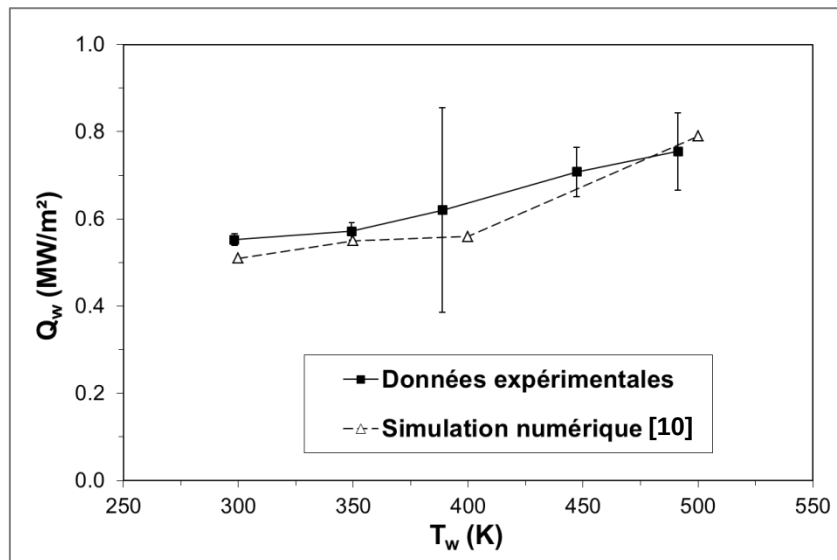


Fig. 4. 14 : Effet de la température de surface sur le maximum de densité de flux thermique pariétal - coincement frontal, CH_4/air , $r = 1$

Concernant les résultats expérimentaux, on note que lorsque la température de paroi est à température ambiante (295 K), on obtient une densité de flux maximale de 0,53 MW/m² avec nos conditions expérimentales, valeur identique à celle obtenue par Boust et al. [65], à savoir 0,52 MW/m².

Il y a un bon accord entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique en termes d'ordre de grandeur et de tendance concernant le maximum de densité de flux thermique en fonction de la température de surface. L'étude numérique de Popp & Baum [30] permet également de montrer qu'il y a de nombreuses réactions en proche paroi qui deviennent plus importantes à haute température de paroi (600 K). En effet ils observent une accumulation de différentes espèces intermédiaires et de radicaux en proche paroi. Cette accumulation est d'ailleurs deux fois plus importante et plus proche de la paroi à 600 K qu'à 300 K.

Conclusion

En configuration frontale, la distance de coincement diminue lorsque la température de paroi augmente. En fait, à une distance flamme-paroi donnée, le gradient de température entre le front de flamme et la paroi est bien évidemment plus faible lorsque la paroi est plus chaude. La flamme cède donc moins de chaleur à une paroi chaude qu'à une paroi froide, ce qui permet à la flamme de chauffer davantage les gaz frais qui peuvent alors atteindre une température permettant la réaction, d'où une avancée de la flamme vers la paroi.

A l'inverse, la densité de flux thermique maximale augmente avec la température de surface lors d'un coincement frontal. En effet, au moment de l'extinction, même si la différence de température entre les gaz brûlés et la paroi est plus faible, la distance de coincement plus petite entraîne un gradient de température plus grand et donc une densité de flux thermique pariétal maximale plus élevée.

4.4.2. Coincement latéral – Influence de la température de paroi

Distance de coincement

Le coincement latéral est plus facile à visualiser que le coincement frontal du fait de son caractère « pseudo stationnaire ». En effet, on peut voir sur les images suivantes que l'on a pour un même tir, plusieurs points de mesure de la distance de coincement, donc moins d'incertitude.

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

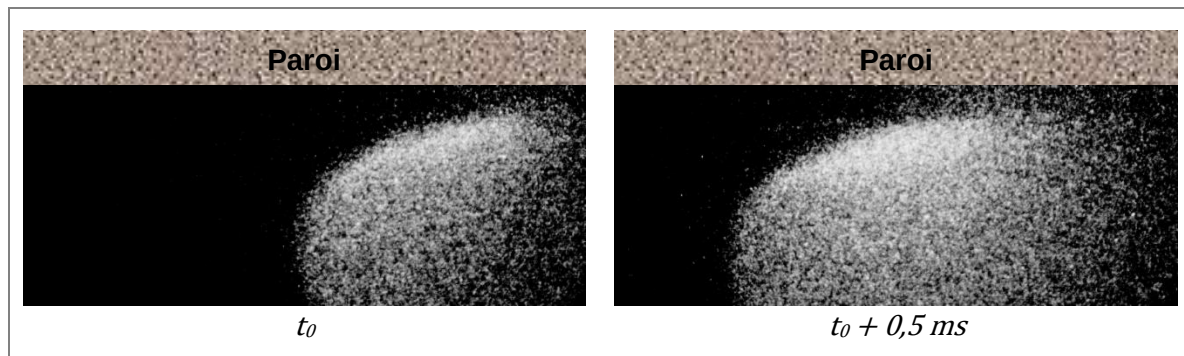
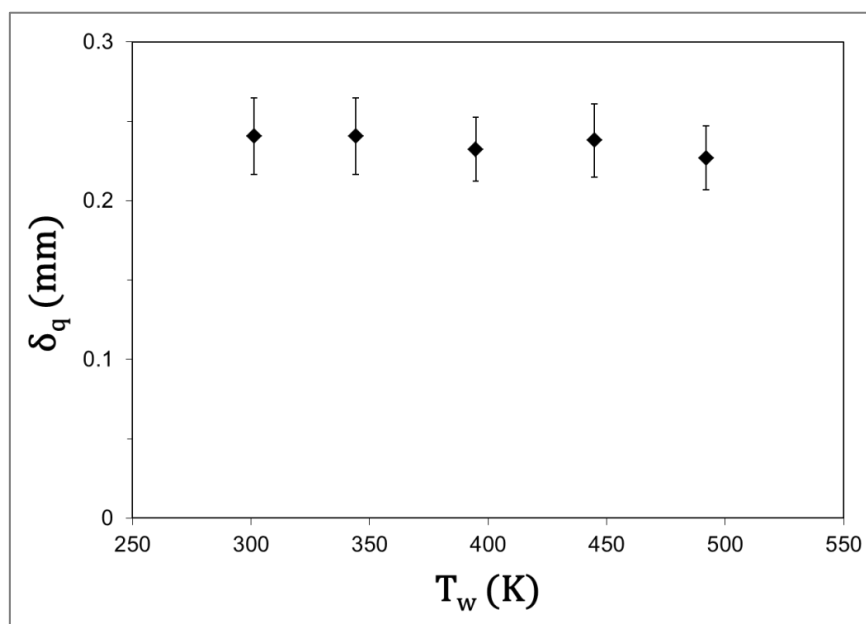


Fig. 4. 15 : Visualisation directe de la propagation de la flamme parallèlement à l'obstacle

Mais lorsque la flamme avance parallèlement à la paroi, un gradient de vitesse perpendiculaire à la paroi est créé dans les gaz frais. En réaction, la flamme présente une courbure importante visible sur les images de visualisation directe (cf. Fig. 4. 15), ce que l'on verra à la fin de cette partie 3.4.2. Cette courbure importante sous-entend alors un fort étirement de courbure du front de flamme qui était nul lors du coincement frontal.

On remarque sur les images de la figure 4.15 qu'il est délicat de définir la position exacte du front de flamme vu l'épaisseur de la zone très lumineuse et la forte intensité lumineuse des gaz brûlés. Comme pour le coincement frontal, la résolution spatiale est grande ($8,2 \mu\text{m}/\text{pixel}$), le front de flamme représente alors plusieurs pixels. Pour le coincement latéral, on utilise également la méthode de Bellenoue et al [25] (cf. § 4.4.1.). Comme pour le coincement frontal, la position de la paroi et l'échelle spatiale ont été déterminées sur des images sans combustion et mieux contrastées.

Les mesures expérimentales de la distance de coincement en configuration latérale sont reportées en fonction de la température de paroi sur la figure 4.16. On a observé que la distance de coincement ne varie pas pendant la propagation du front de flamme sur notre fenêtre d'acquisition. C'est pourquoi le coincement latéral est considéré comme un phénomène stationnaire. Comme pour les mesures de distance de coincement frontal, les barres d'erreur représentent les dispersions tir à tir et la précision du traitement des images. Lorsque la température de surface est égale à 295 K, on a une distance de coincement de $0,24 \pm 0,02 \text{ mm}$, ce qui est proche, compte tenu de l'incertitude du résultat obtenu, par Boust et al. [65], à savoir $0,30 \pm 0,05 \text{ mm}$.



**Fig. 4. 16 : Effet de la température de paroi sur la distance de coincement latéral
 CH_4/air , $r = 1$**

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

A la différence du coincement frontal, on remarque que pour une température de surface comprise entre 300 et 500 K, la distance de coincement est quasi-constante. On peut supposer qu'un autre phénomène influence l'interaction flamme-paroi. La température de paroi modifie la température des gaz frais comme on l'a vu précédemment. Or, lorsque la température de ces gaz passe de 296 à 423 K, la conductivité thermique augmente de 36 % et la viscosité dynamique de 86 %. La couche limite est alors modifiée donc l'étirement de la flamme également. Celui-ci devient alors non négligeable dans ce type de coincement et devient de plus en plus grand lorsque la température de paroi augmente. En effet, l'extinction de la flamme est alors due à l'effet conjugué des pertes thermiques et de l'étirement du front de flamme. L'extinction de la flamme aurait alors lieu à une distance de coincement plus grande. Si l'effet de la température de paroi et l'effet de l'étirement sur la distance de coincement se compensent, ceci expliquerait alors pourquoi la température de paroi n'influence pas la distance de coincement. L'étude de l'étirement de courbure du front de flamme est exposée à la fin de cette partie. Les mesures de fluxmétrie dans la partie suivante permettront de voir l'effet de la température de paroi sur la densité de flux thermique maximale.

Densité de flux thermique pariétal

On remarque sur la figure ci-dessous que les évolutions temporelles de la température pariétale, de la pression et de la densité de flux thermique pariétal lors du coincement latéral sont semblables à celles présentées à la figure 4.13 pour le coincement frontal.

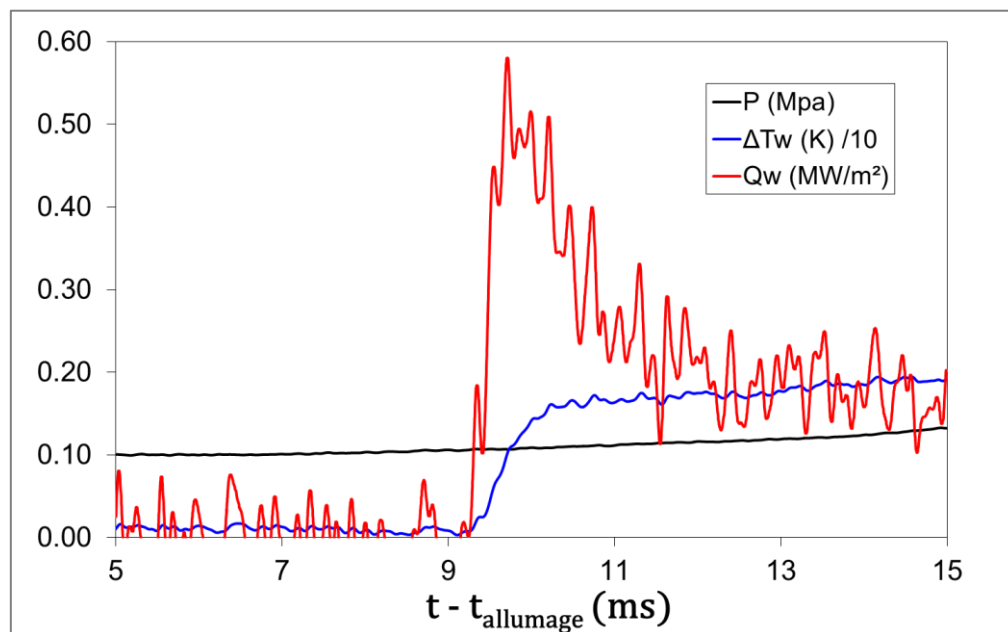


Fig. 4. 17 : Evolution temporelle de la pression, de la température et de la densité de flux thermique pariétaux - coincement latéral, CH₄/air, $r = 1$, $T_w = T_{\text{amb}}$

Sur la figure 4.17, on remarque que lorsque la flamme atteint l'obstacle, c'est-à-dire environ 9 ms après l'allumage, la pression globale est proche de la pression initiale comme lors du coincement frontal (2 % de mélange a brûlé). Donc, avant l'interaction flamme-paroi, les gaz frais ont été peu comprimés et de ce fait peu échauffés (hausse de 5 %), c'est pourquoi la densité de flux thermique pariétal est très petite devant la densité de flux relevée lors du coincement. Ensuite, le coincement se traduit par un saut de température de surface d'environ 1,7 K en moins de 1 ms, d'où un pic de densité de flux pariétal de 0,58 MW/m². Comme lors du coincement frontal, la température de surface continue d'augmenter après le coincement de la flamme, sous l'effet des gaz brûlés qui cèdent de la chaleur à la paroi. De plus, le mélange dans le reste de la chambre continue

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

de brûler, ce qui fait augmenter la pression, d'où un échauffement supplémentaire des gaz brûlés et donc de la paroi via l'échange de chaleur entre ces gaz brûlés et la paroi.

Les mesures expérimentales de la densité de flux thermique maximale en configuration latérale sont reportées en fonction de la température de paroi sur la figure 4.18. Les barres d'erreur représentent uniquement les dispersions tir à tir **multipliée par 2**. Il n'existe pas de résultats numériques concernant ce type de coincement. Il est donc impossible d'effectuer une comparaison entre nos valeurs expérimentales et des valeurs numériques comme pour le coincement frontal.

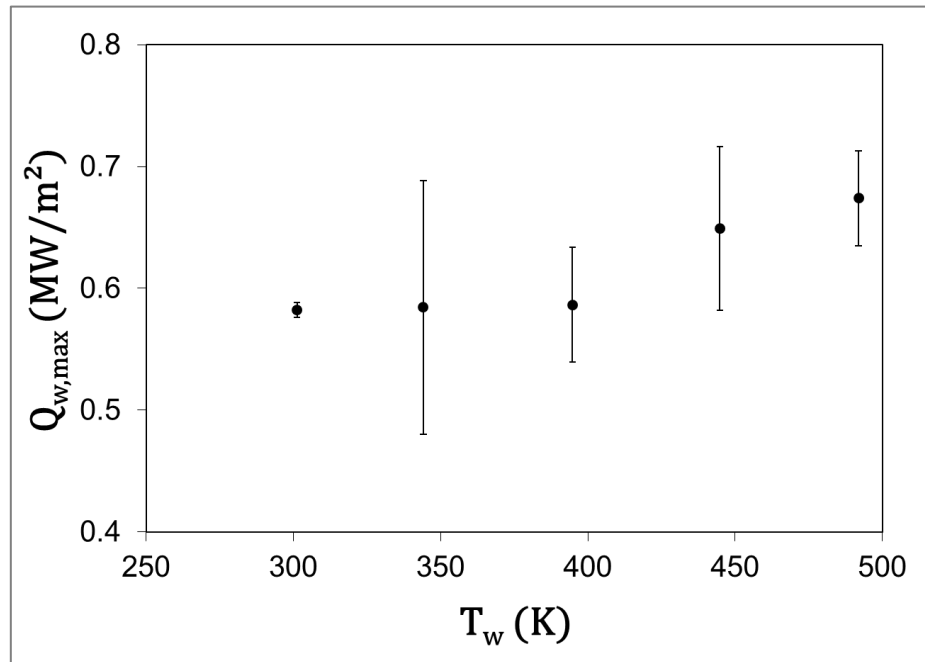


Fig. 4. 18 : Effet de la température de surface sur le maximum de densité de flux thermique pariétal - coincement latéral, CH_4/air , $r = 1$

Lorsque la température de paroi est à température ambiante (295 K), on obtient une densité de flux maximale de 0,58 MW/m² contre 0,42 MW/m² pour Boust et al. [65] alors que les distances de coincement sont du même ordre. La différence entre ces deux valeurs peut s'expliquer par des configurations expérimentales différentes. Dans la configuration de Boust et al. [65], l'allumage est au centre de la chambre et le fluxmètre est dans l'angle de celle-ci. Dans notre configuration, l'allumage est dans l'angle de la chambre et le fluxmètre est au centre d'une des parois de celle-ci. L'expansion des gaz brûlés est alors plus contrainte dans cette deuxième configuration vu que la flamme ne peut être initialement sphérique. De plus, la position du fluxmètre dans l'angle de la chambre peut perturber la progression de la flamme à cause de la compression des gaz frais dans l'angle. La vitesse apparente de flamme est donc sûrement plus rapide dans notre cas donc l'éirement est plus grand dans notre cas. Mais on ne peut pas vérifier cette hypothèse car Boust et al. [65] n'ont pas mesuré la vitesse apparente de flamme lors de leurs mesures. L'aérodynamique de l'écoulement peut donc perturber le coincement latéral de la flamme. On remarque également qu'à cette température de paroi, la densité de flux thermique maximale est quasi la même en coincement frontal (0,53 MW/m²) qu'en latéral.

Lorsque la température de surface est comprise entre 295 et 400 K, on remarque qu'elle a peu d'influence sur la densité de flux thermique pariétal maximale. Ensuite, pour des températures de surface plus importantes, la densité de flux thermique pariétal maximale augmente avec la température de paroi. Ce résultat est surprenant car la distance de coincement ne diminue pas contrairement à ce que l'on avait observé en configuration frontale. La vitesse apparente de flamme peut alors jouer un rôle dans le

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

coincement de flamme en configuration latérale. La contribution de cette vitesse sur l'interaction flamme-paroi peut être sous la forme d'un étirement si important qu'il contribuerait dans le phénomène d'extinction de la flamme.

Etude de l'étirement de courbure du front de flamme

Les mesures précédentes ont montré que malgré une augmentation de la densité de flux thermique pariétal maximale avec la température de paroi, la distance de coincement reste quasiment constante. Une raison évoquée est la possibilité d'un étirement de flamme qui aurait un rôle non négligeable dans l'extinction du front de flamme et qui serait plus important lorsque la paroi est chauffée. C'est une des différences avec le coincement frontal où l'étirement est nul. Avec nos mesures, on ne peut qu'estimer l'étirement de courbure du front de flamme. Pour ce faire, à partir de la visualisation du front de flamme (cf. Fig. 4. 19), nous avons déterminé le contour du front de flamme pour deux instants différents dans le cas d'une paroi à température ambiante (cf. Fig. 4.20) et à 500 K (cf. Fig. 4. 21).

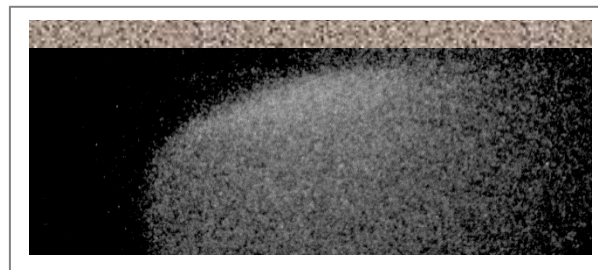


Fig. 4. 19 : Exemple de visualisation du front de flamme

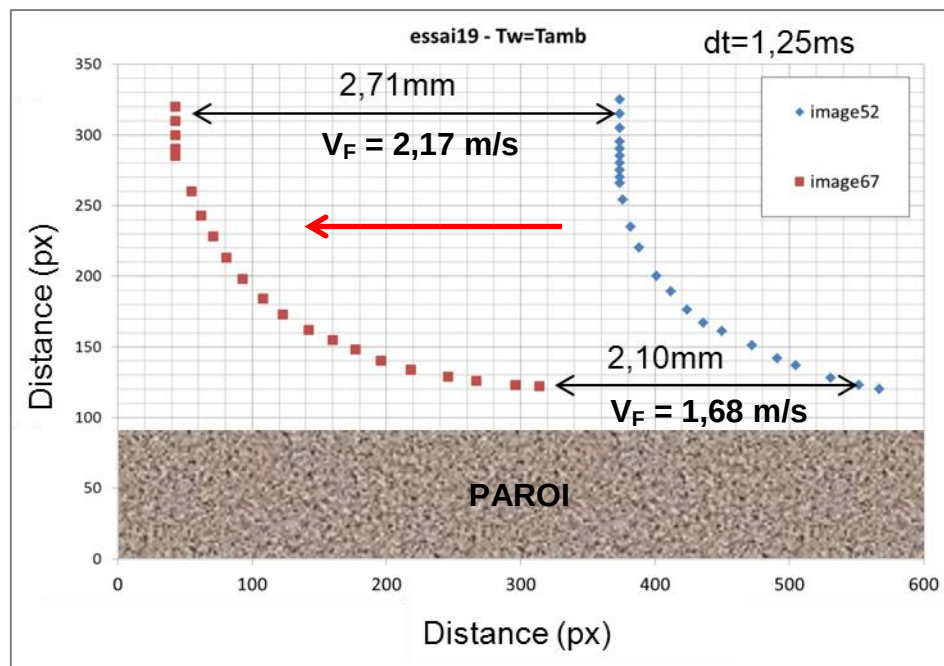


Fig. 4. 20 : Exemple du déplacement du front de flamme - CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{amb}$

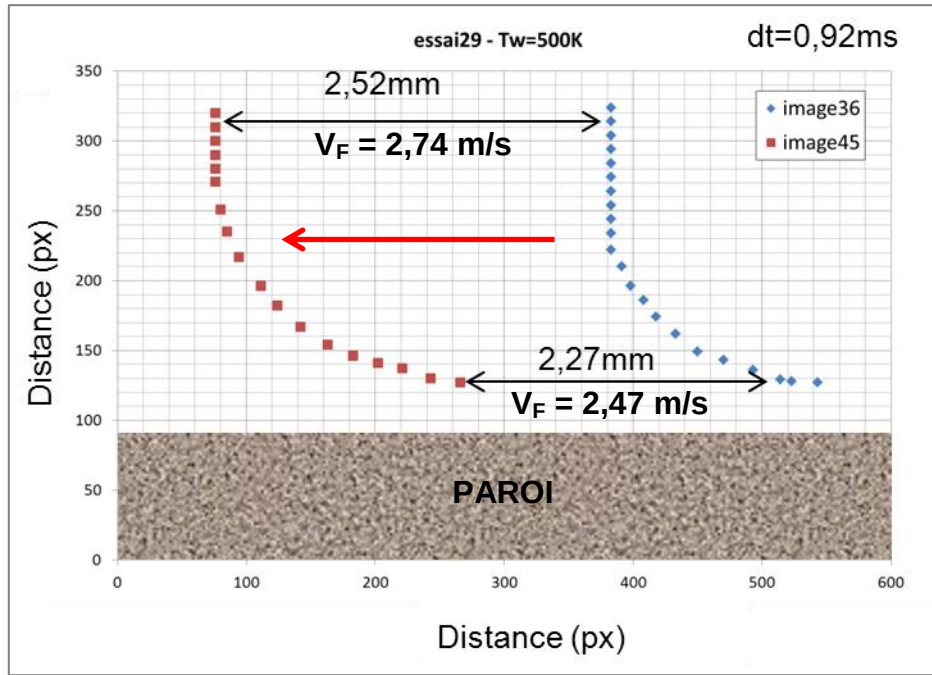


Fig. 4. 21 : Exemple du déplacement du front de flamme - CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 500 \text{ K}$

Concernant le cas du coincement sur paroi froide, on remarque que la vitesse apparente de flamme est 23 % plus faible en proche paroi que loin de celle-ci. Cette diminution est de 10 % dans le cas du coincement sur une paroi à 500 K. L'étirement dû à la courbure du front de flamme va donc diminuer pendant la propagation du front de flamme. Le phénomène ne peut donc pas être considéré stationnaire du point de vue l'étirement alors que la distance de coincement est constante. Pour vérifier cette observation, on a calculé l'évolution du rayon de courbure du front de flamme R_c en fonction de la distance de coincement afin de déterminer l'étirement de courbure $\kappa_c = 2 \cdot S_u / R_c$. Pour ce faire, on a interpolé le front de flamme par une fonction puissance dans les zones précisées sur la figure ci-dessous (cercles verts). Pour l'autre partie du front de flamme, le rayon de courbure tend vers l'infini, d'où un étirement de courbure nul.

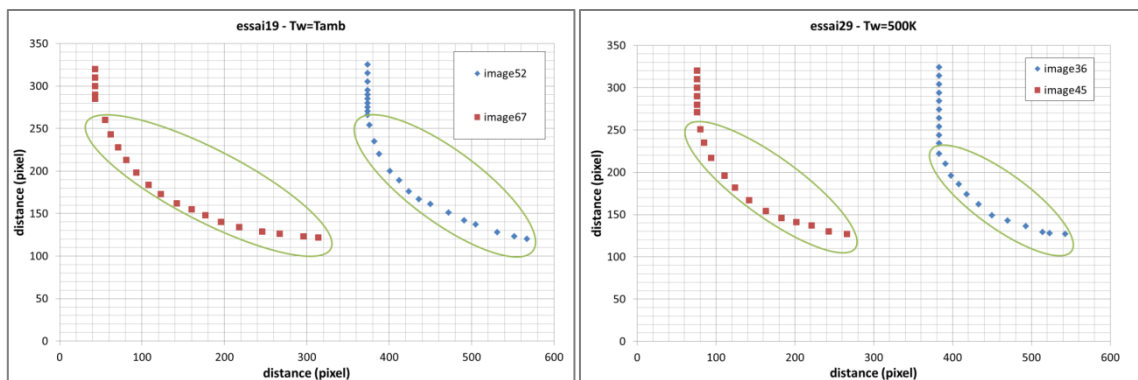


Fig. 4. 22 : Zones d'étude de l'étirement de courbure du front de flamme

On obtient alors une fonction $y = f(x)$ pour chaque front de flamme. La formule du rayon de courbure est alors :

$$R_c = \frac{(1 + y'^2)^{3/2}}{y''} \quad (\text{Eq. 4.3})$$

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

Nous obtenons alors l'étirement de courbure pour les deux cas de températures de paroi précédents et sur les fronts de flamme déjà extraits :

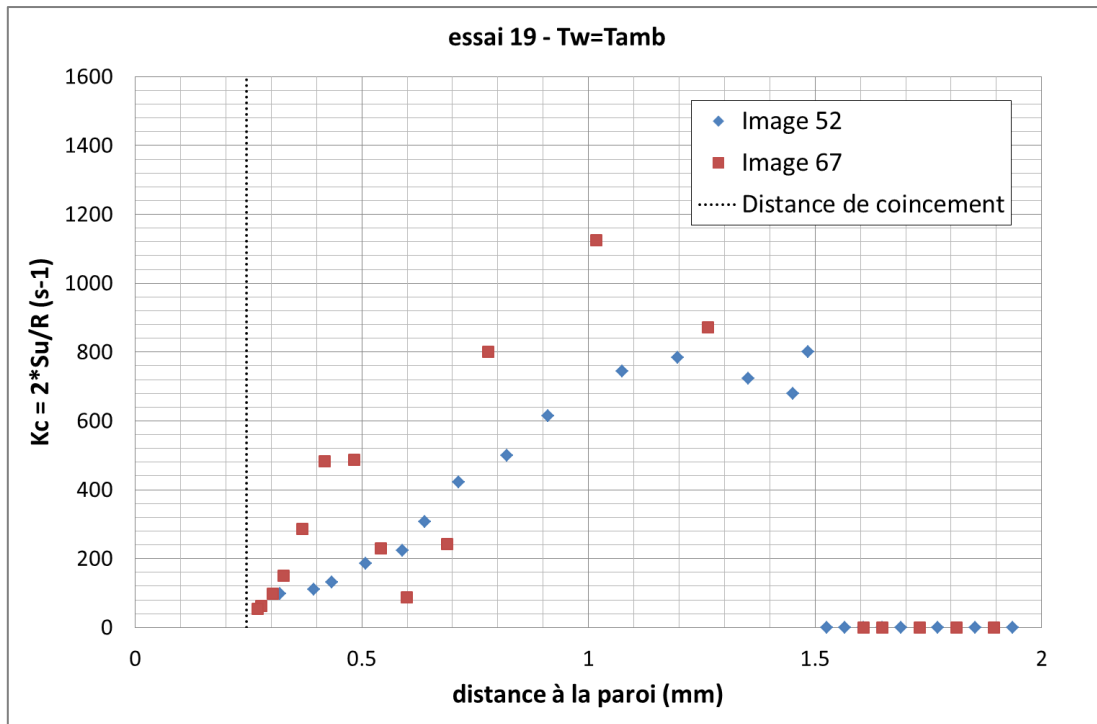


Fig. 4. 23 : Etirement de courbure du front de flamme - CH_4/air , $r = 1$, $T_w = T_{amb}$

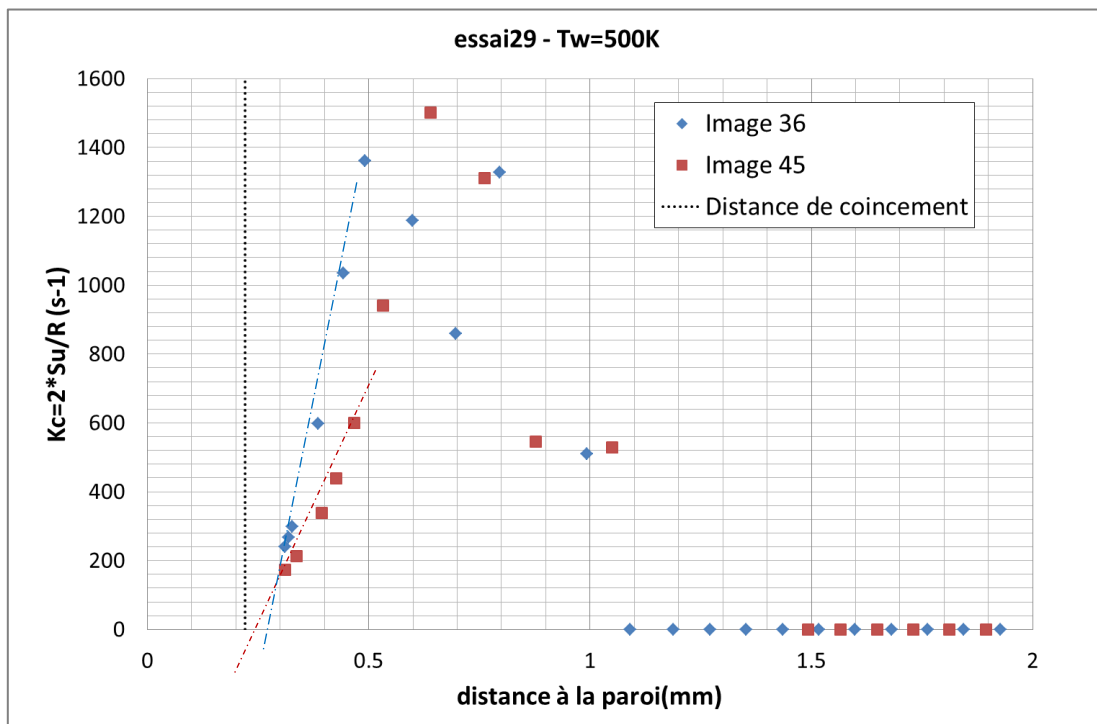


Fig. 4. 24 : Etirement de courbure du front de flamme - CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 500 K$

Sur la paroi à température ambiante, l'étirement de courbure est de l'ordre de 100 s^{-1} où la flamme s'éteint. Pour une distance flamme-paroi comprise entre 0,3 et 1,3 mm, on remarque que l'étirement de courbure augmente pendant la propagation du front de flamme. Lorsque la paroi est à 500 K, en extrapolant les courbes de l'étirement de courbure en fonction de la distance à la paroi, on remarque que l'étirement de courbure tend vers zéro. L'étirement de courbure est donc nul où la flamme s'éteint lorsque la

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

paroi est à 500 K. On remarque que l'éirement de courbure n'évolue pas pendant la propagation du front de flamme. Par contre, de 0,3 à 1 mm de la paroi, l'éirement de courbure est toujours plus grand lorsque la paroi est à 500 K que lorsqu'elle est à température ambiante. L'éirement de courbure plus important lorsque les parois sont chauffées peut résulter d'un cisaillement plus important du front de flamme. Ceci peut expliquer le fait que la distance de coincement reste constante lorsque la température de paroi augmente alors que la densité de flux thermique pariétal maximale augmente. Donc le coincement latéral de la flamme sur des parois chauffées résulterait de la combinaison des pertes thermiques pariétales et de l'éirement dû au cisaillement, et non uniquement des pertes thermiques comme lorsque le coincement est frontal.

Conclusion

La distance de coincement latérale n'est pas influencée par la température de paroi alors que la densité de flux thermique pariétal maximale augmente avec cette température. Or, les différentes observations liées à l'éirement de courbure du front de flamme sous-entendent que l'éirement dû au cisaillement peut ne plus être négligeable devant l'effet des pertes thermiques pariétales. Le coincement de la flamme serait donc dû aux pertes thermiques **et** à l'éirement dû au cisaillement du front de flamme. Des mesures de P.I.V. en proche paroi permettraient de calculer l'éirement dû au cisaillement. Mais malgré les avancées en matière de diagnostics optiques, les faibles distances mises en jeu ne permettent pas de quantifier cet éirement.

4.5. Amélioration du modèle proposé par Boust [1]

4.5.1. Présentation du modèle

Un modèle simplifié de l'interaction flamme-paroi, basé sur un bilan d'énergie, a été développé par Boust [1] afin de donner une équation reliant la densité de flux thermique maximale (via le flux adimensionné) à la distance de coincement (via le nombre de Peclet) :

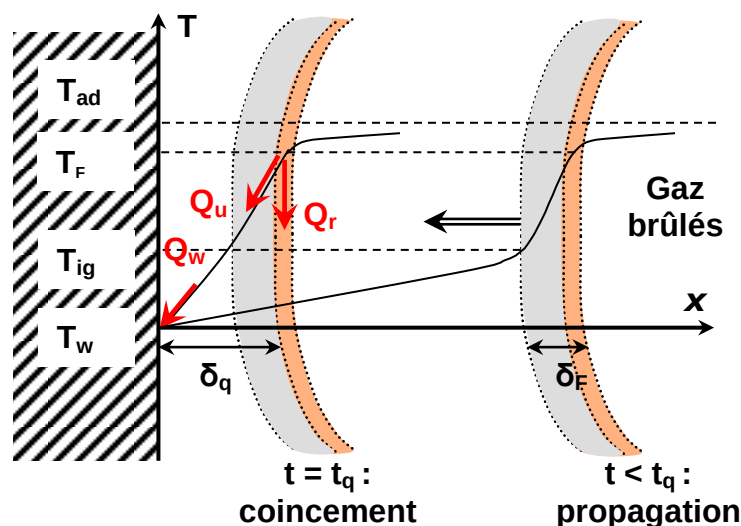


Fig. 4. 25 : Modèle simplifié de coincement frontal [1]

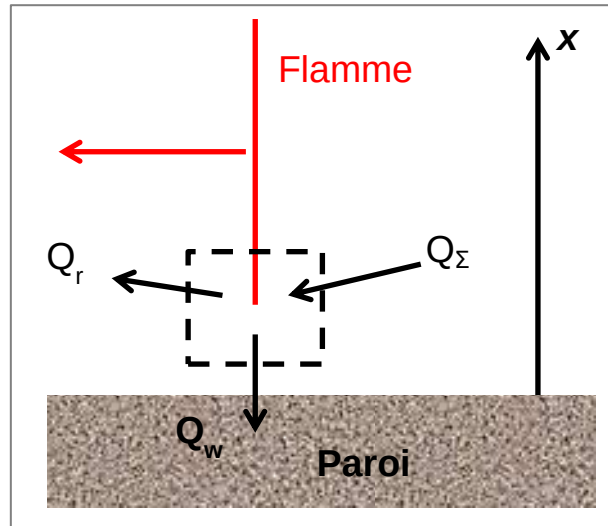


Fig. 4. 26 : Modèle simplifié de coincement latéral

Ce modèle a été développé pour le cas d'une flamme laminaire non étirée en interaction frontale (cf. Fig. 4. 25) ou latérale (cf. Fig. 4. 26). Les principales hypothèses sont les suivantes :

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

$$Q_\Sigma = Q_r + Q_u \quad (\text{Eq. 4.4})$$

où la puissance de flamme Q_Σ est celle d'une flamme non étirée en propagation libre, soit q_l^0 :

$$Q_\Sigma = q_l^0 = \rho_u \cdot S_l \cdot Y_F \cdot \Delta H \quad (\text{Eq. 4.5})$$

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_u :

$$Q_r = \rho_u \cdot S_l \cdot c_p \cdot (T_F - T_u) \quad (\text{Eq. 4.6})$$

- ✓ Les propriétés des gaz frais, comme la conductivité thermique, sont évaluées pour la température des gaz frais au moment de l'allumage T_{ig} . 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. A cet instant noté t_q , la paroi prélève tellement de chaleur aux gaz frais par conduction que ceux-ci ne peuvent plus être suffisamment préchauffés par la flamme :

$$Q_w = Q_u \quad (\text{Eq. 4.7})$$

Soit localement :

$$\lambda \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \lambda \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta_q} \quad (\text{Eq. 4.8})$$

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

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

$$t = t_q : \quad Q_w = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x \in [0, \delta_q]} = \lambda \frac{T_F - T_w}{\delta_q} \quad (\text{Eq. 4.9})$$

Une dernière hypothèse consiste à supposer que T_u et T_w sont très proches afin de pouvoir écrire :

$$T_F - T_u \approx T_F - T_w \quad (\text{Eq. 4.10})$$

Cela revient à faire l'hypothèse que la température des gaz frais a peu évolué lors de la combustion, c'est-à-dire qu'ils ont été peu comprimés avant le moment de l'interaction flamme-paroi.

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. 4.4 + Eq. 4.5 + Eq. 4.6) :

$$Q_\Sigma = \rho_u \cdot S_l \cdot c_p \cdot (T_F - T_u) + Q_w \quad (\text{Eq. 4.11})$$

En incluant les équations 4.7 et 4.9 dans l'expression précédente, on obtient :

$$Q_\Sigma = \frac{\rho_u \cdot S_l \cdot c_p \cdot \delta_q}{\lambda} \cdot Q_w + Q_w \quad (\text{Eq. 4.12})$$

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

$$\delta_l = \frac{\lambda}{\rho_u \cdot S_l \cdot c_p} \quad (\text{Eq. 4.13})$$

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

$$Q_\Sigma = \left(\frac{\delta_q}{\delta_l} + 1 \right) \cdot Q_w \quad (\text{Eq. 4.14})$$

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 . C'est la *version A* du modèle :

$$\frac{1}{\varphi} = Pe + 1 \quad (\text{Eq. 4.15})$$

4.5.2. Coincement frontal

Les résultats en configuration frontale pour différentes températures de paroi présentés précédemment (§ 4.4.1.) ont permis d'améliorer ce modèle afin de prendre en compte le cas du coincement frontal dans des conditions initiales non isothermes. Cette étude a été faite en collaboration avec Boust et a fait l'objet d'une publication (Boust et al. [66]).

Lorsque les températures de paroi et des gaz frais sont différentes, la *version A* du modèle (Eq. 4.15) n'est plus vérifiée. L'équation 4.11 devient alors :

$$Q_{\Sigma} = \frac{\rho_u \cdot S_l \cdot c_p \cdot \delta_q}{\lambda} \cdot \frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot Q_w + Q_w \quad (\text{Eq. 4.16})$$

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

$$Q_{\Sigma} = \left(\frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot \frac{\delta_q}{\delta_l} + 1 \right) \cdot Q_w \quad (\text{Eq. 4.17})$$

On met ainsi en évidence une relation analytique plus générale entre les nombres adimensionnels caractéristiques du coincement : le nombre de Peclet Pe et le flux adimensionné φ . C'est la *version B* du modèle :

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot Pe + 1 \quad (\text{Eq. 4.18})$$

A partir de nos mesures de flux pour le coincement frontal, on a comparé les distances de coincement issues de la *version B* du modèle avec celles obtenues lors de nos expériences :

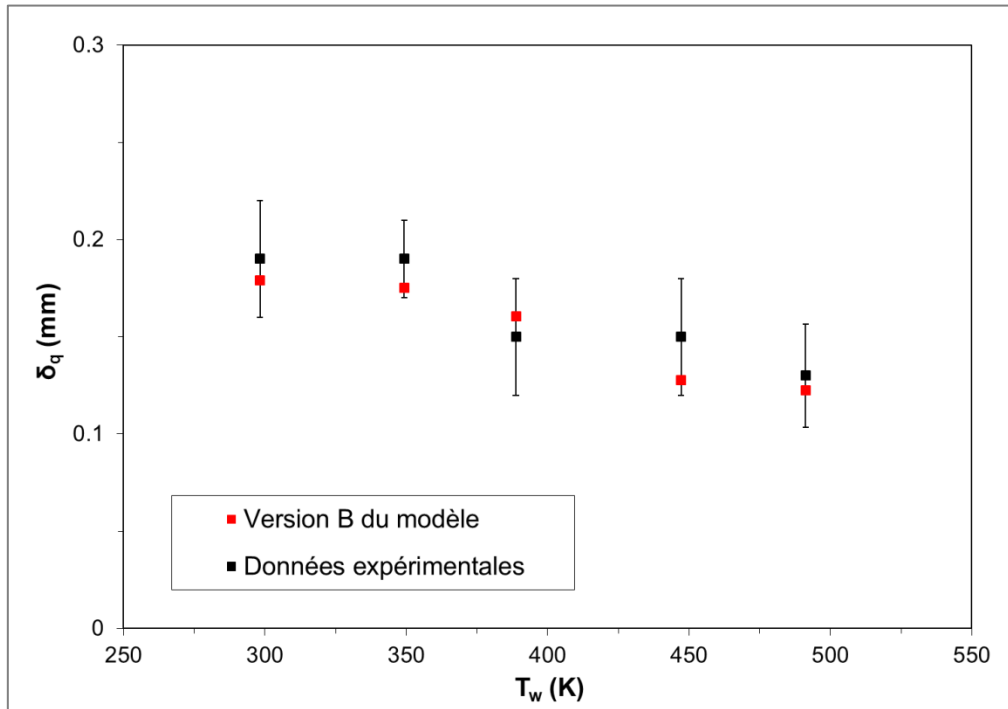


Fig. 4. 27 : Comparaison des distances de coincement frontal expérimentales et issues de la version B du modèle de Boust

On remarque que la *version B* du modèle donne une distance de coincement en accord avec celle mesurée au vue de l'incertitude des mesures.

4.5.3. Coincement latéral

De la même manière, on a comparé les distances de coincement issues de la *version B* du modèle avec celles obtenues lors de nos expériences en coincement latéral :

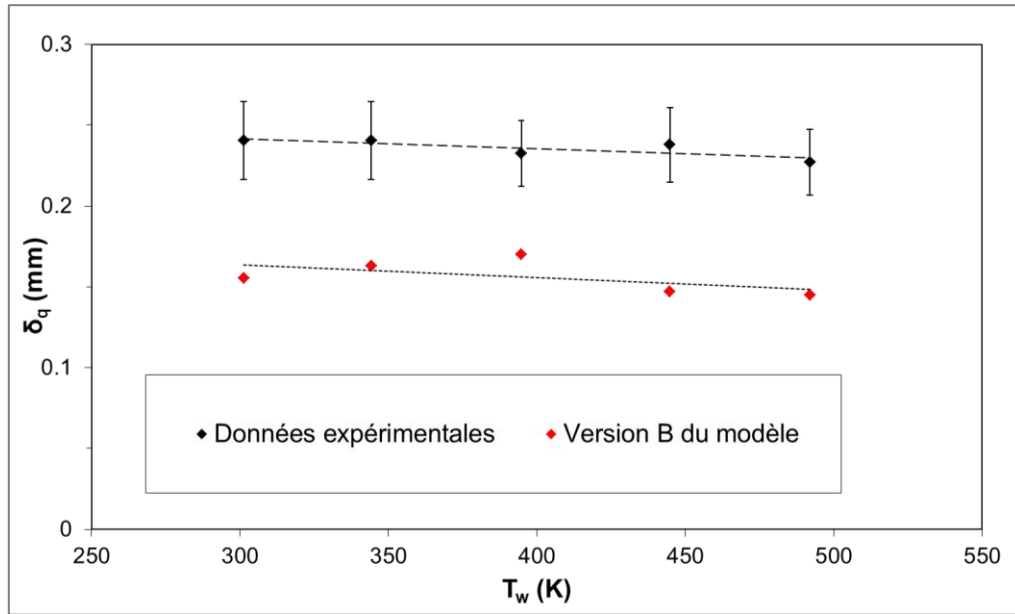


Fig. 4. 28 : Comparaison des distances de coincement latéral expérimentales et issues de la version B du modèle de Boust

On remarque que les distances issues de la *version B* du modèle sont très inférieures aux distances obtenues expérimentalement malgré une tendance identique. Il est donc nécessaire de revoir les hypothèses du modèle. Ce travail a fait l'objet d'une présentation lors d'un *Workshop* (Boust et al. [67]).

On a vu dans la partie 4.3 que lors du coincement frontal, la vitesse de flamme apparente tend vers la vitesse fondamentale de flamme laminaire étirée. Mais lors du coincement latéral, cette égalité n'est plus vérifiée d'où une modification des expressions de la puissance thermique Q_Σ (Eq. 4.5) et de la puissance Q_r gardée par la flamme (Eq. 4.6) qui font alors apparaître la vitesse de déplacement de la flamme :

$$Q_\Sigma = \rho_u \cdot V_F \cdot Y_F \cdot \Delta H \quad (\text{Eq. 4.19})$$

$$Q_r = \rho_u \cdot V_F \cdot c_p \cdot (T_F - T_u) \quad (\text{Eq. 4.20})$$

L'équation 4.11 devient alors :

$$Q_\Sigma = \rho_u \cdot V_F \cdot Y_F \cdot \Delta H = \rho_u \cdot V_F \cdot c_p \cdot (T_F - T_u) + Q_w \quad (\text{Eq. 4.21})$$

Afin d'obtenir l'expression du flux adimensionné, on met en évidence la puissance de flamme non étirée en propagation libre q_l^0 , on obtient alors :

$$\frac{V_F}{S_l} q_l^0 = \frac{V_F}{S_l} \cdot \rho_u \cdot S_l \cdot c_p \cdot (T_F - T_u) + Q_w \quad (\text{Eq. 4.22})$$

De même, pour obtenir l'expression du nombre de Peclet, on met en évidence l'épaisseur d'une flamme laminaire non étirée en propagation libre δ_l , on obtient alors :

$$\frac{V_F}{S_l} q_l^0 = \frac{V_F}{S_l} \cdot \frac{\lambda}{\delta_l} \cdot (T_F - T_u) \cdot \delta_q \cdot \frac{Q_w}{(T_F - T_w)} + Q_w \quad (\text{Eq. 4.23})$$

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

Après simplification, on obtient finalement la *version C* du modèle qui est plus générale :

$$\frac{1}{\phi} = \frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot Pe + \frac{S_l}{V_F} \quad (\text{Eq. 4.24})$$

On remarque que cette version du modèle est la même que la *version B* pour le coincement frontal vu que la vitesse apparente de flamme est égale à la vitesse fondamentale de flamme laminaire étirée.

La zone de mesure de la vitesse apparente de flamme est présentée sur la figure 4.29. Son évolution en fonction de la température de paroi est donnée par la figure 4.30.

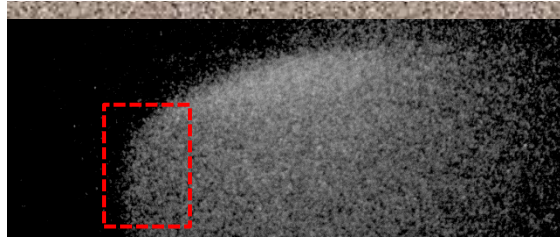


Fig. 4. 29 : Zone de calcul de la vitesse apparente de flamme pour le coincement latéral

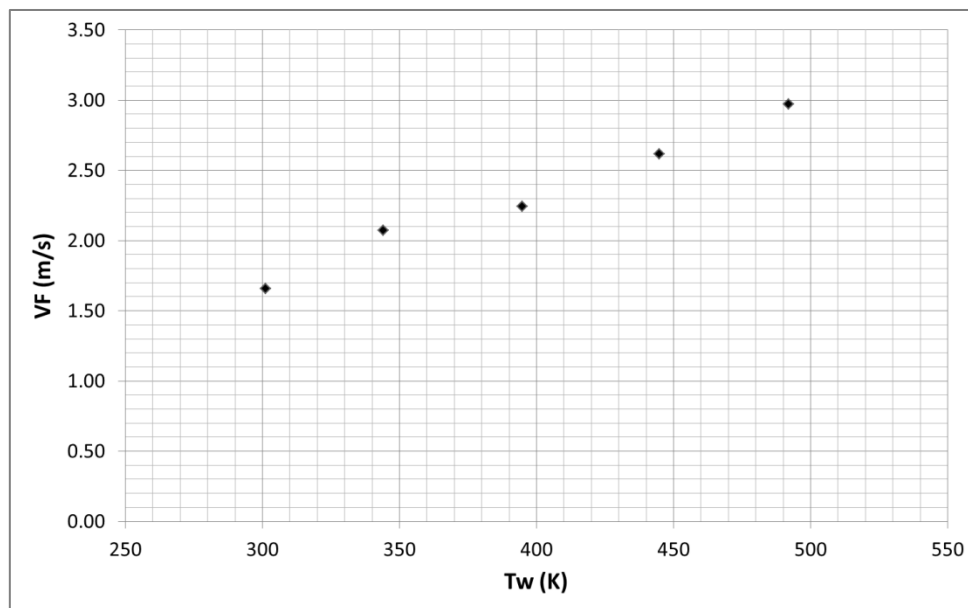


Fig. 4. 30 : Evolution de la vitesse apparente de flamme loin de la paroi en fonction de la température de paroi – CH₄/air, $r = 1$, coincement latéral

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

Nous avons donc vérifié cette nouvelle version du modèle avec nos mesures de distance de coincement et de flux lors du coincement latéral :

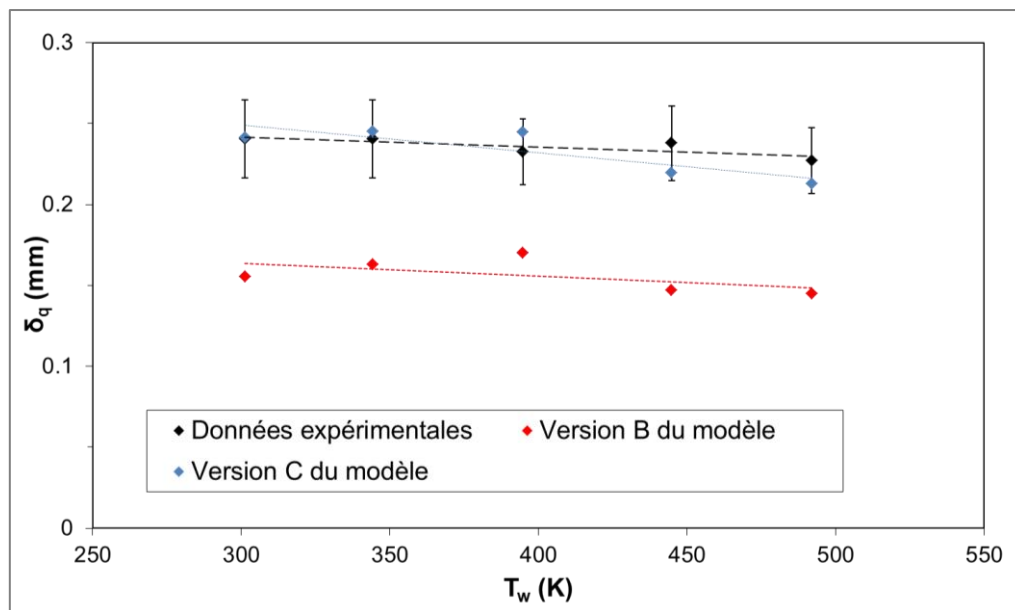


Fig. 4. 31 : Comparaison des distances de coincement latéral expérimentales et issues des versions B et C du modèle de Boust – CH_4/air , $r = 1$, coincement latéral

On remarque que la différence entre les résultats issus de la *version B* du modèle et les données expérimentales est largement compensée avec la *version C* du modèle (Eq. 4.24). Mais les valeurs issues de la *version C* du modèle présentent une décroissance plus accentuée que les mesures expérimentales lorsque la température de paroi augmente. Bien que ce modèle ne prenne toujours pas en compte **directement** l'étirement de la flamme dû à la courbure et au cisaillement, son comportement est tout à fait satisfaisant. Mais il semble que l'étirement soit pris en compte **indirectement** dans ce modèle via la vitesse de flamme apparente qui dépend également de l'étirement. En effet, le cisaillement de la flamme en proche paroi est dépendant de la vitesse de déplacement de celle-ci car il y a adhérence à la paroi, soit une vitesse nulle au niveau de la paroi.

4.6. Conclusion

Afin de conclure sur les observations faites dans ce chapitre, la figure 4.32 résume les différents résultats obtenus en coincement frontal. En effet, lors de l'interaction flamme paroi, la distance flamme-paroi atteint son minimum, c'est la distance de coincement. Au même instant, la densité de flux thermique pariétal atteint son maximum. L'évolution de la vitesse apparente de flamme montre que la flamme est perturbée par la paroi avant le moment du coincement (sur la figure environ 0,25 ms avant). En effet, la vitesse de propagation de flamme qui était constante, se met à chuter jusqu'à une vitesse quasiment nulle au moment du coincement.

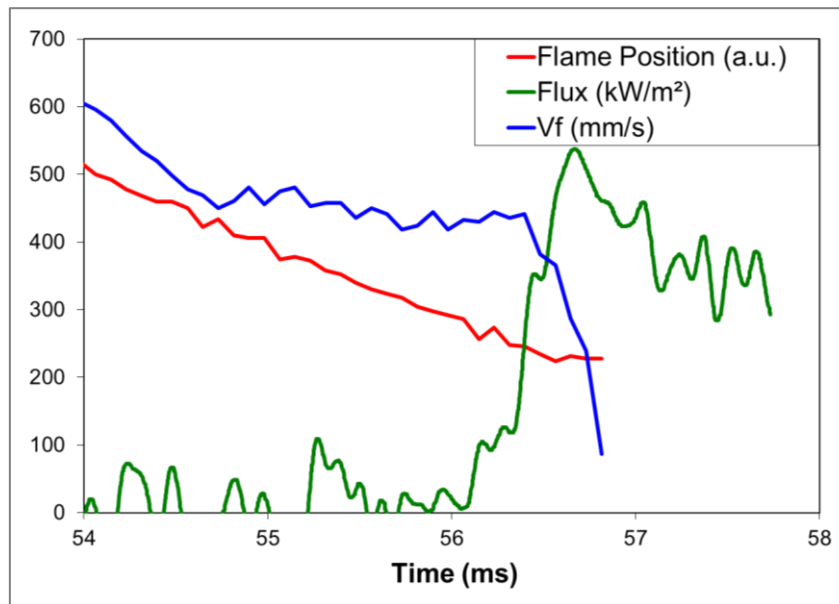


Fig. 4. 32 : Evolutions temporelles de la distance de coïncement, de la densité de flux thermique pariétal et de la vitesse apparente de flamme – coïncement frontal, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 350 \text{ K}$

Dans le cas du coïncement latéral, il est délicat de tracer les évolutions temporelles de la distance de coïncement et de la vitesse apparente de flamme vue la courbure du front réactif. Par contre, comme pour le coïncement frontal, on observe que la densité de flux thermique atteint son maximum au moment du coïncement de la flamme, c'est-à-dire quand la distance flamme-paroi atteint son minimum : la distance de coïncement.

On a vu dans ce chapitre que les expériences menées en coïncement frontal permettent de calculer la température moyenne des gaz frais en proche paroi avant l'interaction flamme-paroi car la vitesse apparente du front de flamme est en fait égale à la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée. On remarque alors que les gaz frais en proche paroi ne sont pas à leur température initiale lorsque la paroi est chaude mais ils sont chauffés par celle-ci. La température de ces gaz reste tout de même inférieure à la température de paroi. Lors du coïncement latéral, il n'y a pas cette égalité entre la vitesse apparente de flamme et la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée, mais la température des gaz frais en proche paroi dans cette configuration est supposée égale à celle calculée en configuration frontale vu que les conditions expérimentales sont similaires dans les deux types de coïncement.

En coïncement frontal et latéral, lorsque la température de paroi augmente, la vitesse apparente de flamme avant l'interaction flamme-paroi croît car les gaz frais en proche paroi ont alors une température qui augmente également. Cette hausse de la vitesse apparente de flamme peut provoquer un étirement non négligeable du front de flamme dans le cas du coïncement latéral. Ce coïncement ne serait donc pas uniquement dû aux pertes thermiques pariétales mais également à l'étirement du front de flamme. Les expériences faites en coïncement latéral dépendent alors de la configuration expérimentale. En effet, selon celle-ci, l'étirement du front de flamme sera peut-être différent, l'extinction de la flamme ne se fera donc pas à la même distance de coïncement et la densité de flux thermique pariétal maximale sera différente. C'est pourquoi il est difficile de comparer les valeurs obtenues lors de différentes études dans cette configuration d'interaction flamme-paroi.

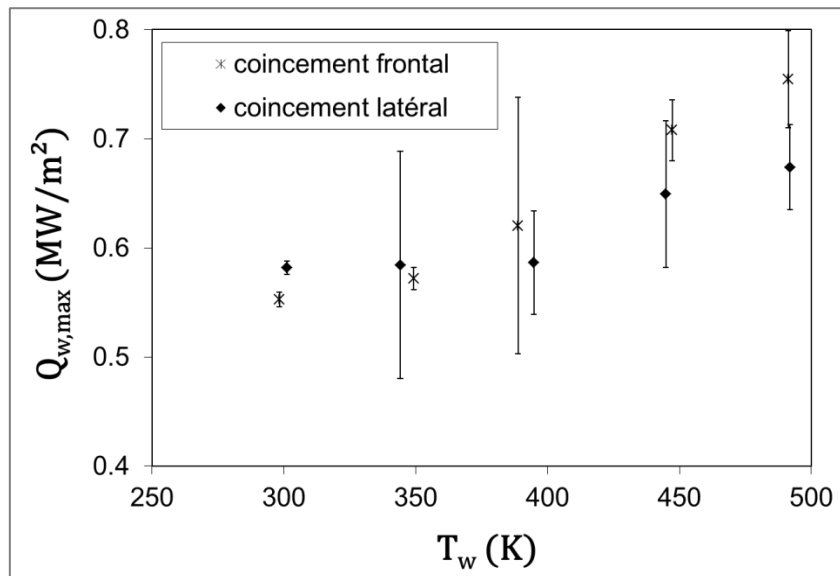


Fig. 4.33 : Effet du type de coincement sur la densité de flux thermique pariétal maximale

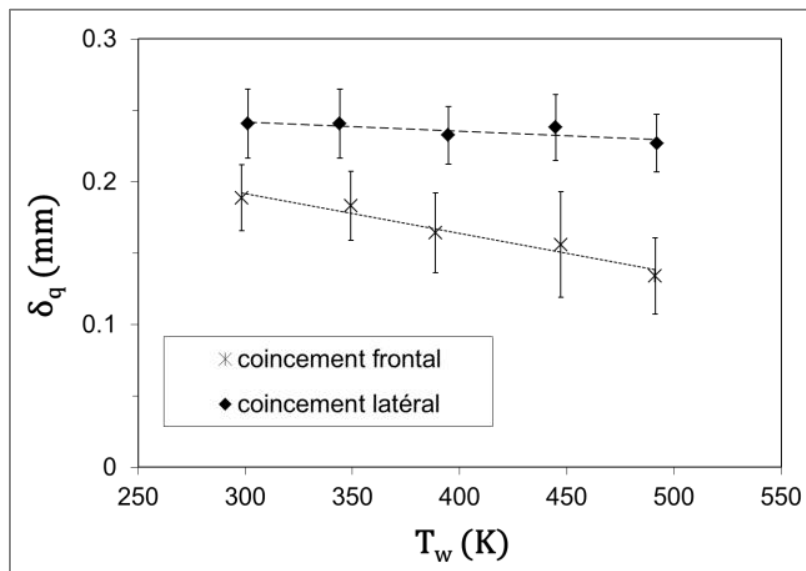


Fig. 4.34 : Effet du type de coincement sur la distance de coincement

On remarque sur la figure 4.33 que la densité de flux thermique pariétal maximale est quasi identique en coincement frontal et latéral pour des températures de paroi comprises entre 295 et 350 K. Mais elle devient plus grande pour des températures de surface comprises entre 400 et 500 K. Pour les températures de paroi étudiées, on remarque sur la figure 4.34 que la distance de coincement est quant à elle toujours plus grande lors du coincement latéral. La température de paroi a moins d'effet sur la densité de flux thermique pariétal maximale et sur la distance de coincement lors du coincement latéral que lors du coincement frontal. En effet, en interaction frontale, la densité de flux thermique pariétal maximale augmente d'environ 35 % et la distance de coincement diminue d'environ 30 % lorsque la température de paroi passe de 295 à 500 K. Lors du coincement latéral, pour la même hausse de la température de surface, l'augmentation de la densité de flux thermique pariétal maximale est réduite à 15 % et la diminution de la distance de coincement à 5 %. Cette faible diminution peut s'expliquer par un étirement de courbure non négligeable qui devient de plus en plus important lorsque la température de paroi augmente. Les pertes de chaleur pariétales ne sont pas seules responsables du coincement latéral de la flamme, d'où une distance de coincement constante lorsque la température de paroi augmente.

Interaction entre une flamme laminaire et la paroi

Ces mesures simultanées de distance de coincement et de densité de flux thermique pariétal ont également permis, avec la collaboration de Boust, d'améliorer le modèle simplifié de l'interaction flamme-paroi développé par Boust [1] :

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot Pe + \frac{S_l}{V_F} \quad (\text{Eq. 4.25})$$

Chapitre 5 :
Interaction entre une flamme
turbulente et la paroi

5.1. Introduction

Comme souligné dans l'introduction générale, certaines solutions technologiques développées actuellement par les motoristes, comme le downsizing, impliquent qu'une grande partie de la charge de combustible brûle en proche paroi. 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. Or, le flux thermique instantané cédé à un élément de paroi conditionne plusieurs aspects de l'écoulement dans une chambre de combustion : pression, température locale des gaz, distance de coincement... Mais l'historique du flux thermique reçu par un élément de paroi détermine aussi sa température de surface. Calculer les pertes thermiques avec précision permet donc de prédire l'apparition de points chauds afin de prévenir d'éventuelles anomalies de combustion comme le cliquetis.

Lors du chapitre 3, la caractérisation complète des conditions expérimentales en régime turbulent pour des pressions initiales faibles (2-3 bar) a été l'occasion d'observer l'effet de la température de paroi sur l'aérodynamique globale du tumble. Elle a également permis de caractériser complètement les conditions initiales pour les deux températures de paroi étudiées, à savoir 298 et 435 K. Les effets de la richesse et de la présence de hublots en quartz sur l'évolution de la pression ont aussi été étudiés.

Lors des analyses en combustion laminaire faites dans ces travaux de thèse (cf. chapitre 4) ou lors de précédentes études (cf. chapitre 1), les effets de plusieurs paramètres sur la densité de flux thermique pariétal ont été étudiés. Tout d'abord, la densité de flux thermique pariétal augmente avec la pression à l'instant du coincement, avec la conductivité thermique (Sotton [19]) ou encore avec la température de la paroi. La composition du mélange réactif influe également sur le flux pariétal. De même, la densité de flux thermique pariétal maximale est plus élevée lors du coincement frontal que lors du coincement latéral. Mais alors que dans le cas du coincement frontal en régime laminaire l'extinction de la flamme est uniquement due aux pertes thermiques pariétales, dans le cas du coincement latéral en régime laminaire, l'étirement peut jouer un rôle non négligeable dans l'extinction du front de flamme (cf. chapitre 4).

Afin de déterminer avec précision les pertes thermiques pariétales dans un moteur à allumage commandé, on propose dans ce chapitre une étude expérimentale de l'interaction entre une flamme turbulente et une paroi dans la même configuration que lors du chapitre 3. Cette étude regroupe l'analyse des champs de vitesses et de l'orientation du front de flamme. Ces caractéristiques sont obtenues grâce à des champs de P.I.V. en proche paroi sur une zone de 10 x 10 mm². Ces mesures sont couplées à des mesures de flux thermiques pariétaux. D'une part, il faut identifier l'effet de la richesse, de la température de paroi ou encore de la pression à l'instant du coincement sur l'interaction flamme-paroi en régime turbulent. D'autre part, l'effet de l'aérodynamique sur ce phénomène sera également étudié, et ce indépendamment des paramètres cités précédemment. Le but est de recombinaison les effets de ces différents paramètres sur l'interaction flamme-paroi en régime turbulent à la fin de cette étude.

5.2. Mesures de vitesses

5.2.1. Plans étudiés

Dans les conditions expérimentales détaillées lors du chapitre 3, on s'intéresse ici à ce qui se passe localement en paroi. Les mesures de vitesse se font alors dans une zone de 10 x 10 mm² dans deux plans perpendiculaires sur les deux fluxmètres étudiés : le

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

fluxmètre « injecteur » et le fluxmètre « électrode » (cf. Fig. 5. 1). Les mesures faites dans ces différents plans ont été réalisées lors de campagnes d'essais séparées.

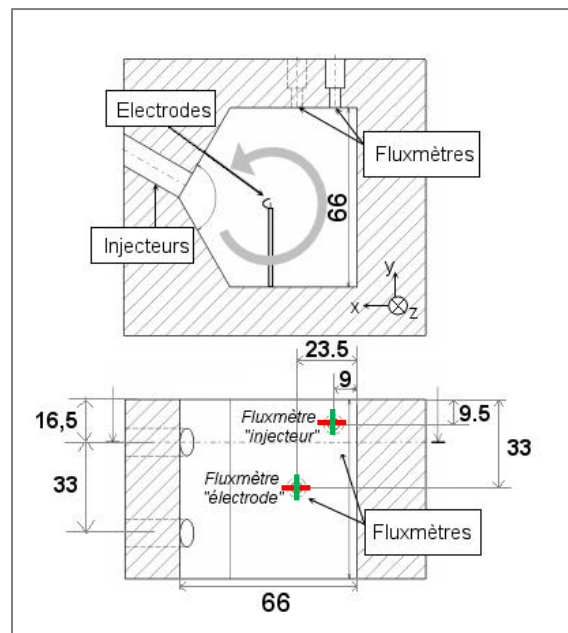


Fig. 5. 1 : Définition des plans locaux étudiés en P.I.V.

Les plans rouges seront appelés les plans principaux et les plans verts, les plans transversaux.

Comme précisé dans la partie 2.3.6, le calcul du champ de vitesse est réalisé ici par des itérations successives en réduisant progressivement la taille de la fenêtre d'interrogation de 64x64 pixels à 16x16 pixels pendant l'injection et de 64x64 à 8x8 pixels après la fin de celle-ci. Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéressons à l'approche du front de flamme, la taille de la fenêtre d'interrogation diminue donc jusqu'à 8x8 pixels. La gamme de vitesse mesurable est normalement restreinte à 1 pixel. Dans notre cas, la résolution spatiale est de 20 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. Comme précisé dans la partie 2.3.6, la vitesse de l'écoulement varie énormément pendant l'expérience. Afin d'être capable de mesurer les grandes vitesses au début de l'injection avec cette résolution spatiale, l'intervalle de temps entre les deux images consécutives a été fixé à 5 μs . La vitesse minimale mesurable est alors de 4 m/s, ce qui est insuffisant pour mesurer la vitesse lorsque la flamme apparaît dans la zone étudiée, car elle est de l'ordre de 2 à 4 m/s. Mais le traitement par intercorrélation employé ici permet une mesure de vitesse avec une précision sub-pixel. La précision maximale pouvant être obtenue est de l'ordre de 0,1 pixel suivant la qualité des images et les paramètres de calculs. Dans notre cas, la précision de la mesure de vitesse est de l'ordre de 0,2 pixel soit environ 1 m/s.

5.2.2. Méthode de calcul du champ moyen

Afin de discerner l'effet convectif de l'effet turbulent de l'écoulement sur le développement du front de flamme, il est nécessaire de calculer un champ moyen et un champ fluctuant comme précisé dans le chapitre 2. Comme dans le chapitre 3, nous allons comparer deux méthodes de calcul du champ moyen :

- ✓ Moyenne d'ensemble sur les 16 essais (16 essais sont suffisants pour une convergence suffisante de la moyenne, cf. § 2.3.6)
- ✓ Analyse de cycle résolu (moyenne temporelle des champs de vitesse sur une fenêtre temporelle de 4,5 ms, ce qui correspond au temps de retournement du tourbillon principal)

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

Pour ces deux méthodes de calcul, le profil de la norme de vitesse moyenne en fonction de la distance à la paroi au niveau de l'axe de symétrie du fluxmètre ($x = 0$ mm) est représenté sur la figure 5.2 pour différents instants. On observe tout d'abord que la moyenne issue de l'analyse de cycle résolu sur 4,5 ms est davantage lissée que la moyenne d'ensemble. En fait, la moyenne temporelle permet de ne pas inclure les fluctuations cycle à cycle dans le champ moyen, d'où un profil plus lisse. De même, l'évolution et l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne normée sont identiques pour les deux méthodes de calcul.

Pour la comparaison avec des résultats numériques issus de calcul de type RANS ou LES, il faut examiner les champs moyens issus de la moyenne d'ensemble. Mais pour l'étude expérimentale de l'influence de l'écoulement sur les pertes thermiques pariétales, il semble plus judicieux d'étudier les champs moyens issus de l'analyse de cycle résolu afin de ne pas prendre en compte les fluctuations de vitesse cycle à cycle dans un possible effet de l'aérodynamique.

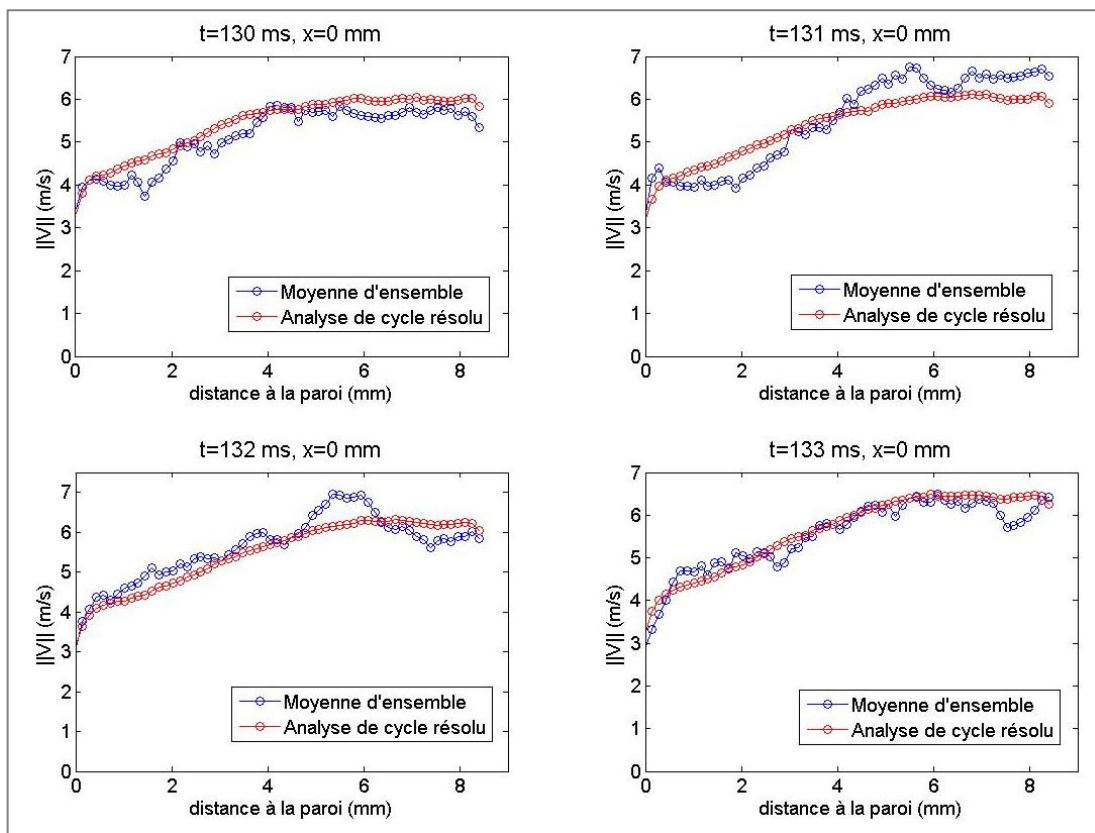


Fig. 5. 2 : Comparaison entre les champs moyens issus d'une moyenne d'ensemble et d'une analyse de cycle résolu sur 4 ms - CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 435$ K

5.2.3. Vérification de corrélation entre les deux plans de mesure

Comme les mesures dans les plans principaux et transversaux ne sont pas simultanées, on vérifie tout d'abord sur les figures 5.3 et 5.4 que la composante v' commune aux deux plans de mesure est identique dans ces deux plans. De plus, on remarque sur ces mêmes figures que l'on a bien égalité entre v' et w' , et ce, quel que soit la méthode de calcul du champ moyen. On remarque également que la vitesse moyenne calculée dans le plan principal diminue tout d'abord lentement (de -25 à -7 ms) puis diminue plus rapidement à partir de 5 ms avant l'instant de coincement. Ceci est dû à la compression des gaz frais dans cette zone par l'expansion des gaz brûlés. Cette compression se traduit également par une légère hausse de la turbulence.

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

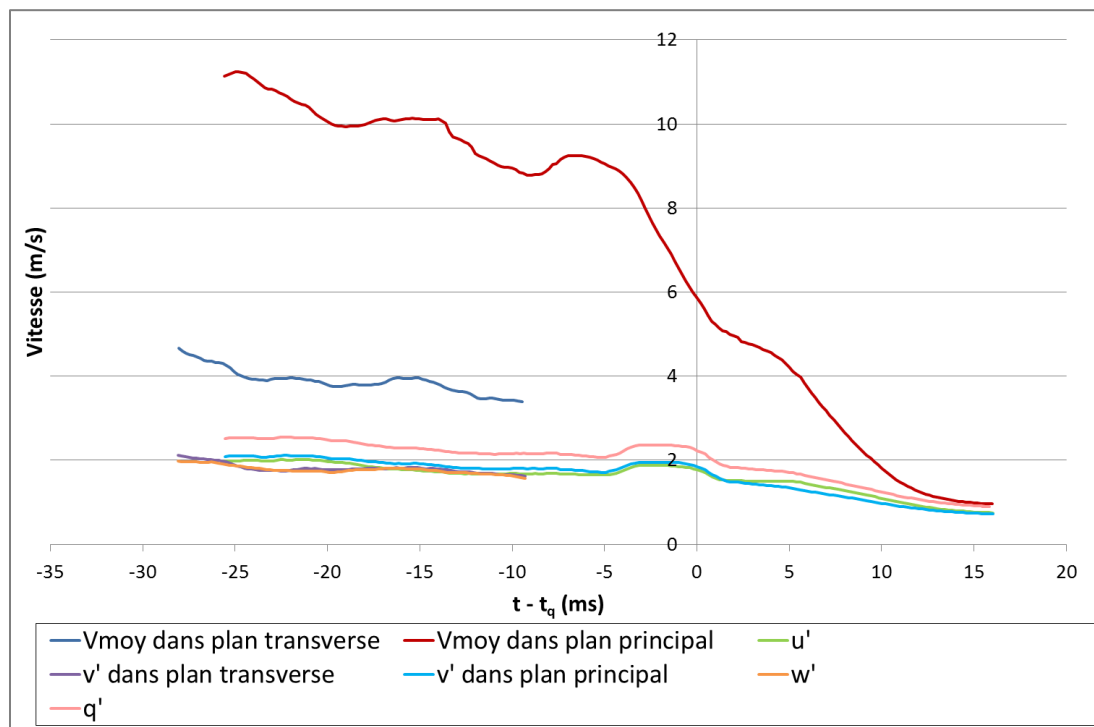


Fig. 5. 3 : Vitesses moyennes et turbulentes dans les deux plans perpendiculaires CFTM "injecteur", $T_w = 298$ K, $r = 1$, moyenne d'ensemble

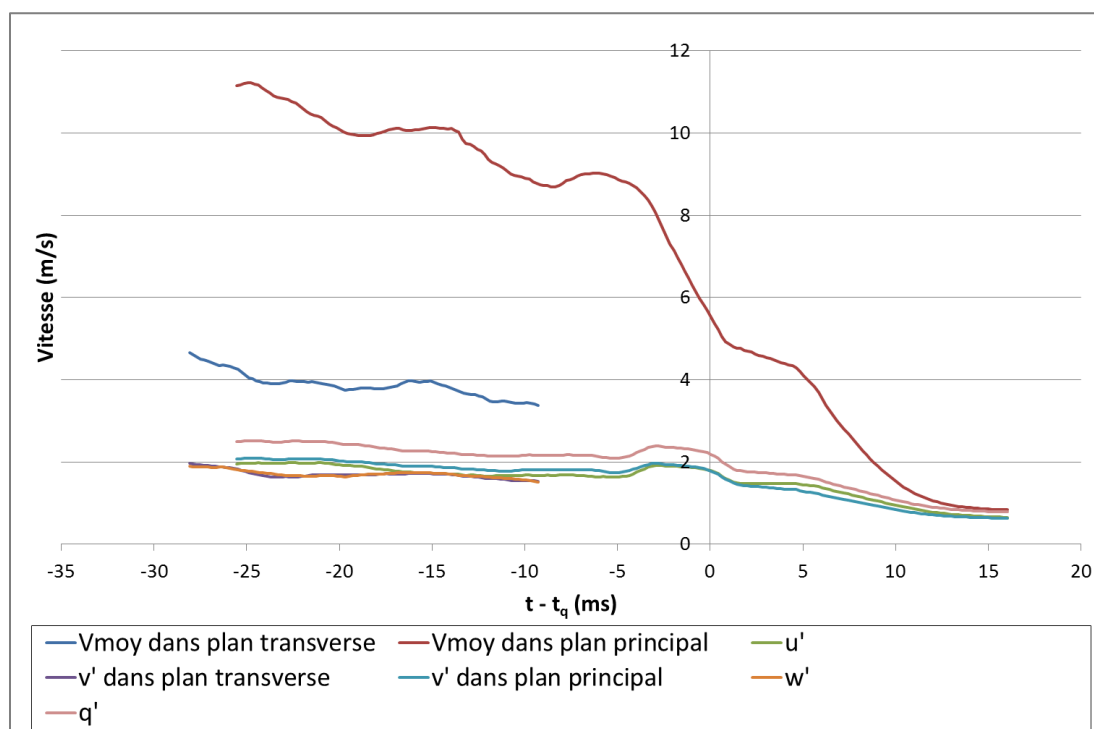


Fig. 5. 4 : Vitesses moyennes et turbulentes dans les deux plans perpendiculaires CFTM "injecteur", $T_w = 298$ K, $r = 1$, analyse de cycle résolu

5.3. Mesures de flux de chaleur pariétal

5.3.1. Evolution temporelle du flux de chaleur pariétal

Avant de présenter l'effet de différents paramètres sur la densité de flux thermique pariétal, on présente un exemple d'évolutions temporelles de la pression et de la densité de flux thermique pariétal lors d'un essai, afin d'illustrer les mesures effectuées.

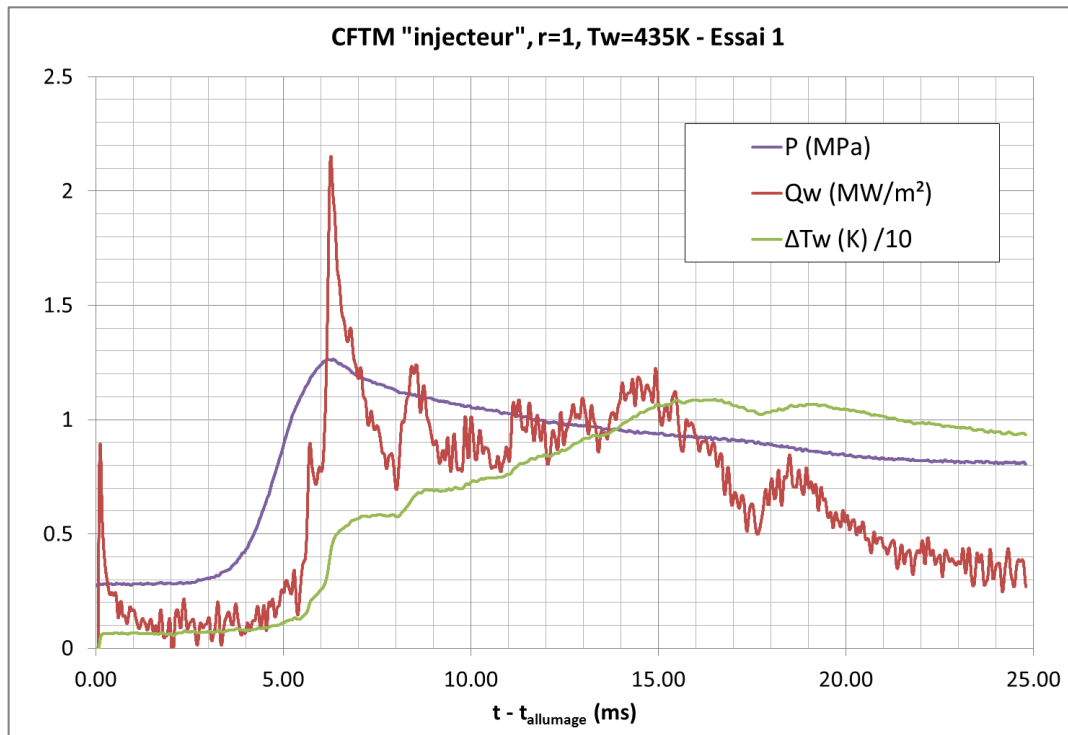


Fig. 5. 5 : Evolutions temporelles de la pression, température pariétale et densité de flux thermique pariétal - CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 435$ K

On remarque que, par rapport au cas laminaire (cf. Fig. 4.13 et Fig. 4.17), le pic de densité de flux thermique pariétal se situe légèrement après le pic de pression et non au début de la montée de pression. Ceci est dû aux deux configurations différentes :

- ✓ En combustion laminaire le fluxmètre était proche du point d'allumage. L'interaction flamme-paroi sur ce capteur se faisait au début de la combustion du mélange réactif dans la chambre. C'est pourquoi l'interaction avait lieu lorsque la pression commençait à peine à augmenter.
- ✓ En combustion turbulente, le fluxmètre est sur la paroi de la chambre dans l'angle de celle-ci. L'interaction flamme-paroi sur ce capteur se fait donc en fin de combustion alors que des pertes thermiques ont déjà eu lieu sur d'autres portions de paroi, c'est pourquoi le coincement a lieu un peu après l'instant où la pression est maximale.

On notera que le pic de densité de flux thermique pariétal à $t = 0$ ms correspond à l'interférence de l'allumeur sur le fluxmètre.

5.3.2. Effet de l'écoulement moyen

L'effet de l'écoulement moyen a ici été étudié pour un mélange méthane/air stœchiométrique. Tout d'abord, un rappel des résultats de Boust [1], avec un mélange méthane/air à richesse 0,7, concernant l'effet de la vitesse d'écoulement moyen sur le

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

flux thermique pariétal est fait. Ensuite, l'effet de la direction de l'écoulement moyen est étudié avec le mélange stœchiométrique.

Influence de la vitesse d'écoulement moyen [1]

Dans la même chambre de combustion que celle utilisée lors de ces travaux, Boust a étudié l'interaction flamme-paroi en régime turbulent pour un mélange méthane/air à richesse 0,7 sur le fluxmètre « électrode ». Deux instants d'allumage ont été explorés : allumage dès la fin de l'injection ($t^*=125$ ms dans les graphes issus de ses travaux), ou 30 ms après la fin de l'injection ($t^*=155$ ms). Il a effectivement montré expérimentalement que la vitesse moyenne en proche paroi à 125 ms est deux fois plus intense qu'à 155 ms (15 m/s au lieu de 8 m/s). Sur le fluxmètre « électrode », appelé fluxmètre central par Boust, il observe un écoulement moyen des gaz parallèle à la paroi et bidimensionnel (dans le plan principal). Le coincement est alors de type latéral. Sur la figure 5.6, il a donc également reporté la valeur de la densité de flux thermique pariétal maximale mesurée lors du coincement latéral d'une flamme laminaire à une pression de coincement identique. La vitesse considérée sur cette figure est la vitesse de propagation de la flamme parallèlement à la paroi.

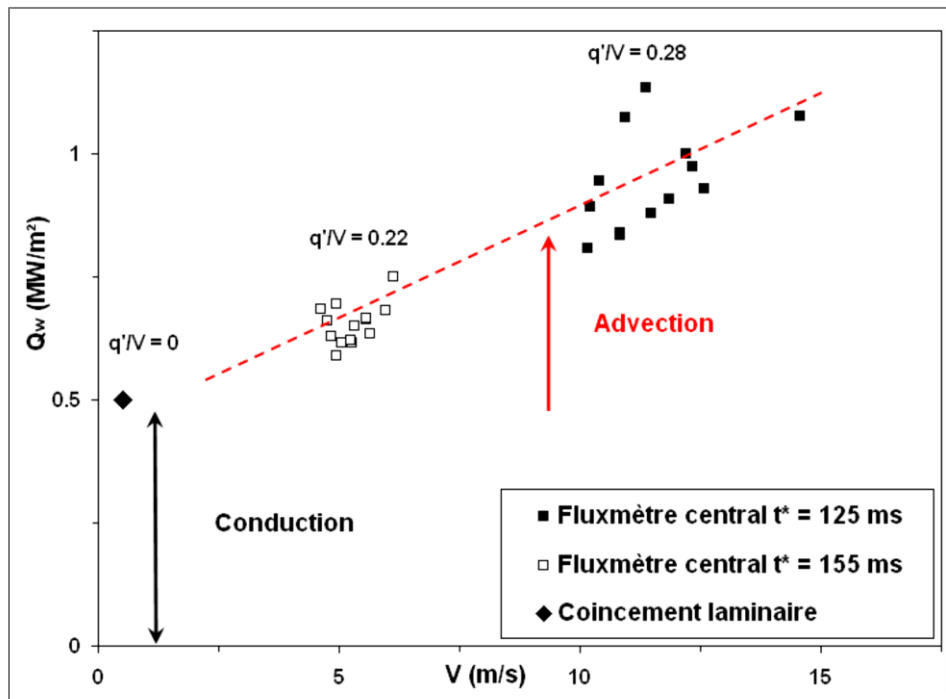


Fig. 5. 6 : Effet de la vitesse d'écoulement moyen sur le flux - CH_4 /air, $r = 0,7$, $P_q = 9,5$ bar [1]

Il observe que l'augmentation du flux thermique est due principalement à la vitesse moyenne car la pression de coincement est identique et l'intensité de turbulence augmente de 27 % alors que la vitesse moyenne double entre les deux conditions d'allumage. Bien sûr q' est lié à la vitesse moyenne, il est impossible de séparer en toute rigueur la contribution de la vitesse d'ensemble et de la turbulence.

Il conclue que, sur cet intervalle de vitesse moyenne, le phénomène de conduction thermique, qui régit le coincement de la flamme laminaire, pilote également l'interaction flamme-paroi en régime turbulent. La contribution thermique de l'advection vient donc s'ajouter à celle de la conduction.

Influence de la direction de l'écoulement moyen

L'étude de l'effet du point de mesure sur la paroi, c'est-à-dire soit au centre de celle-ci (fluxmètre « électrode ») soit dans l'angle et face à l'injecteur (fluxmètre « injecteur »),

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

sur la densité de flux thermique pariétal maximale a été effectuée avec le mélange stœchiométrique sur des parois à 298 K.

A partir de mesures de flux lors de coincement frontal en régime laminaire réalisées en bombe sphérique par Boust [1], pour un mélange stœchiométrique et des pressions supérieures à 2,5 bar, on peut relier la densité de flux thermique maximale (en MW/m²) à la pression au moment du coincement (en bar) :

$$r = 1 : Q_{w,max} = 0,6211 \cdot \ln(P_Q) + 0,2479 \quad (\text{Eq. 5.1})$$

Cette relation a également été reproduite sur la figure 5.7 afin d'observer l'effet de l'aérodynamique sur la densité de flux thermique pariétal maximale pour ces deux fluxmètres.

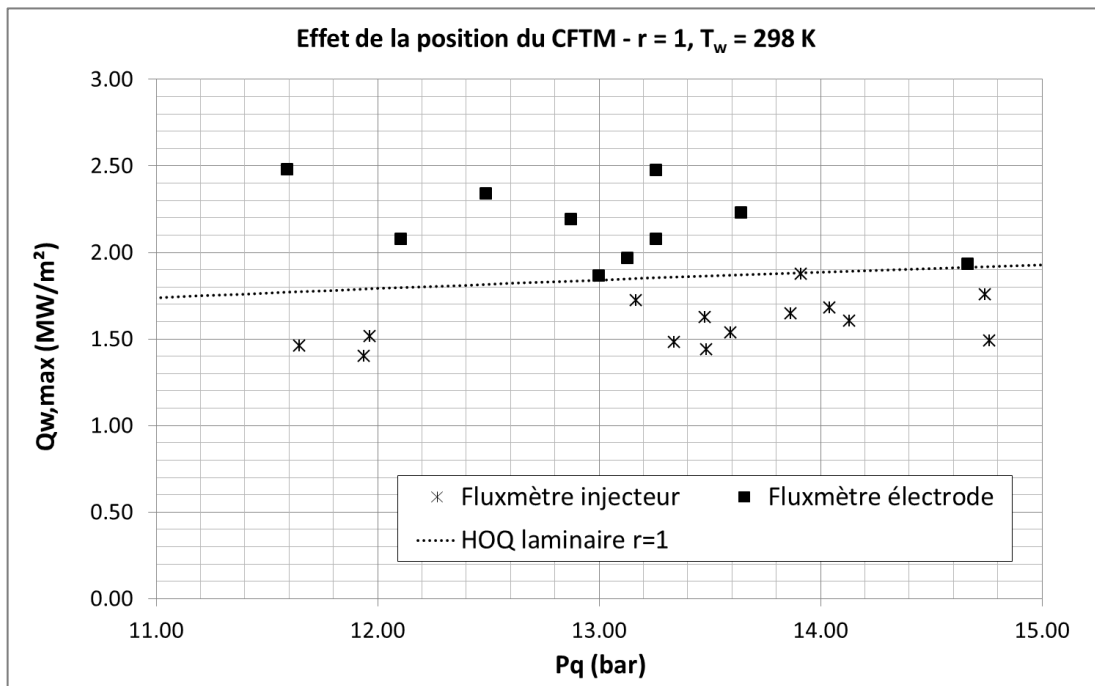


Fig. 5. 7 : Effet de la position du fluxmètre sur l'interaction flamme turbulente-paroi
 $r = 1$, $T_w = T_{amb}$

On remarque que la densité de flux thermique pariétal maximale est environ 40 % plus élevée sur le fluxmètre « électrode » que sur le fluxmètre « injecteur ». Les conditions de pression et de température au moment du coincement sont les mêmes pour ces deux fluxmètres. La seule différence serait alors l'écoulement devant les fluxmètres. En effet, on voit sur la figure 5.8 que devant le fluxmètre « électrode », l'écoulement moyen se propage parallèlement à la paroi avec une vitesse de 2-3 m/s tandis que devant le fluxmètre « injecteur », l'écoulement moyen se propage avec une incidence θ par rapport à la paroi avec une vitesse de 6-8 m/s. Si le front de flamme suit l'écoulement moyen, de par son effet convectif, le coincement flamme-paroi serait alors latéral sur le fluxmètre « électrode » et un mix entre le coincement frontal et latéral sur le fluxmètre « injecteur ». Or, on a vu au 1^{er} chapitre qu'en combustion laminaire, pour une même pression de coincement et une paroi à température ambiante, la densité de flux thermique pariétal maximale est supérieure en coincement frontal qu'en coincement latéral. On s'attendrait donc à obtenir un flux plus élevé sur le fluxmètre « injecteur » alors que l'on obtient l'inverse.

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

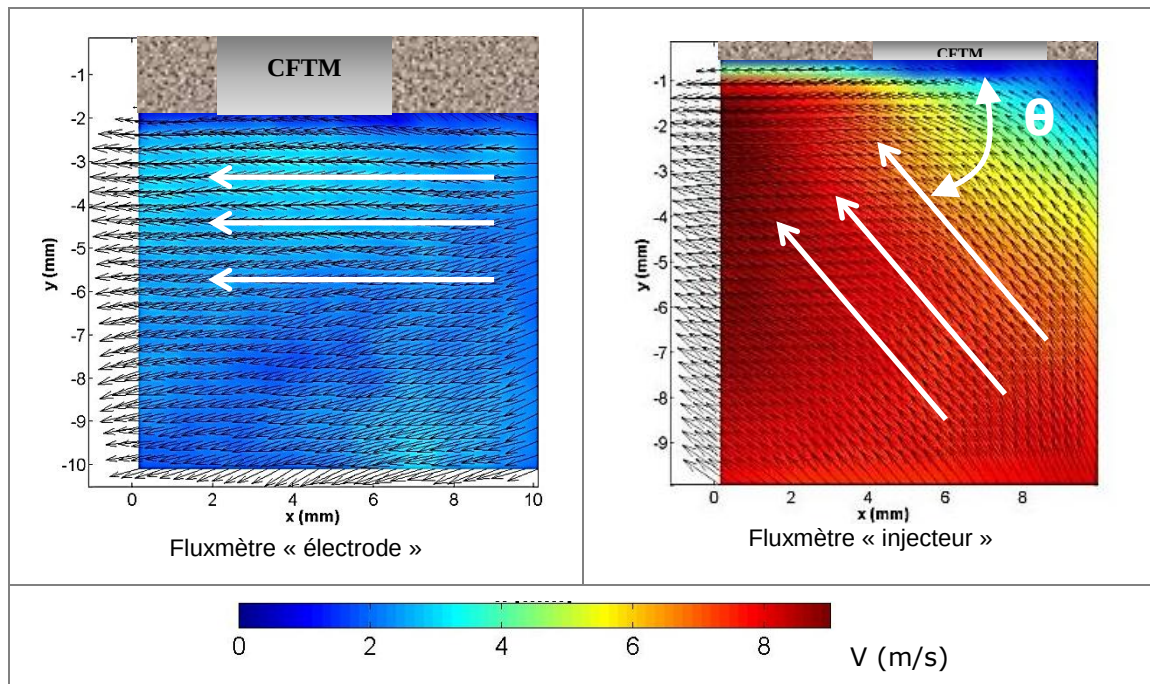


Fig. 5. 8 : Etude de l'aérodynamique devant chaque CFTM 6,4 ms avant le coincement
 $T_w = T_{amb}$, $r = 1$, plan principal, moyenne temporelle sur 4 ms

Dans la partie 3.4.1, les visualisations par strioscopie ont montré que la flamme n'est pas convectée par le mouvement de rotation de l'écoulement lorsque la richesse est égale à 1. Le front de flamme se propage donc globalement de manière sphérique. Le coincement est donc proche du coincement de type frontal sur les deux fluxmètres. C'est ce que l'on vérifie avec les images de tomographie sur les figures 5.9 et 5.10. On suppose alors que l'écoulement moyen aurait tendance à provoquer un cisaillement du front de flamme devant ces deux fluxmètres. Ce cisaillement pourrait en fait devenir non négligeable. Or, comme on l'a vu précédemment, la vitesse est presque 3 fois plus élevée devant le fluxmètre « injecteur ». Si l'écoulement moyen cisaille le front de flamme, ce phénomène serait donc plus fort au niveau du fluxmètre « injecteur ». Ce qui coïncide avec la densité de flux maximale plus faible par rapport au fluxmètre « électrode ». On observe sur la figure 5.7 que le flux mesuré par le fluxmètre « électrode » en configuration turbulente est plus grand que le flux mesuré lors d'un coincement frontal laminaire. L'écoulement moyen ne fait donc pas diminuer le flux de chaleur cédé au fluxmètre « électrode », contrairement au flux cédé au fluxmètre « injecteur ». Il se pourrait donc que le cisaillement du front de flamme par l'écoulement moyen soit faible, et même négligeable face aux pertes thermiques, devant le fluxmètre « électrode ». D'ailleurs, les visualisations par tomographie du front de flamme lors des mesures de PIV devant ce capteur (cf. Fig. 5. 9) montrent que la flamme est légèrement convectée par l'écoulement. On retrouve alors les observations faites par Boust [1]. Les visualisations par tomographie du front de flamme lors des mesures de PIV devant le fluxmètre « injecteur » (cf. Fig. 5. 10), met en évidence un effet 3D de la combustion. En effet, entre les images à 140,4 ms et à 140,6 ms, une « poche » de gaz brûlés apparaît en proche paroi (cercle rouge). L'écoulement moyen dans le plan principal devant ce capteur dans les deux plans perpendiculaires (cf. Fig. 5. 8 et Fig. 5. 11) peut donc cisailer le front de flamme. De plus, de par l'effet 3D, le coincement semble plutôt de type latéral sur ce fluxmètre, contrairement à ce à quoi on s'attendait avec les visualisations strioscopiques (cf. § 3.4.1), ce qui peut expliquer que le flux maximal en turbulent soit inférieur au flux maximal en laminaire lors du coincement frontal.

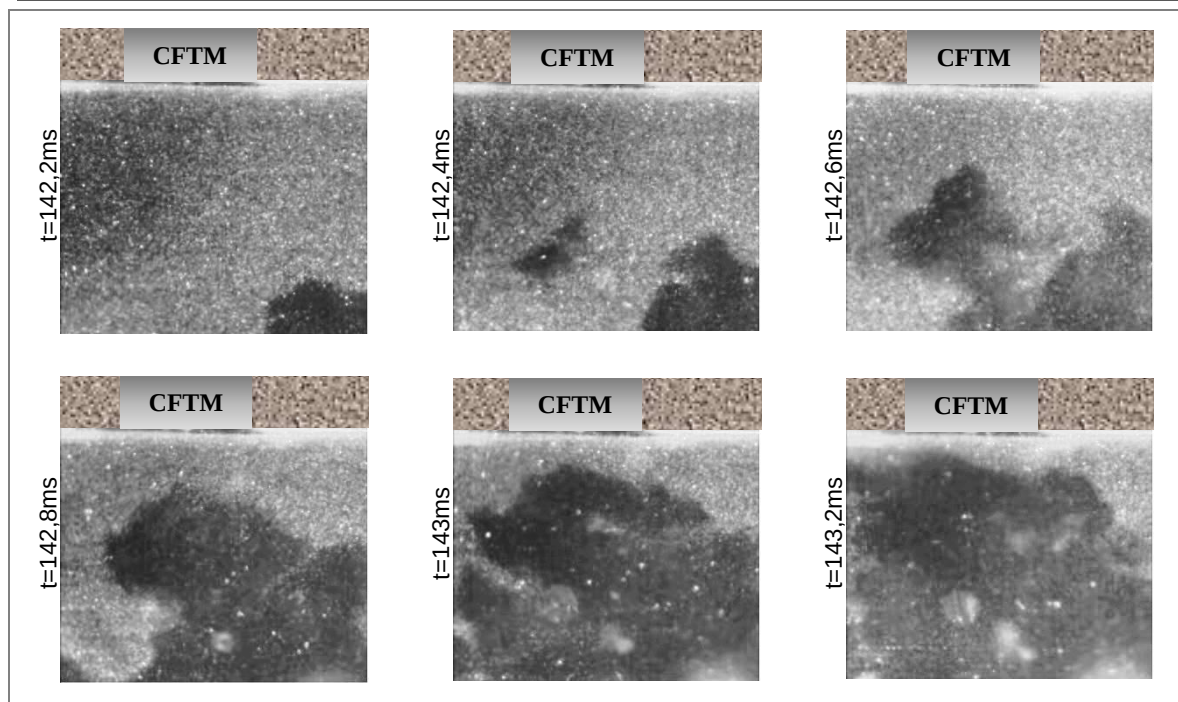


Fig. 5. 9 : Visualisation du front de flamme par tomographie - CFTM "électrode", $r = 1$, $T_w = 298\text{ K}$

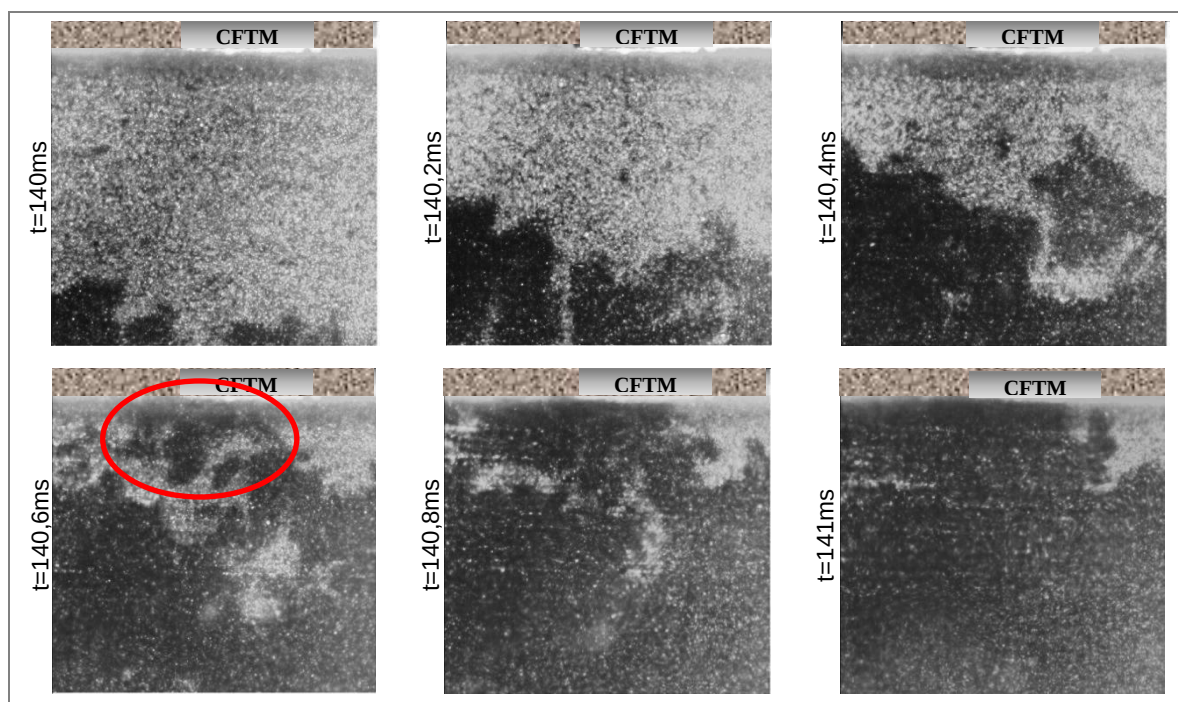


Fig. 5. 10 : Visualisation du front de flamme par tomographie - CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 298\text{ K}$

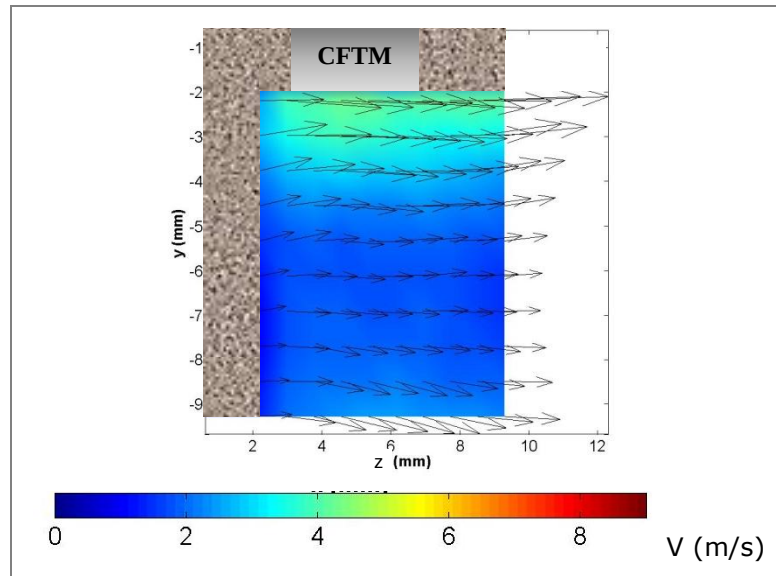


Fig. 5. 11 : Etude de l'aérodynamique devant le CFTM « injecteur » 6,4 ms avant le coincement - $T_w = T_{amb}$, $r = 1$, plan transversal, moyenne temporelle sur 4 ms

On notera qu'avec un mélange méthane/air à richesse 0,7, Boust [1] observait un coincement latéral sur le fluxmètre « électrode » (il l'a nommé fluxmètre central). Il observait alors un flux thermique 50 % plus grand sur le fluxmètre « injecteur » (il l'a nommé fluxmètre latéral) que sur le fluxmètre « électrode » (cf. Fig. 5. 12), pour une pression de coincement et une température de paroi identiques.

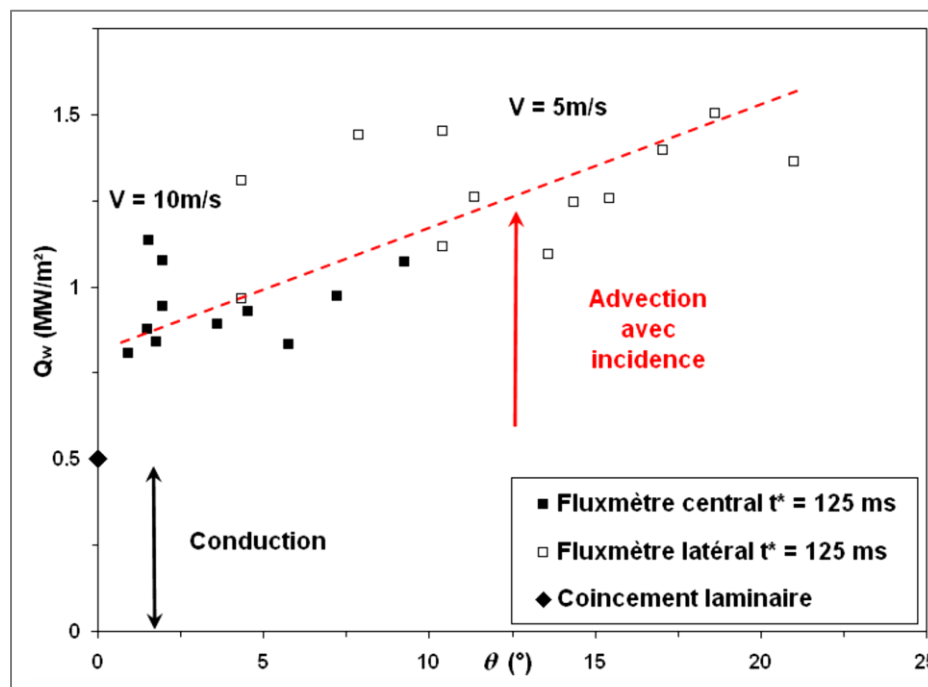


Fig. 5. 12 : Effet de la direction d'écoulement sur le flux - CH_4 /air, $r = 0,7$, $P_q = 9,5$ bar [1]

L'effet convectif de l'écoulement moyen semble moins important sur la flamme lorsque le mélange est à richesse 1 qu'à richesse 0,7. C'est ce qui est vérifié dans la partie suivante.

5.3.3. Effet de la richesse

D'après les résultats précédents, il semble que l'écoulement moyen n'ait pas le même effet sur la densité de flux thermique pariétal selon la richesse du mélange. On notera que les conditions expérimentales de Boust ne sont pas exactement identiques à celles de ces travaux. Des mesures de flux pariétaux ont donc été effectuées, grâce au fluxmètre « injecteur », lorsque les parois de la chambre sont à 298 K pour un mélange à richesse 0,7 et 1. Sur la figure 5.13, on a reporté les mesures obtenues à richesse 0,7 et 1 en régime turbulent. Comme pour le mélange stœchiométrique, on peut relier la densité de flux thermique maximale (en MW/m²) à la pression au moment du coincement (en bar) à richesse 0,7 à partir de mesures de flux lors de coincement frontal en régime laminaire réalisées en bombe sphérique par Boust [1], pour des pressions supérieures à 2,5 bar (Eq. 5.2). Ces relations (Eq. 5.1 et 5.2) ont également été reproduites sur la figure 5.13 afin d'observer l'effet de l'aérodynamique sur la densité de flux thermique pariétal maximale pour ces deux richesses.

$$r = 0,7 : Q_{w,max} = 0,2338 \cdot \ln(P_Q) + 0,1079 \quad (\text{Eq. 5.2})$$

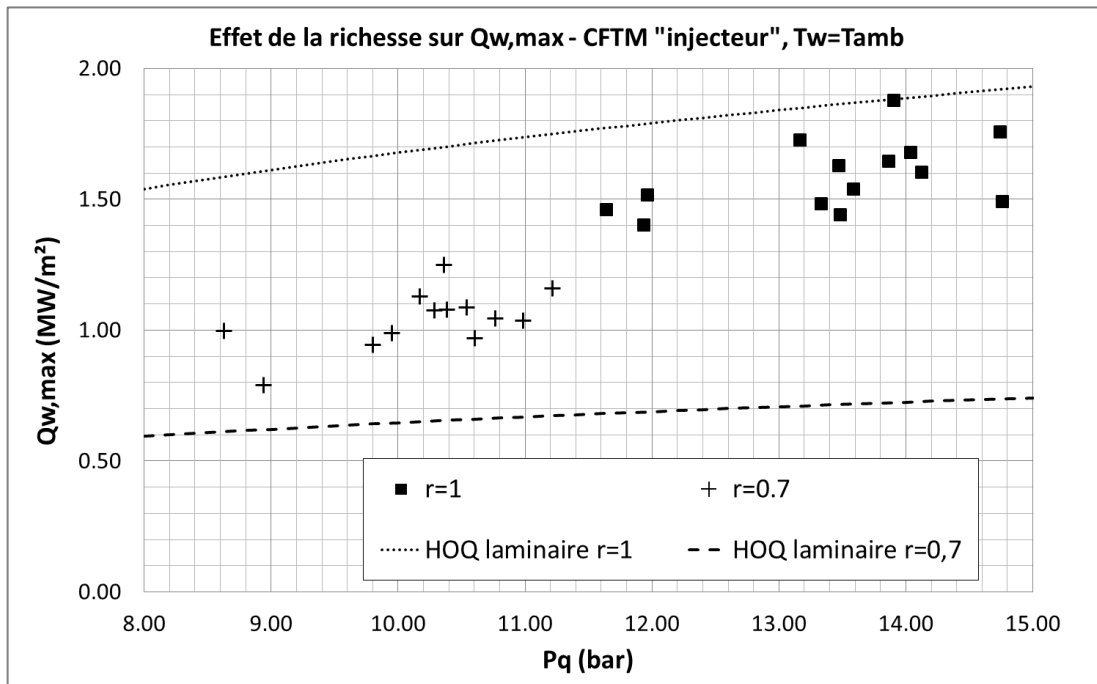


Fig. 5. 13 : Effet de la richesse sur l'interaction flamme turbulente-paroi CFTM "injecteur", $T_w = T_{amb}$

Tout d'abord, on remarque qu'il y a une forte disparité de la pression de coincement ($\pm 20\%$) pour les deux richesses étudiées alors que, pour une même richesse, les conditions initiales sont a priori identiques. Comme la combustion est turbulente, la flamme n'arrive pas sur le fluxmètre au même instant à chaque essai. Si la flamme arrive plus tard (respectivement tôt) sur ce fluxmètre, le front de flamme a eu le temps de consommer plus (respectivement moins) de gaz frais, ce qui provoque alors une pression plus élevée (respectivement faible) au moment du coincement. Une illustration de cette disparité est présentée dans la partie 5.3.5.

Ensuite, la comparaison des résultats obtenus lors de combustions laminaires et turbulentes montre que l'aérodynamique devant le fluxmètre « injecteur » n'a pas le même effet sur la densité de flux thermique pariétal maximale pour les deux richesses

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

étudiées. En effet, elle fait augmenter ce flux pour le mélange pauvre, mais le fait diminuer pour le mélange stœchiométrique. On remarque que la densité maximale de flux thermique pariétal augmente d'environ 60 % lorsque la richesse passe de 0,7 à 1, alors que la pression au moment du coincement augmente d'environ 30 %. Or, pour une même pression de coincement, on a vu dans la partie 1.3.2 qu'en combustion laminaire, l'augmentation du pic de flux était de 300 % lorsque la richesse passait de 0,7 à 1. Mais en combustion laminaire, seule la puissance de flamme changeait (trois fois plus grande à richesse 1 qu'à richesse 0,7), c'était donc cette puissance qui était à l'origine de cette forte différence. En combustion turbulente, on peut penser que l'effet convectif de l'écoulement est tel que son influence sur l'interaction flamme-paroi est prépondérante sur celle de la puissance de flamme. Mais sur la figure 5.14, on remarque que la vitesse moyenne de l'écoulement et l'angle entre le fluxmètre et l'écoulement moyen sont plus grands pour le mélange stœchiométrique. Ça n'explique donc pas pourquoi l'écoulement moyen fait augmenter la densité de flux thermique pariétal maximale pour le mélange pauvre et la fait diminuer pour le mélange stœchiométrique. Mais, comme on le voit sur la figure 5.15, le régime de combustion n'est pas le même à richesse 0,7 et 1. De plus, comme on l'a vu précédemment, on suppose qu'à cette richesse, l'écoulement moyen a tendance à provoquer un cisaillement du front de flamme qui pourrait alors devenir non négligeable devant ce fluxmètre, ce qui entraînerait une distance de coincement plus élevée et donc un pic de flux plus faible qu'en laminaire. Alors que pour le mélange pauvre, la flamme suit l'écoulement qui provoque alors une densité de flux thermique pariétal maximale plus élevée en combustion turbulente qu'en combustion laminaire.

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

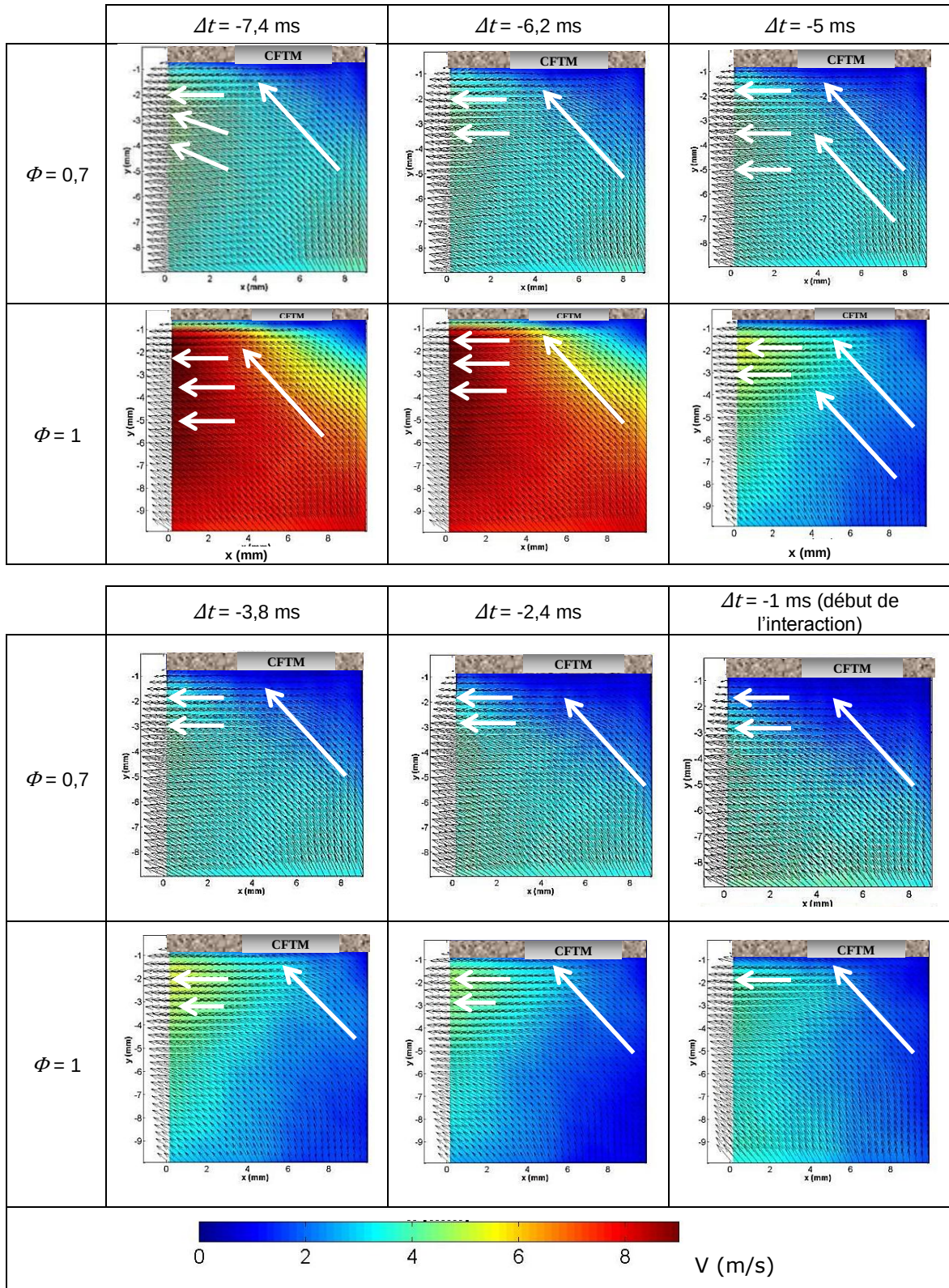


Fig. 5. 14 : Effet de la richesse sur l'aérodynamique devant le CFIM "injecteur" avant le coincement - $T_w = T_{amb}$ plan principal, moyenne temporelle sur 4 ms

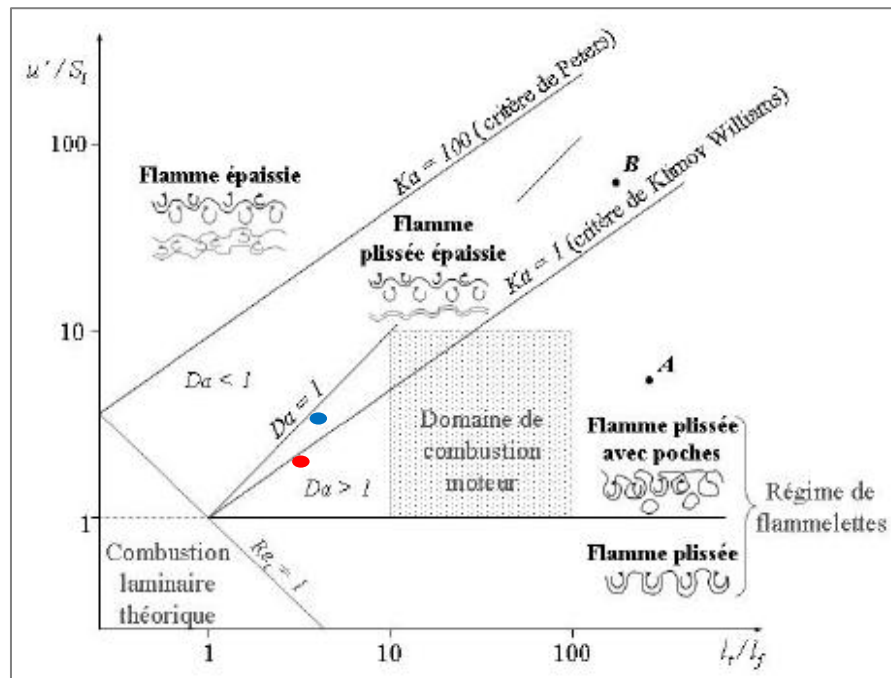


Fig. 5.15 : Points de fonctionnement étudiés (bleu : richesse 0,7 ; rouge : richesse 1)

5.3.4. Effet de la température de paroi

Fluxmètre « électrode »

L'effet de la température de paroi sur la densité de flux thermique pariétal maximale a été tout d'abord étudié sur le fluxmètre « électrode » pour un mélange stœchiométrique. On remarque sur la figure 5.16 que la pression au moment du coincement est beaucoup plus dispersée lorsque les parois sont chauffées, cela signifie que l'instant de l'interaction flamme-paroi varie davantage lorsque les parois, et donc les gaz frais, sont chauffés.

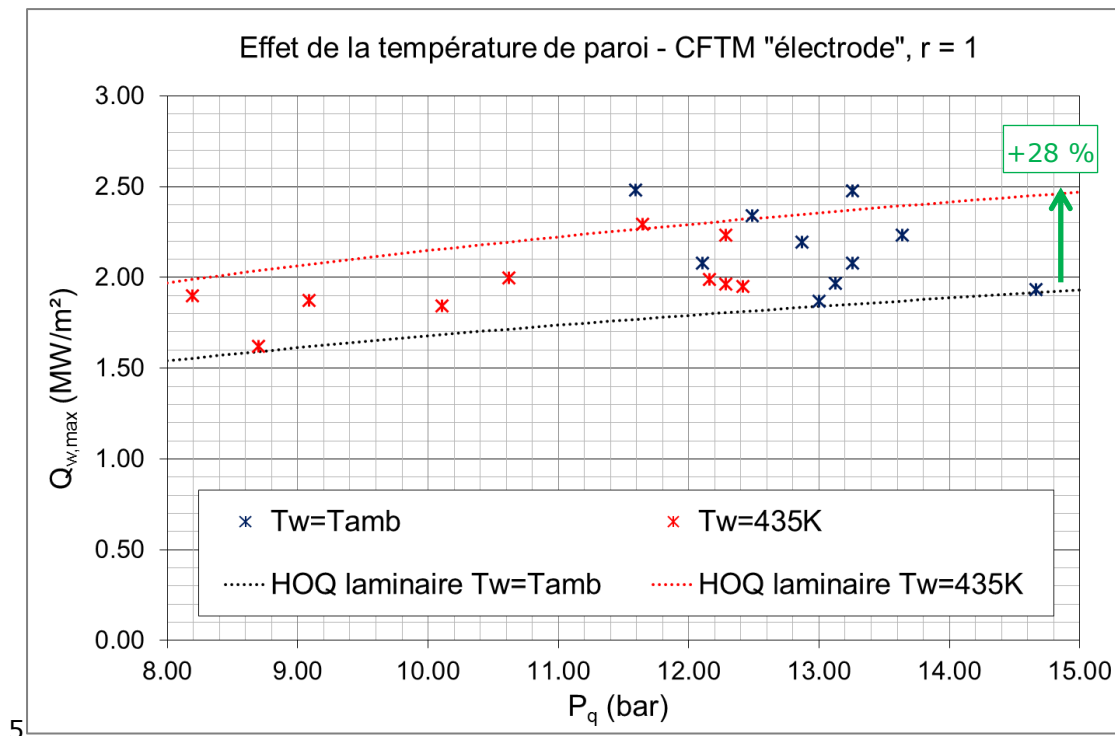


Fig. 5.16 : Effet de la température de paroi sur la densité de flux maximale CFTM "électrode", $r = 1$

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

On remarque tout d'abord sur la figure précédente que la modification de la température de paroi d'accompagne d'une modification de la pression au moment du coincement. Or, la pression au moment du coincement est un autre paramètre influant la densité de flux thermique pariétal maximale. On a vu dans le chapitre précédent en combustion laminaire que l'augmentation de la température de paroi, de 295 à 445 K, provoque une augmentation de la densité de flux thermique pariétal maximale de 28 % lors du coincement frontal ***pour une même pression au moment du coincement***. Sur la figure 5.16, on a utilisé cette augmentation de 28 % pour obtenir une estimation de la densité de flux thermique pariétale en fonction de la pression de coincement pour une température pariétale de 435 K en configuration laminaire. On remarque alors sur cette figure que la densité de flux thermique pariétale est plus grande en régime turbulent qu'en laminaire pour une température de paroi de 298 K. Pour une température pariétale de 435 K, la densité de flux thermique pariétal maximale en régime turbulent est inférieure à celle en régime laminaire. On a vu dans la partie 5.3.2 que pour une température pariétale de 298 K, le front de flamme était peu cisailé par l'écoulement moyen, c'est pourquoi le flux pariétal est plus grand en régime turbulent qu'en laminaire. Or, on remarque sur la figure 5.17 que l'écoulement moyen est parallèle à la paroi pour les deux températures pariétales mais la vitesse à proximité du fluxmètre est 2 fois plus importante lorsque les parois sont chaudes. L'effet de cisaillement peut donc devenir non négligeable par rapport aux pertes thermiques pariétales lorsque les parois sont à 435 K, ce qui expliquerait pourquoi les flux en régime turbulent sont inférieurs à ceux en régime laminaire.

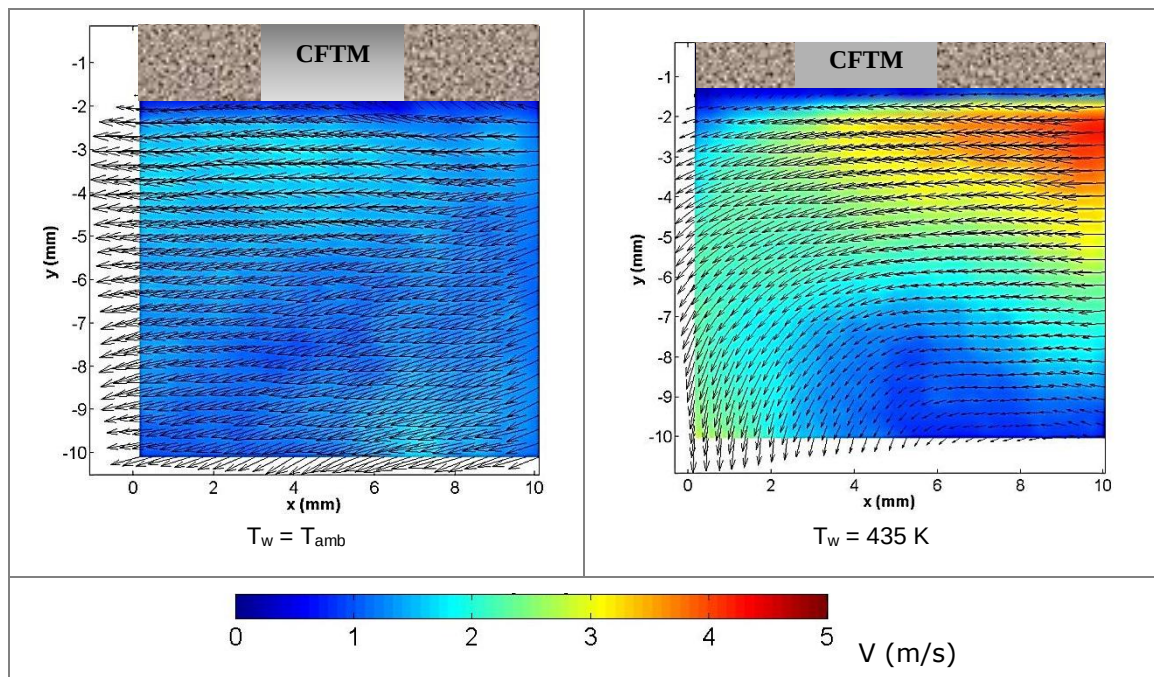


Fig. 5. 17 : Effet de la température de paroi sur l'écoulement en proche paroi 6,4 ms avant le coincement - CFTM "électrode", $r = 1$, plan principal

Fluxmètre « injecteur »

L'effet de la température de paroi sur la densité de flux thermique pariétal maximale a été ensuite étudié sur le fluxmètre « injecteur » pour des mélanges à richesse 0,7 et 1.

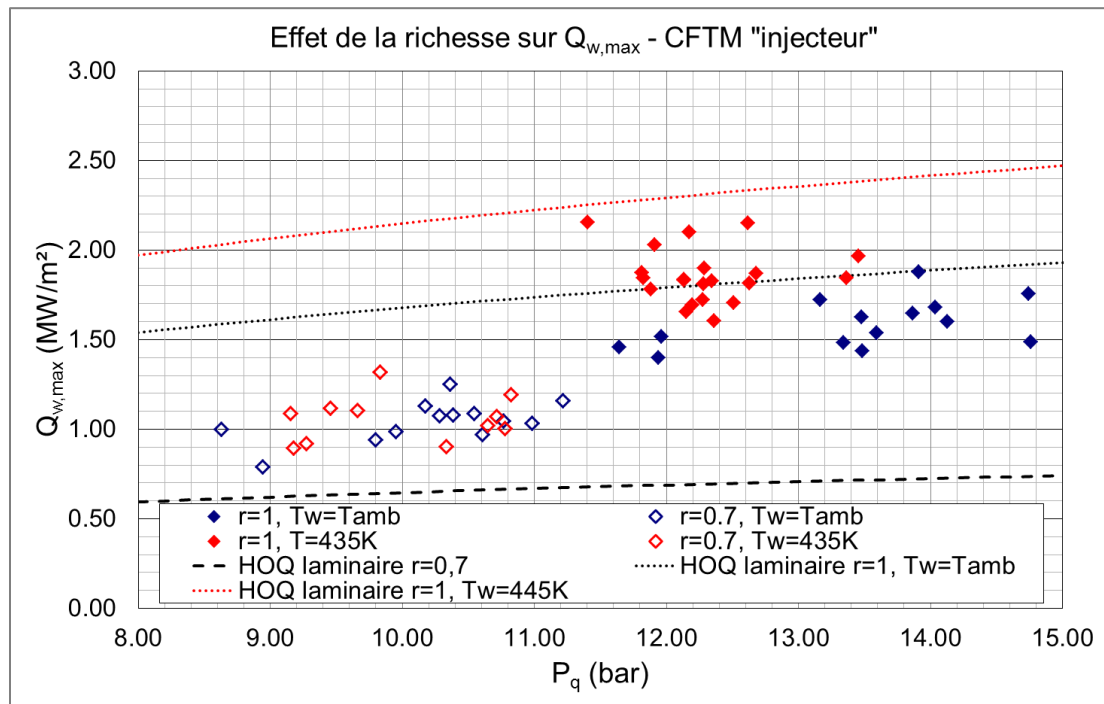


Fig. 5. 18 : Effet de la température de paroi sur la densité de flux maximale – CFTM "injecteur"

Concernant le mélange pauvre, où la flamme est convectée par l'écoulement moyen (cf. § 5.3.2), on remarque sur la figure 5.18 que la température de paroi n'influe ni sur la densité de flux thermique pariétal maximale, ni sur la pression moyenne à l'instant du coincement. Or, 1 ms avant le coincement, soit lorsque la flamme n'est pas encore dans la zone d'acquisition, la vitesse moyenne de l'écoulement est 2 à 3 fois plus importante devant le fluxmètre lorsque la température de paroi passe de 298 à 435 K (cf. Fig. 5. 19). La flamme est donc davantage « projetée » contre la paroi. On suppose que cette différence de vitesse ne doit pas être assez grande pour provoquer une différence sensible de l'effet convectif de l'écoulement sur l'interaction flamme-paroi.

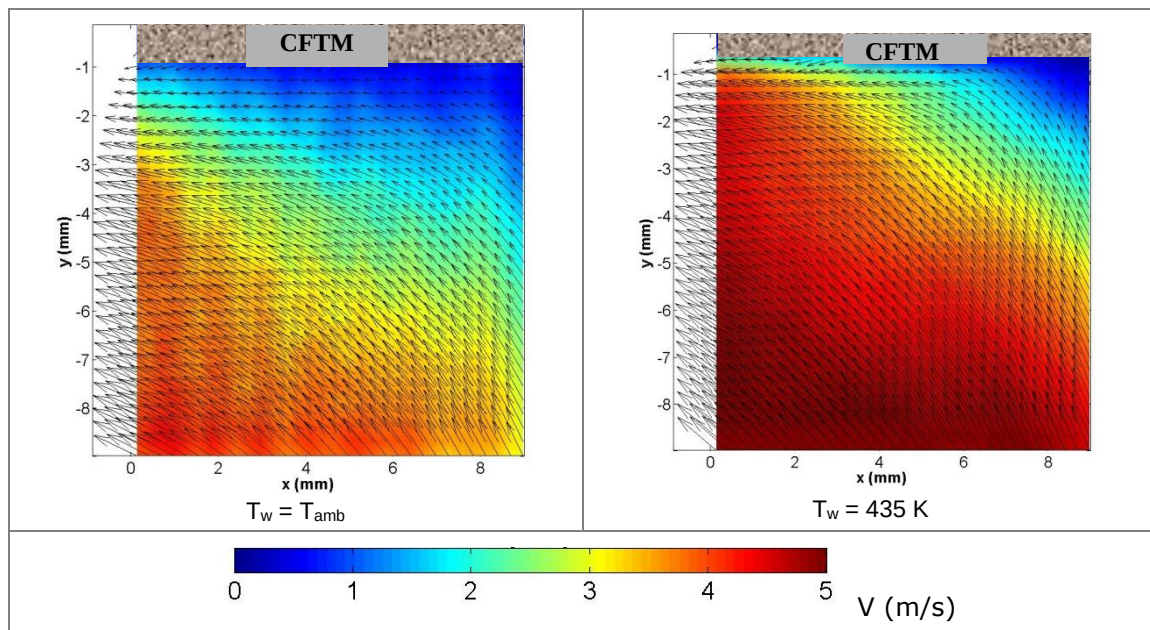


Fig. 5. 19 : Effet de la température de paroi sur l'écoulement en proche paroi 1 ms avant le coincement - CFTM "injecteur", $r = 0,7$

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

Concernant le mélange stœchiométrique, la densité de flux augmente de 20 % lorsque la température de paroi passe de 298 à 435 K alors que la pression au moment du coincement moyenne varie peu. Or, en combustion laminaire, pour une même pression de coincement, la densité de flux augmente respectivement de 12 % et de 28 % en coincement latéral et frontal lorsque la température de paroi passe de 298 à 450 K. L'augmentation de 20 % se situe donc entre l'augmentation observée en coincement frontal et celle observée en coincement latéral, ce qui confirme ce que l'on a vu précédemment, à savoir que l'on est dans un cas intermédiaire entre le coincement frontal et le coincement latéral sur le fluxmètre « injecteur ». De plus, pour les deux températures pariétales, on remarque que la densité de flux thermique pariétal maximale est plus petite en turbulent qu'en laminaire. On retrouve donc le fait que le cisaillement du front de flamme dû à l'écoulement ne doit pas être négligeable par rapport aux pertes thermiques pariétales sur ce fluxmètre.

Dépendance des différents paramètres

Dans la partie 3.3, on a montré que l'on ne peut pas modifier la température de la paroi sans changer la température des gaz frais. Or, la puissance de flamme dépend de la température des gaz frais :

$$q_l^0 = \rho_u(T) \cdot S_l(T) \cdot Y_F \cdot \Delta H \quad (\text{Eq. 5.3})$$

ρ_u varie en $T^{1.1}$ alors que S_l varie en $T^{1.7}$ (cf. Eq. 4.1, § 4.3). Donc la puissance de flamme varie en $T^{0.7}$. Donc une hausse de la température des gaz frais provoque une augmentation de la puissance de flamme et donc du pic de flux. De même, cette hausse de la température des gaz frais provoque une augmentation de leur viscosité et donc de la vitesse moyenne de l'écoulement (cf. § 3.4.2). De plus la masse introduite diminue lorsque la température de la paroi augmente. Il est donc délicat d'étudier l'effet de chaque paramètre sur l'interaction flamme-paroi indépendamment les uns des autres.

5.3.5. Exemples de dispersions de pression de coincement et de maximum de densité de flux thermique pariétal

Pour des conditions initiales identiques, on remarque sur les figures 5.7, 5.13, 5.16 et 5.18, que pour un même maximum de densité de flux thermique pariétal, il y a une grande dispersion en termes de pression au moment du coincement. De même, pour une même pression de coincement, la densité de flux thermique pariétal maximale peut être différente. Les figures 5.20 et 5.21 montrent les évolutions temporelles d'essais illustrant ces deux phénomènes. Les caractéristiques des quatre essais utilisés sur ces deux figures sont :

essai	r	T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$Q_{w,max}$ (MW/m ²)	P_q (bar)
1	1	435	2,78	12,64	2,15	12,62
5	1	435	2,74	12,25	1,87	11,82
14	1	435	2,79	12,81	1,81	12,63
15	1	435	2,74	12,68	1,87	12,68

Tab. 5. 1 : Caractéristiques des quatre essais présentés sur les figures ci-après

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

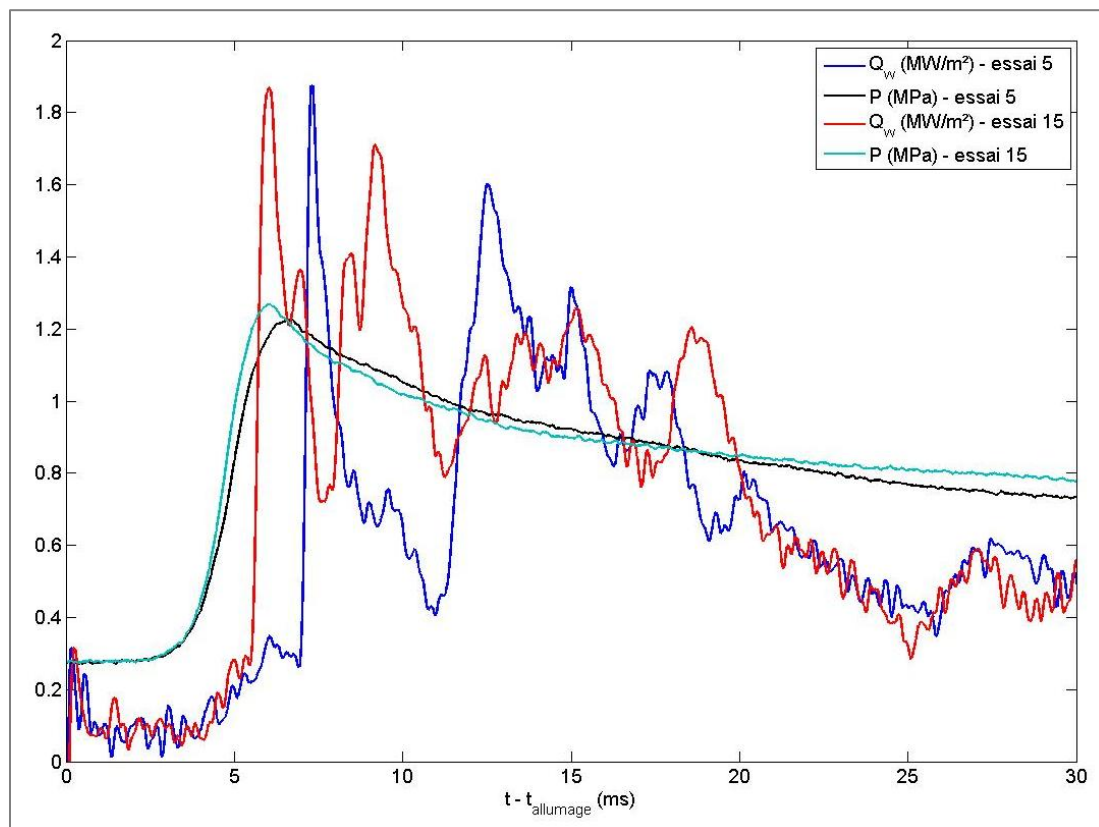


Fig. 5. 20 : Evolutions temporelles de la pression et de la densité de flux thermique pariétal - CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 435$ K

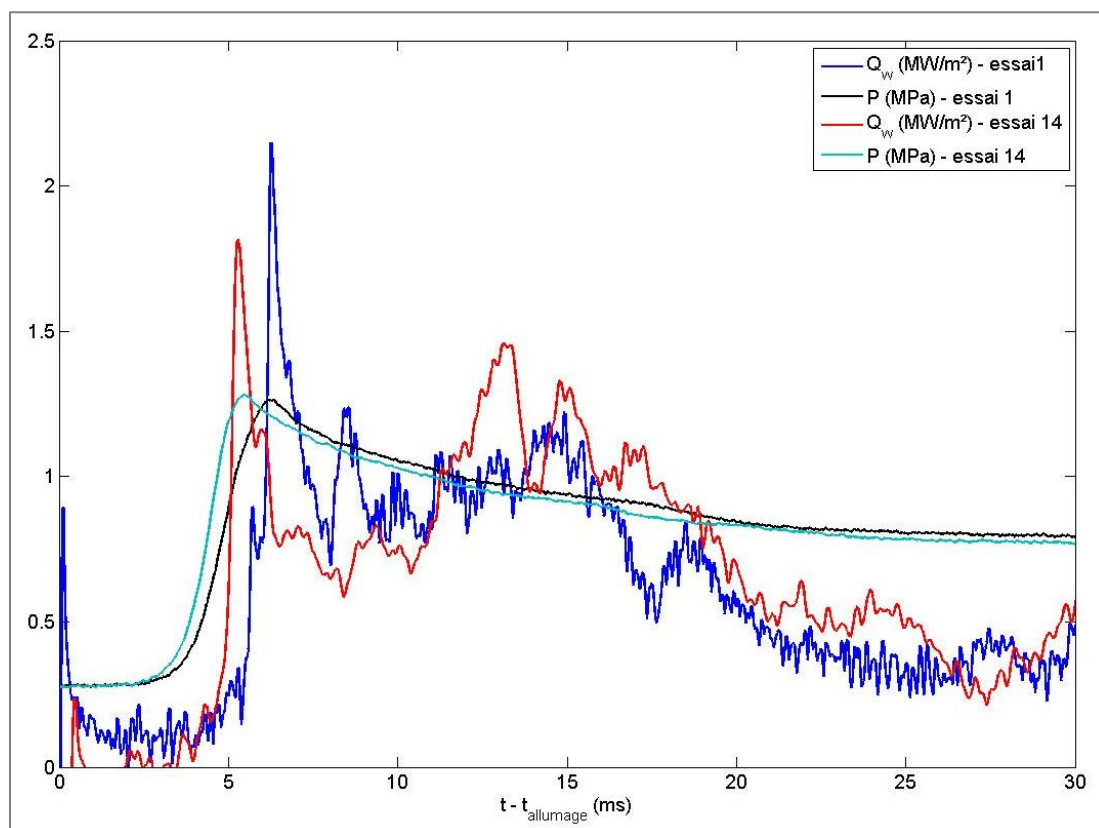


Fig. 5. 21 : Evolutions temporelles de la pression et de la densité de flux thermique pariétal - CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 465$ K

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

On remarque sur les deux figures précédentes que le temps de combustion, de l'ordre de 6 ms, varie également. L'écart-type de ce temps est en fait de 0,5 ms. De plus, concernant l'essai 5, la pression maximale est plus faible que pour les autres essais présentés. Cette faible pression maximale peut être due à la propagation de la flamme. En effet, on remarque sur les visualisations directes, dans le plan de face et dans le plan transverse (cf. figures 5.22 et 5.23), que pour des conditions initiales identiques, la flamme atteint les parois à des instants différents. Or, si la flamme touche plus tôt les parois, les pertes thermiques pariétales seront plus importantes avant l'instant où la pression est maximale, ce qui provoque une pression maximale plus faible, comme on l'a vu dans la partie 3.2.2..

Sur la figure 5.20, on remarque que la densité de flux thermique pariétal maximale est identique mais la pression au moment du coincement est plus faible pour l'essai 5. En plus d'une pression maximale plus faible pour cet essai, l'interaction flamme-paroi sur ce fluxmètre se fait également après le pic de pression d'où une pression au moment du coincement plus faible que pour l'essai 15 où le coincement de la flamme a lieu lorsque la pression est maximale.

Sur la figure 5.21, on remarque que le pic de flux a lieu lorsque la pression est maximale pour l'essai 1 et légèrement après pour l'essai 14. Or la pression maximale est légèrement supérieure pour l'essai 14, on obtient ainsi une pression à l'instant du coincement égale pour ces deux essais. Par contre le pic de densité de flux est plus élevé pour l'essai 1. Une investigation sur les causes de ces dispersions de densité de flux maximale pour une même pression de coincement est présentée dans la partie 5.5.

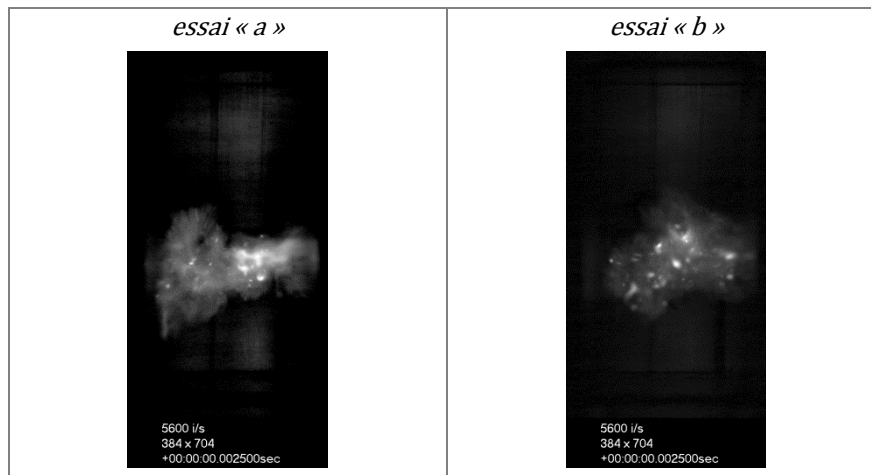


Fig. 5. 22 : Comparatif de la propagation de la flamme pour 2 tirs différents à une même condition initiale - visualisation directe, vue transverse, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 298 \text{ K}$

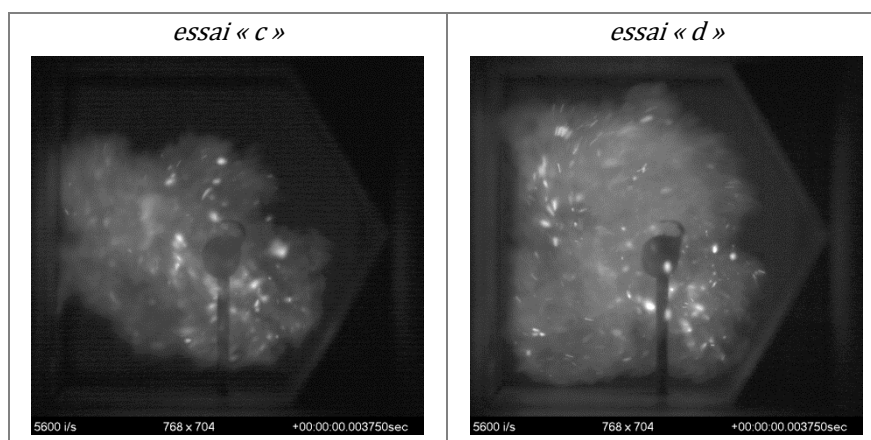


Fig. 5. 23 : Comparatif de la propagation de la flamme pour 2 tirs différents à une même condition initiale - visualisation directe, vue de face, CH_4/air , $r = 1$, $T_w = 298 \text{ K}$

5.4. Base de données pour la comparaison des résultats expérimentaux aux résultats numériques de type RANS ou LES

Comme expliqué lors de l'introduction et du premier chapitre de ce mémoire, ces travaux font partie du projet A.N.R. InterMAC. En effet, cette étude expérimentale permet d'obtenir une base de données afin d'évaluer les modèles d'interaction flamme-paroi développés lors de ce projet. Les résultats numériques étant issus d'un modèle de type RANS, il a été nécessaire de s'attarder sur les valeurs moyennes des différents paramètres : vitesse (et donc intensité de turbulence), pression et densité de flux thermique pariétal.

Une modélisation de type RANS simule une moyenne temporelle des résultats expérimentaux, et ce sans se soucier de l'instant du coincement qui diffère d'un essai à l'autre. Il suffit donc de moyenner directement la pression globale, la densité de flux thermique pariétal, la vitesse et l'intensité de turbulence, c'est une moyenne d'ensemble. Le problème avec ce type de moyenne est que comme l'interaction flamme-paroi est un phénomène local qui n'intervient pas toujours au même instant (cf. § 5.3.5.), les informations sur le pic de flux pariétal dû à cette interaction sont donc moins mises en évidence. Nous allons donc comparer les résultats obtenus avec une moyenne d'ensemble et ceux obtenus avec une moyenne synchronisée. Cette dernière moyenne permet

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

d'obtenir une flamme « moyenne » avec les résultats expérimentaux. Il faut donc tout d'abord recentrer tous les essais par rapport à l'instant de coïncement ($t_Q = t_0$) pour les mesures locales, c'est-à-dire la vitesse, l'intensité de turbulence et la densité de flux thermique pariétal. Ensuite on peut calculer la moyenne d'ensemble des champs de vitesses et de la densité de flux thermique pariétal. Finalement, on décale l'échelle de temps grâce au temps de coïncement moyen. Comme la pression est une mesure globale, il n'est pas nécessaire de recentrer les essais par rapport à leur instant de coïncement avant de calculer la pression moyenne.

Les figures suivantes représentent les moyennes d'ensemble (moyenne de type RANS) et les moyennes synchronisées des essais effectués sur le fluxmètre « injecteur » pour une température de paroi à 298 et 435 K, et un mélange à richesse 0,7 et 1.

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

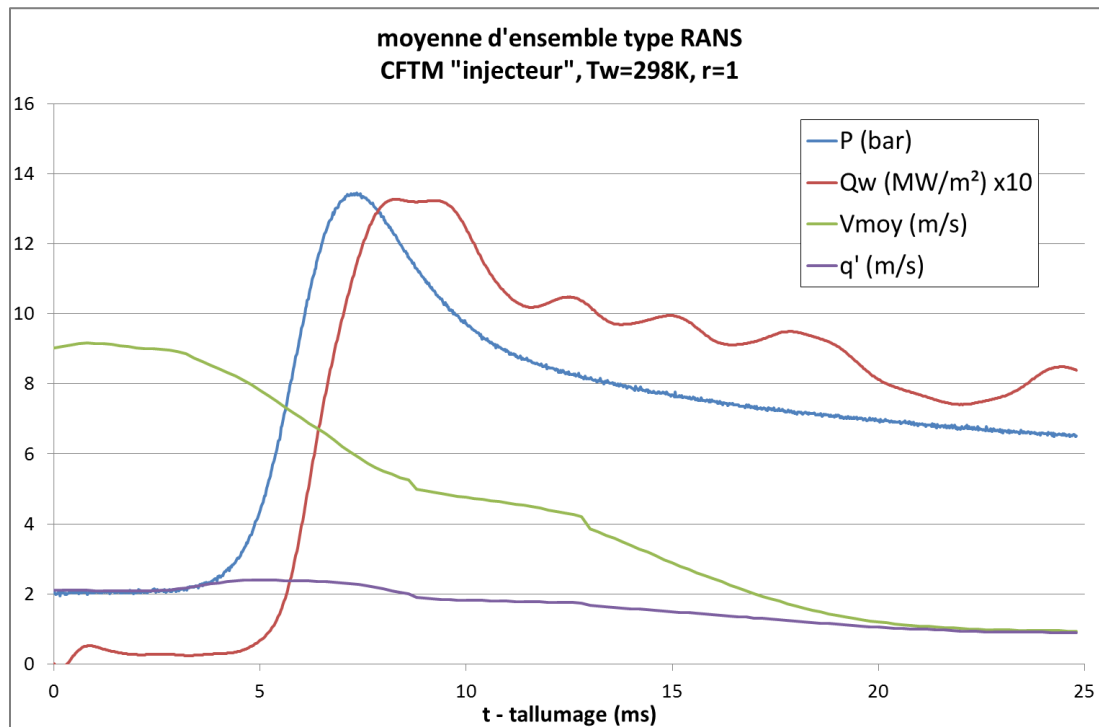


Fig. 5. 24 : Evolutions temporelles des moyennes de type RANS de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 298 K$

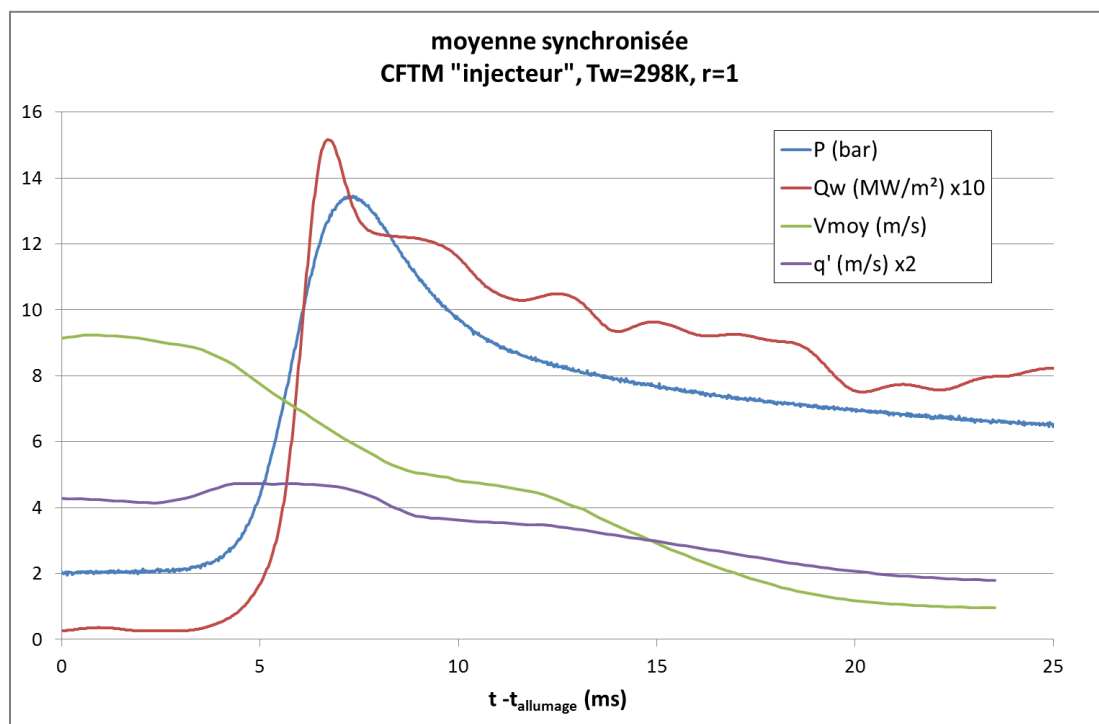


Fig. 5. 25 : Evolutions temporelles des moyennes synchronisées de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 298 K$

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

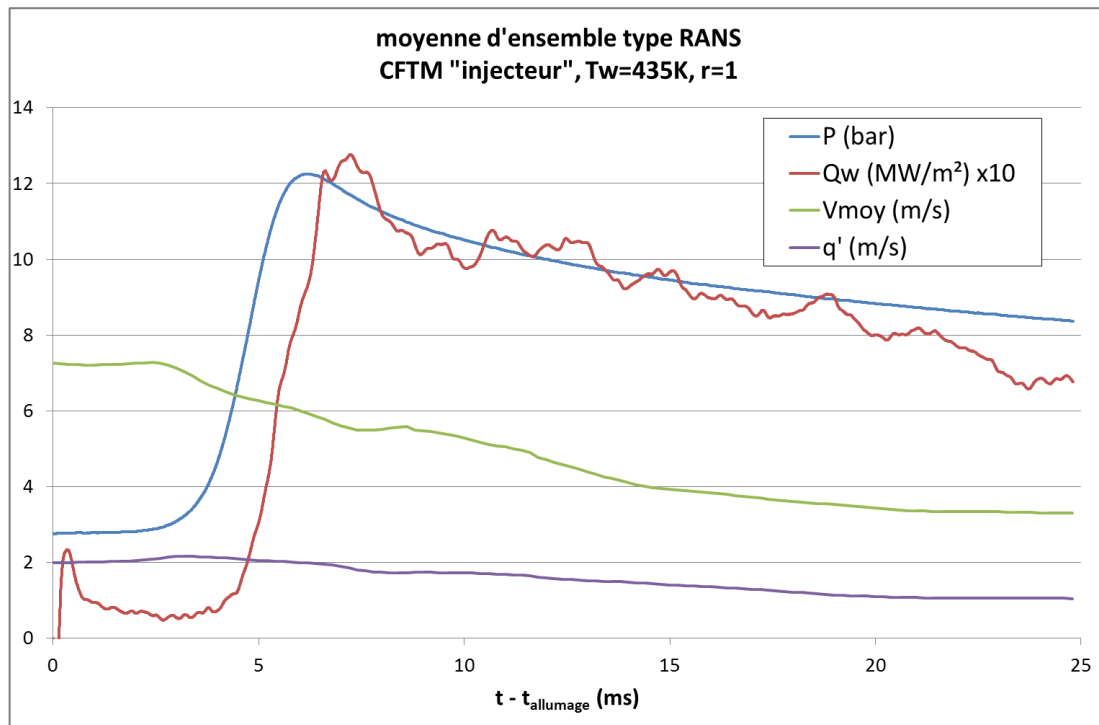


Fig. 5. 26 : Evolutions temporelles des moyennes de type RANS de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 435 K$

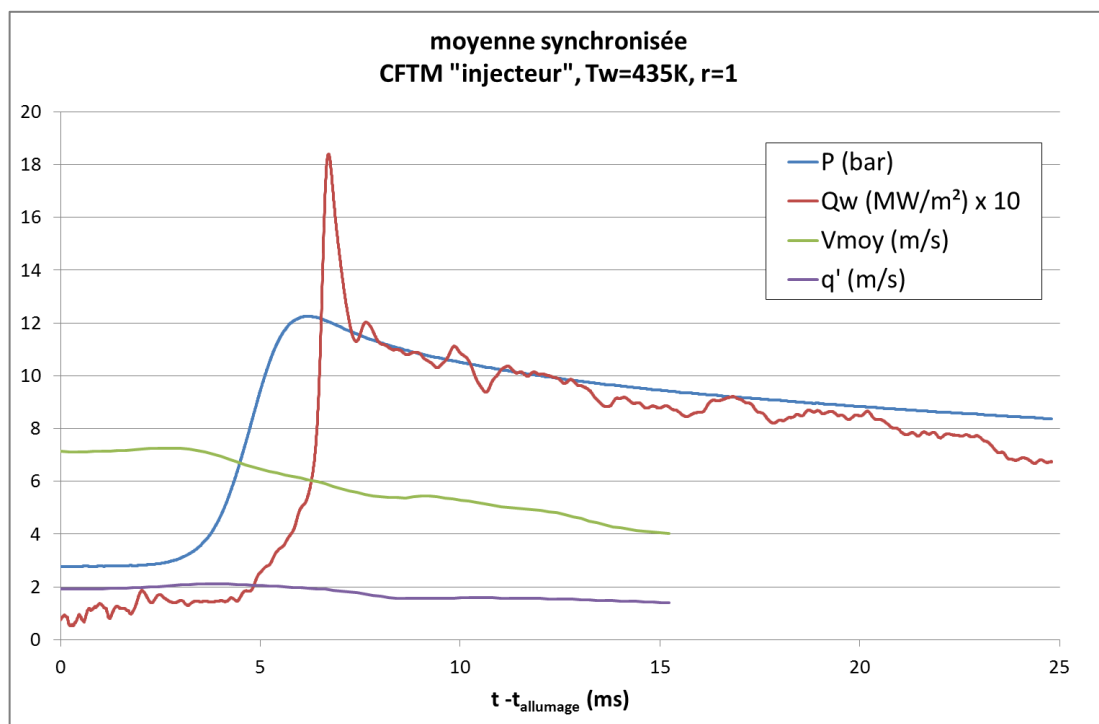


Fig. 5. 27 : Evolutions temporelles des moyennes synchronisées de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 1$, $T_w = 435 K$

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

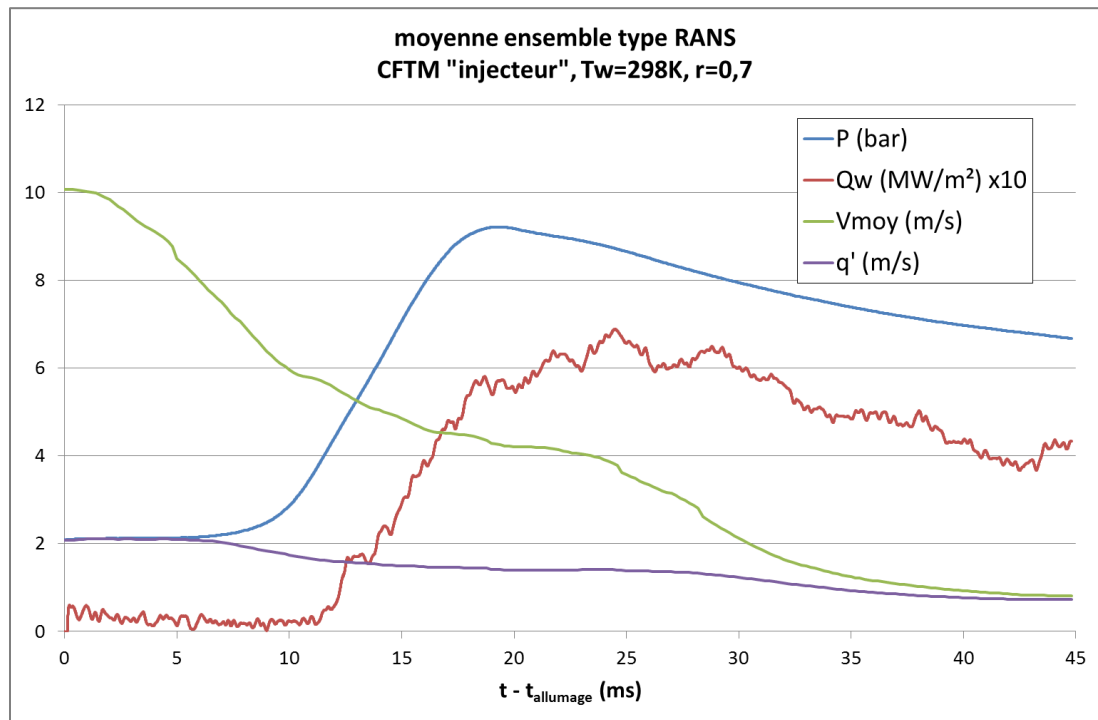


Fig. 5. 28 : Evolutions temporelles des moyennes de type RANS de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 0,7$, $T_w = 298 \text{ K}$

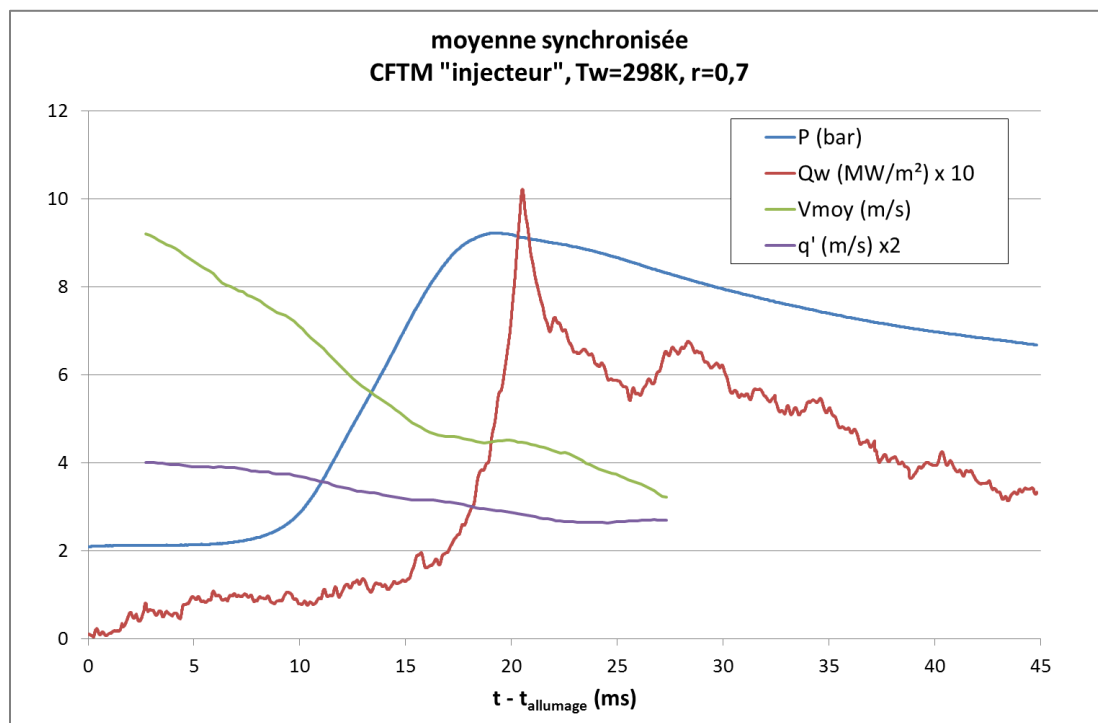


Fig. 5. 29 : Evolutions temporelles des moyennes synchronisées de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 0,7$, $T_w = 298 \text{ K}$

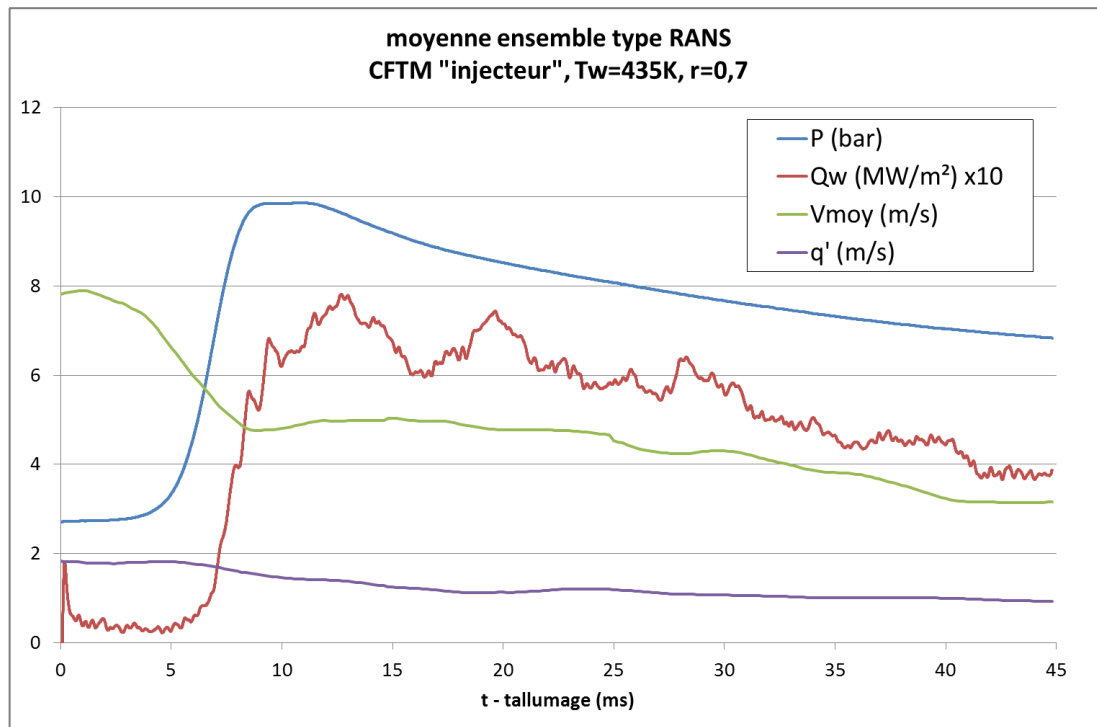


Fig. 5. 30 : Evolutions temporelles des moyennes de type RANS de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 0,7$, $T_w = 435 \text{ K}$

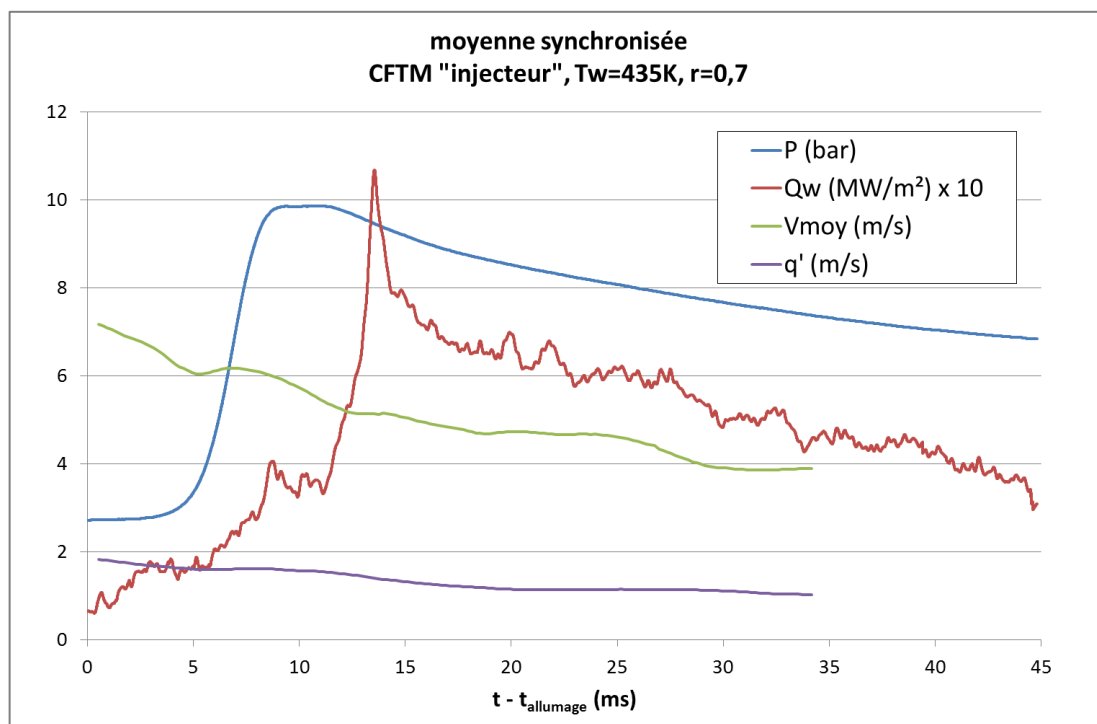


Fig. 5. 31 : Evolutions temporelles des moyennes synchronisées de la pression, de la densité de flux thermique pariétal, de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence CFTM "injecteur", $r = 0,7$, $T_w = 435 \text{ K}$

Concernant la densité de flux thermique pariétal, on remarque que les pics secondaires dus à l'interaction entre les gaz brûlés et la paroi ont disparus, et ce avec les deux types de moyenne. Le pic de flux dû à l'interaction flamme-paroi reste quant à lui visible avec la moyenne synchronisée alors qu'il a disparu avec la moyenne de type RANS. Le flux est en fait fortement lié à l'évolution de la pression.

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

Concernant la pression, on remarque à richesse 0,7 que la pression maximale présente la forme d'un « plateau ». Ceci est dû au fait que l'instant où la pression est maximale est différent d'un essai à l'autre. C'est moins le cas pour le mélange stœchiométrique. Ceci confirme que la flamme est convectée par l'écoulement à richesse 0,7 et est moins sensible à cet effet convectif à richesse 1. Le développement du front de flamme est alors plus fluctuant à richesse 0,7 car plus dépendant de l'écoulement. Le temps de combustion diminue lorsque la température des parois augmente, et ce de manière plus prononcée pour le mélange pauvre.

5.5. Etude des dispersions de 2nd ordre de la densité de flux thermique pariétal maximale

5.5.1. Introduction

Les études de Sotton [19] et de Boust [1] ont montré que la pression au moment du coincement a un effet du 1^{er} ordre sur la densité de flux thermique pariétal maximale. Dans cette partie, on cherche les sources des dispersions du 2nd ordre observées lorsque la pression au moment du coincement est identique. En effet, pour le même type de coincement, la même température de paroi et la même pression au moment du coincement, on observe sur la figure suivante qu'il y a des dispersions de densité de flux thermique pariétal maximale. Pour cette étude, on se concentre sur le groupe d'essais présentant la plus forte dispersion, c'est-à-dire celui qui est fléché sur la figure 5.32. Le tableau 5.2 donne les différentes caractéristiques des essais appartenant à ce groupe.

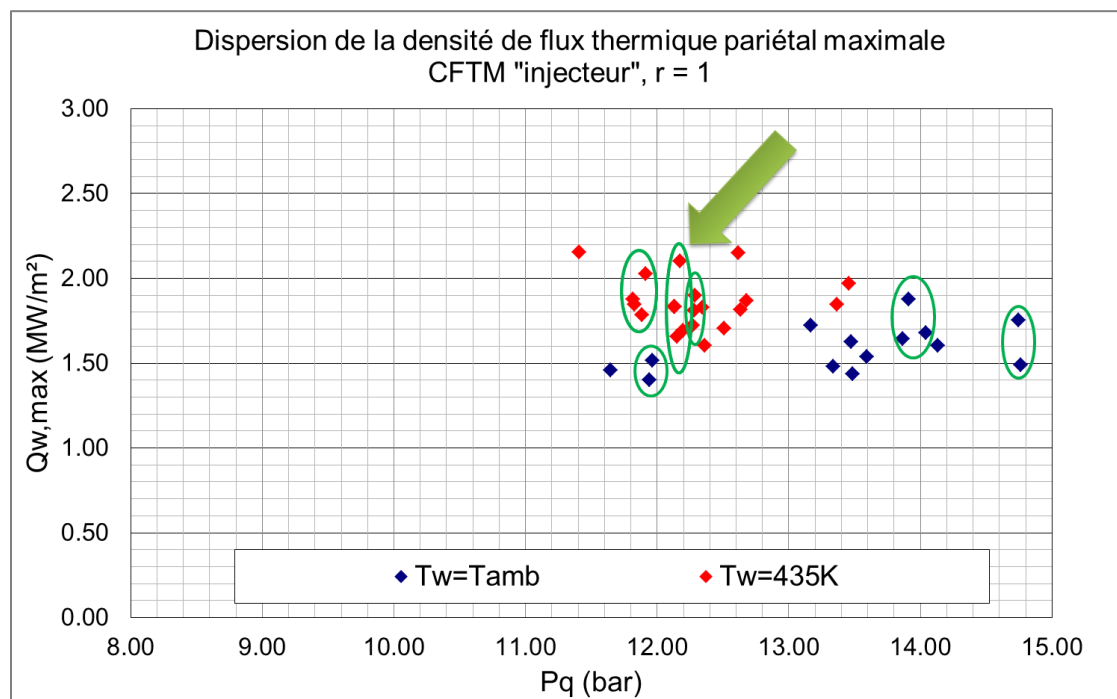


Fig. 5. 32 : Groupe d'étude des dispersions de la densité de flux thermique pariétal maximale - CFTM "injecteur", $r = 1$

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

essai	r	T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$Q_{w,max}$ (MW/m ²)	P_q (bar)
22	1	435	2,76	12,15	1,66	12,15
13	1	435	2,76	12,58	1,69	12,2
8	1	435	2,76	12,2	1,83	12,13
30	1	435	2,76	12,82	1,83	12,13
28	1	435	2,76	12,79	2,1	12,18

Tab. 5. 2 : Caractéristiques des essais du groupe étudié

Par analogie avec ce qui a été observé en laminaire, l'angle d'interaction entre la flamme et la paroi est le 1^{er} paramètre investigué. En effet, la figure 5.33 rappelle qu'en combustion laminaire la densité de flux thermique pariétal maximale est plus petite en coincement latéral qu'en frontal pour une même pression de coincement. C'est pourquoi l'angle entre la normale du front de flamme et le fluxmètre, avant son interaction avec la paroi, a été étudié.

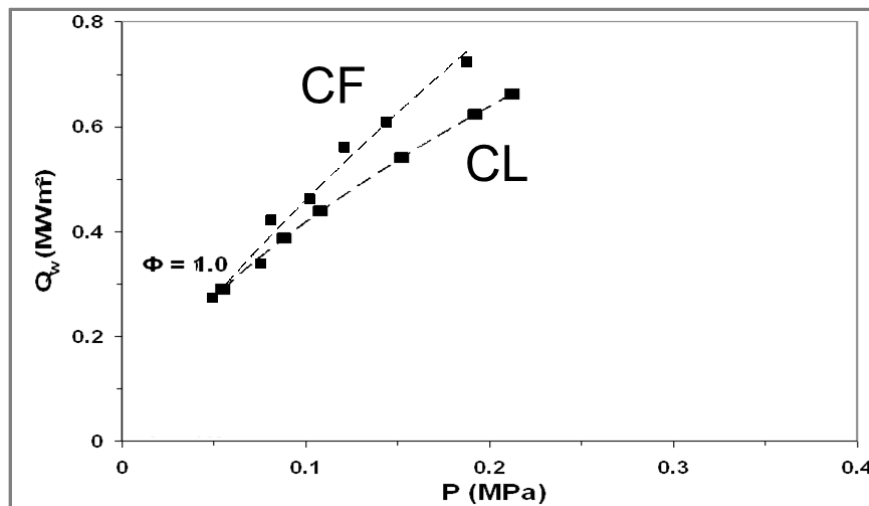


Fig. 5. 33 : Effet du type de coincement sur la densité de flux thermique maximale combustion laminaire, $r = 1$, $T_w = T_{amb}$ [1]

Mais contrairement au régime laminaire, la flamme se propage ici dans un milieu en mouvement qui interagit vraisemblablement lors de la phase de coincement. On s'intéresse donc ensuite aux paramètres de l'écoulement moyen dans la zone de coincement puis aux grandeurs turbulentes. D'ailleurs, pour une richesse 0,7, Boust [1] a montré que la densité de flux thermique pariétal maximale augmentait avec l'angle entre l'écoulement moyen et la paroi (cf. Fig. 5. 34).

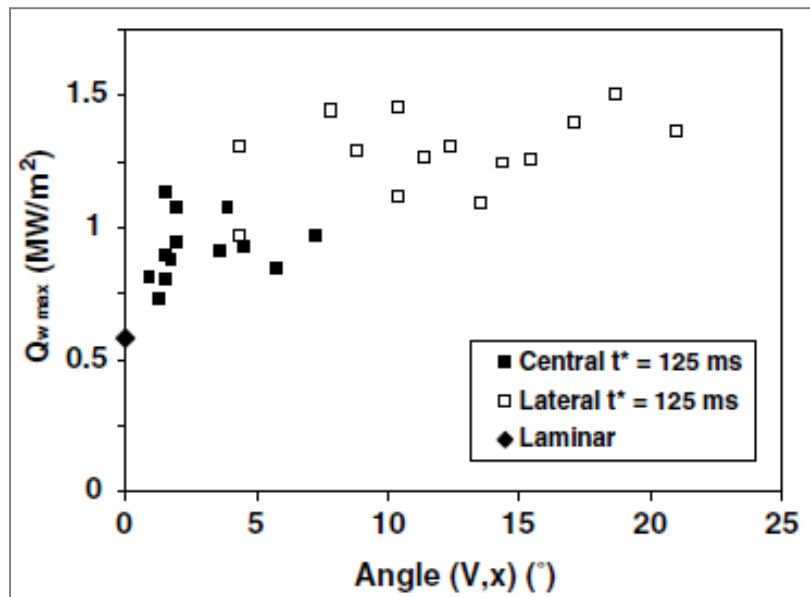


Fig. 5. 34 : Effet de l'angle entre la normale du front de flamme et le fluxmètre sur la densité de flux thermique pariétal maximale - $r = 0,7$ [1]

L'évolution des paramètres aérodynamiques mesurés sur une zone de $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ devant le fluxmètre « injecteur » au cours d'un essai individuel est présentée avec l'évolution de la pression et de la densité de flux thermique pariétal sur la figure 5.35. On remarque que l'interaction flamme-paroi se traduit par une chute de la vitesse et de l'intensité de turbulence. Concernant l'interaction gaz brûlés-paroi, c'est-à-dire après le pic de densité de flux, Boust [1] avait observé sur ce fluxmètre, à richesse 0,7 et sur une paroi à température ambiante, que les pics de vitesses, d'intensité de turbulence et les pics secondaires de densité de flux étaient liés. Ici, nous n'observons pas de pic de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence alors qu'il y a des pics secondaires de densité de flux.

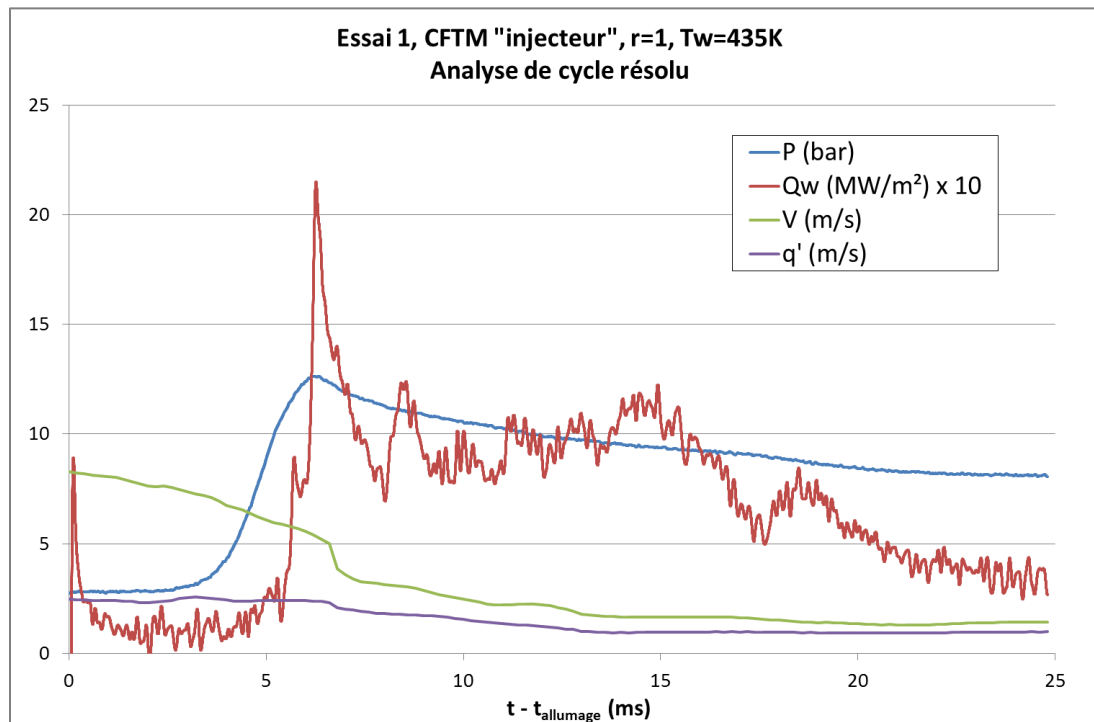


Fig. 5. 35 : Paramètres instantanés sur 1 essai devant le fluxmètre "injecteur" - $r = 1$, $T_w = 435 \text{ K}$

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

Pour ces différents objectifs, plusieurs paramètres ont été étudiés indépendamment les uns des autres :

- ✓ θ_{flamme} comme étant l'angle entre la normale du front de flamme et $\vec{x}$ devant le fluxmètre au début de l'interaction, soit 1 ms avant le coincement de la flamme
- ✓ V_x , V_y et $\theta_{\text{écoulement}}$ (angle entre $\vec{V}_{\text{écoulement}}$ et $\vec{x}$) issus de l'écoulement moyen et moyennés sur une zone de $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ devant le fluxmètre (cf. Fig. 5. 36) sur l'intervalle de temps $[-5 \text{ ms}, 1 \text{ ms}]$ où l'instant $t = 0$ correspond à l'instant du coincement de la flamme
- ✓ l'effet 3D de l'écoulement via la divergence étudié dans la même zone et sur le même intervalle de temps que pour les paramètres précédents
- ✓ les petites structures tourbillonnaires dans la même zone et sur le même intervalle de temps que pour les paramètres précédents

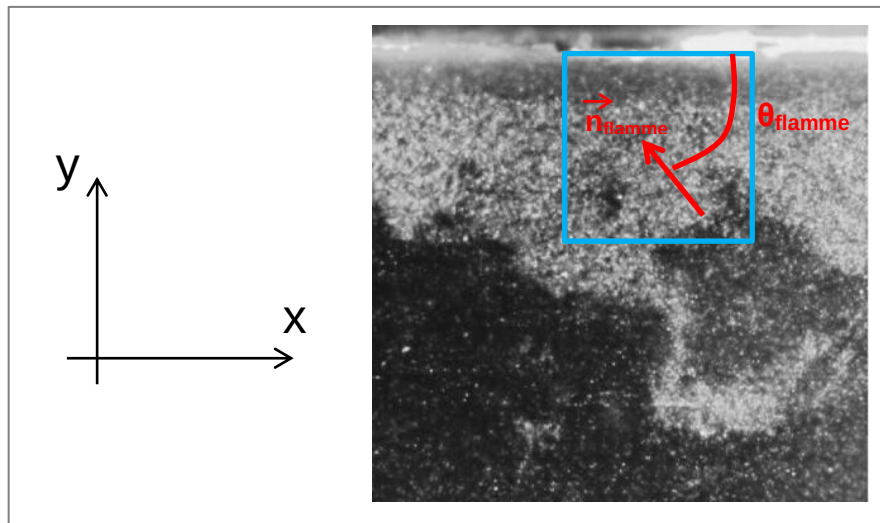


Fig. 5. 36 : Schématisation de la zone moyennée devant le fluxmètre et orientation des axes

On notera que pour les graphes suivants, le temps $t = 0$ représente le moment du coincement.

5.5.2. Etude de l'orientation du front de flamme

Le tableau suivant présente l'angle entre la normale du front de flamme et $\vec{x}$ (cf. Fig. 5. 36), relevé pour les différents essais du groupe étudié.

essai	r	$T_w \text{ (K)}$	$P_{\text{allumage}} \text{ (bar)}$	$P_{\text{max}} \text{ (bar)}$	$Q_{w,\text{max}} \text{ (MW/m}^2\text{)}$	$P_q \text{ (bar)}$	$\theta_{\text{flamme}} \text{ (}^\circ\text{)}$
22	1	435	2,76	12,15	1,66	12,15	69
13	1	435	2,76	12,58	1,69	12,2	50
8	1	435	2,76	12,2	1,83	12,13	44
30	1	435	2,76	12,82	1,83	12,13	Pas mesurable
28	1	435	2,76	12,79	2,1	12,18	56

Tab. 5. 3 : Effet de l'orientation du front de flamme sur les fluctuations de densité de flux thermique pariétal maximale

On remarque que pour l'essai 28 le θ_{flamme} est inférieur à celui de l'essai 22 alors que la densité de flux maximale est supérieure de 26 %. L'orientation du front de flamme

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

n'explique donc pas les fluctuations de la densité de flux maximale. D'ailleurs, la mesure de cet angle en 2D n'est pas évidente sachant que, comme on l'a vu précédemment, la configuration du coincement de la flamme sur ce fluxmètre est 3D. Un autre paramètre serait alors plus judicieux.

5.5.3. Etude de l'écoulement moyen des gaz frais et brûlés

Dans un deuxième temps, l'écoulement moyen a été étudié car, comme on l'a vu sur la figure 5.34, Boust [1] a observé qu'il y avait une influence de l'angle entre la direction de l'écoulement et la paroi sur la valeur de la densité de flux thermique pariétal maximale. Avec une vitesse parallèle à la paroi plus faible et/ou une vitesse perpendiculaire à la paroi plus forte dans la direction de la paroi, on peut alors s'attendre à avoir une densité de flux maximale plus élevée. Les graphes suivants montrent les évolutions temporelles de ces deux vitesses, ainsi que l'écart-type, pour les différents essais étudiés. Il faut noter qu'avec notre dispositif expérimental, la précision de la mesure de vitesse est de l'ordre de 1 m/s. Il est important de conserver en mémoire cette incertitude lors de l'analyse des courbes obtenues.

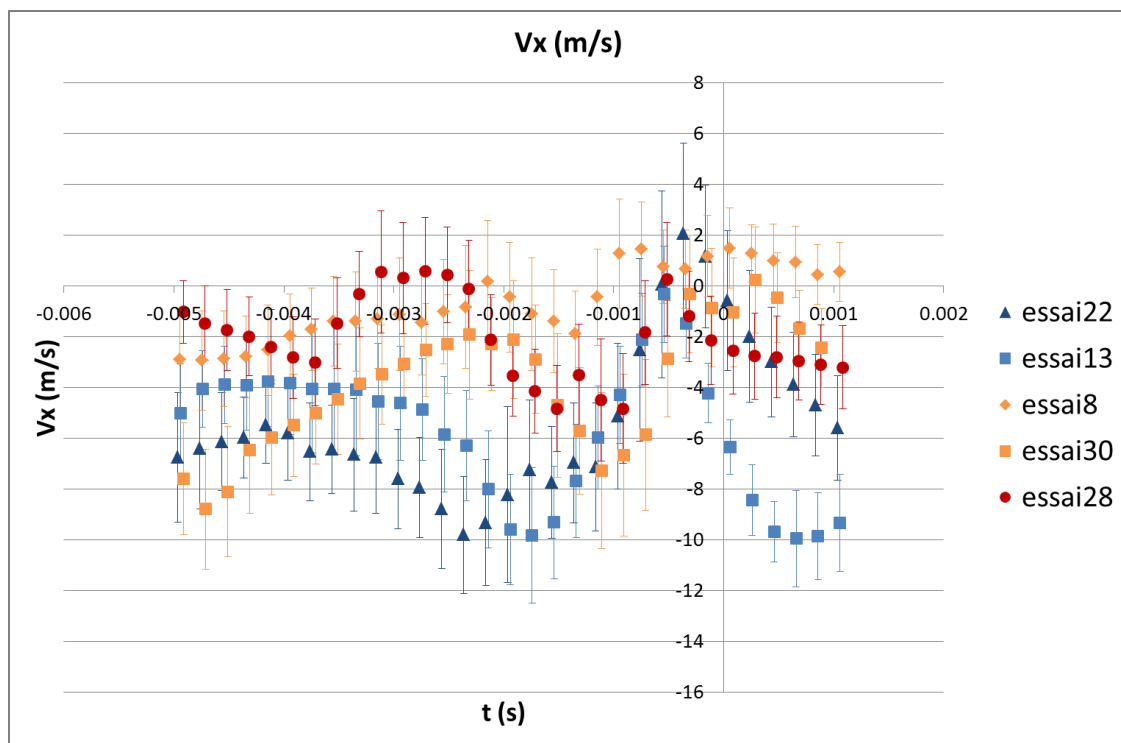


Fig. 5. 37 : Evolution temporelle de la vitesse parallèle à la paroi moyennée

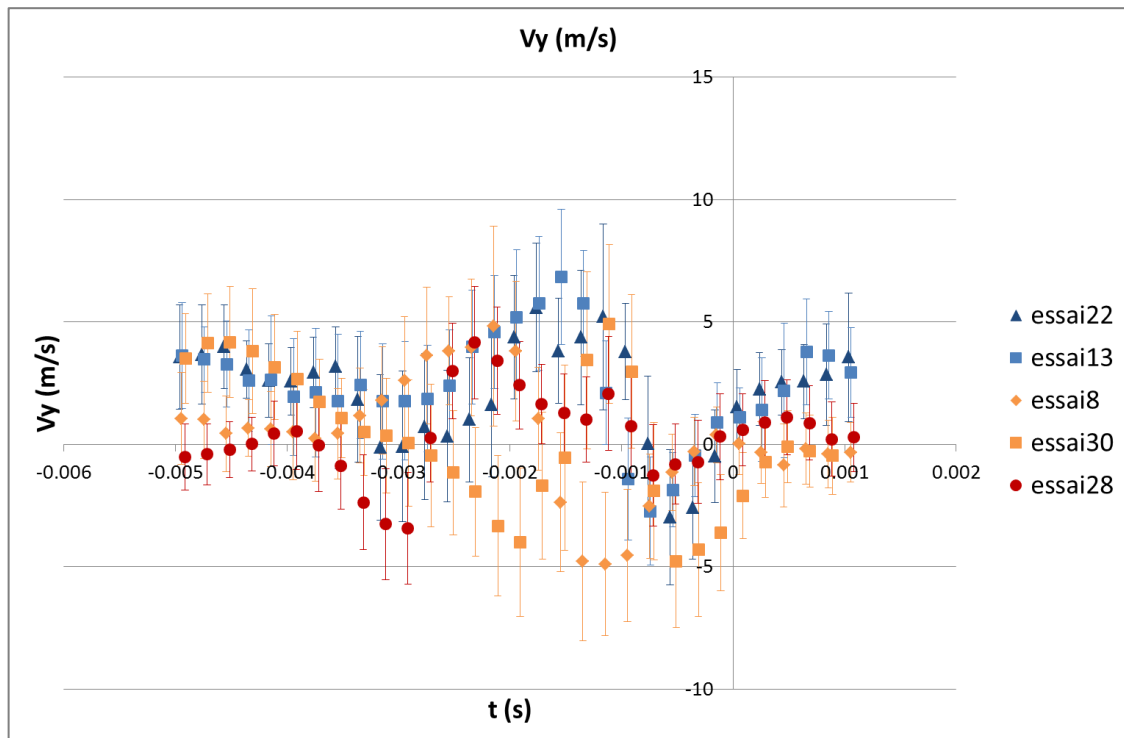


Fig. 5. 38 : Evolution temporelle de la vitesse perpendiculaire à la paroi moyennée

Le début de l'interaction flamme-paroi a lieu 1 ms avant le coincement de la flamme. Pour observer l'effet de l'écoulement sur l'interaction flamme-paroi, il est donc nécessaire d'observer les vitesses entre -2 et -1 ms. Les vitesses perpendiculaire et parallèle à la paroi sont plus grandes pour les essais 22 et 13 alors que le pic de flux est plus faible pour ces essais par rapport aux autres essais du groupe étudié. Une autre méthode pour voir l'effet de l'écoulement sur l'interaction flamme-paroi est l'étude de la vitesse normée et l'angle entre la direction de l'écoulement et la paroi. Mais vu la précision de la mesure de vitesses (cf. figures 5.37, 5.38 et 5.39), les angles calculés (cf. Fig. 5. 40) proches de zéro et de 90° sont également peu fiables.

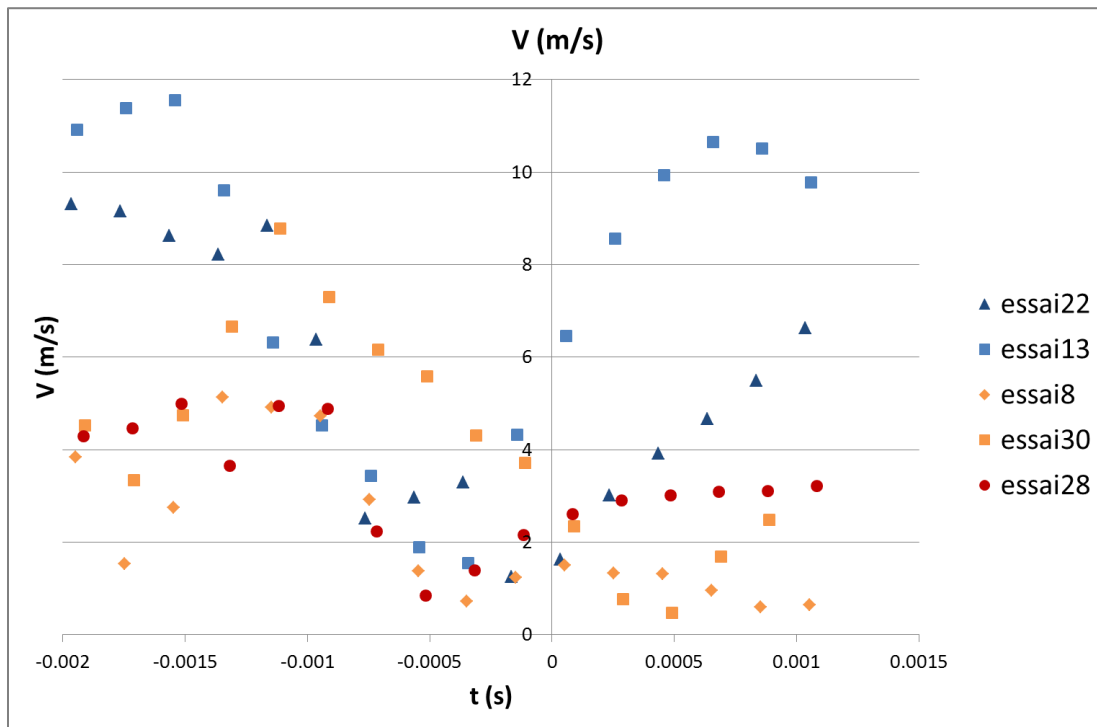


Fig. 5. 39 : Evolution temporelle de la norme de la vitesse moyennée

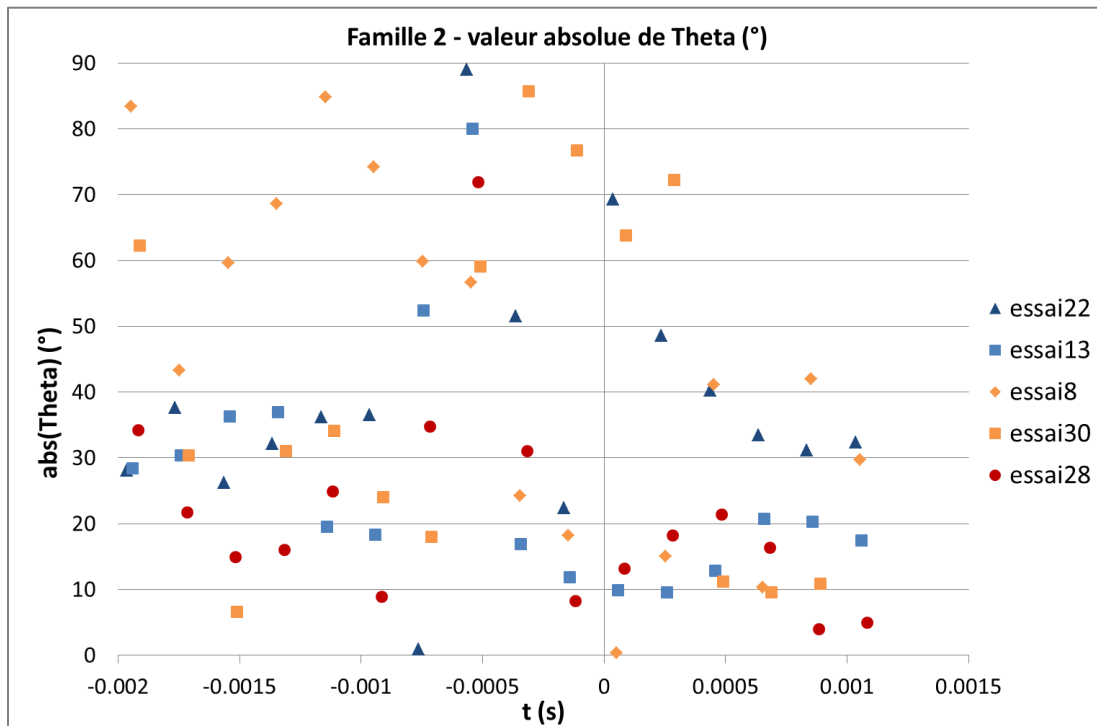


Fig. 5. 40 : Evolution temporelle de la valeur absolue de l'angle entre l'écoulement et la paroi moyenné

Comme précédemment, entre -2 et -1 ms, on remarque que la valeur absolue de $\theta_{\text{écoulement}}$ est du même ordre de grandeur pour les essais 22, 13 et 30 avec une vitesse plus importante pour les essais 22 et 13. Or, si ces paramètres sont ceux qui influent sur les fluctuations de densité de flux, on devrait obtenir des valeurs plus élevées pour l'essai 28 puis un même ordre de grandeur pour les essais 8 et 30 et des angles et/ou vitesses plus faibles pour les essais 22 et 13. La vitesse et la direction de l'écoulement dans le

plan observé n'expliquent donc pas les fluctuations de la densité de flux thermique pariétal maximale.

On notera que l'étude de ces paramètres a préalablement été effectuée à 1, 2, 3 et 4 mm du fluxmètre sur l'axe de symétrie de celui-ci sans les moyenner spatialement. Les graphes en annexe 3 montrent que l'on a les mêmes tendances entre les vitesses à ces points et la vitesse moyenne. Ces résultats montrent que l'on ne « biaise » pas les résultats en ne travaillant que sur des valeurs moyennées sur la zone devant le fluxmètre.

5.5.4. Etude de la 3^{ème} composante de vitesse

Lors de ses travaux de thèse, Moreau [68] a effectué des mesures P.I.V. en 2D. A partir de celles-ci, il a évalué si l'écoulement était fortement 3D. Pour ce faire, il est parti de l'équation de continuité :

$$\text{div}(\rho \vec{V}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{Eq. 5.4})$$

Or comme la 2^{nde} injection de prémélange est terminée et qu'il n'y a pas encore de combustion dans la zone observée, la densité massique du mélange est indépendante du temps et de l'espace, nous obtenons alors :

$$\text{div}(\vec{V}) = 0 \quad (\text{Eq. 5.5})$$

Mais comme on n'a fait qu'une mesure 2D du champ de vitesse, on ne peut calculer que la divergence dans le plan de l'étude noté div_p :

$$\text{div}_p(\vec{V}) = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = -\frac{\partial V_z}{\partial z} \quad (\text{Eq. 5.6})$$

Donc plus la divergence calculée dans le plan est différente de zéro, plus l'écoulement est fortement 3D.

La figure 5.41 montre l'évolution temporelle de cette divergence calculée dans le plan et moyennée dans la zone 4,5 x 4,5 mm² devant le fluxmètre. On remarque tout d'abord que l'on ne peut plus calculer la divergence à partir du début de l'interaction flamme-paroi car on est alors en présence de gaz brûlés dans la zone moyennée. On remarque d'ailleurs qu'il y a des gaz brûlés plus tôt dans cette zone pour les essais 8 et 28.

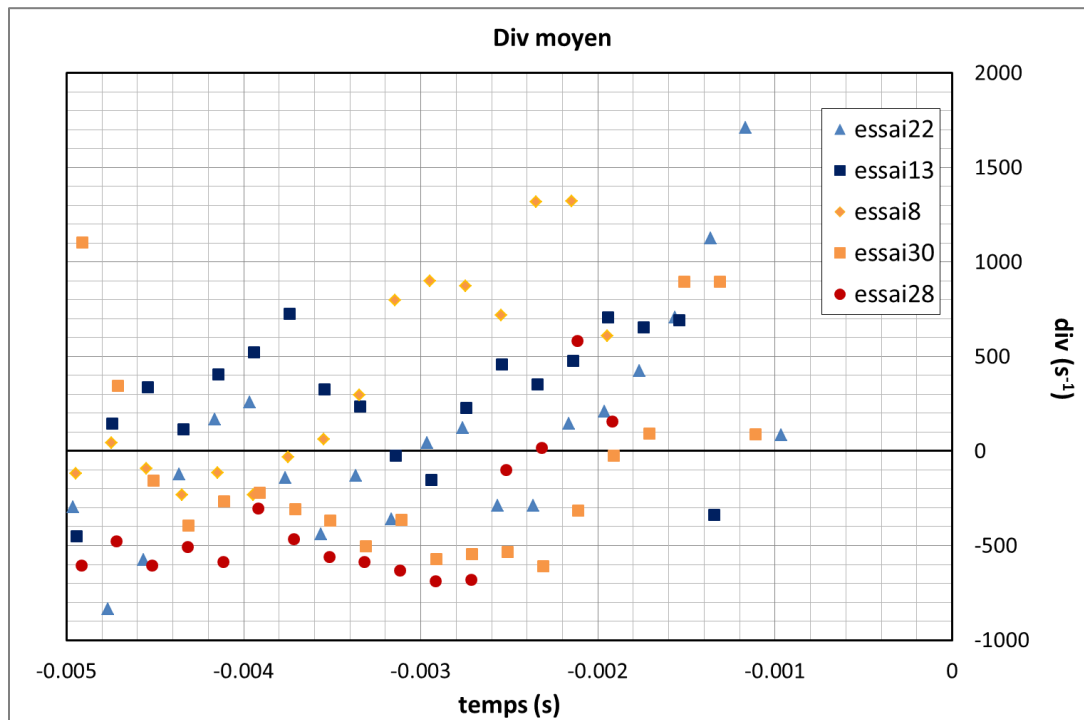


Fig. 5. 41 : Evolution temporelle de div_p dans les gaz frais

On remarque qu'en valeur absolue, on a un même ordre de grandeur de div_p pour les essais 8 et 28, 2 ms avant le début de l'interaction flamme-paroi. Comme on observe des champs de vitesses en proche paroi, il y a un gradient de pression. Or, la divergence plane étant liée à la 3^{ème} composante de la vitesse, elle peut évoluer en fonction de la distance à la paroi. C'est pourquoi l'évolution temporelle de la divergence plane sur l'axe du fluxmètre, à 1, 2, 3 et 4 mm de la paroi pour les différents essais, a été tracée sur les figures suivantes.

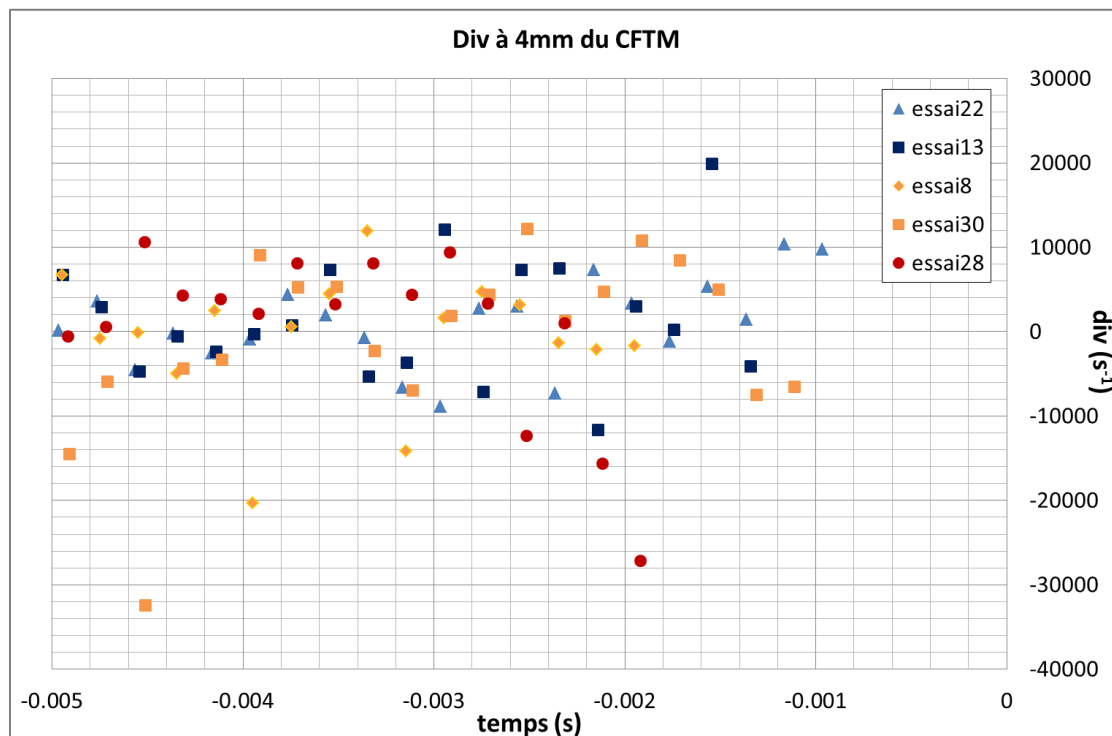


Fig. 5. 42 : Evolution temporelle de div_p dans les gaz frais 4 mm devant le fluxmètre

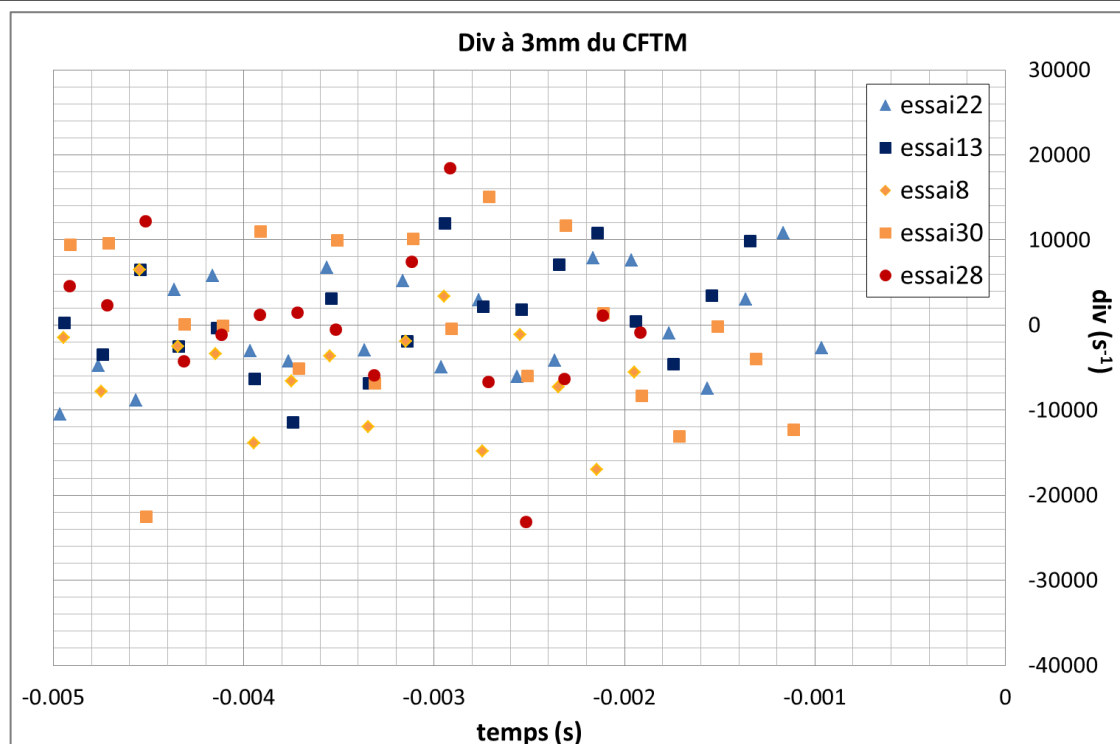


Fig. 5. 43 : Evolution temporelle de div_p dans les gaz frais 3 mm devant le fluxmètre

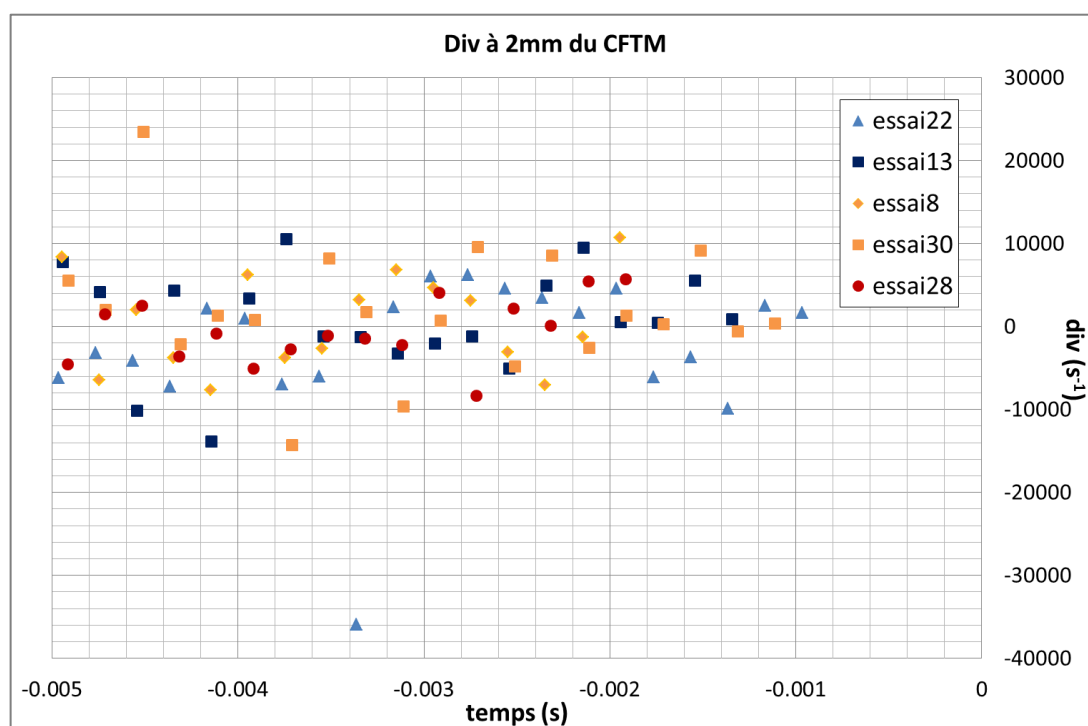


Fig. 5. 44 : Evolution temporelle de div_p dans les gaz frais 2 mm devant le fluxmètre

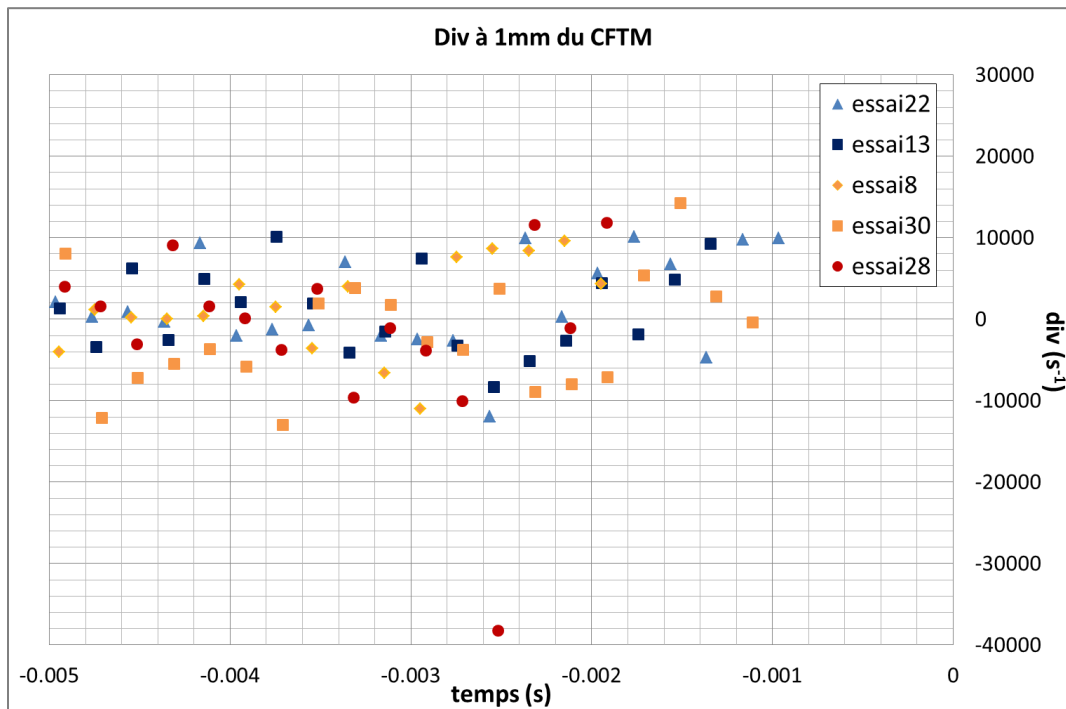


Fig. 5. 45 : Evolution temporelle de div_p dans les gaz frais 1 mm devant le fluxmètre

On remarque sur les figures précédentes que la divergence plane est principalement comprise entre -10000 s^{-1} et $+10000 \text{ s}^{-1}$, l'écoulement est donc fortement 3D. Comme pour la divergence plane moyenne, on n'observe pas de différence de divergence plane à 4, 3, 2 ou 1 mm du fluxmètre entre les différents essais. L'effet 3D de l'écoulement n'explique donc pas les fluctuations de la densité de flux maximale.

5.5.5. Etude des petites structures tourbillonnaires

L'écoulement (via $\theta_{\text{écoulement}}$, V , V_x , V_y ...) moyenné sur une zone de $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ a été étudié et n'a pas montré de corrélation claire avec l'évolution de la densité de flux thermique pariétal pour une pression de coincement et une température de paroi identiques. On s'intéresse ici à des structures d'écoulement de plus petites échelles, soit plus petites que la zone étudiée précédemment, qui peuvent être présentes et modifier la flamme avant son interaction avec la paroi. On a donc étudié l'évolution temporelle de l'extremum du rotationnel dans la zone devant le fluxmètre.

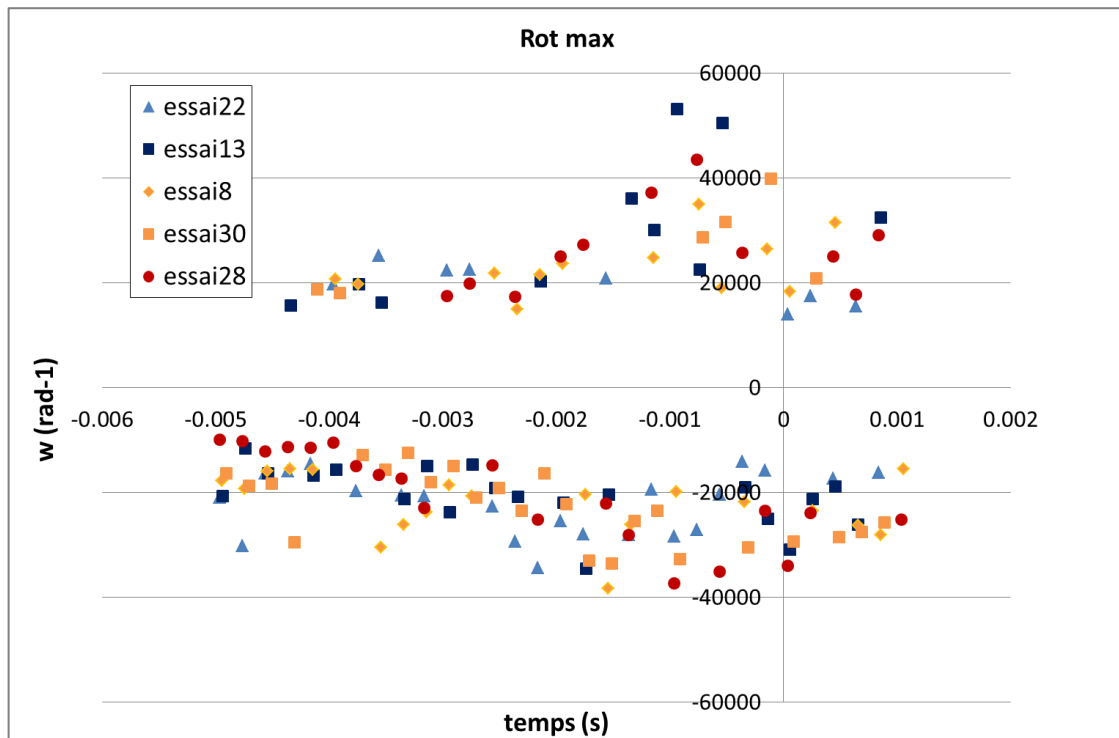


Fig. 5. 46 : Evolution temporelle de l'extremum du rotationnel dans la zone devant le fluxmètre

On remarque tout d'abord que le rotationnel n'est pas nul, il y a donc bien un ou plusieurs tourbillons présents dans la zone étudiée. Mais l'on obtient le même ordre de grandeur pour ces 5 essais. Ce dernier paramètre n'explique donc pas non plus les fluctuations de densité de flux thermique pariétal maximale.

5.6. Conclusion

Tout d'abord, on a étudié l'effet de l'écoulement moyen sur la densité de flux thermique pariétal maximale avec un mélange méthane/air stœchiométrique et les parois de la chambre de combustion à température ambiante. Pour ce faire, des mesures de flux pariétaux ont été faites par deux capteurs devant lesquels l'écoulement moyen est différent :

- ✓ écoulement parallèle à la paroi devant le fluxmètre « électrode »
- ✓ écoulement impactant la paroi au niveau du fluxmètre « injecteur »

La densité de flux thermique pariétal maximale est environ 40 % supérieure sur le fluxmètre « électrode ». Cette hausse est sûrement due au cisaillement provoqué par l'écoulement vu que la flamme n'est pas convectée par celui-ci et se propage donc de manière quasi sphérique. En effet, les vitesses plus importantes devant le fluxmètre « injecteur » provoquent un cisaillement plus important qui peut alors jouer un rôle non négligeable dans le phénomène de coincement.

Ensuite, on a étudié l'effet de la richesse sur le fluxmètre « injecteur » avec un mélange méthane/air pauvre (richesse 0,7) et un mélange méthane/air stœchiométrique, où les parois de la chambre de combustion sont à température ambiante. Dans cette configuration expérimentale, on a mis en évidence l'effet convectif de l'écoulement moyen sur la flamme, et donc sur le coincement de celle-ci, lorsque le mélange est pauvre. En effet, pour le mélange pauvre, le champ de vitesse provoque une hausse de la densité de flux thermique pariétal maximale par rapport au cas laminaire en coincement frontal.

Interaction entre une flamme turbulente et la paroi

Alors que dans le cas du mélange stœchiométrique, l'écoulement provoque un cisaillement du front de flamme tel que la densité de flux thermique pariétal maximale est inférieure en régime turbulent par rapport au cas laminaire en coincement frontal

L'effet de la température de paroi avec les deux mélanges méthane/air et sur les deux fluxmètres a ensuite été observé. On observe une plus grande dispersion de l'instant du coincement de la flamme sur le fluxmètre « électrode » lorsque les parois sont chauffées alors que l'on observe l'effet inverse sur le fluxmètre « injecteur ». Sur le fluxmètre « injecteur », l'augmentation de la température de paroi entraîne une augmentation de la densité de flux thermique pariétal maximale pour le mélange stœchiométrique alors que l'effet convectif de l'écoulement sur la flamme pauvre est prépondérant sur l'effet de la température pariétale. Sur le fluxmètre « électrode », pour un mélange stœchiométrique, l'effet de cisaillement du front de flamme ne devient plus négligeable par rapport aux pertes thermiques pariétales. Ce qui entraîne une densité de flux thermique pariétale plus petite en régime turbulent qu'en régime laminaire.

Après avoir établi une base de données pour tester de futurs modèles d'interaction flamme-paroi de type RANS ou LES dans le cas d'un mélange méthane-air stœchiométrique, on a cherché un paramètre influant les dispersions de densité de flux thermique pariétal maximale observées pour une même pression de coincement et une même température de paroi. Il s'avère que ni l'orientation du front de flamme, ni l'écoulement, ni les petites structures tourbillonnaires expliquent seul les dispersions observées. Il se pourrait que ce soit l'effet conjugué de ces précédents paramètres qui est la cause des dispersions. De plus, on a vu que l'étirement de la flamme n'est peut-être pas négligeable dans le cas turbulent, mais il est impossible de le quantifier avec les dispositifs optiques actuels.

Conclusion - Perspectives

Les travaux qui font l'objet de ce manuscrit ont été entrepris afin de caractériser l'effet de la température pariétale sur l'interaction flamme-paroi en régime laminaire et turbulent. L'accent a été mis sur l'étude de ces phénomènes pariétaux dans le cadre particulier des moteurs à allumage commandé. A cet effet, un dispositif expérimental a permis de reproduire, dans une configuration fondamentale, des conditions d'interaction flamme-paroi représentatives des conditions moteur. Actuellement, on cherche à optimiser ces moteurs par la voie du downsizing, ce qui nécessite une bonne connaissance des transferts thermiques aux parois pour prévenir l'apparition de points chauds qui peuvent occasionner des anomalies de combustion. Ces résultats ont également permis de créer une base de données en régime turbulent afin de tester les modèles numériques de l'interaction flamme-paroi.

Une étude bibliographique a montré qu'il existe de forts couplages entre la flamme, l'hydrodynamique et la paroi. Les résultats issus de la littérature montrent que deux grandeurs sont particulièrement importantes pour caractériser l'interaction entre la flamme et la paroi. Il y a tout d'abord la distance à la paroi en dessous de laquelle la flamme cède trop de chaleur à la paroi pour pouvoir se propager. Cette distance est appelée la *distance de coincement*. La deuxième grandeur importante est le flux échangé entre la flamme et la paroi pendant cette phase de coincement. Ce flux devient maximal à l'instant du coincement. De plus, un certain nombre de grandeurs caractéristiques a été défini, comme le nombre de Peclet ou encore le flux adimensionné. Finalement, les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs ont été identifiées :

- ✓ une pression de l'ordre de 1 MPa
- ✓ une vitesse de 5-10 m/s avec une intensité de turbulence de 2-3 m/s
- ✓ une température de paroi pouvant aller jusqu'à 500 K
- ✓ un flux thermique pariétal de 2 MW/m².

Vu 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 ce 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 configuration laminaire agrémentée d'un obstacle chauffé. Elle s'est terminée dans la même chambre mais en configuration turbulente et sans obstacle. Dans cette dernière configuration, les parois de la chambre de combustion peuvent être chauffées. En configuration turbulente, l'aérodynamique de type *tumble* générée durant le remplissage de la chambre de combustion permet d'atteindre dans cette chambre les conditions de pression, de vitesse, de turbulence et de flux thermique pariétaux représentatives d'un moteur. Cette enceinte présente une maîtrise des conditions initiales et des accès optiques propices à l'étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi et des pertes thermiques en particulier.

Les conditions expérimentales lors de l'étude de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent sont caractérisées lors du chapitre trois. Cette caractérisation est nécessaire car ces mesures de fluxmétrie en régime turbulent servent également de base de données pour la vérification de modèles d'interaction flamme-paroi en configuration moteur. Par rapport aux cylindres d'un moteur à allumage commandé, certaines parois du dispositif expérimental utilisé lors de ces travaux sont en quartz. Or, avec les hublots en quartz, les pertes thermiques entre les gaz brûlés et ces hublots sont plus faibles qu'entre les gaz brûlés et les parois en acier. Cette différence est à prendre en compte dans le cas d'une combustion turbulente, car des échanges de chaleur entre les gaz brûlés et la paroi peuvent avoir lieu alors que tout le carburant n'a pas brûlé. Le chauffage des parois de la chambre de combustion entraîne une augmentation de la température des injecteurs et donc des gaz frais, initialement à température ambiante. La quantité de mélange injecté se trouve alors diminuée. La pression et la température des gaz frais au moment de l'allumage sont plus grandes lorsque les parois sont chauffées et les pertes thermiques sont plus petites. Ce chapitre a également permis de déterminer les conditions

Conclusion - Perspectives

aérodynamiques à l'instant de l'allumage pour les différents points de fonctionnement étudiés.

L'étude de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire a été décrite dans le chapitre 4. Lorsque les parois sont chauffées, les gaz frais situés en proche paroi sont également chauffés. On peut estimer cette température via la vitesse du front de flamme au début de l'interaction flamme-paroi en configuration frontale. En effet, cette vitesse du front de flamme est alors égale à la vitesse fondamentale de propagation de flamme laminaire non étirée. Connaissant la pression, cette égalité permet alors de calculer la température des gaz frais en proche paroi au moment de l'interaction flamme-paroi. Cette égalité n'étant pas satisfaite lors du coincement latéral, il est impossible d'obtenir la température des gaz frais en proche paroi. Comme les configurations expérimentales pour ces deux types de coincement sont proches, on suppose que la température des gaz frais est identique dans ces deux cas. L'augmentation de la température de la paroi provoque une hausse de la vitesse du front de flamme, ce qui pourrait alors provoquer un étirement du front de flamme non négligeable lors du coincement latéral. On remarque en effet que malgré une hausse de la densité de flux thermique pariétal maximale, pour les deux types de coincement étudiés ici, lorsque la température de paroi augmente, la distance de coincement latéral reste constante alors qu'en coincement frontal elle diminue.

Le chapitre 5 a quant à lui présenté l'étude de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent. La propagation de la flamme ne suit pas l'écoulement moyen des gaz frais lorsque le mélange est stœchiométrique contrairement au mélange à richesse 0,7. Pour un mélange stœchiométrique, aux deux points de mesure de flux pariétal (écoulement moyen parallèle à la paroi ou l'impactant), la flamme subira alors un cisaillement. C'est donc la vitesse de l'écoulement moyen qui influe sur la densité de flux thermique pariétal maximale mesurée. Plus elle est élevée, plus le cisaillement est fort et donc plus le pic de densité de flux thermique pariétal est petit. D'ailleurs, ce pic est plus faible en configuration turbulente qu'en laminaire pour les deux températures pariétales étudiées sur le fluxmètre « injecteur » et uniquement à haute température sur le fluxmètre « électrode ». Lorsque les parois sont à température ambiante, l'effet de cisaillement du front de flamme est négligeable par rapport aux pertes thermiques pariétales devant le fluxmètre « électrode ». Ceci se traduit par une densité de flux thermique pariétal maximale plus élevée en régime turbulent qu'en régime laminaire. Lorsque le mélange est à richesse 0,7, le pic de flux est plus grand en configuration turbulente qu'en laminaire. Ce qui vérifie les observations faites par visualisation directe, à savoir que la flamme est convectée par l'écoulement et non pas cisailée. Cet effet convectif est prépondérant sur l'effet de la température pariétale. En effet, l'augmentation de cette température provoque une hausse de la densité de flux thermique pariétal maximale lorsque le mélange réactif est stœchiométrique alors que ce maximum est constant à richesse 0,7. On observe également des dispersions concernant ce pic de densité de flux thermique pour une même condition expérimentale. Mais les mesures de vitesse expérimentales ne permettent pas de trouver la ou les sources de ces dispersions. Néanmoins, ces données ont permis d'établir une base de données pour tester de futurs modèles d'interaction flamme-paroi dans le cas d'un mélange méthane-air à richesse 0,7 ou 1, lorsque les parois sont à température ambiante ou à 435 K.

On remarque qu'en régime laminaire, la physique du coincement latéral n'est pas encore parfaitement maîtrisée. En effet, les modèles supposent toujours que l'effet des pertes thermiques pariétales sur le coincement de la flamme est prépondérant par rapport à l'effet de l'étirement du front de flamme, et ce en configuration frontale et latérale. Or, il apparaît que celui-ci joue un rôle non négligeable lors du coincement latéral contrairement au coincement frontal. C'est donc un point à approfondir. Pour ce faire, il faudra déterminer simultanément le flux thermique pariétal, la distance de

coincement et l'étirement global du front de flamme. Ce dernier paramètre se décompose en deux types d'étirement :

- ✓ l'étirement dit « de courbure » dû à la courbure du front de flamme
- ✓ l'étirement dit « de cisaillement » dû au cisaillement du front de flamme provoqué par les gaz frais

Pour déterminer l'étirement global du front de flamme lors du coincement latéral, il est donc nécessaire de mesurer simultanément ces deux types d'étirement. D'une part, des mesures de P.I.V. rapide dans les gaz frais et dans les gaz brûlés permettraient de calculer l'étirement de cisaillement dû au mouvement des gaz frais devant le front de flamme. D'autre part, il faut visualiser le front de flamme précisément afin de déterminer le rayon de courbure et donc l'étirement de courbure. Pour ce faire, plusieurs méthodes sont possibles : visualisation directe ou P.L.I.F. OH. Il faut donc un laser et une caméra hautes fréquences pour la P.I.V., et un autre laser et une autre caméra hautes fréquences également si l'on choisit d'utiliser la P.L.I.F. OH afin d'obtenir le contour du front de flamme de manière précise. Mais un tel dispositif demande tout d'abord une mise en place délicate (accès optiques et place autour de la chambre de combustion) mais surtout des appareils de diagnostics optiques non disponibles actuellement à l'Institut Pprime.

Concernant le régime turbulent, nous n'avons pas pu dégager un paramètre influant les dispersions de densité de flux thermique pariétal maximale observées pour une même pression de coincement et une même température de paroi. Il se pourrait que la cause des dispersions ne soit pas un seul paramètre mais plutôt l'effet conjugué de plusieurs paramètres. De plus, l'étirement de la flamme n'est peut-être pas négligeable, mais il est impossible de le quantifier avec les dispositifs optiques actuels. Avec une précision de mesure de vitesse plus élevée, il serait peut-être possible de déterminer la (ou les) source(s) de ces fluctuations. Pour ce faire, il est nécessaire de refaire des mesures P.I.V. locales avec un intervalle de temps entre deux images plus petit. Il est possible qu'avec ces nouvelles mesures plus précises, on puisse trouver la source de ces dispersions de pic de flux. Néanmoins, des mesures P.I.V. 3D pourraient également montrer le coincement de la flamme sur le fluxmètre « injecteur » vu que les images de tomographie issues de la P.I.V. 2D montrent un effet 3D non négligeable. Finalement, la modélisation du coincement de la flamme en régime turbulent permettrait d'avoir accès à des paramètres dans des zones en très proches parois (inférieur à 100 μm de la paroi), ce qui est impossible avec les diagnostics optiques actuels. L'avantage de la modélisation est la possibilité d'obtenir des paramètres en très proche paroi selon la taille des mailles de calcul. Dans le cadre du projet A.N.R. InterMAC, l'IFPEn modélise en RANS l'expérience réalisée dans ces travaux de thèse en configuration turbulente. Mais la modélisation de type RANS ne permet pas de simuler les fluctuations cycle à cycle observées ici. Dans l'avenir, il faudrait se tourner vers des simulations de type DNS, voire de type LES, qui permettent de restituer ce type de fluctuations. Un tel type de simulation serait donc nécessaire pour obtenir les fluctuations de différents paramètres en proche paroi qui pourraient expliquer les dispersions de densité de flux thermique pariétal maximale observées pour des mêmes conditions de coincement en termes de pression et de température.

Annexes

Annexe 1 : Plan détaillé de la chambre de combustion en configuration turbulente

Pour la modélisation de la chambre, la figure A1.1 montre la mise en place de l'électrode et des fluxmètres (cylindres rouges) dans la chambre de combustion en configuration turbulente. La figure A1.2 montre quant à elle les dimensions de la chambre de combustion ainsi que les positions précises du point d'allumage, des fluxmètres et des injecteurs.

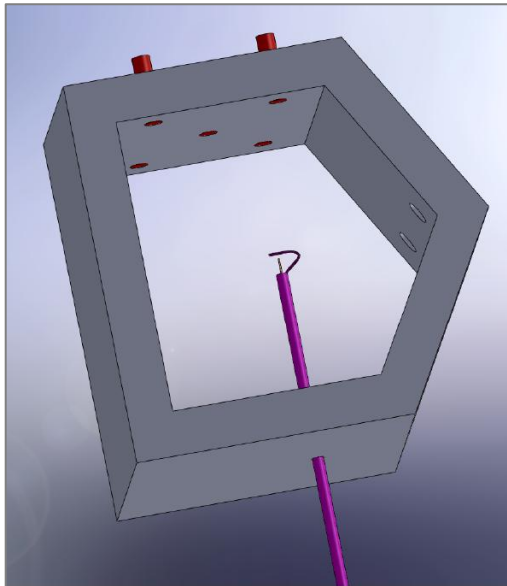


Fig. A1. 1 : Assemblage simplifié 3D de la chambre de combustion en configuration turbulente

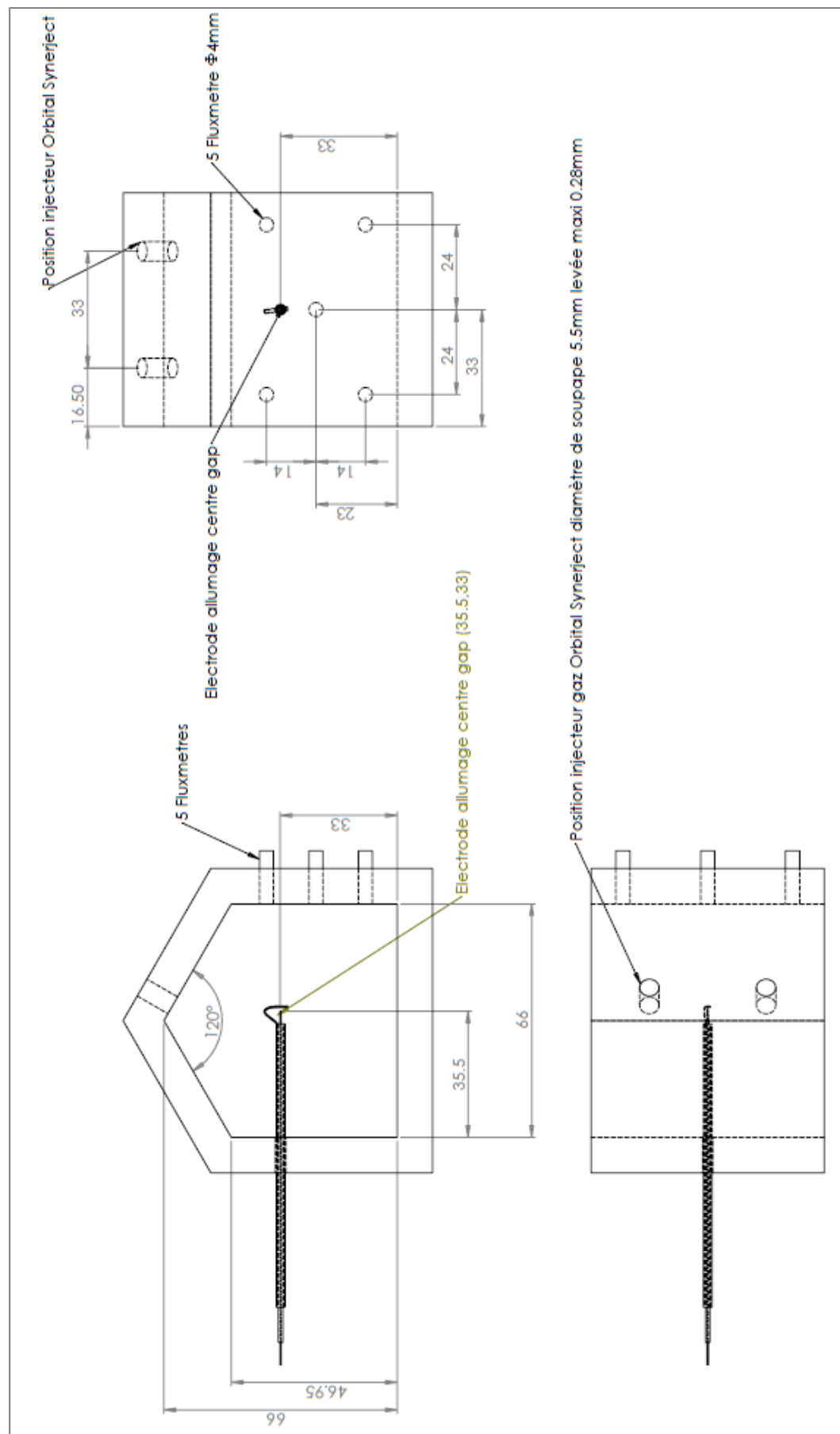


Fig. A1. 2 : Plan détaillé de la chambre de combustion en configuration turbulente

Annexe 2 : Propriétés thermomécaniques de l'acier Z38CDV5

Le fluxmètre est en acier Z38CDV5, il est donc nécessaire de connaître les propriétés thermomécaniques de cet acier en fonction de sa température pour le calcul de flux thermique pariétal. Les résultats exposés ci-après sont issus des travaux de thèse de Medjedoub [69].

$T(K)$	$\lambda (W/m/K)$	$\rho (kg/m^3)$	$c_p (J/kg/K)$	$\varepsilon (J/K/m^2/s^{1/2})$
273,15	24,7	7855	468	9529
293,15	25,6	7848	485	9831
313,15	26,3	7842	494	10094
333,15	26,9	7835	505	10320
353,15	27,4	7828	515	10514
373,15	27,8	7821	525	10681
393,15	28,1	7815	533	10823
413,15	28,4	7808	541	10946
433,15	28,6	7801	548	11054
453,15	28,8	7794	554	11149
473,15	28,9	7788	561	11237
493,15	29,1	7781	566	11322
513,15	29,3	7774	572	11407
533,15	29,5	7767	577	11497
553,15	29,7	7761	583	11596
573,15	30,1	7754	588	11707

Tab. A2. 1 : Evolution des propriétés thermomécaniques de l'acier Z38CDV5 en fonction de la température

Annexe 3 : Comparaison entre les valeurs moyennées ou non de différents paramètres aérodynamiques devant le fluxmètre « injecteur »

Dans le chapitre 5, plusieurs paramètres ont été étudiés indépendamment les uns des autres devant le fluxmètre « injecteur » afin de comprendre les sources de fluctuations de la densité de flux thermique pariétal maximale :

- ✓ θ_{flamme} comme étant l'angle entre la normale du front de flamme et $\vec{x}$
- ✓ V_x , V_y et $\theta_{\text{écoulement}}$ (angle entre $\vec{V}_{\text{écoulement}}$ et $\vec{x}$)
- ✓ l'effet 3D de l'écoulement via la divergence étudié dans la même zone et sur le même intervalle de temps que pour les paramètres précédents
- ✓ les petites structures tourbillonnaires

Les vitesses V_x et V_y présentées lors du chapitre 5 sont les valeurs moyennées sur une zone de $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ devant le fluxmètre (cf. Fig. A3. 1). Il est alors nécessaire de vérifier que ces valeurs moyennes représentent réellement l'évolution temporelle de ces paramètres locaux. Pour le vérifier, ces paramètres ont également été étudiés à 1, 2, 3 et 4 mm devant le fluxmètre sur l'axe de symétrie de celui-ci.

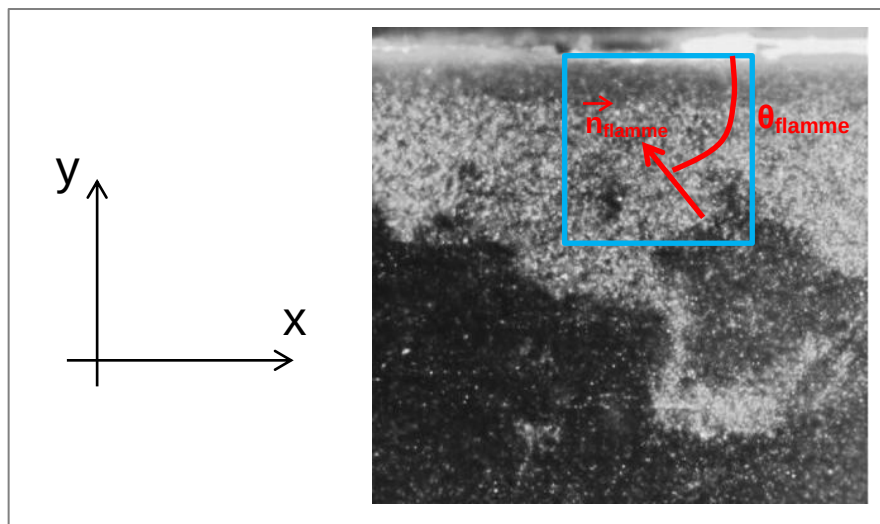


Fig. A3. 1 : Schématisation de la zone moyennée devant le fluxmètre et orientation des axes

La comparaison entre les valeurs moyennées dans la zone de référence et celles relevées en un point est effectuée sur le même groupe de résultats que celui étudié dans le chapitre 5 (cf. Fig. A3.2 et Tab. A3.1).

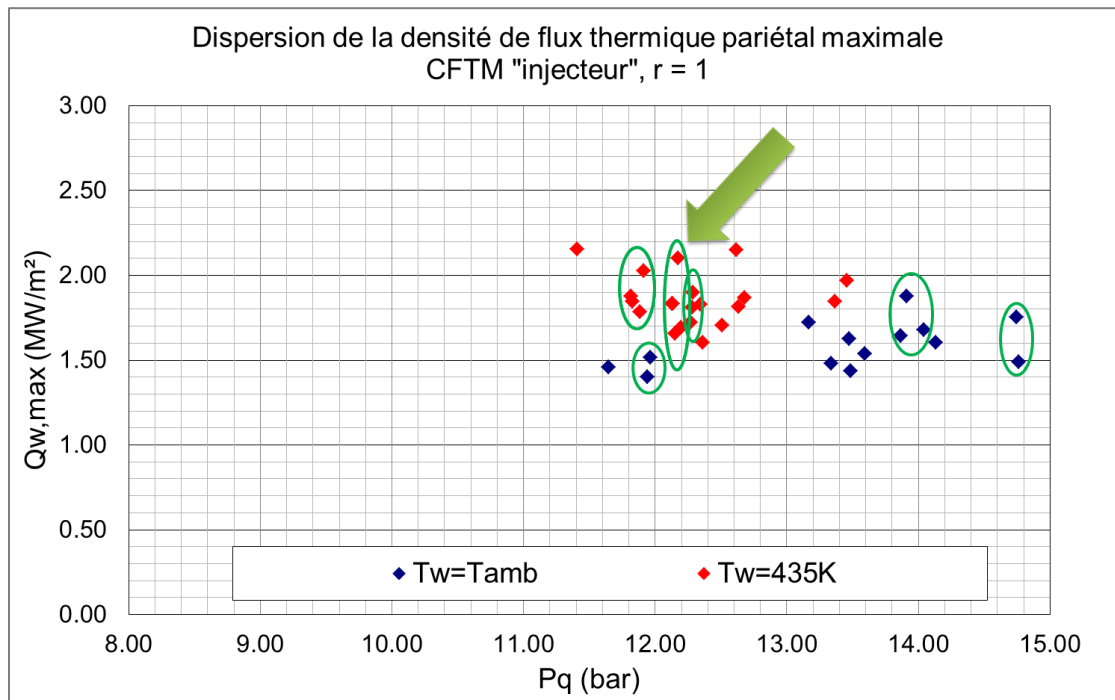


Fig. A3. 2 : Groupe d'étude des dispersions de la densité de flux thermique pariétal maximale - CFTM "injecteur", $r = 1$

essai	r	T_w (K)	$P_{allumage}$ (bar)	P_{max} (bar)	$Q_{w,max}$ (MW/m ²)	P_q (bar)	θ_{flamme} (°)
13	1	435	2,76	12,58	1,69	12,2	-50

Tab. A3. 1 : Caractéristiques de l'essai du groupe étudié

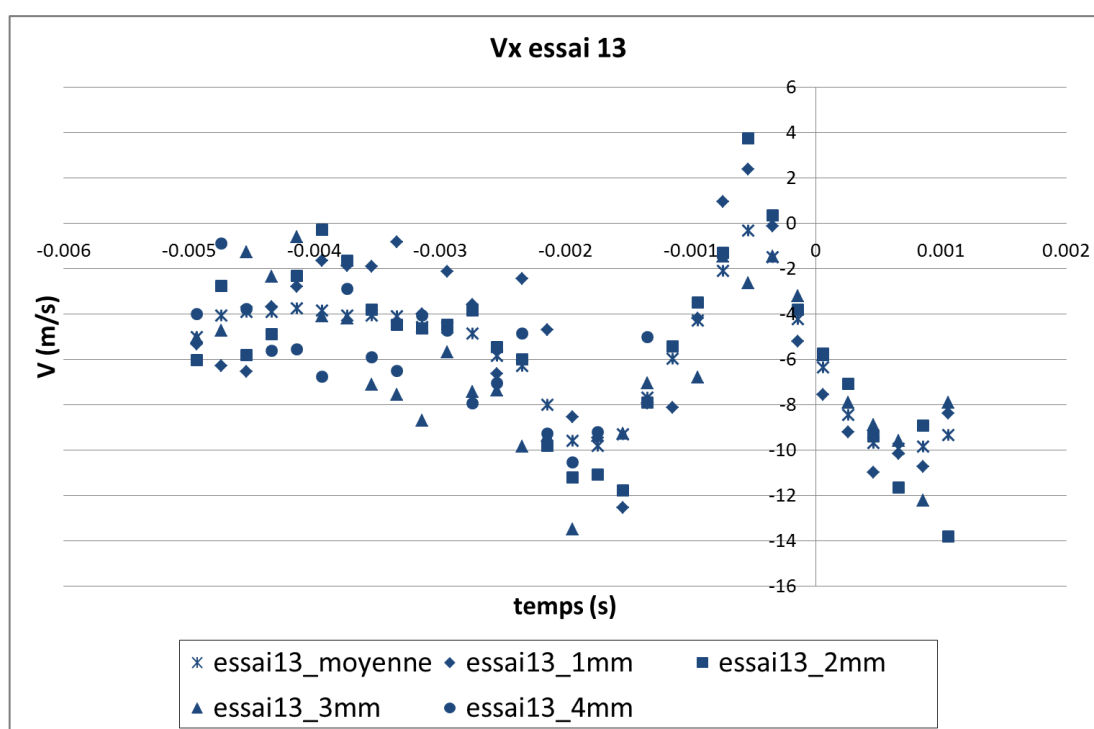
A3.1. V_x 

Fig. A3. 3 : Comparatif des évolutions temporelles de la composante tangentielle à la paroi moyennée et des composantes tangentielles locales à 1, 2, 3 et 4 mm de la paroi

On remarque que les tendances sont les mêmes pour les composantes tangentielles à la paroi relevées à une certaine distance du fluxmètre et celle moyennée sur la zone devant ce capteur. Le fait de moyenner spatialement la composante tangentielle à la paroi n'altère donc pas les résultats. Par ailleurs, on voit sur la figure A3.3 qu'à partir de 1-2 ms avant le coincement de la flamme, on ne peut relever la vitesse à 4 mm de la paroi. Ceci est dû à l'expansion des gaz brûlés qui projette alors les particules devant le front de flamme, ce qui provoque donc une forte concentration de celles-ci. Il est donc impossible de traiter les images afin d'obtenir les vitesses. Plus on se rapproche de la paroi, moins la concentration de particules est importante, on peut alors obtenir la vitesse des gaz. C'est pourquoi à 1 mm du fluxmètre (cf. Fig. A3. 3), on peut obtenir la vitesse à chaque pas de temps.

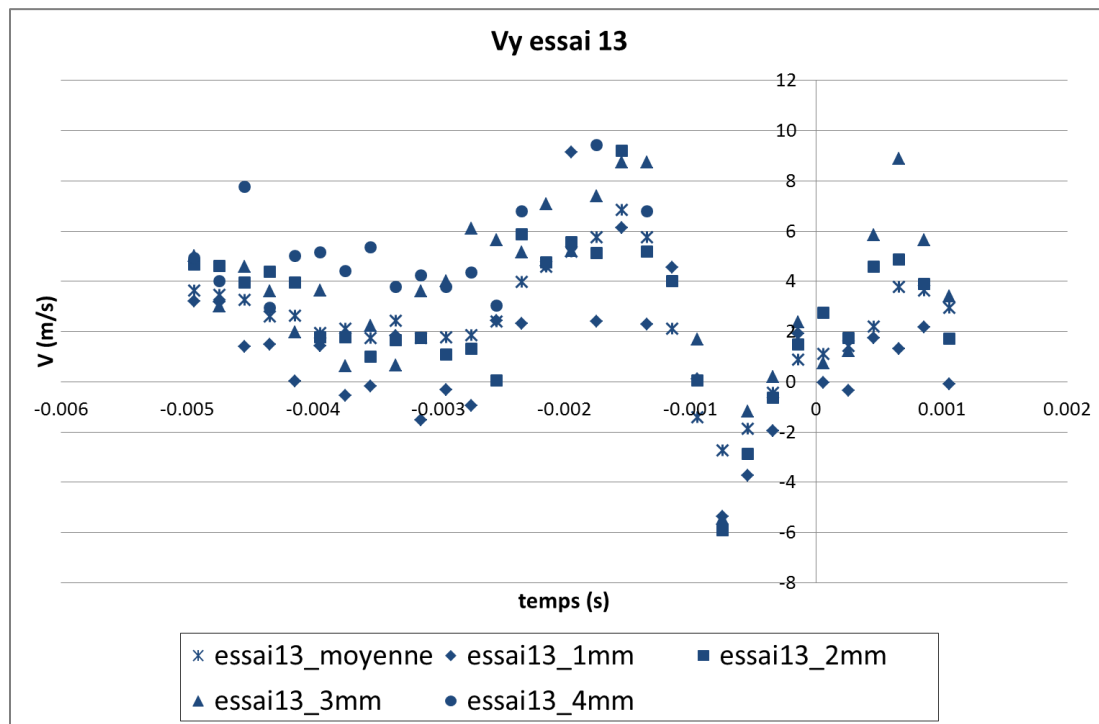
A3.2. V_y 

Fig. A3. 4 : Comparatif des évolutions temporelles de la composante normale à la paroi moyennée et des composantes normales locales à 1, 2, 3 et 4 mm de la paroi

Comme pour la composante tangentielle à la paroi, on remarque que les tendances sont les mêmes pour les composantes normales relevées à différentes distances du fluxmètre et la composante normale moyennée sur la zone devant ce capteur. Le fait de moyenner spatialement la vitesse parallèle à la paroi n'altère donc pas le comportement analysé.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] B. Boust, "Etude Expérimentale et Modélisation des Pertes Thermiques Pariétales lors de l'Interaction Flamme-Paroi Instationnaire," PhD, Université de Poitiers, 2006.
- [2] T. K. Hayes, R. A. White, and J. E. Peters, "Combustion Chamber Temperature and Instantaneous Local Heat Flux Measurements in a Spark Ignition Engine," *SAE Technical Paper*, vol. 930217, 1993.
- [3] J. B. Heywood, "Internal Combustion Engine Fundamentals," ed: McGraw-Hill, Singapore, 1989.
- [4] G. Bruneaux, "Etude Asymptotique, Simulation Numérique Directe et Modélisation de l'Interaction Flamme Turbulente Prémélangée-Paroi," PhD, Ecole Centrale de Paris, 1996.
- [5] C. K. Westbrook, A. A. Adamczyk, and G. A. Lavoie, "A Numerical Study of Laminar Flame Wall Quenching," *Combustion and Flame*, vol. 40, pp. 81-99, 1981.
- [6] M. Saffman, "Parametric Studies of a Side Wall Quench Layer," *Combustion and Flame*, vol. 55, pp. 141-159, 1984.
- [7] F. Foucher, S. Burnel, C. Mounaim-Rousselle, M. Boukhalfa, B. Renou, and M. Trinité, "Flame Wall Interaction: Effect of Stretch," *Experimental thermal and fluid science*, vol. 27, pp. 431-437, 2003.
- [8] K. Karrer, "Diagnostic des Plasmas de Combustion par Sonde d'Ionisation : Application à l'Etude de l'Interaction Flamme-Paroi Instationnaire," PhD, Poitiers, E.N.S.M.A., 2009.
- [9] T. Kathrotia, U. Riedel, and J. Warnatz, "A Numerical Study on the Relation of OH*, CH*, and C2* Chemiluminescence and Heat Release in Premixed Methane Flames," in *European Combustion Meeting*, Vienna, Austria, 2009.
- [10] C. S. Panoutsos, Y. Hardalupas, and A. M. K. P. Taylor, "Numerical Evaluation of Equivalence Ratio Measurement using OH* and CH* Chemiluminescence in Premixed and Non-Premixed Methane-Air Flames," *Combustion and Flame*, vol. 156, pp. 273-291, 2009.
- [11] C. Heghes, "C₁ to C₄ Hydrocarbon Oxidation Mechanism," PhD, University of Heidelberg, 2007.
- [12] L. Haber and U. Vandsburger, "A Global Reaction Model for OH Chemiluminescence Applied to a Laminar Flat-Flame Burner," *Combustion Science and Technology*, vol. 175, pp. 1859-1891, 2003.
- [13] A. Gaydon, *The Spectroscopy of Flames*. London, 1974.
- [14] C. W. Hand and G. B. Kistiakowsky, "Ionization Accompanying Acetylene-Oxygen Reaction in Shock Waves," *Journal of Chemical Physics*, vol. 37, pp. 1239-&, 1962 1962.
- [15] Savadatt.Mi and H. P. Broida, "Spectral Study of Flames of Carbon Vapor at Low Pressure," *Journal of Chemical Physics*, vol. 45, pp. 2390-&, 1966 1966.

Bibliographie

- [16] G. P. Smith, D. M. Golden, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gardiner Jr., V. V. Lissianski, and Z. Qin. (1999). *GRI-Mech 3.0 Web site*. Available: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/
- [17] J. Luque, J. B. Jeffries, G. P. Smith, D. R. Crosley, K. T. Walsh, M. B. Long, and M. D. Smooke, "CH(A-X) and OH(A-X) Optical Emission in an Axisymmetric Laminar Diffusion Flame," *Combustion and Flame*, vol. 122, pp. 172-175, 2000.
- [18] R. J. Blint, "The Relationship of the Laminar Flame Width to Flame Speed," *Combustion Science and Technology*, vol. 49, pp. 79-92, 1986.
- [19] J. Sotton, "Interactions entre une Combustion Turbulente et la Paroi dans une Enceinte Fermée," PhD, Université de Poitiers, 2003.
- [20] S. R. Vosen, R. Greif, and C. K. Westbrook, "Unsteady Heat Transfer during Laminar Flame Quenching," *Symposium (International) on Combustion*, vol. 20, pp. 75-83, 1985.
- [21] D. J. Cleary, "An Experimental Investigation of Single-Surface Flame Quenching," PhD, University of Wisconsin - Madison, 1994.
- [22] R. P. Lucht and M. A. Maris, "CARS Measurements of Temperature Profiles near a Wall in an Internal Combustion Engine," Combustion Research Facility, Sandia National Labs., Livermore, CA1987.
- [23] S. Labuda, M. Karrer, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Experimental Study of Single-Wall Flame Quenching at High Pressures," *Combustion Science and Technology*, vol. 183, pp. 409-426, 2011.
- [24] J. Sotton, B. Boust, S. A. Labuda, and M. Bellenoue, "Head-On Quenching of Transient Laminar Flame: Heat Flux and Quenching Distance Measurements," *Combustion Science and Technology*, vol. 177, pp. 1305-1322, Jul 2005.
- [25] M. Bellenoue, T. Kageyama, S. A. Labuda, and J. Sotton, "Direct Measurement of Laminar Flame Quenching Distance in a Closed Vessel," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 27, pp. 323-331, Mar 2003.
- [26] F. Foucher, "Etude Expérimentale de l'Interaction Flamme-Paroi : Application au Moteur à Allumage Commandé," PhD, Université d'Orléans, 2002.
- [27] J. H. Lu, O. Ezekoye, R. Greif, and R. F. Sawyer, "Unsteady Heat Transfer During Side Wall Quenching of a Laminar Flame," *Symposium (International) on Combustion*, vol. 23, pp. 441-446, 1991.
- [28] O. Ezekoye, R. Greif, and R. F. Sawyer, "Increased Surface Temperature Effects on Wall Heat Transfer during Unsteady Flame Quenching," *Symposium (International) on Combustion*, vol. 24, pp. 1465-1472, 1992.
- [29] P. Popp and M. Baum, "Heat Transfer and Pollutant Formation Mechanisms in Insulated Combustion Chambers," *SAE Technical Paper*, vol. 952387, 1995.
- [30] P. Popp and M. Baum, "Analysis of Wall Heat Fluxes, Reaction Mechanisms, and Unburnt Hydrocarbons during the Head-On Quenching of a Laminar Methane Flame," *Combustion and Flame*, vol. 108, pp. 327-348, Feb 1997.

- [31] D. Lacoste, "Etude Expérimentale de la Combustion de Mélanges Stratifiés Globalement Pauvres en Chambre à Volume Constant," PhD, Université de Poitiers, 2002.
- [32] R.-L. Liu, W. Liu, L.-Q. Wu, and C.-L. Zhao, "LDV Measurements of Velocities and Turbulence Intensities in a Production SI Engine under Motored and Firing Conditions," *SAE Technical Papers*, vol. 1999-01-0955, 1999.
- [33] M. Fujimoto, K. Iwai, M. Kataoka, and M. Tabata, "Effect of Combustion Chamber Shape on Tumble Flow, Squish-Generated Flow and Burn Rate," *JSAE Review*, vol. 23, pp. 291-296, 2002.
- [34] F. Alizon, "Transferts de Chaleur Convectifs dans la Chambre de Combustion des Moteurs à Combustion Interne - Influence de l'Aérodynamique Interne," PhD, Université Paris VI, 2005.
- [35] R. A. Fraser and F. V. Bracco, "Cycle-Resolved LDV Integral Length Scale Measurements in an IC Engine," *SAE transactions*, vol. 97, pp. 222-241, 1989.
- [36] E. J. Lyford-Pike and J. B. Heywood, "Thermal Boundary Layer Thickness in the Cylinder of a Spark-Ignition Engine," *International journal of heat and mass transfer*, vol. 27, pp. 1873-1878, 1984.
- [37] C. Angelberger, "Contributions à la Modélisation de l'Interaction Flamme-Paroi et des Flux Pariétaux dans les Moteurs à Allumage Commandé," PhD, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1997.
- [38] K. Mukai, H. Miyazaki, and S. Yashuara, "Measuring Technique of the Cooling Loss and the Influence of the Operating Variables on Heat Balance in a Gasoline Engine," *SAE Technical Papers*, vol. 2003-04-0065, 2003.
- [39] F. Foucher, S. Burnel, and C. Mounaim-Rousselle, "Evaluation of Burning Rates in the Vicinity of the Piston in a Spark-Ignition Engine," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 29, pp. 751-757, 2002.
- [40] G. H. Choi, K. H. Choi, J. H. Lee, Y. S. Song, Y. Ryu, and J. W. Cho, "Analysis of Combustion Chamber Temperature and Heat Flux in a DOHC Engine," *SAE Technical Paper*, vol. 970895, 1997.
- [41] J.-L. Saulnier, A. Dupont, J.-P. Riviere, and J. Jullien, "Effects of Aerodynamics on Fuel Consumption of a Multivalve S-I Engine. Investigation of the Instantaneous Local Heat Transfer at Part Loads and Distinct Equivalence Ratios," *SAE Technical Paper*, vol. 972938, 1997.
- [42] Y. Tsutsumi, K. Nomura, and N. Nakamura, "Effect of Mirror-Finished Combustion Chamber on Heat Loss," *SAE Technical Paper*, vol. 902141, 1990.
- [43] O. A. Ezekoye, "Heat Transfer Consequences of Condensation during Premixed Flame Quenching," *Combustion and Flame*, vol. 112, pp. 266-269, Jan 1998.
- [44] B. Leveugle, J. Reveillon, and Y. D'Angelo, "DNS of Flame/Wall Interaction, Application to Spark Ignition Engines," in *Workshop on Near-Wall Reactive Flows*, Darmstadt, Allemagne, 2010.

Bibliographie

- [45] B. Leveugle, Y. D'Angelo, and J. Réveillon, "DNS of Flame/Wall Interaction in a Strongly Non Isothermal Case," in *European Combustion Meeting*, Cardiff, Angleterre, 2011.
- [46] W. B. Bush, F. E. Fendell, and S. F. Fink, "Effect of Boundary Thermal Constraint on Planar Premixed-Flame-Wall Interaction," *Combustion Science and Technology*, vol. 24, pp. 53-70, 1980.
- [47] W. Hocks, N. Peters, and G. Adomeit, "Flame Quenching in Front of a Cold Wall under Two-Step Kinetics," *Combustion and Flame*, vol. 41, pp. 157-170, 1981.
- [48] P. Popp, M. Baum, M. Hilka, and T. Poinso, "A Numerical Study of Laminar Flame Wall Interaction with Detailed Chemistry: Wall Temperature Effects," *Rapport du Centre de Recherche sur la Combustion Turbulente* (ed. TJ Poinso, T. Baritaud & M. Baum), pp. 81-123, 1996.
- [49] R. Kraichnan, "Diffusion by a Random Velocity Field," *Physics of Fluids*, vol. 13, p. 22, 1970.
- [50] I. Celik, A. Smirnov, and J. Smith, "Appropriate Initial and Boundary Conditions for LES of a Ship Wake," in *3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, San Francisco, California, 1999.
- [51] S. Malheiro, "Etude Expérimentale de la Combustion d'un Mélange Méthane-Air Hétérogène Globalement Pauvre," PhD, Université de Poitiers, 2002.
- [52] D. Bradley, P. H. Gaskell, and X. J. Gu, "Burning Velocities, Markstein Lengths, and Flame Quenching for Spherical Methane-Air Flames: a Computational Study," *Combustion and Flame*, vol. 104, pp. 176-198, Jan 1996.
- [53] C. Strozzi, "Etude Expérimentale de l'Auto-Inflammation de Mélanges Gazeux en Milieux Confinés et sa Modélisation avec une Description Cinétique Chimique Détaillée," PhD, Université de Poitiers, 2008.
- [54] C. Schulz and V. Sick, "Tracer-LIF Diagnostics: Quantitative Measurement of Fuel Concentration, Temperature and Fuel/Air Ratio in Practical Combustion Systems," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 31, pp. 75-121, 2005.
- [55] W. Koban, J. D. Koch, R. K. Hanson, and C. Schulz, "Toluene LIF at Elevated Temperatures: Implications for Fuel-Air Ratio Measurements," *Applied Physics B-Lasers and Optics*, vol. 80, pp. 147-150, Feb 2005.
- [56] M. Thurber, "Acetone Laser-Induced Fluorescence for Temperature and Multiparameter Imaging in Gaseous Flows, Thermophysics Division, Department of Mechanical Engineering," PhD Thesis, Stanford University, Stanford, California, 1999.
- [57] F. Frat, L. Legrix, P. Vervisch, and E. Dominguez, "Effects of Pressure and Temperature on the Fluorescence of Toluene excited at 248 nm. Implication to Fuel/Air Ratio Measurements in Engines," in *Third European Combustion Meeting*, 2007.
- [58] W. Koban, J. D. Koch, R. K. Hanson, and C. Schulz, "Absorption and Fluorescence of Toluene Vapor at Elevated Temperatures," *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 6, pp. 2940-2945, Jun 2004.

- [59] B. Lecordier, "Etude de l'Interaction de la Propagation d'une Flamme Prémélangée avec le Champ Aérodynamique, par Association de la Tomographie Laser et de la Vélocimétrie par Images de Particules," PhD, Université de Rouen, 1997.
- [60] O. Pajot, "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," PhD, Université d'Orléans, 2000.
- [61] C. Strozzi, J. Sotton, A. Mura, and M. Bellenoue, "Characterization of a Two-Dimensional Temperature Field within a Rapid Compression Machine using a Toluene Planar Laser-Induced Fluorescence Imaging Technique," *Measurement Science & Technology*, vol. 20, Dec 2009.
- [62] G. Bruneaux, K. Akselvoll, T. Poinso, and J. Ferziger, "Flame-Wall Interaction Simulation in a Turbulent Channel Flow," *Combustion and flame*, vol. 107, pp. 27-36, 1996.
- [63] M. Metghalchi and J. C. Keck, "Burning Velocities of Mixtures of Air with Methanol, Isooctane, and Indolene at High Pressure and Temperature," *Combustion and Flame*, vol. 48, pp. 191-210, 1982.
- [64] D. Maroteaux, "Détermination de la Vitesse Fondamentale de Flamme et Etude d'Inflammation de Mélanges Pauvres d'Hydrocarbures Saturés et d'Air Additionnés ou non d'Ethylène," DEA de l'Université de Poitiers 1987.
- [65] B. Boust, J. Sotton, S. Labuda, and M. Bellenoue, "A Thermal Formulation for Single-Wall Quenching of Transient Laminar Flames," *Combustion and flame*, vol. 149, pp. 286-294, 2007.
- [66] B. Boust, L. Bernard, J. Sotton, S. Labuda, and M. Bellenoue, "A Model of Flame Quenching in Non-Isothermal Initial Conditions," in *European combustion Meeting*, Vienna, Austria, 2009.
- [67] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Modeling Heat Transfer and Flame Quenching in Combustion Chambers," in *Workshop on Near-Wall Reactive Flows*, Darmstadt, Allemagne, 2010.
- [68] J. Moreau, "Interaction entre un Jet et un Tourbillon Compressé - Etude Expérimentale de l'Aérodynamique et du Mélange," PhD, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2003.
- [69] F. Medjedoub, "Détermination des Paramètres influant sur le Phénomène d'Endommagement par Fatigue Thermique des Moules en Fonderie sous Pression d'Aluminium," PhD, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2004.