



HAL
open science

Étude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme–paroi instationnaire

Bastien Boust

► **To cite this version:**

Bastien Boust. Étude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme–paroi instationnaire. Génie des procédés. Université de Poitiers, 2006. Français. NNT: . tel-00116773v3

HAL Id: tel-00116773

<https://theses.hal.science/tel-00116773v3>

Submitted on 20 Feb 2007

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

&

FACULTÉ DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUÉES

(Diplôme national – arrêté du 25 avril 2002)

École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Énergétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Bastien BOUST

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DES PERTES THERMIQUES PARIÉTALES LORS DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI INSTATIONNAIRE

Directeurs de Thèse : Marc BELLENOUE et Julien SOTTON

Soutenue le 24 octobre 2006

JURY

Rapporteurs

Mme Christine ROUSSELLE, Professeur des Universités, POLYTECH'Orléans
M. Michel TRINITÉ, Directeur de Recherche CNRS, CORIA, Rouen

Examineurs

M. Afif AHMED, Ingénieur, Docteur ès Sciences, RENAULT, Rueil Malmaison
M. Marc BELLENOUE, Professeur des Universités, ENSMA, Poitiers
M. Gilles BRUNEAUX, Ingénieur, Docteur ès Sciences, IFP, Rueil Malmaison
M. Julien SOTTON, Maître de Conférences, ENSMA, Poitiers

Invité

M. André AGNERAY, Ingénieur, RENAULT, Guyancourt

*À mon épouse,
à nos enfants*

Remerciements

Cette thèse de doctorat, menée au sein du Laboratoire de Combustion et de Détonique, s'inscrit dans le cadre d'une Bourse de Docteur Ingénieur cofinancée par le département Sciences Pour l'Ingénieur du CNRS et par la Direction de l'Ingénierie Mécanique de RENAULT. Je souhaite donc ici remercier le CNRS et RENAULT pour avoir cofinancé cette thèse. Je remercie également Michel CHAMPION et Henri-Noël PRESLES, successivement directeurs du LCD, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Mes remerciements s'adressent spécialement à Tadashi KAGEYAMA et Marc BELLENOUE, qui m'ont initié à la recherche dans l'équipe Moteurs. Je tiens à remercier chaleureusement Marc BELLENOUE pour son soutien inconditionnel durant ces trois années de thèse, ainsi que pour sa confiance et son amitié. Je suis aussi reconnaissant envers Julien SOTTON d'avoir co-encadré ce travail, après l'avoir soigneusement préparé durant sa propre thèse de doctorat. J'aimerais remercier par ailleurs Sergei LABUDA pour sa grande patience, ainsi que pour ses précieux conseils expérimentaux et expérimentés.

J'exprime aussi toute ma gratitude à Afif AHMED, Emma BRIEC et Jean-Pierre RIVIÈRE, qui ont fait bénéficier cette étude de l'expertise de RENAULT et ont participé à ses orientations majeures. Ma gratitude va également à André AGNERAY, Alain FLOCH et Thomas MANSION, pour leur pragmatisme et leurs conseils avisés.

Parmi les membres du Jury, je remercie particulièrement Christine ROUSSELLE et Michel TRINITÉ, qui ont rapporté avec bienveillance et sagacité ce volumineux manuscrit. De plus, je remercie vivement Gilles BRUNEAUX d'avoir examiné cette étude, après avoir apporté une contribution de taille à ce thème de recherche lors de sa propre thèse de doctorat.

Enfin, j'exprime ma profonde reconnaissance à Alain CLAVERIE, pour sa maîtrise des diagnostics et sa persévérance joyeuse dans les campagnes de mesure. Je souhaite aussi remercier Baldeo RUTTUN pour sa disponibilité et sa présence sympathique sur le terrain. Je remercie également Monique DUPUY, Françoise ASTIER, Éliane BONNEAU et particulièrement Jocelyne BARDEAU, pour leur aide précieuse au quotidien. Je veux enfin remercier Yves SÉCHERET, Lionel PUCHAULT, Yves FOY, Jean-Paul BIGEAU, Pascal GRELIER et spécialement Alain DESTOR, pour leur savoir-faire et leur disponibilité.

TABLE DES MATIÈRES

NOMENCLATURE	7
INTRODUCTION	9
CHAPITRE 1 SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE	15
1.1 INTRODUCTION	17
1.2 PHÉNOMÉNOLOGIE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI.....	17
1.2.1 Mécanismes physiques impliqués dans l'interaction flamme-paroi.....	17
1.2.2 Paramètres de l'interaction flamme-paroi.....	19
1.2.3 Modèles d'interaction flamme-paroi.....	22
1.2.4 Synthèse sur l'interaction flamme-paroi.....	24
1.3 CARACTÉRISATION DES PERTES THERMIQUES DANS LES MOTEURS	24
1.3.1 Description du champ de vitesse.....	24
1.3.2 Champ de température en proche paroi.....	37
1.3.3 Évaluation des flux thermiques dans les moteurs à pistons	41
1.4 MODÉLISATION DES PERTES THERMIQUES EN COMBUSTION TURBULENTE	49
1.4.1 Les différents types de formulation	49
1.4.2 Modèles empiriques de pertes thermiques pariétales.....	51
1.4.3 Lois de paroi	53
1.4.4 Synthèse sur la modélisation des pertes thermiques	57
1.5 CONCLUSION	58
CHAPITRE 2 DISPOSITIFS ET DIAGNOSTICS EXPÉRIMENTAUX.....	59
2.1 INTRODUCTION	61
2.2 CHAMBRES DE COMBUSTION.....	61
2.2.1 Chambres dédiées à la combustion laminaire.....	62
2.2.2 Chambre dédiée à la combustion turbulente.....	64
2.2.3 Dispositif d'allumage.....	70
2.3 DIAGNOSTICS EXPÉRIMENTAUX.....	71
2.3.1 Mesure de pression	71
2.3.2 Mesure de flux thermique	71
2.3.3 Chimiluminescence	72
2.3.4 Strioscopie rapide	73
2.3.5 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	75
2.3.6 Vélocimétrie Doppler Laser (LDV).....	78
2.3.7 Ensemencement des écoulements	81
2.4 CONCLUSION	84

CHAPITRE 3 IMPORTANCE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI DANS LES PERTES THERMIQUES 85

3.1	ENJEUX DE L'ÉTUDE	87
3.2	CARACTÉRISATION THERMIQUE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI EN RÉGIME LAMINAIRE	89
3.3	CARACTÉRISATION THERMIQUE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI EN RÉGIME TURBULENT	91
3.3.1	<i>Analogie avec le cycle moteur.....</i>	<i>91</i>
3.3.2	<i>Comparaison des transferts thermiques en régime laminaire et turbulent</i>	<i>93</i>
3.3.3	<i>Pourcentage des pertes thermiques liées à l'interaction flamme-paroi dans le bilan énergétique.....</i>	<i>94</i>
3.4	CONCLUSION	96

CHAPITRE 4 MODÉLISATION DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI INSTATIONNAIRE EN RÉGIME LAMINAIRE 97

4.1	INTRODUCTION	99
4.2	DONNÉES EXPÉRIMENTALES DE RÉFÉRENCE	100
4.2.1	<i>Mesures couplées flux thermique – distance de coincement</i>	<i>100</i>
4.2.2	<i>Critère de détermination de la distance de coincement</i>	<i>106</i>
4.2.3	<i>Récapitulatif des mesures.....</i>	<i>109</i>
4.2.4	<i>Conclusion sur les données expérimentales.....</i>	<i>111</i>
4.3	MODÈLE D'INTERACTION FLAMME-PAROI BASÉ SUR LE TAUX DE RÉACTION	111
4.3.1	<i>Hypothèses du modèle.....</i>	<i>111</i>
4.3.2	<i>Formulation analytique.....</i>	<i>112</i>
4.3.3	<i>Résultats et discussion.....</i>	<i>113</i>
4.3.4	<i>Conclusion sur le modèle basé sur le taux de réaction</i>	<i>115</i>
4.4	MODÈLE D'INTERACTION FLAMME-PAROI BASÉ SUR UN BILAN D'ÉNERGIE.....	116
4.4.1	<i>Hypothèses du modèle.....</i>	<i>116</i>
4.4.2	<i>Formulation analytique du modèle</i>	<i>119</i>
4.4.3	<i>Résultats et discussion.....</i>	<i>121</i>
4.4.4	<i>Conclusions sur le modèle basé sur un bilan thermique.....</i>	<i>123</i>
4.5	CONCLUSIONS.....	124

CHAPITRE 5 SIMULATION DU COINCEMENT DE FLAMME EN RÉGIME LAMINAIRE..... 125

5.1	INTRODUCTION	127
5.2	DONNÉES EXPÉRIMENTALES DE RÉFÉRENCE	127
5.2.1	<i>Description de la combustion dans une enceinte sphérique.....</i>	<i>128</i>
5.2.2	<i>Combustion sphérique et phénomènes parasites.....</i>	<i>131</i>
5.2.3	<i>Conséquences pour la simulation d'une combustion sphérique.....</i>	<i>137</i>
5.3	DESCRIPTION DU CODE DE CALCUL.....	137
5.3.1	<i>Déroulement général du calcul.....</i>	<i>137</i>
5.3.2	<i>Propagation de la flamme.....</i>	<i>139</i>
5.3.3	<i>Calcul d'équilibre chimique.....</i>	<i>140</i>
5.3.4	<i>Pertes thermiques aux parois.....</i>	<i>140</i>
5.3.5	<i>Diffusion thermique dans les gaz</i>	<i>144</i>
5.3.6	<i>Critère d'arrêt de la combustion.....</i>	<i>146</i>

5.4	VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	146
5.4.1	<i>Influence du modèle de pertes thermiques pariétales</i>	146
5.4.2	<i>Influence du modèle de diffusion thermique dans les gaz</i>	147
5.4.3	<i>Influence du rayonnement thermique</i>	150
5.4.4	<i>Influence de la distance de coïncement</i>	152
5.4.5	<i>Conclusion sur la validation du code de calcul</i>	153
5.5	EXPLOITATION DU CODE DE CALCUL	153
5.5.1	<i>Simulation de l'effet de pression</i>	154
5.5.2	<i>Simulation de l'effet de richesse</i>	156
5.5.3	<i>Simulation de l'effet du carburant</i>	158
5.5.4	<i>Simulation de l'effet d'échelle</i>	160
5.5.5	<i>Prédiction de la distance de coïncement</i>	161
5.5.6	<i>Conclusion sur l'exploitation du code de calcul</i>	164
5.6	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	165
CHAPITRE 6 TRANSFERTS THERMIQUES AUX PAROIS EN RÉGIME TURBULENT		167
6.1	INTRODUCTION	169
6.2	DONNÉES EXPÉRIMENTALES DE RÉFÉRENCE	170
6.2.1	<i>Description globale de l'écoulement réactif</i>	171
6.2.2	<i>Description de l'interaction flamme-paroi turbulente</i>	180
6.2.3	<i>Conclusion sur les données expérimentales en régime turbulent</i>	188
6.3	TRAITEMENT DES DONNÉES PIV	189
6.3.1	<i>Évaluation du nombre d'expériences nécessaires</i>	190
6.3.2	<i>Extraction du champ de vitesse à partir des images brutes</i>	192
6.3.3	<i>Extraction du champ de vitesse turbulent</i>	195
6.3.4	<i>Indicateurs du champ aérodynamique</i>	196
6.3.5	<i>Options de traitement retenues</i>	198
6.3.6	<i>Conclusion sur le traitement des données PIV</i>	214
6.4	MODÉLISATION DES PERTES THERMIQUES EN RÉGIME TURBULENT.....	214
6.4.1	<i>Identification des paramètres qui pilotent les pertes thermiques</i>	215
6.4.2	<i>Évaluation comparée des modèles de pertes thermiques</i>	224
6.4.3	<i>Contribution à la modélisation des pertes thermiques en régime turbulent</i>	230
6.5	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	245
CONCLUSIONS & PERSPECTIVES.....		249
ANNEXE 1 MODÈLE DE [RIVÈRE, 2005]		259
ANNEXE 2 CORRÉLATION DE [LECKNER, 1972].....		263
BIBLIOGRAPHIE.....		265

NOMENCLATURE

Alphabet latin

a	Degré d'adiabaticité
b	Fraction brûlée apparente
C_p	Capacité calorifique massique
D	Diamètre
Da	Nombre de Damköhler
E	Densité d'énergie thermique
f	Fréquence
G	Conductance thermique
h	Coefficient de convection
k	Énergie cinétique
Ka	Nombre de Karlovitz
L	Échelle intégrale
ℓ	Longueur de Markstein
m	Masse
M	Masse molaire
N	Taux de rotation
Nu	Nombre de Nusselt
P	Pression
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
q'	Intensité de turbulence
Q	Densité de flux thermique
Q'''	Production volumique de chaleur
r, R	Rayon

R	Constante des gaz parfaits
Re	Nombre de Reynolds
S	Surface
S_s	Vitesse de flamme étirée
S_u, S_l	Vitesse de flamme non étirée
S_{u0}, S_{l0}	Vitesse fondamentale de flamme
t	Temps
T	Température
U	Champ de vitesse
V	Vitesse scalaire
u v w	Composantes de vitesse
$u' v' w'$	Fluctuations turbulentes de u v w
x y z	Coordonnées spatiales

Alphabet grec

α	Absorptivité
δ	Épaisseur de flamme
Δ	Variation
ϵ	Émissivité
κ	Étirement du front de flamme
κ	Constante de Von Karman
φ	Flux thermique adimensionné
Φ	Richesse
\varnothing	Diamètre
λ	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique

ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
σ	Constante de Stefan
τ	Contrainte de frottement pariétal

Indices et exposants

+	Adimensionné
*	Allumage
0	Conditions de référence
ad	Adiabatique
BF	Basse fréquence
exp	Expérimental
F	Flamme
gf	Gaz frais
gb	Gaz brûlés
HF	Haute fréquence
l	Laminaire
q	Coincement
sim	Simulation
s	Étiré
t	Turbulent

u	Gaz frais
u	Non étiré
w	Paroi

Abréviations

BSFC	Consommation spécifique
CCD	Couple Charge Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DNS	Simulation Numérique Directe
DV	Degré Vilebrequin
FFT	Transformée de Fourier Rapide
LDV	Vélocimétrie Doppler Laser
LHR	Low Heat Rejection engine
LIF	Fluorescence Induite par Laser
NdYLF	Neodymium-doped Yttrium Lithium Fluoride
PIV	Vélocimétrie par Images de Particules
PMB	Point Mort Bas
PMH	Point Mort Haut
TFT	Thin Film Thermocouple

INTRODUCTION

Dans le secteur de l'énergie et des transports, les pays industrialisés sont aujourd'hui confrontés à de nombreux défis : diversification des approvisionnements, économie des ressources énergétiques, maîtrise des émissions polluantes... Relever ces défis implique donc un effort concerté de la part des décideurs et des consommateurs, ainsi que des industriels et de la communauté scientifique. Dans cette optique, les acteurs de la Recherche & Développement se doivent de proposer les solutions technologiques les plus appropriées au contexte actuel. Mais en l'absence de rupture technologique majeure, les efforts se concentrent sur l'optimisation des moyens existants, comme le moteur à pistons pour les véhicules particuliers.

À ce titre, l'une des solutions envisagées pour optimiser les moteurs à allumage commandé est la réduction de cylindrée couplée à une suralimentation, communément appelée « downsizing ». Cette solution consiste à réduire la cylindrée du moteur pour le faire fonctionner dans des conditions de charge où les rendements sont meilleurs, et de le suralimenter pour compenser la perte de puissance inhérente à cette réduction de cylindrée. Au-delà du gain de rendement attendu, le downsizing s'accompagne d'une réduction du poids du groupe motopropulseur.

La mise en œuvre de ce concept se heurte à plusieurs difficultés, en raison des hautes pressions et températures qui sont générées dans la chambre de combustion. D'une part, ces conditions peuvent favoriser l'apparition d'anomalies de combustion, comme le cliquetis. D'autre part, sur les parois de la chambre peuvent apparaître des points chauds, capables de provoquer l'allumage du mélange air-carburant. Enfin, ces conditions qui favorisent le rendement du moteur augmentent également les pertes de chaleur aux parois de la chambre de combustion. Dans les moteurs classiques, ces pertes représentent environ un tiers de l'énergie chimique de combustion ; avec la réduction de cylindrée, le rapport surface sur volume augmente et l'importance des pertes thermiques se trouve accrue dans la chambre de combustion. À cet égard, les conditions de hautes pressions et températures créent une compétition entre le gain de rendement recherché et l'augmentation des pertes thermiques. Finalement, la réussite du downsizing repose en partie sur la bonne prédiction des pertes de chaleur aux parois, qui représentent une condition aux limites de la combustion.

Dans le cadre de la simulation numérique en combustion, la plupart des modèles de pertes thermiques pariétales reposent sur une évaluation des échanges thermiques fluide-paroi en milieu inerte. Pourtant, l'interaction entre une combustion turbulente et une paroi ne se limite pas à un transfert de chaleur de l'écoulement vers la paroi. En effet, la propagation de la flamme est ralentie par la paroi, au point de s'arrêter à une distance finie de celle-ci : la distance de coincement. Il est donc hasardeux d'occulter l'aspect réactif de l'interaction flamme-paroi en suivant une approche purement thermique du problème posé.

L'interaction flamme-paroi a donc fait l'objet d'une thèse de doctorat, afin de mieux décrire les aspects fondamentaux des transferts thermiques aux parois dans les chambres de combustion. Cette thèse a été menée en partenariat avec RENAULT, au sein de l'Équipe « Combustion dans les Moteurs » du Laboratoire de Combustion et de Détonique. Au-delà de l'aspect purement thermique de l'interaction flamme-paroi, l'étude s'est portée également sur le comportement de la flamme et de l'écoulement au cours de cette interaction. Pour ces travaux, le choix s'est porté sur l'utilisation de chambres de combustion à volume constant et de prémélanges gazeux méthane-air. Dans cette configuration, l'évolution de la température est fortement liée à celle de la pression, aux pertes thermiques près. La combustion du méthane permet en outre une conservation du nombre de moles dans la chambre, si l'on néglige les dissociations. Ces chambres à volume constant constituent donc un cadre propice à l'étude des pertes thermiques, par leur simplicité.

Dans un premier temps, l'interaction flamme-paroi a été étudiée dans le cas fondamental des flammes laminaires de prémélange gazeux. Cette configuration de référence permet de s'affranchir de l'écoulement turbulent pour se concentrer sur la physique du coincement de flamme, qui est lié intimement aux pertes thermiques.

Ensuite, l'interaction flamme-paroi a pu être étudiée dans des conditions représentatives des moteurs à pistons. Pour cela, une chambre de combustion dédiée a été conçue et mise en œuvre au cours de la thèse. L'interaction flamme-paroi intervient durant la combustion de prémélange gazeux, dans une aérodynamique structurée analogue

au tumble. Le comportement thermique et hydrodynamique de l'interaction flamme-paroi a ainsi été décrit finement dans une configuration simplifiée.

Ces études expérimentales ont permis d'appréhender le comportement de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire ou turbulent, et de mesurer les paramètres caractéristiques du phénomène. Une démarche de modélisation a également été entreprise, afin de prédire le comportement de paramètres comme la distance de coincement ou les pertes thermiques.

Ce mémoire comprend six chapitres. Le premier présente une synthèse bibliographique concernant l'interaction flamme-paroi dans les moteurs. Les aspects fondamentaux du phénomène y sont présentés, ainsi que l'état de l'art concernant sa modélisation. Les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs y sont ensuite examinées en termes d'écoulement, de température et pression des gaz, de température et flux thermique pariétaux ; ceci en vue de concevoir une chambre de combustion qui reproduise ces conditions. Les différentes modélisations des pertes thermiques pariétales sont ensuite passées en revue. Un modèle de pertes thermiques inédit, développé par J.P. Rivère (Direction de l'Ingénierie Mécanique, RENAULT), est également présenté à cette occasion.

Le deuxième chapitre fait état des chambres de combustion et des diagnostics mis en œuvre au cours des campagnes de mesures. Les diagnostics expérimentaux mis en œuvre dans les diverses chambres de combustion permettent de mesurer les principaux paramètres caractéristiques de l'interaction flamme-paroi : distance de coincement, pertes thermiques, pression... En particulier, on présente la chambre dédiée à l'étude de l'interaction flamme-paroi en conditions moteur, conçue en accord avec l'étude bibliographique du Chapitre 1.

Le troisième chapitre quantifie l'importance des pertes thermiques liées à l'interaction flamme-paroi proprement dite, dans le bilan énergétique d'un moteur. En forme de préambule à l'étude fondamentale des pertes de chaleur, ce chapitre montre l'intérêt de séparer la contribution thermique de deux phénomènes distincts : l'interaction flamme-paroi, puis l'interaction gaz brûlés-paroi.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude expérimentale et à la modélisation du coincement de flamme laminaire. L'interaction flamme-paroi y est décrite par visualisation rapide, ainsi que par des mesures simultanées de flux thermique et distance de coincement. À partir d'un bilan d'énergie en proche paroi, on établit ensuite un modèle du coincement de flamme laminaire pour les cas de faible étirement du front de flamme. Ce modèle est validé par comparaison aux mesures expérimentales, dans diverses conditions de pression et de richesse.

Au cours du cinquième chapitre, une étude numérique est menée pour simuler les aspects thermiques de l'interaction flamme-paroi, dans le cas d'une flamme de prémélange en propagation sphérique. Les résultats du code de calcul sont comparés à l'expérience dans des conditions variées : pression, richesse, carburant... Cet outil de calcul permet de montrer la pertinence du modèle de coincement de flamme présenté au Chapitre 4, et du modèle de pertes thermique aux parois de [Rivière, 2005] en l'absence d'écoulement à la paroi. Il est ensuite mis à profit pour expliciter une relation simple entre la distance de coincement et la pression.

Le sixième chapitre fait état des mesures et des traitements de données mis en œuvre pour étudier les transferts thermiques fluide-paroi en régime turbulent, dans la chambre conçue à cet effet. L'interaction flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi y est décrite spatialement et temporellement par les paramètres les plus représentatifs : flux thermique, pression, vitesse, turbulence.... Cette base de données expérimentales permet de montrer quantitativement l'influence de certains paramètres sur les pertes thermiques pariétales. Les prédictions des modèles de la littérature sont ensuite comparées aux pertes thermiques mesurées. Les modèles de pertes les plus pertinents sont ainsi sélectionnés, à partir de leur aptitude à prédire les pertes thermiques dans divers cas de figure. Des préconisations sont alors données pour améliorer la prédiction des pertes thermiques en régime turbulent. En particulier, le modèle de [Rivière, 2005] est amélioré pour prendre en compte plus finement le rôle de l'aérodynamique locale dans les transferts thermiques aux parois des chambres de combustion.

Les conclusions de cette étude sont ensuite présentées. Des perspectives sont également proposées pour des travaux futurs.

CHAPITRE 1

SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 Introduction

L'objectif de cette synthèse bibliographique est de faire le point sur les connaissances concernant l'interaction flamme-paroi telle qu'elle intervient dans les conditions moteur.

D'abord, on rappelle la physique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire ou turbulent. C'est en effet le comportement des différents acteurs de cette interaction (flamme, écoulement, paroi) qui régit la dynamique de l'écoulement réactif en proche paroi.

Ensuite, un inventaire étendu passe en revue les conditions physiques où intervient l'interaction flamme-paroi, dans les cylindres de moteurs à pistons. Il s'agit de disposer d'un aperçu suffisamment représentatif, en vue de dimensionner un dispositif expérimental où seront reproduites les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs en termes d'aérodynamique, pression, température et pertes de chaleur.

Enfin, le point est fait sur la modélisation des pertes thermiques dans les chambres de combustion. On cherche ainsi à sélectionner les approches les plus adaptées à la simulation numérique de la combustion dans les moteurs. C'est sur cet état de l'art que s'appuieront les travaux entrepris aux chapitres suivants pour améliorer la prédiction des pertes thermiques, en vue de la simulation numérique.

1.2 Phénoménologie de l'interaction flamme-paroi

L'interaction entre une flamme et une paroi fait l'objet de nombreuses investigations, en raison notamment des pertes thermiques ou des imbrûlés qu'elle occasionne dans les systèmes de combustion. Il s'agit de mettre en évidence les principaux phénomènes et paramètres caractéristiques mis en jeu par l'interaction flamme-paroi.

1.2.1 Mécanismes physiques impliqués dans l'interaction flamme-paroi

Dans certains systèmes de combustion comme les moteurs, la combustion intervient généralement en présence d'écoulements turbulents. [Bruneaux, 1996] présente l'interaction flamme-paroi comme résultat de la superposition d'interactions réciproques entre trois éléments (cf. Fig. 1.1) : la flamme, la paroi et l'écoulement. En réalité, ces

interactions s'influencent simultanément, bien qu'elles soient ici dissociées par souci de clarté.

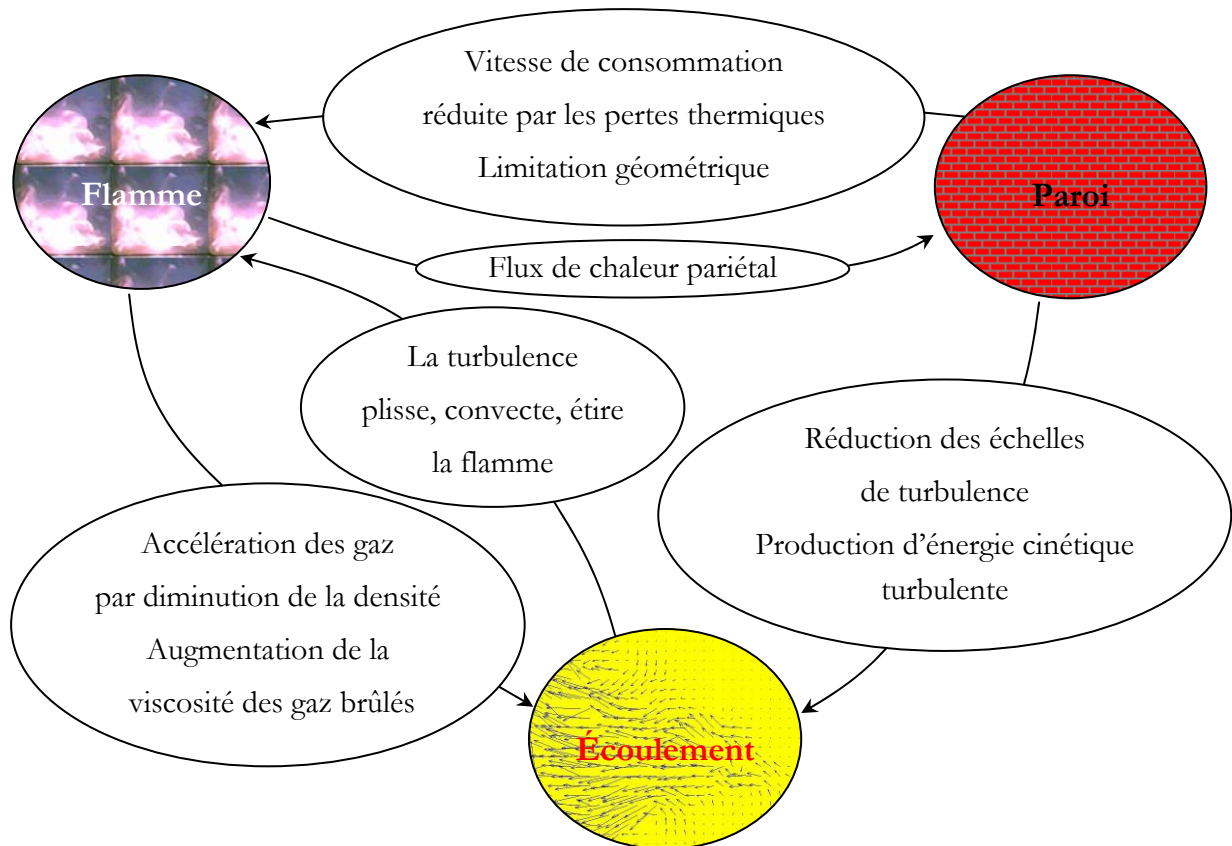


Fig. 1.1 : Mécanismes d'interaction flamme-paroi en régime turbulent, d'après [Bruneaux, 1996]

Régimes d'interaction flamme-paroi

Dans les moteurs, la combustion turbulente s'éteint à une distance finie de la paroi : c'est le phénomène de coincement. Cette extinction peut apparaître sous l'effet individuel ou conjugué des pertes thermiques pariétales, de l'étirement du front de flamme ou d'une désexcitation des radicaux par la paroi. [Angelberger, 1997] précise les géométries de coincement rencontrées dans un cylindre de moteur à pistons (cf. Fig. 1.2).

En réalité, l'agitation turbulente ne permet pas d'atteindre des géométries de coincement purement frontales ou latérales. En régime laminaire, la propagation de flamme n'est pas soumise à la dynamique de l'écoulement, et les interactions avec celui-ci peuvent être négligées. Aussi, l'interaction flamme-paroi en régime laminaire est un cadre d'étude privilégié pour l'investigation fondamentale du phénomène de coincement.

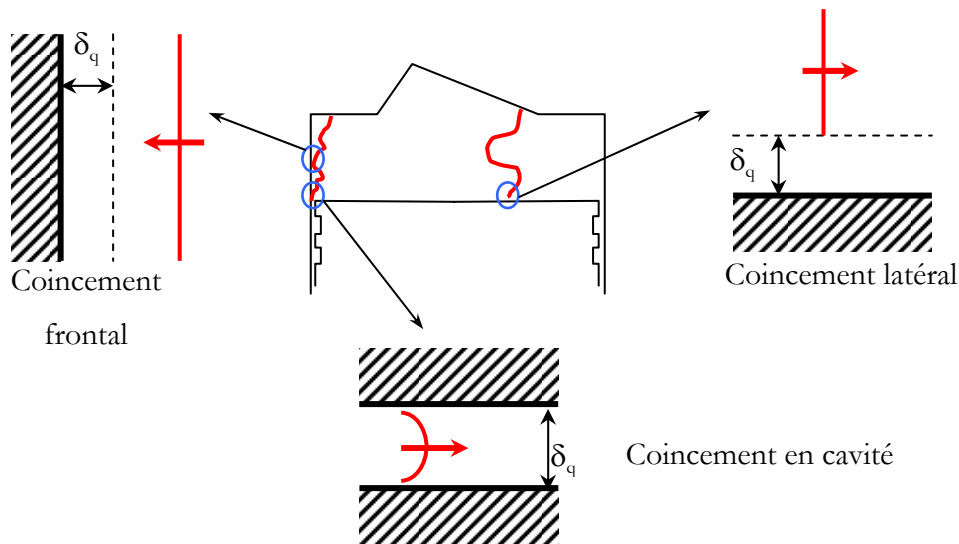


Fig. 1.2 : Configurations d'interaction flamme-paroi dans un cylindre de moteur, d'après [Angelberger, 1997]

Lors du coincement frontal (“head-on quenching”), le front de flamme interagit avec une paroi orthogonale à sa propagation. Cette extinction instationnaire et monodimensionnelle est due au ralentissement de la combustion sous l’effet des pertes thermiques à la paroi. Le coincement latéral (“sidewall quenching”) résulte de l’interaction d’une flamme avec une paroi parallèle à sa propagation. Le phénomène est bidimensionnel et stationnaire dans le repère de la flamme. Dans ces deux configurations (“single-wall quenching”), la distance de coincement δ_q est définie comme la distance minimale à laquelle la flamme s’approche de la paroi.

Le coincement en cavité est l’équivalent du coincement latéral lorsque la flamme se propage entre deux parois parallèles ou dans un tube. La distance de coincement δ_q est alors définie respectivement par la distance entre les parois ou le diamètre de tube au-dessous desquels la flamme ne se propage plus. Si les coincements frontal et latéral concernent la surface du cylindre, le coincement en cavité est rencontré dans les crevasses où il constitue la première source d’imbrûlés dus à l’interaction flamme-paroi.

1.2.2 Paramètres de l’interaction flamme-paroi

L’interaction flamme-paroi est usuellement caractérisée par un ensemble de paramètres. La distance de coincement δ_q est adimensionnée par l’épaisseur de flamme laminaire non étirée δ_l pour former un nombre de Peclet relatif au coincement Pe_q .

$$\text{Éq. 1.1} \quad \delta_l = \frac{\lambda}{\rho_u c_p S_l} \quad Pe_q = \frac{\delta_q}{\delta_l}$$

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

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

$$\text{Éq. 1.2} \quad Q_l = \rho_u S_l Y_{\text{fuel}} \Delta H \quad \varphi_q = \frac{Q_w}{Q_l}$$

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

À partir de l'évolution temporelle du flux pariétal, on peut mesurer un temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi t_q . En suivant la définition de [Vosen et al., 1984], t_q est le temps mis par le flux pour monter de 50% à 100% de sa valeur maximale (cf. Fig. 1.3). Un temps adimensionnel τ_q est obtenu en divisant t_q par le temps de flamme laminaire non étirée t_l .

$$\text{Éq. 1.3} \quad t_l = \frac{\delta_l}{S_l} \quad \tau_q = \frac{t_q}{t_l}$$

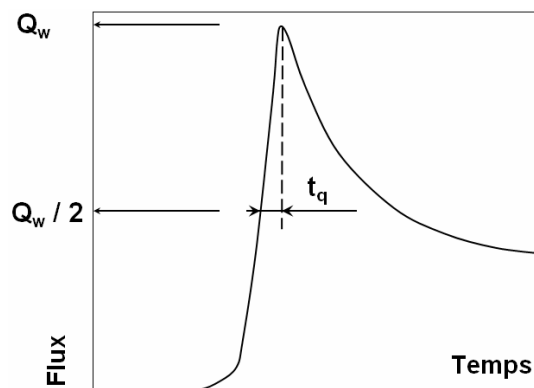


Fig. 1.3 : Définition du temps caractéristique d'interaction flamme-paroi t_q

Si l'accent est mis sur le caractère non étiré de la flamme plane laminaire de référence, c'est que l'étirement de flamme joue un rôle concurrent des pertes thermiques dans le phénomène de coincement. L'étirement est dû généralement à l'écoulement turbulent ou non qui perturbe la propagation de flamme ; il peut aussi apparaître à haute pression sous la forme d'instabilités qui entraînent un plissement du front de flamme. Cet

étirement κ résulte de deux contributions : l'étirement κ_c dépend de la courbure locale de la flamme, et l'étirement κ_s du gradient de vitesse tangentielle imposé par l'écoulement. À titre d'exemple, le coincement par étirement pur d'une flamme stœchiométrique de méthane-air intervient pour un étirement de 2000–3000s⁻¹ [Bradley et al., 1996].

$$\text{Éq. 1.4} \quad \kappa = \kappa_c + \kappa_s = 2 \frac{S_s}{R_C} + \frac{\partial(\vec{V}_s \cdot \vec{l})}{\partial l}$$

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

Paramètres de l'interaction en régime laminaire

Grâce à l'expérience et à la simulation numérique, on connaît les valeurs usuelles des paramètres de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire. Le nombre de Peclet vaut 3–4 en coincement frontal ([Vosen et al., 1984], [Huang et al., 1986], [Westbrook et al., 1981]), contre 6–7 en coincement latéral ([Von Karman & Millan, 1952], [Bruneaux, 1996]). Pour le coincement en cavité ([Fergusson et Keck, 1977] et [Jarosinski, 1983]), Pe_q atteint 15–30 entre deux parois parallèles, et 25–40 dans un tube. Dans la plupart des travaux cités, le flux adimensionné φ_q vaut 0,3–0,4 et le temps adimensionné d'interaction τ_q vaut environ 2. Ces résultats proviennent de travaux menés sur la combustion laminaire de prémélange pour des pressions proches de l'atmosphère (<1MPa) et une paroi « froide » (25°C).

En revanche, ces résultats dépendent de la température de paroi si celle-ci n'est plus « froide » mais dépasse environ 600K. Alors, il n'y a plus de coincement thermique car la couche de gaz frais en paroi est susceptible de brûler sans que les pertes thermiques suffisent à éteindre la combustion. De ce fait, le flux thermique augmente lorsque la température de paroi augmente ([Ezekoye et al., 1992], [Jennings & Morel, 1991]).

À travers les travaux cités, on remarque que φ_q et Pe_q dépendent finalement peu de la pression (0,1–1MPa), de la richesse ou du carburant (méthane, propane). Ce résultat suggère que le coincement de flamme laminaire est contrôlé essentiellement par les pertes thermiques. Le fait qu'un modèle basé sur une chimie simple suffise à caractériser le phénomène conforte cette hypothèse [Westbrook et al., 1981]. Dans les moteurs, la température de surface des parois dépasse rarement 500K (cf. § 1.3.3) : les parois de la chambre de combustion sont donc le siège d'un coincement thermique, principalement.

Paramètres de l'interaction en régime turbulent

À ce jour, peu de données expérimentales sont disponibles concernant les paramètres d'interaction flamme-paroi en régime turbulent. [Sotton, 2003] montre que le flux thermique adimensionné φ_q décroît linéairement avec la pression, dans une machine à compression rapide. Plus généralement, le flux thermique pariétal est assez bien documenté (cf. § 1.3.3). En revanche, aucune mesure fiable de la distance de coïncement n'est recensée en régime turbulent.

Les calculs DNS concernant l'interaction flamme-paroi en régime turbulent proviennent en grande partie de [Bruneaux, 1996]. La flamme commence à être affectée par la paroi lorsque la distance flamme-paroi devient inférieure à environ 10 épaisseurs de flamme ($Pe \approx 10$). On retrouve par ailleurs les nombres de Peclet caractéristiques du coïncement laminaire frontal ($Pe \approx 3,5$) ou latéral ($Pe \approx 7$). Ces résultats suggèrent que l'interaction flamme turbulente-paroi est localement laminaire. La dynamique de l'interaction diffère cependant du cas laminaire : au cours de l'interaction, les courbures du front de flamme côté gaz frais sont atténuées par la présence de la paroi, alors que les courbures du front de flamme côté gaz brûlés sont amplifiées, conduisant à la formation de langues de gaz frais dans les gaz brûlés. Ce résultat a été confirmé expérimentalement par [Foucher, 2002]. Par ailleurs, la simulation permet d'identifier l'influence des structures turbulentes à grande échelle sur les pertes thermiques : ces structures cohérentes poussent les éléments de flamme vers la paroi, ce qui entraîne des flux thermiques supérieurs au cas laminaire. En présence de ces structures, les nombres de Peclet correspondants sont inférieurs au cas laminaire ($Pe \approx 2$) et dépendent de la turbulence dans les gaz frais et de l'étirement local de la flamme.

1.2.3 Modèles d'interaction flamme-paroi

La littérature fait mention de corrélations et de lois de paroi capables de prédire le flux thermique pariétal dans certaines conditions (cf. § 1.4). Cependant, peu de travaux proposent une relation entre les paramètres du coïncement de flamme, i.e. flux thermique et distance de coïncement. En particulier, on n'en trouve aucune en régime turbulent.

À partir d'une analyse simplifiée de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire, [Fergusson & Keck, 1977] proposent une équation liant le flux thermique

pariétal lors du coincement, Q_w , au gradient de température à travers les gaz frais, ΔT . Les auteurs assimilent l'échange thermique qui intervient lors du coincement à un problème de conduction à travers une lame de gaz frais d'épaisseur δ_q et de conductivité λ :

$$\text{Éq. 1.5} \quad Q_w = \lambda \cdot \frac{\Delta T}{\delta_q}$$

Le profil de température est supposé linéaire dans les gaz frais et la température de paroi T_w constante. Pour la température des gaz, [Fergusson & Keck, 1977] ainsi que [Vosen et al., 1984] préconisent de prendre la température adiabatique de flamme T_{ad} . L'étude de [Sotton et al., 2005] met en évidence les limites de cette approche. En effet, les prédictions du modèle (Éq. 1.5) s'éloignent des données expérimentales au-dessus de la pression atmosphérique.

L'approche de [Fergusson & Keck, 1977] est classiquement utilisée pour établir une relation entre φ_q et Pe_q . Si l'on suppose que la température de flamme est égale à la température adiabatique T_{ad} , et que la température des gaz frais T_u est égale à celle de la paroi T_w , alors il vient en combinant (Éq. 1.2) et (Éq. 1.5) :

$$\text{Éq. 1.6} \quad \varphi_q = \frac{Q_w}{Q_l} = \frac{\lambda(T_{ad} - T_w)/\delta_q}{\rho_u c_p S_l (T_{ad} - T_u)} \approx \frac{\lambda/\rho_u c_p S_l}{\delta_q}$$

ce qui s'écrit encore :

$$\text{Éq. 1.7} \quad \varphi_q \approx \frac{1}{Pe_q}$$

On obtient donc une relation simple moyennant des hypothèses discutables : notamment en ce qui concerne la température de flamme, qui est loin d'être adiabatique à cause des pertes thermiques. Ce modèle, quoique simpliste, permet cependant d'estimer grossièrement les variations relatives des paramètres de l'interaction flamme-paroi.

Lors d'une étude numérique du coincement frontal pour un mélange méthane-air stœchiométrique, [Westbrook et al., 1981] constatent une relation entre le nombre de Peclet et la pression sur l'intervalle 1–40atm :

$$\text{Éq. 1.8} \quad Pe_{gb} = \frac{\delta_q}{\lambda_{gb}/\rho_{gf} S_l c_{p_{gb}}} = 3,5 \cdot P^{-0,06}$$

avec P la pression en MPa et Pe_{gb} le nombre de Peclet basé sur les gaz brûlés.

Dans l'ensemble, ces modèles simples revêtent une part d'empirisme, de par le « choix » de la température de flamme à considérer ou bien la présence d'une constante de recalage. Il faut donc rechercher, par la modélisation, d'autres moyens de décrire l'interaction instationnaire entre une flamme laminaire et une paroi, pour déterminer une relation sans empirisme entre la distance de coincement et le flux thermique pariétal.

1.2.4 Synthèse sur l'interaction flamme-paroi

L'interaction flamme-paroi rencontrée dans les moteurs s'avère très complexe, de par les influences mutuelles qui existent entre flamme, turbulence et paroi. Pour s'affranchir de l'écoulement turbulent, de nombreuses études se focalisent donc sur le coincement de flamme laminaire. Les résultats obtenus peuvent être généralisés en partie à l'interaction en régime turbulent, puisque la flamme turbulente se relaminarise localement lors du coincement. Une étude en régime laminaire sera donc menée ici avant d'aborder l'interaction flamme-paroi en régime turbulent.

En outre, la littérature présente une carence en matière de modélisation de la distance de coincement, qui est pourtant une donnée cruciale de l'interaction flamme-paroi. Les pertes thermiques pariétales font l'objet d'études plus abouties en régime turbulent, mais décorréées de la distance de coincement. Il n'existe donc pas à ce jour de modèle capable de rendre compte de tous les aspects de l'interaction flamme-paroi turbulente, et d'intégrer ainsi le comportement de la flamme en proche paroi.

1.3 Caractérisation des pertes thermiques dans les moteurs

Il s'agit d'estimer les conditions du transfert thermique aux parois des cylindres de moteurs à pistons, en vue de concevoir un dispositif expérimental pour simuler l'interaction flamme-paroi telle qu'elle intervient dans les moteurs. Au premier ordre, les pertes thermiques sont influencées par le champ de vitesse, la pression et la température des gaz, ainsi que par la température ou l'état des parois.

1.3.1 Description du champ de vitesse

L'écoulement réactif qui caractérise les moteurs à pistons est généralement constitué d'une aérodynamique structurée, i.e. d'un mouvement principal de rotation

selon l'axe du cylindre (swirl) ou selon un axe orthogonal (tumble). Un mouvement organisé permet en effet de mieux contrôler le processus de combustion grâce à un meilleur guidage de l'écoulement réactif. La vitesse et la turbulence engendrées par ces aérodynamiques peuvent tendre à accroître les transferts thermiques pariétaux, c'est pourquoi leur comportement fait ici l'objet d'une étude qualitative et quantitative.

Différentes techniques permettent une observation de l'aérodynamique interne. Le choix du diagnostic employé est crucial car il détermine quels sont les paramètres qui pourront être mesurés directement.

Structure de l'écoulement principal

Pour caractériser l'écoulement, une technique multipoint comme la PIV est assez appropriée car elle fournit une description spatiale des structures aérodynamiques. Cependant la LDV est généralement privilégiée pour extraire des grandeurs relatives à la turbulence. Les différents travaux mentionnés ici permettent d'estimer l'ordre de grandeur des paramètres aérodynamiques comme le taux de rotation, la vitesse moyenne, l'intensité de turbulence, les échelles spatiale et temporelle...

Cette description spatiale du mouvement est un atout de la PIV. [Fujimoto et al., 2002] observent l'influence d'un mouvement de squish superposé au tumble sur la combustion, dans le plan médian d'un monocylindre à allumage commandé (cf. Fig. 1.4). L'ensemencement est assuré par des particules de diamètre moyen $40\mu\text{m}$, ce qui est juste assez fin pour étudier l'écoulement moyen dans la chambre.

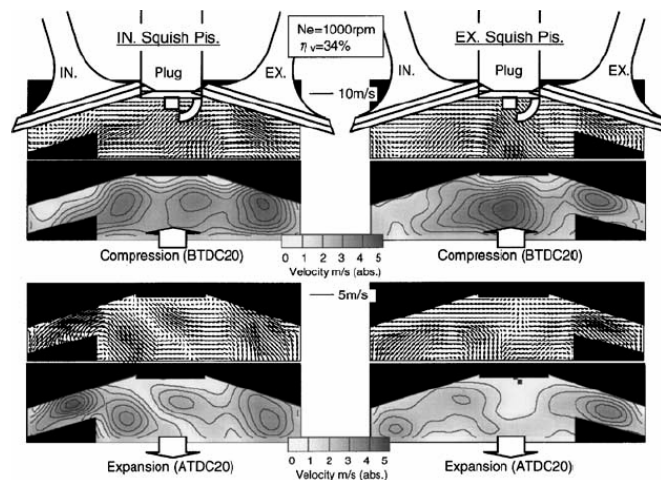


Fig. 1.4 : Influence du squish – moyenne d'ensemble [Fujimoto et al., 2002]

Avant tout, on observe la forme du champ de vitesse qu'occasionne un mouvement de tumble ayant subi une phase de compression : le tourbillon principal est décomposé en plusieurs petits tourbillons, qui maintiennent une turbulence intense. Par ailleurs, un squish côté échappement a manifestement un effet destructeur sur le tumble initial ; à l'inverse, un squish côté admission soutient ce tumble. De ce fait, le squish admission renforce l'aérodynamique jusqu'au voisinage du PMH, favorisant à son tour une combustion plus rapide. La comparaison avec le piston plat montre l'intérêt énergétique de ce dispositif (cf. Fig. 1.5). En effet, la persistance des tourbillons jusqu'en fin de compression assure une turbulence intense à l'allumage. Lors de la combustion, le dégagement de chaleur est donc plus rapide et subit moins de fluctuations cycliques que dans le cas du piston plat. Enfin, un gain de couple est observé à tout régime.

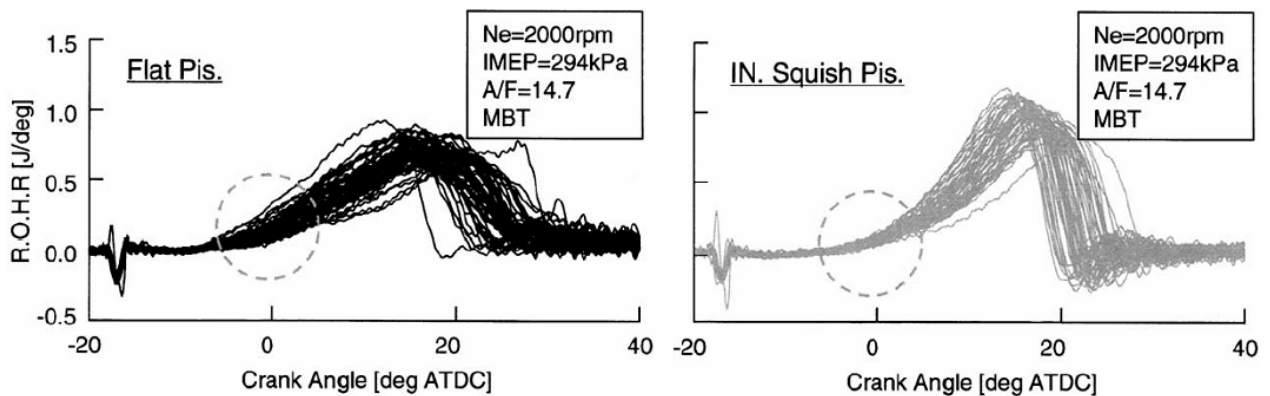


Fig. 1.5 : Influence du squish admission sur le dégagement de chaleur [Fujimoto et al., 2002]

Le gain de turbulence obtenu par tumble est aussi mis en avant par [Kang & Baek, 1998] dans un monocylindre en régime entraîné. L'ensemencement est fait de particules d' Al_2O_3 de diamètre moyen $1\mu\text{m}$. L'effet de l'aérodynamique interne est visible sur le profil de vitesse radiale mesuré par LDV en parcourant l'axe de symétrie du cylindre (cf. Fig. 1.6) : le mouvement d'ensemble s'évanouit dès le milieu de la compression avec l'admission de référence, alors qu'il persiste avec le tumble.

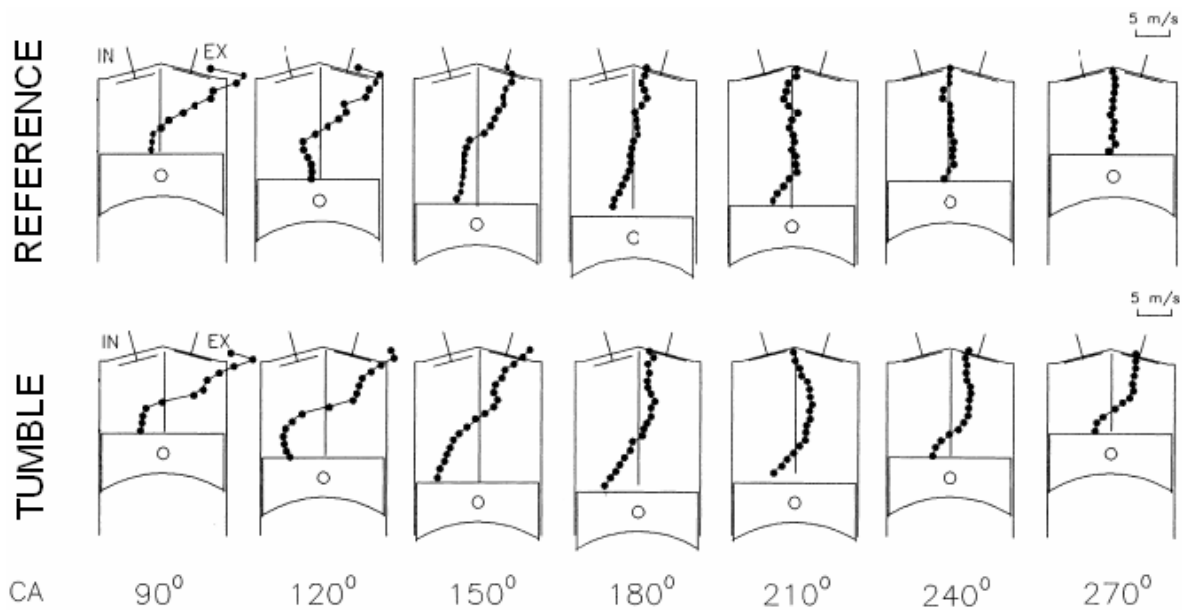


Fig. 1.6 : Vitesse moyenne – 1000tr/min, moyenne de cycle résolu [Kang & Baek, 1998]

Par ailleurs, le tumble créé permet de maintenir un niveau de turbulence élevé jusqu'au PMH (cf. Fig. 1.7). Ainsi au voisinage du PMH, à vitesse moyenne du piston U_p égale, la composante turbulente u' en admission tumble est doublée par rapport à l'admission de référence : les conditions sont donc bien plus favorables à la combustion.

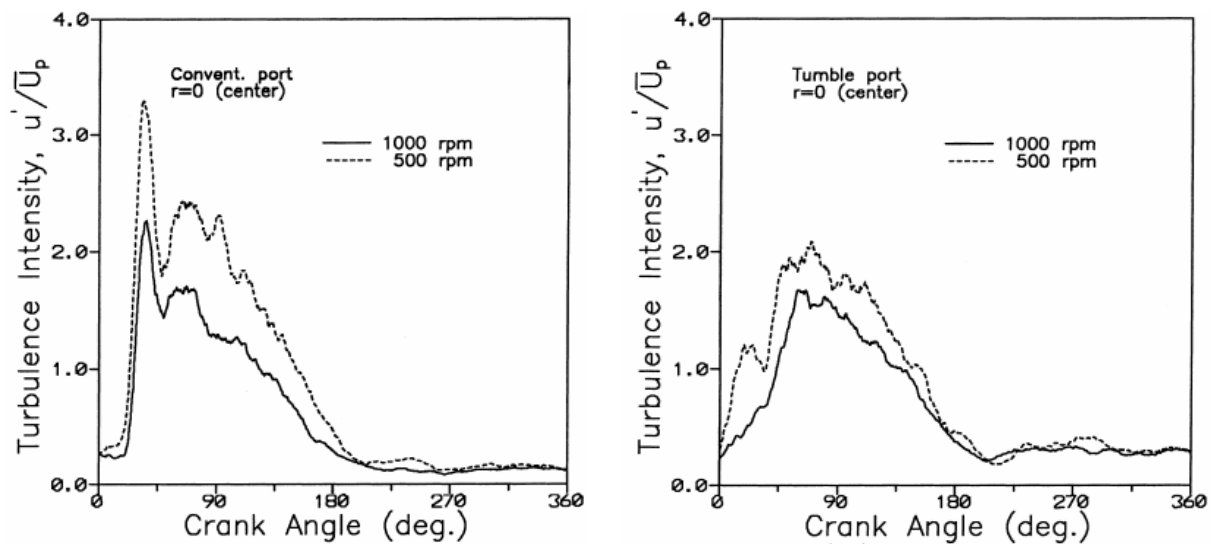


Fig. 1.7 : Influence du tumble sur la turbulence – Cycle résolu [Kang & Baek, 1998]

Ainsi, le tumble et le squish sont manifestement des écoulements promoteurs de la turbulence et accélérateurs de la combustion. En revanche, le swirl a moins d'effet car c'est une rotation d'ensemble dont le moment cinétique reste inchangé au cours de la compression.

[Reeves et al., 1999] proposent d'étudier par tomographie et PIV une section du cylindre à la base de culasse, durant la phase de compression dans un monocylindre entraîné à 700tr/min (cf. Fig. 1.8). L'ensemencement est assuré par des billes d'acrylonitrile de diamètre moyen 35 μ m. Chaque visualisation résulte de la superposition de 3 images de tomographie successives prises à une cadence de 9000images/s. Les champs de vitesse procèdent d'une analyse de cycle résolu sur 9 cycles. Les images de tomographie, purement qualitatives, permettent de corroborer visuellement les mesures de vitesse par PIV : il s'agit d'un mouvement de swirl, dont le taux de rotation avoisine 30tr/s à mi-course. Toutefois, la résolution grossière des champs PIV (5mm) ne permet pas de résoudre les structures turbulentes avec précision.

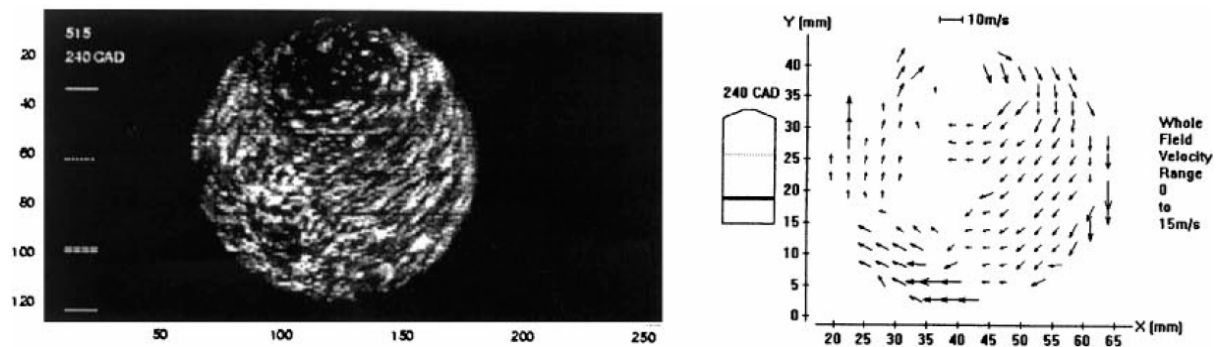


Fig. 1.8 : Tomographie et champ de vitesse – Compression 700tr/min [Reeves et al., 1999]

Néanmoins l'investigation du champ turbulent par PIV est possible. [Reuss et al., 1989] présentent une étude du champ de vitesse par PIV résolue spatialement dans un monocylindre entraîné à 600tr/min. L'air admis est ensemencé à l'aide de particules de TiO_2 et TiCl_4 , de diamètre moyen 1 μ m. La culasse à accès optiques permet de visualiser une section de 12 \times 32mm située au cœur de l'écoulement. La technique de PIV basée sur une acquisition photographique décrit le champ de vitesse selon une grille de 0,5mm, susceptible de résoudre les structures de taille caractéristique 1mm. La partie turbulente du champ de vitesse est ensuite obtenue à l'aide d'un filtrage spatial passe-haut par FFT (cf. Fig. 1.9). L'échelle de séparation, choisie pour distinguer le mouvement moyen de la turbulence, est prise égale à 5mm. La résolution du champ obtenu est assez fine pour calculer les échelles spatiales de turbulence ainsi que le taux d'étirement local. Ces échelles intégrales sont de l'ordre de 1,5mm au voisinage du PMH. La valeur maximale de l'étirement atteint 500–1000s⁻¹.

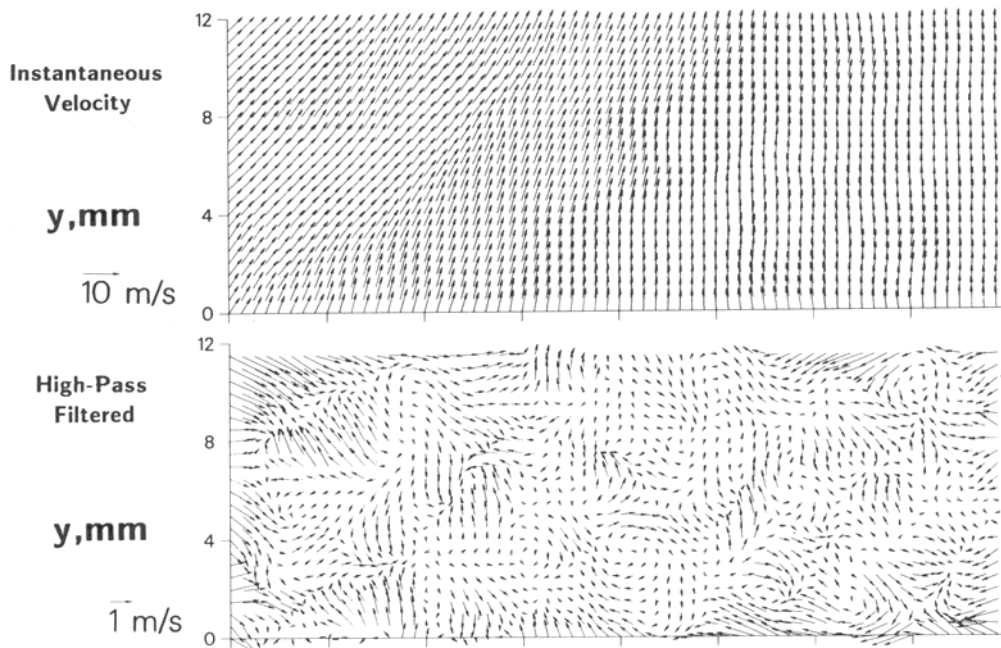


Fig. 1.9 : Champs instantané et turbulent – 600tr/min, PMH+12DV [Reuss et al., 1989]

Au-delà d'une description qualitative de l'écoulement, la PIV est donc susceptible d'offrir des informations quantitatives sur l'écoulement, à condition que la résolution spatiale des mesures soit élevée. En complément de la PIV qui fournit une caractérisation spatiale de la vitesse, la LDV permet de connaître précisément la vitesse en un point au cours du temps, avec une résolution temporelle nettement supérieure.

À l'aide de la LDV, [Liu et al., 1999] montrent l'influence de la combustion sur l'écoulement dans un monocylindre à allumage commandé. L'ensemencement est réalisé à partir de particules de TiO_2 de diamètre moyen $1\mu\text{m}$. Le point de mesure est situé sur l'axe du cylindre à 14mm de la culasse, et permet d'obtenir les composantes verticale (i.e. axiale) et horizontale de la vitesse. La vitesse et l'intensité de turbulence sont extraites par une moyenne d'ensemble (cf. Fig. 1.10). De toute évidence, les vitesses calculées sont assez proches pour les cas inerte et réactif, bien que le taux d'acquisition soit nettement réduit en combustion. Lors de l'échappement, les vitesses moyennes sont accrues considérablement dans le cas réactif, à cause des pressions supérieures liées à la combustion. On note par ailleurs l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence : jusqu'à 10m/s et 5m/s respectivement, si l'on omet les pics de vitesse.

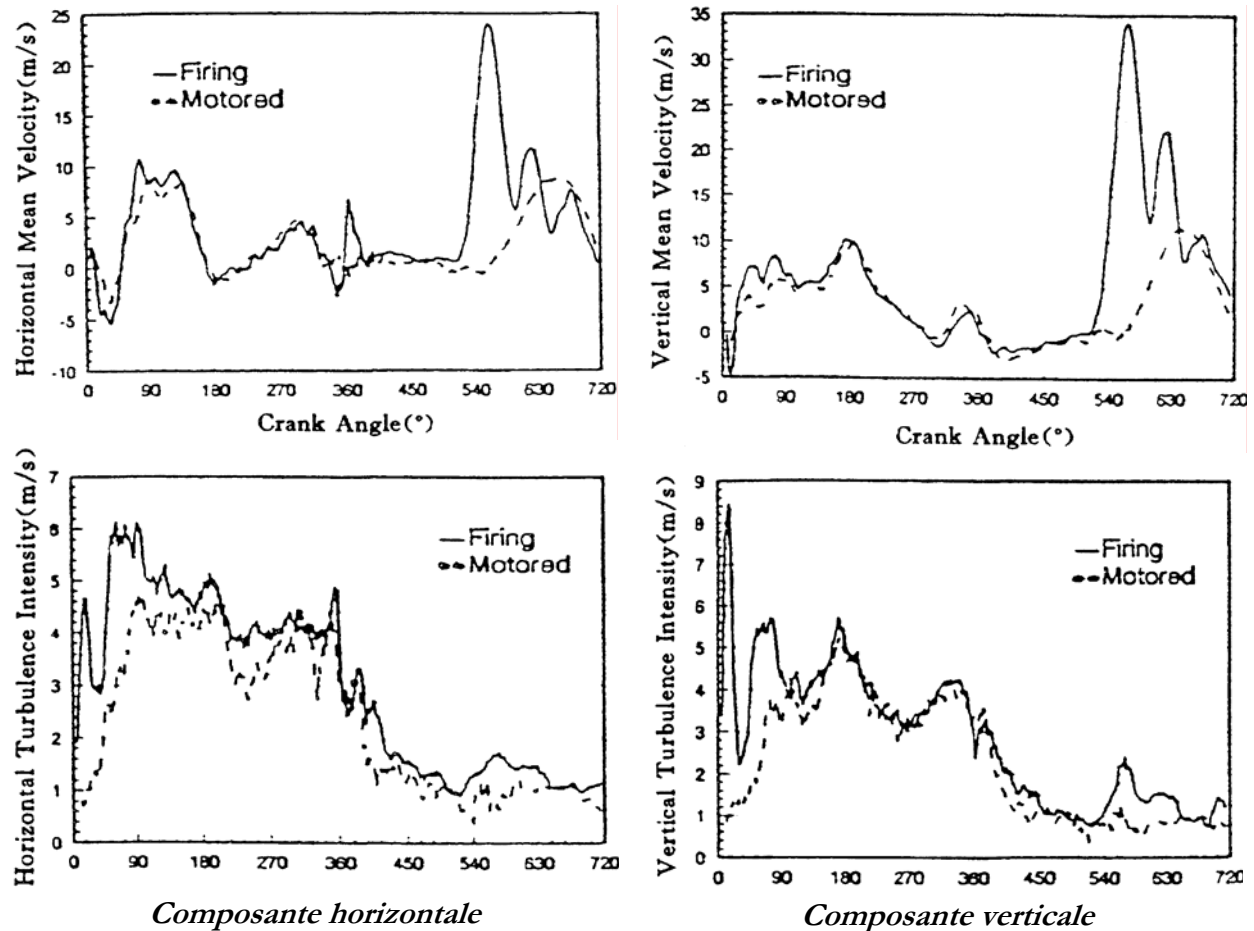


Fig. 1.10 : Vitesse et turbulence – Moyenne d'ensemble 1100tr/min [Liu et al., 1999]

Le caractère ponctuel de la mesure de LDV n'exclut pas un balayage du domaine dont on cherche à caractériser le champ de vitesse. Par exemple, [Jaffri et al., 1997] mesurent les trois composantes de la vitesse en 1548 points d'un cylindre de moteur entraîné. L'ensemencement consiste en des gouttelettes d'eau et de propylène glycol. Une moyenne d'ensemble fournit la cartographie de vitesse dans les plans médians respectivement vertical et horizontal (cf. Fig. 1.11).

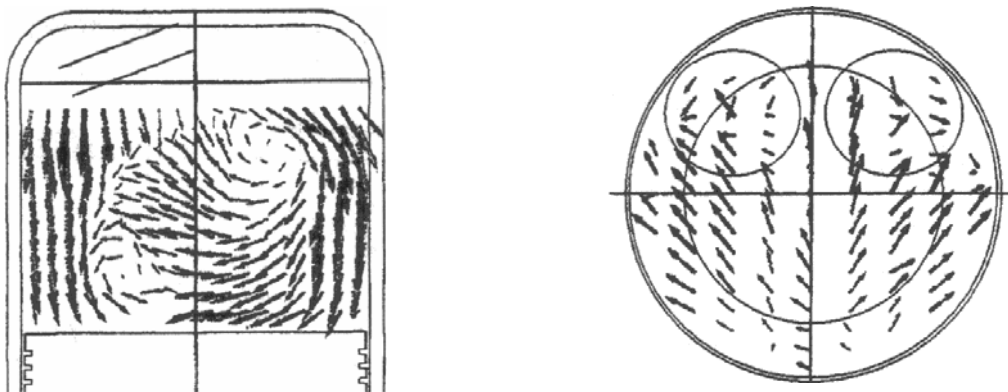


Fig. 1.11 : Plans médians – 600tr/min, 135DV, moyenne d'ensemble [Jaffri et al., 1997]

Durant l'admission et le début de la compression, les vitesses décroissent de manière monotone. Cette tendance est confirmée à partir d'essais similaires par [Hascher et al., 1997] : l'énergie cinétique turbulente décroît de manière exponentielle (cf. **Fig. 1.12**). On obtient ainsi un ordre de grandeur de l'intensité de turbulence, définie comme racine de l'énergie cinétique turbulente : 5m/s en début d'admission et 2,5m/s au PMB.

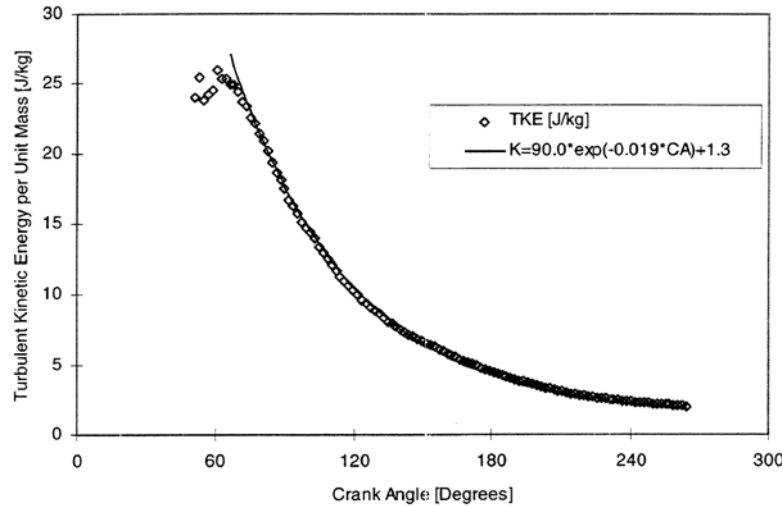


Fig. 1.12 : Énergie cinétique turbulente – 600tr/min, moyenne d'ensemble
[Hascher et al., 1997]

L'évolution du niveau de vitesse et de turbulence en fonction du régime moteur est mesurée par LDV : [Corcione & Valentino, 1994] mesurent la vitesse tangentielle d'un point intérieur au bol dans le piston d'un monocylindre entraîné. L'ensemencement est réalisé par des particules de MoS₂ de diamètre moyen 1µm. La décroissance de l'intensité de turbulence tangentielle au cours de l'admission (cf. Fig. 1.13) est en accord avec la décroissance d'énergie turbulente observée par [Hascher et al., 1997]. À la fin de la compression, la lèvre du piston crée un mouvement radial de squish qui réduit la vitesse au profit de l'intensité de turbulence ; et ceci, à tous les régimes moteurs.

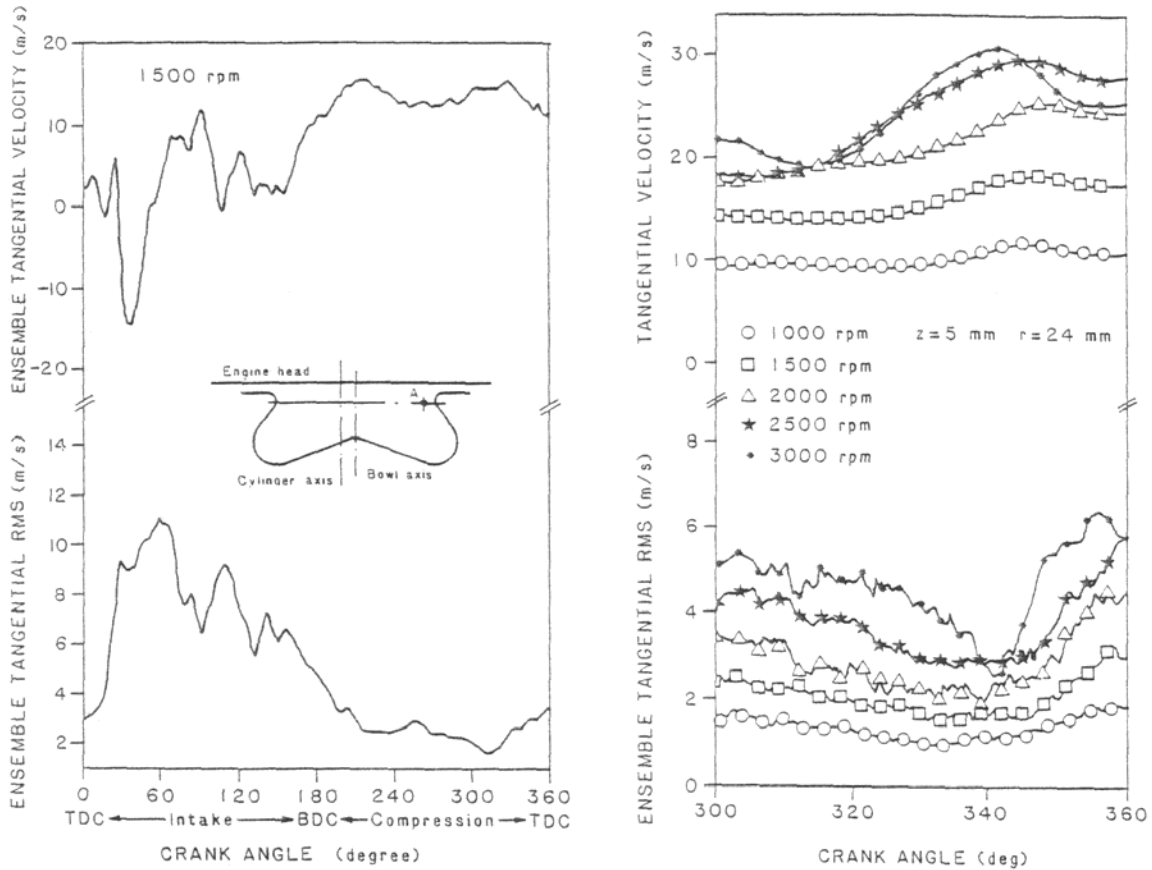


Fig. 1.13 : Vitesse et intensité de turbulences tangentielles – Moyenne d'ensemble
[Corcione & Valentino, 1994]

L'échelle spatiale longitudinale dans la direction tangentielle (cf. Fig. 1.14) est aussi calculée à partir de l'échelle temporelle, en utilisant l'hypothèse de Taylor. Divisée par 4 à l'approche du PMH, l'échelle spatiale confirme que l'énergie cinétique est effectivement transférée aux échelles turbulentes sous l'effet du squish. Elle vaut environ 1mm au PMH puis croît naturellement lors de la phase d'expansion.

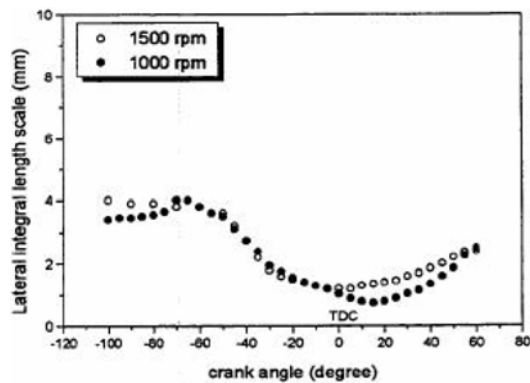


Fig. 1.14 : Échelles spatiales longitudinales en swirl – Moyenne d'ensemble
[Corcione & Valentino, 1994]

Dans les travaux précédemment cités, le traitement des données LDV pour extraire l'intensité de turbulence et les échelles n'est pas identique. Le choix de l'échelle de séparation demeure arbitraire, ce qui empêche une vraie comparaison des résultats.

L'influence de l'échelle de séparation apparaît nettement dans l'étude de [Söderberg et al., 1998] sur un monocylindre à allumage commandé. Le point de mesure par LDV est situé devant la bougie d'allumage. L'ensemencement est fait de particules de polystyrène de diamètre moyen $1\mu\text{m}$. Une analyse de cycle résolu est mise en œuvre pour distinguer les fluctuations turbulentes des fluctuations cycliques.

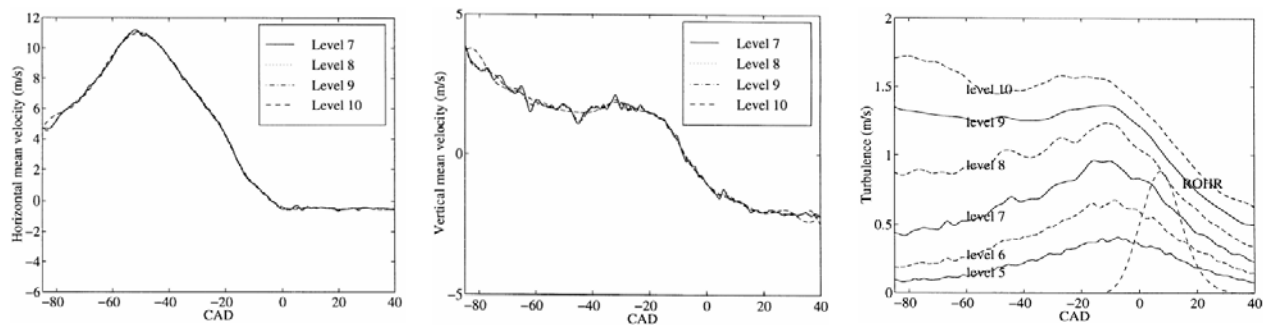


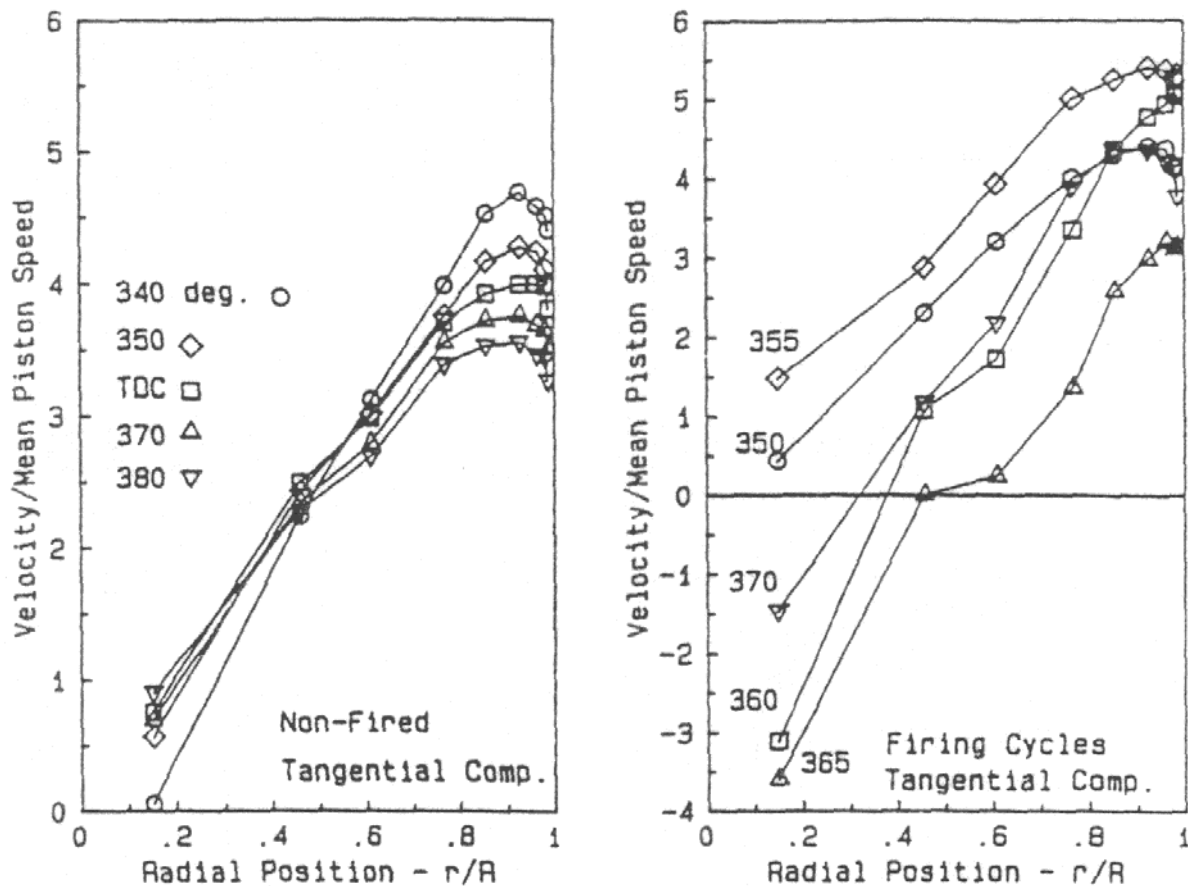
Fig. 1.15 : Influence de la fréquence de coupure – 1500tr/min, moyenne cycle résolu [Söderberg et al., 1998]

Dans cette étude, une particularité du traitement des données LDV est l'utilisation de fonctions ondelettes, au lieu des fonctions trigonométriques de la transformée de Fourier (cf. Fig. 1.15). Les niveaux d'ondelettes 5, 6, 7, 8, 9 et 10 correspondent respectivement aux fréquences de coupure 32, 16, 8, 4 et 2kHz. L'influence de l'échelle de séparation entre vitesse moyenne et turbulence est observée essentiellement sur l'intensité de turbulence. Selon l'échelle de séparation choisie, celle-ci peut varier d'un facteur 4. Ceci montre que chaque traitement doit être adapté aux mesures considérées, et s'appuyer notamment sur l'ordre de grandeur attendu des paramètres recherchés. Ainsi le niveau d'ondelettes adéquat peut-il être estimé dans le cas présent en observant les fluctuations de la vitesse moyenne verticale, par exemple.

Structure de l'écoulement en proche paroi

La structure de l'écoulement en proche paroi influence directement les pertes thermiques pariétales. Le diagnostic de vélocimétrie le plus employé pour l'investigation des conditions aérodynamiques pariétales est la LDV, qui peut être mise en œuvre à l'aide d'un seul accès optique dans les conditions moteur.

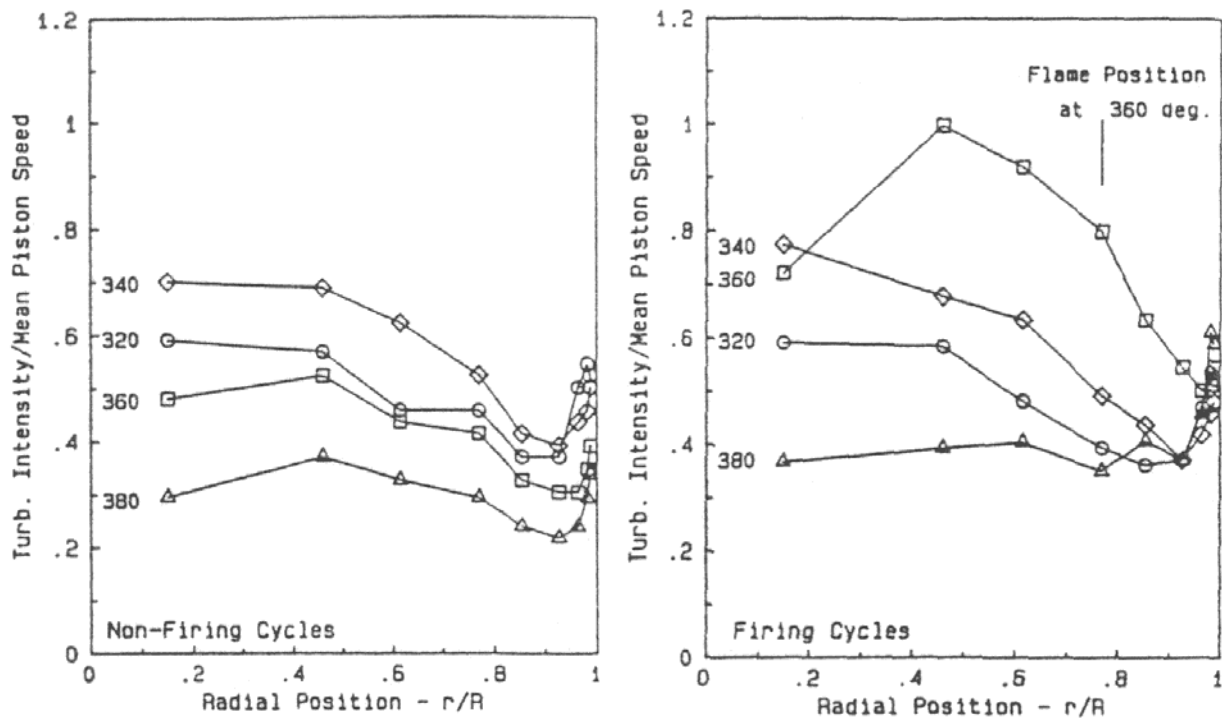
Ainsi, [Hall & Bracco, 1986] mesurent les profils de vitesse en proche paroi par LDV dans un monocylindre à allumage commandé. Les mesures s'approchent jusqu'à 0,5mm et 1,5mm de la paroi pour les composantes tangentielle et radiale de la vitesse, respectivement. L'ensemencement est réalisé par des particules de zircone ZrO_2 de diamètre moyen $1,5\mu m$: ces particules réfractaires permettent ainsi de suivre l'écoulement jusque dans les gaz brûlés. Les profils de vitesse tangentielle moyenne indiquent qu'en l'absence de combustion, le mouvement d'ensemble demeure un swirl de type rotation solide au-delà du PMH (cf. Fig. 1.16). La combustion perturbe manifestement ce swirl en provoquant un ralentissement global des vitesses dans le cylindre. Avec ou sans combustion, le frottement pariétal induit un gradient de vitesse au voisinage de la paroi.



*Fig. 1.16 : Vitesse tangentielle moyenne – 1200tr/min, moyenne d'ensemble
[Hall & Bracco, 1986]*

La turbulence tangentielle décroît le long du rayon du cylindre, puis augmente brutalement à l'approche de la paroi (cf. Fig. 1.17). Cette agitation turbulente est entretenue au contact de la paroi par la dissipation visqueuse. Avec ou sans combustion, l'existence d'un gradient de turbulence au voisinage de la paroi laisse deviner une couche

limite, que la précision des mesures ne permet pas de résoudre. En effet, la mesure la plus proche, à 0,5mm de la paroi, est probablement au seuil de la couche limite.



*Fig. 1.17 : Turbulence tangentielle – 1200tr/min, moyenne de cycle résolu
[Hall & Bracco, 1986]*

L'étude menée par [Foster & Witze, 1987] vise à quantifier le profil de vitesse tangentielle en proche paroi à l'aide de mesures LDV dans un monocylindre à allumage commandé. L'ensemencement est assuré par des particules de zircon ZrO_2 de diamètre moyen $0,4\mu m$. Afin de détecter précisément la couche limite, le volume de mesure s'approche à $60\mu m$ de la paroi. Un premier swirl fournit une vitesse tangentielle de $2m/s$ au point de mesure (cf. Fig. 1.18) : la couche limite est alors estimée à $700\mu m$ environ. Un swirl plus fort fournit une vitesse de $5m/s$ au point de mesure, d'où une couche limite d'épaisseur inférieure à $200\mu m$. Toutefois, la longueur du volume de mesure étant de $80\mu m$, cette valeur de $200\mu m$ constitue un ordre de grandeur. Pour les deux aérodynamiques, l'intensité de turbulence est plus faible en combustion qu'en régime entraîné, car la forte viscosité des gaz brûlés accroît la dissipation turbulente.

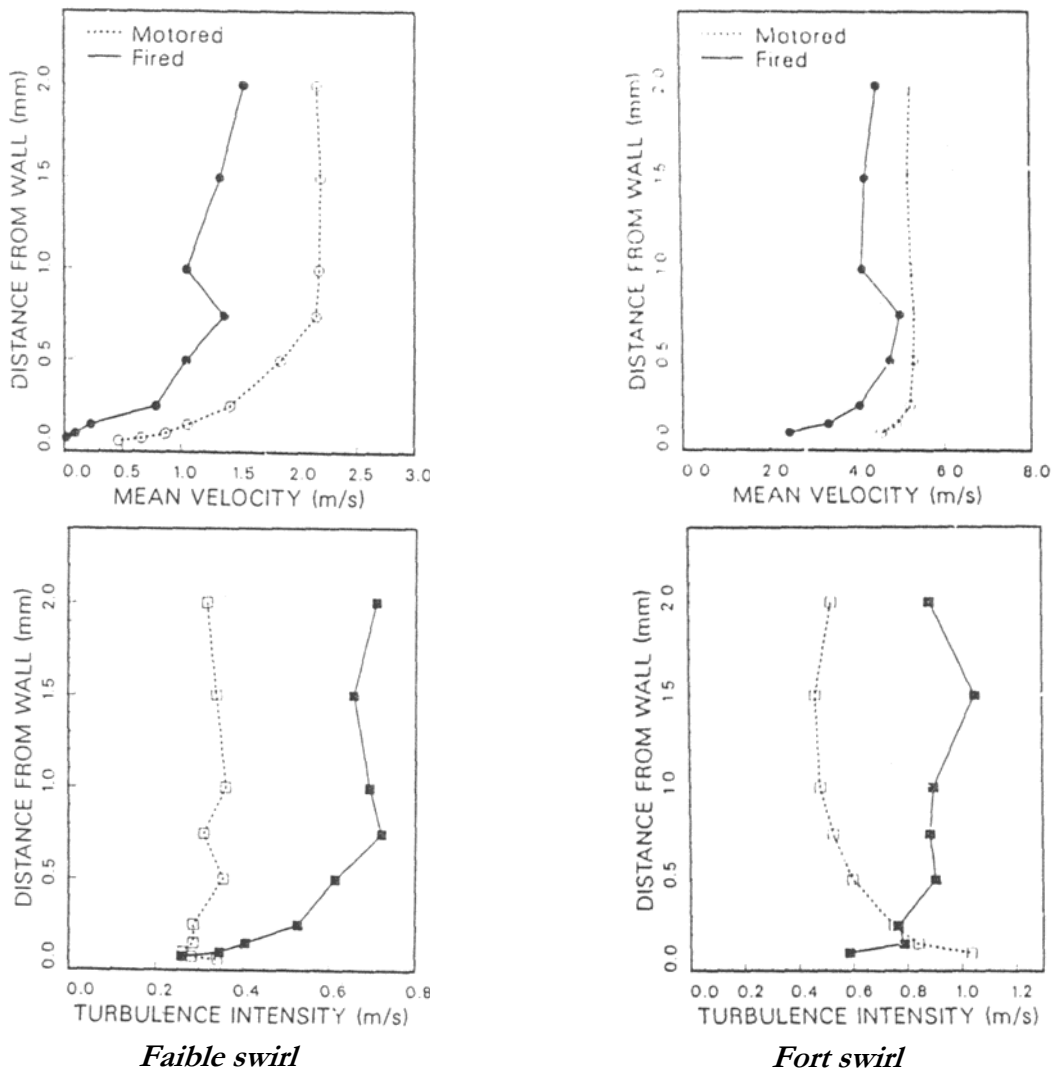


Fig. 1.18 : Vitesse moyenne et turbulence tangentielles – 300tr/min, PMH+20DV, moyenne d'ensemble [Foster & Witze, 1987]

Synthèse des conditions aérodynamiques dans les moteurs

En résumé, les transferts thermiques pariétaux dans les moteurs sont caractérisés par une aérodynamique généralement organisée en un mouvement principal de rotation : swirl ou tumble. Les taux de rotation des gaz en début de compression est de l'ordre de 30tr/s. Notons en particulier que le tumble permet d'entretenir un niveau de turbulence élevé, jusqu'au début de la combustion.

De manière générale, les vitesses moyennes peuvent atteindre 10–20m/s en début de cycle, puis décroissent durant la compression et la combustion pour atteindre moins de 5–10m/s dans les gaz brûlés. De même pour l'intensité de turbulence, qui passe de moins de 5m/s dans les gaz frais à moins de 3m/s dans les gaz brûlés. Tous ces

résultats sont donnés pour des moteurs «de recherche» tournant généralement à 1000tr/min, et augmentent quasi-linéairement avec le régime moteur. L'échelle spatiale de turbulence vaut environ 1mm au voisinage du PMH. En réalité, elle est dérivée de l'échelle temporelle via l'hypothèse de Taylor, qui peut être remise en cause dans les conditions physiques instationnaires des moteurs.

Les mesures de vitesse en proche paroi permettent de mettre en évidence un gradient pariétal de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence, dont l'épaisseur est de l'ordre de 0,1–1mm. La couche limite est néanmoins une notion à considérer avec précaution dans les moteurs à combustion interne, du fait des nombreuses sources d'instationnarités.

Sur un plan expérimental, notons que ces résultats quantitatifs sont issus pour la plupart de mesures par LDV, diagnostic qui présente l'atout d'une résolution temporelle compatible avec le phénomène observé. Pourtant, la PIV est susceptible de fournir une description de l'écoulement avec une haute résolution spatiale, ce qui présente un intérêt certain pour l'étude de l'aérodynamique en proche paroi. Par ailleurs, l'écoulement réactif gagne à êtreensemencé par des traceurs réfractaires. Sinon, la description du champ de vitesse cesse lors de la combustion : c'est le cas de la plupart des études recensées.

1.3.2 Champ de température en proche paroi

Le champ de température qui retient notre attention est le champ obtenu, au voisinage de la paroi, lors de l'interaction instationnaire d'une flamme turbulente avec une paroi plane. En réalité, la flamme et la paroi n'entrent pas en contact mais restent séparées par une couche de gaz frais. La température des parois dans les moteurs étudiés est généralement bien inférieure à celle de la flamme. Le ralentissement de la combustion éteint donc la flamme avant qu'elle n'atteigne la paroi, par coïncement thermique.

Champ de température de référence

Les profils de température en proche paroi sont mesurés par [Cleary, 1994] pour un brûleur dont la flamme de méthane-air stœchiométrique impacte un obstacle. De ce fait, il ne s'agit pas de la configuration de référence car la flamme est séparée de la paroi par une couche de gaz brûlés, dont la température et la viscosité sont supérieures à celles

des gaz frais. La position de la flamme est repérée par LIF sur le radical C_2 . La température de flamme est mesurée par spectroscopie Raman sur les molécules de N_2 .

Pour une même température pariétale, les profils de température dans le fluide dépendent fortement du régime d'écoulement (cf. Fig. 1.19). La couche limite thermique est deux fois plus épaisse dans le cas turbulent que dans le cas laminaire. En effet, il se peut que la turbulence générée par le brûleur renferme des échelles supérieures à la distance de coincement latérale. Cet épaissement de la couche limite thermique par la turbulence est aussi mis en évidence par [Lyford-Pike & Heywood, 1984].

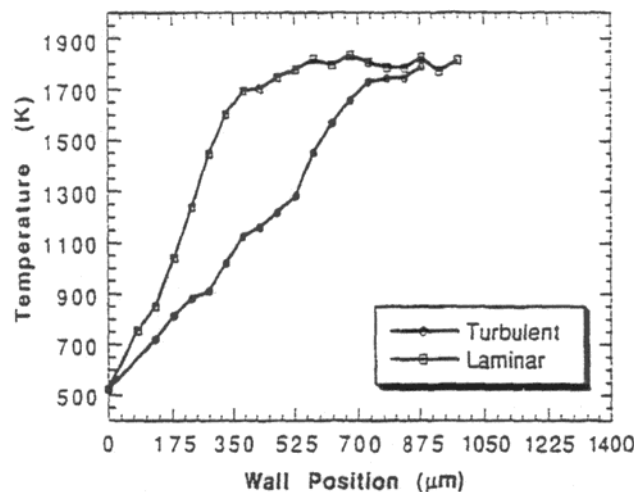


Fig. 1.19 : Influence de l'écoulement sur le champ de température – Méthane-air stœchiométrique, coincement latéral, température de paroi 250°C [Cleary, 1994]

Champ de température en configuration moteur

Les travaux de [Lucht & Maris, 1987] permettent de connaître les profils de température dans un moteur à allumage commandé à fort swirl. La technique de CARS (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering) approche la paroi à $25\mu\text{m}$ avec une précision de $25\text{--}50\mu\text{m}$, ce qui autorise une bonne résolution de la couche limite thermique. La précision en température est estimée à $100\text{--}150\text{K}$. Les mesures sont effectuées au centre de la culasse durant la détente (cf. Fig. 1.20), le pic de pression ayant lieu à 376DV . Les profils de température au voisinage de la paroi sont approchés par une loi en puissance $1/4$. Par ailleurs, la détente est caractérisée par une dilatation de la couche limite thermique, qui s'épaissit de $0,25\text{mm}$ à $1,5\text{mm}$ dans les gaz brûlés.

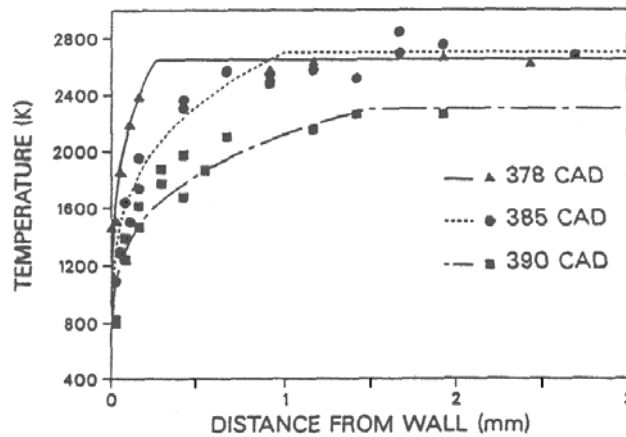


Fig. 1.20 : Profil de température – 600tr/min, propane-air stœchiométrique, température pariétale 400K [Lucht & Maris, 1987]

[Lyford-Pike & Heywood, 1984] mettent en évidence le même épaissement de la couche limite thermique au cours de la compression puis de la détente : la couche limite est estimée à 1–2mm durant la combustion. Ils s'appuient sur une mesure du gradient thermique par striescopie rapide dans un moteur à allumage commandé.

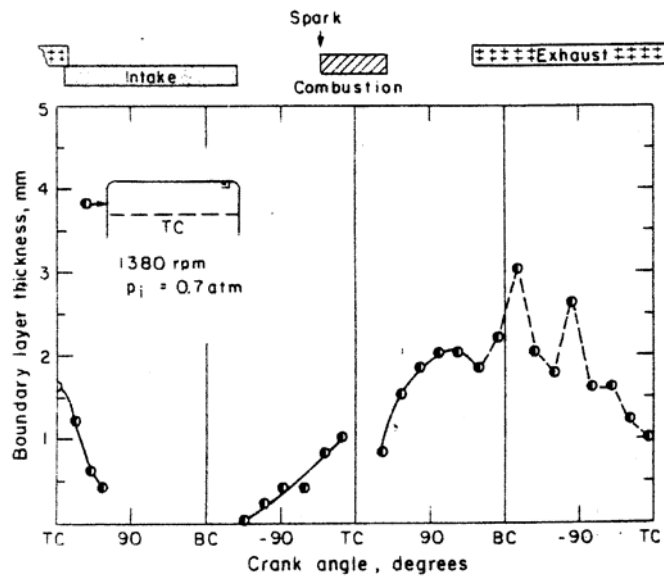


Fig. 1.21 : Évolution de la couche limite thermique [Lyford-Pike & Heywood, 1984]

Des résultats similaires sont obtenus dans le cas inerte. [Yamada et al., 1989] fournissent les profils de température obtenus par interférométrie de speckle au centre d'un monocylindre entraîné. Les profils sont approchés par des courbes logarithmiques qui montrent l'évolution de la couche limite thermique et de la température moyenne des gaz (cf. Fig. 1.22). La compression se traduit bien par une augmentation de la température

moyenne, et la détente par une diminution. L'effet du swirl sur ces profils confirme le résultat de [Cleary, 1994] pour le brûleur : à conditions opérationnelles identiques, il semble que la couche limite thermique soit plus épaisse dans le cas de fort swirl que dans le cas de faible swirl.

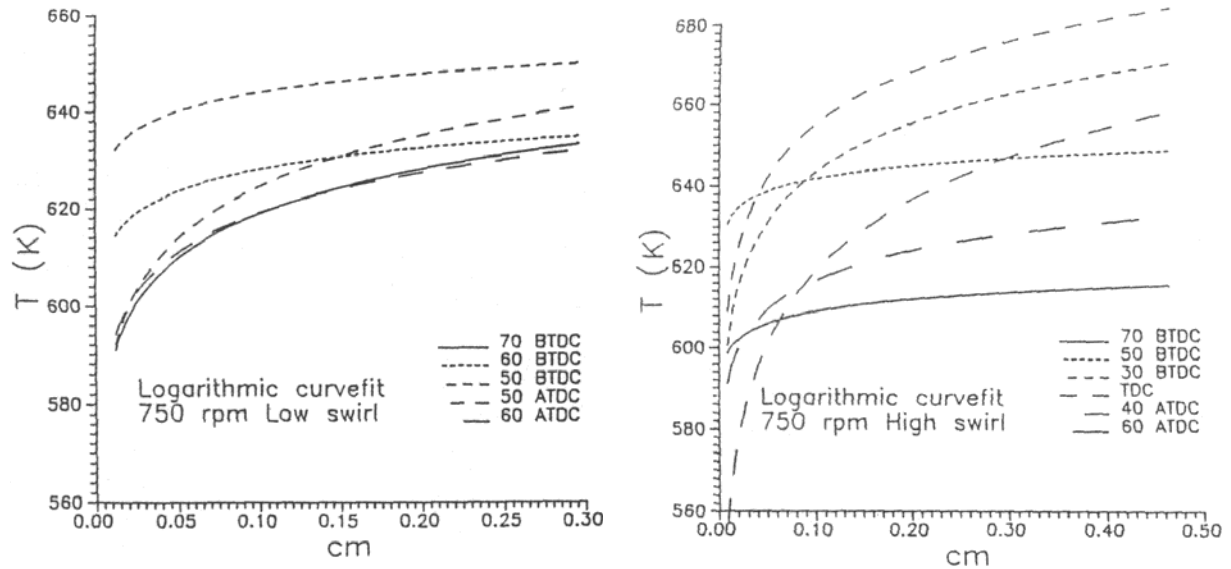


Fig. 1.22 : Influence du swirl sur le profil de température [Yamada et al., 1989]

Ces données sont utilement complétées à l'aide du même diagnostic par [Farrel & Verhoeven, 1987] dans un moteur 2 temps entraîné. La couche limite thermique s'épaissit durant la détente (cf. Fig. 1.23). Les valeurs prises par l'épaisseur de couche limite thermique sont en accord avec les mesures de [Lucht & Maris, 1987] en moteur allumé : de 0,25mm avant combustion à 1,5mm en détente.

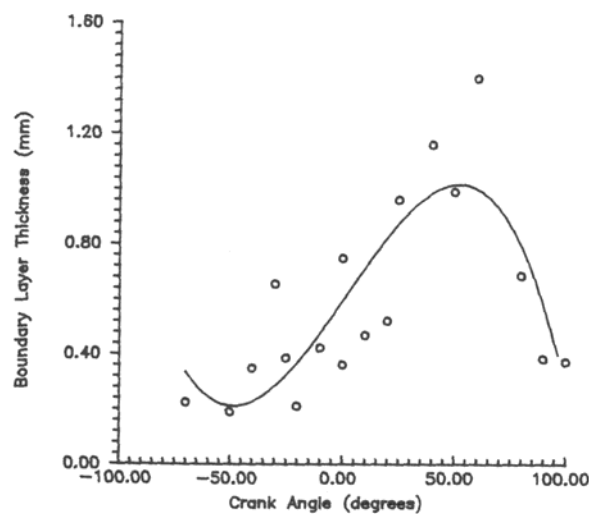


Fig. 1.23 : Évolution de la couche limite thermique - 400tr/min [Farrel & Verhoeven, 1987]

Synthèse sur le champ de température

Le champ de température en proche paroi est somme toute assez méconnu dans les conditions moteur. Les différents diagnostics expérimentaux montrent l'existence d'un gradient de température d'environ 1mm durant la combustion ; cette couche limite thermique s'épaissit durant la détente pour atteindre 1,5mm et 4mm respectivement en régime inerte et en combustion. Au-delà de cette couche limite thermique, le champ de température est uniforme.

1.3.3 Évaluation des flux thermiques dans les moteurs à pistons

Il s'agit de connaître les ordres de grandeur des flux et températures de paroi ainsi que les paramètres qui influencent les pertes thermiques, dans le cas précis des moteurs à combustion interne. Bon nombre de travaux se réfèrent à l'utilisation de fluxmètres de type TFT, constitués d'un thermocouple de surface et éventuellement d'un autre en profondeur. Ce type d'équipement est aujourd'hui l'un des mieux adaptés à la mesure rapide de température de surface, et par suite à la mesure du flux thermique pariétal. La jonction est réalisée par un dépôt de métal dont l'épaisseur, de l'ordre de 1–10 μm , conditionne le temps de réponse du capteur. Le temps de réponse de tels capteurs est de l'ordre de 1 μs d'après les spécifications constructeur, mais il est rarement possible de vérifier le temps de réponse de tels fluxmètres, dans leurs conditions d'utilisation.

Bilan énergétique d'un moteur à allumage commandé

[Mukai et al., 2003] dressent le bilan énergétique d'un moteur 4 cylindres à allumage commandé, de cylindrée 2L. Les pertes thermiques pariétales sont évaluées via le fluide de refroidissement. Les pertes à l'échappement sont calculées via la température des gaz et l'énergie chimique des imbrûlés via leur composition. Dans l'ensemble des conditions ordinaires, le travail sur l'arbre représente environ 25% de l'énergie produite par combustion. Les pertes par refroidissement représentent environ 40% de l'énergie produite, et décroissent quelque peu à mesure que le régime ou la charge augmentent (cf. Fig. 1.24).

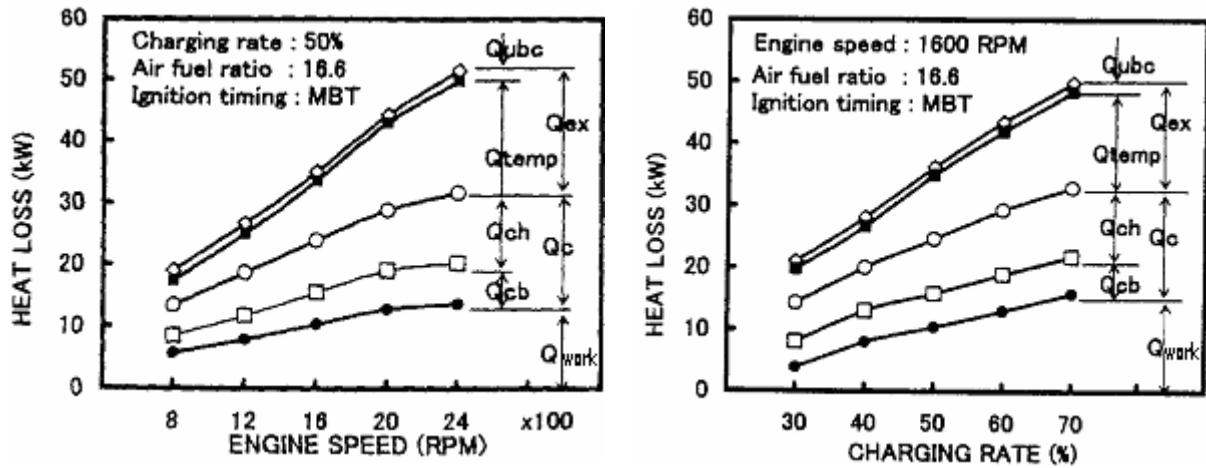


Fig. 1.24 : Influence du régime et de la charge sur le bilan d'énergie [Mukai et al., 2003]

avec Q_{work} : puissance mécanique sur l'arbre

Q_c : puissance thermique de refroidissement

Q_{cb} : puissance thermique de refroidissement sur le bloc moteur

Q_{ch} : puissance thermique de refroidissement sur la culasse

Q_{ex} : puissance perdue à l'échappement

Q_{temp} : puissance thermique des gaz d'échappement

Q_{ubc} : puissance chimique des imbrûlés

Ces mesures montrent que pour un moteur actuel, les pertes thermiques pariétales sont le premier poste de dépense énergétique avec les pertes à l'échappement.

Températures et flux pariétaux dans les moteurs à allumage commandé

[Hayes et al., 1993] proposent une étude de l'évolution de la température de paroi dans un moteur 4 cylindres à allumage commandé, injection multipoint et fort taux de swirl. La culasse est aménagée pour accueillir un thermocouple de surface Fe-constantan. La température pariétale moyennée sur le cycle, ainsi que le flux pariétal maximal au centre de la culasse, croissent avec le régime (cf. Fig. 1.25).

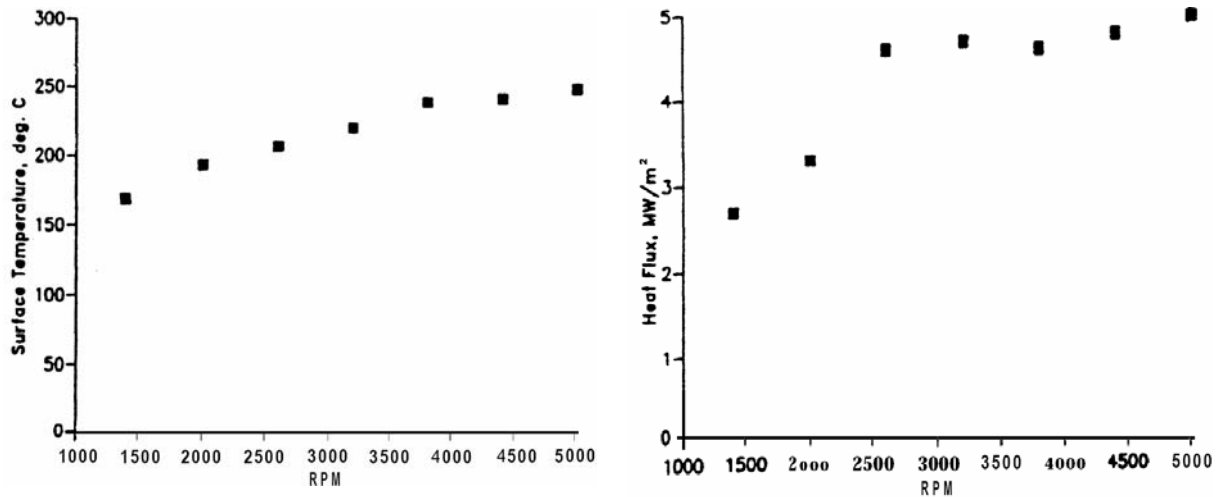


Fig. 1.25 : Température et flux maximal au centre de la culasse [Hayes et al., 1993]

Les travaux de [Choi et al., 1997] illustrent le caractère non uniforme du transfert de chaleur aux parois, pour un moteur 4 cylindres à allumage commandé. La culasse, le piston et les soupapes sont munis de thermocouples de surface chromel–alumel. Le flux maximal et la température mesurés au centre de la culasse (cf. Fig. 1.26) sont comparables aux valeurs trouvées par [Hayes et al., 1993]. En effet, à système de combustion semblable, le centre de la culasse perçoit les mêmes pertes thermiques. Les soupapes d'admission, qui cèdent de la chaleur aux gaz frais durant une partie du cycle, ont une température moyenne modérée ($\approx 500\text{K}$) alors que les soupapes d'échappement, qui reçoivent la chaleur des gaz brûlés, sont portées à haute température ($\approx 1000\text{K}$). Il en va de même sur la culasse pour chaque espace inter-soupapes.



Fig. 1.26 : Température et flux maximal sur la culasse – 3000tr/min [Choi et al., 1997]

Températures et flux pariétaux dans les moteurs à allumage par compression

Les flux thermiques observés dans les moteurs Diesel sont a priori supérieurs à ceux des moteurs à allumage commandé. Cela tient en partie au rayonnement des suies, mais aussi aux taux de compression supérieurs propres au cycle Diesel.

[Alkidas et al., 1985] mesurent les pertes thermiques dans un monocylindre Diesel à préchambre sphérique. Un fluxmètre, formé d'un thermocouple de surface et d'un en profondeur, équipe la culasse du monocylindre en son centre. Les flux thermiques atteignent plus de $3\text{MW}/\text{m}^2$ et la température pariétale 500K (cf. Fig. 1.27).

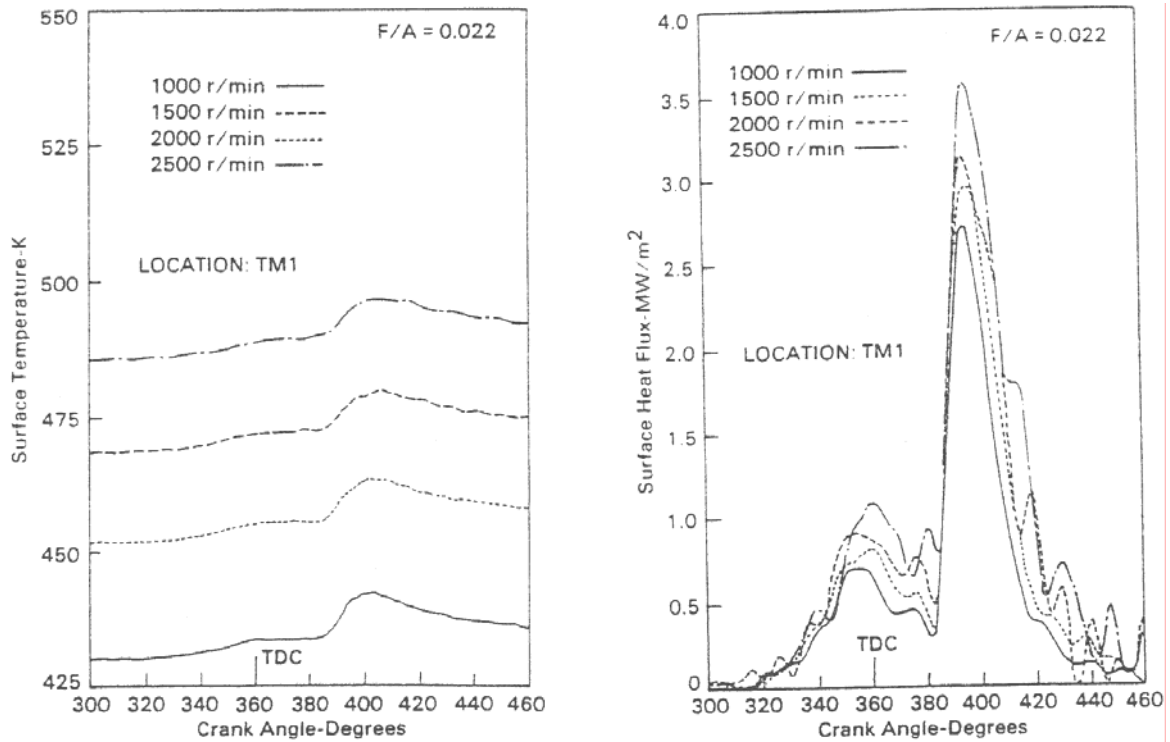


Fig. 1.27 : Influence du régime sur l'échange thermique [Alkidas et al., 1985]

Ces tendances sont confirmées par [Rakopoulos et al., 2000], qui mesurent les flux thermiques échangés avec la culasse à l'aide de thermocouples TFT dans un monocylindre Diesel à injection directe (cf. Fig. 1.28).

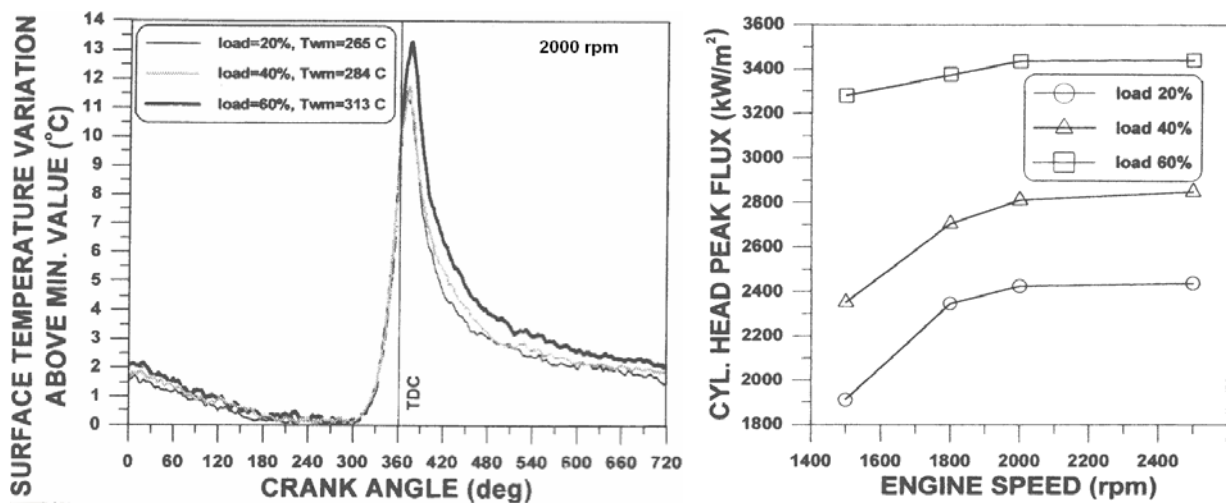


Fig. 1.28 : Influence du régime et de la charge [Rakopoulos et al., 2000]

Influence de l'aérodynamique

Dans le cadre d'un moteur à allumage commandé, [Saulnier et al., 1997] étudient l'influence d'un mouvement d'ensemble sur la chaleur cédée à la culasse ainsi qu'à la chemise du cylindre. Les fluxmètres utilisés comprennent deux thermocouples Fe-constantan, l'un en surface, l'autre 6mm en profondeur. La configuration de référence du moteur étudié ne favorise pas de mouvement particulier. Pour obtenir du swirl, une des deux soupapes d'admission est désactivée. Une première intensité de tumble est obtenue à l'aide d'une culasse appropriée. Une intensité de tumble supérieure est obtenue en obturant à demi la section du conduit d'admission. La faible variation de PMI observée d'une aérodynamique à l'autre fait que les flux thermiques moyens sont comparables (cf. Tab. 1.1). L'influence d'une aérodynamique forte se traduit sur la culasse par des flux plus élevés : le surcroît de flux lié au swirl et au tumble atteint respectivement 42% et 97%.

<i>Aérodynamique</i>	<i>Référence</i>	<i>Swirl</i>	<i>Tumble</i>	<i>Tumble+</i>
<i>PMI (hPa)</i>	2120	2080	2130	1990
<i>Flux moyen (kW/m²)</i>	106	150	185	209

Tab. 1.1 : Flux moyen sur la culasse – 2000tr/min, $\Phi=1$, [Saulnier et al., 1997]

Le flux thermique est influencé par d'autres paramètres moteurs (cf. Fig. 1.29). Ainsi, une avance à l'allumage plus longue augmente les pertes thermiques, qui interviennent à plus haute pression. Enfin, ces pertes décroissent lorsque la richesse s'éloigne de la stœchiométrie, car l'énergie dégagée est moindre.

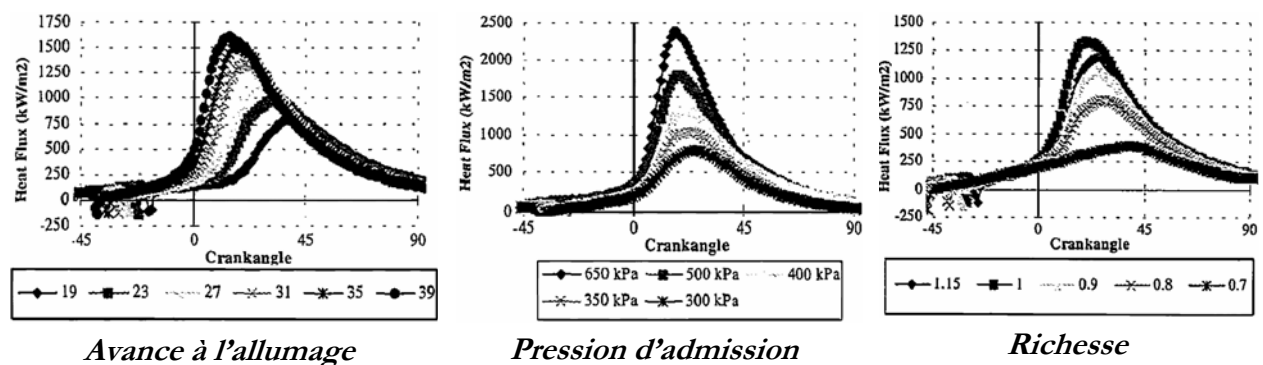


Fig. 1.29 : Flux instantané sur la culasse – Aérodynamique de référence, 2000tr/min [Saulnier et al., 1997]

Influence de la préparation du mélange

L'ensemble des transformations subies par le mélange au cours de l'admission et de la compression conditionne l'amplitude des transferts pariétaux. Cette préparation du mélange dépend notamment du système d'injection.

[Kuboyama et al., 2004] étudient l'influence de la granulométrie du spray dans une machine à compression rapide Diesel à injection directe. L'injection commence au PMH, et correspond à un régime de 1200tr/min. Les flux thermiques instantanés sont calculés à partir de thermocouples de surface TFT placés dans le bol du piston. Une caméra rapide permet de connaître la température de flamme par la méthode des deux couleurs. L'influence de la granulométrie est étudiée à l'aide d'injecteurs 10 trous à 0,10mm et 4 trous à 0,15mm (cf. Fig. 1.30). La durée du flux thermique est plus courte pour l'injecteur à 10 trous. Cela s'explique par la granulométrie plus fine des gouttes, qui s'évaporent plus vite. La combustion est ainsi plus précoce et à température supérieure.

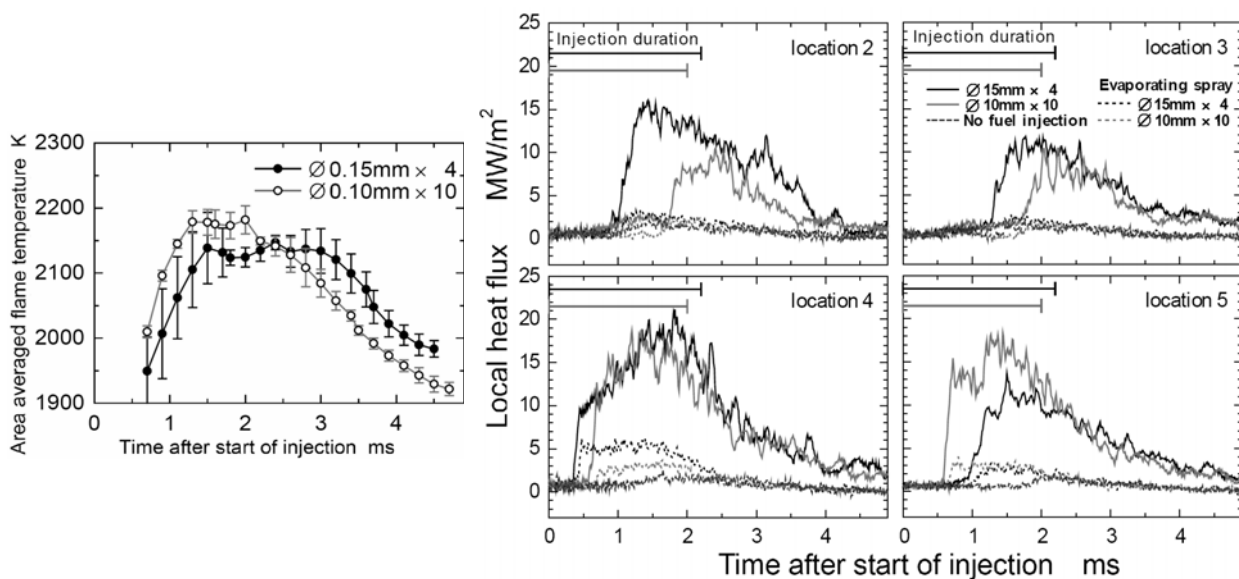


Fig. 1.30 : Influence de la granulométrie [Kuboyama et al., 2004]

Influence de l'état de surface des parois

L'influence de l'état de surface des parois a été étudiée par [Tsutsumi et al., 1990] dans un moteur à allumage commandé. L'utilisation de pistons polis jusqu'à une finition « miroir » abaisse la consommation spécifique BSFC (Brake Specific Fuel Consumption), élève la température des gaz brûlés et augmente le couple moteur (cf. Fig. 1.31). Des gains significatifs sont obtenus si les soupapes et la culasse sont polies avec la même finition.

Sur un piston poli, la température de surface est abaissée de 2–5K, ce qui va de pair avec l'augmentation de température des gaz brûlés. En outre, une simulation numérique du problème indique que les pertes de chaleur sont diminuées de 6% environ. Le gain d'efficacité provient donc d'une moindre déperdition de chaleur aux parois.

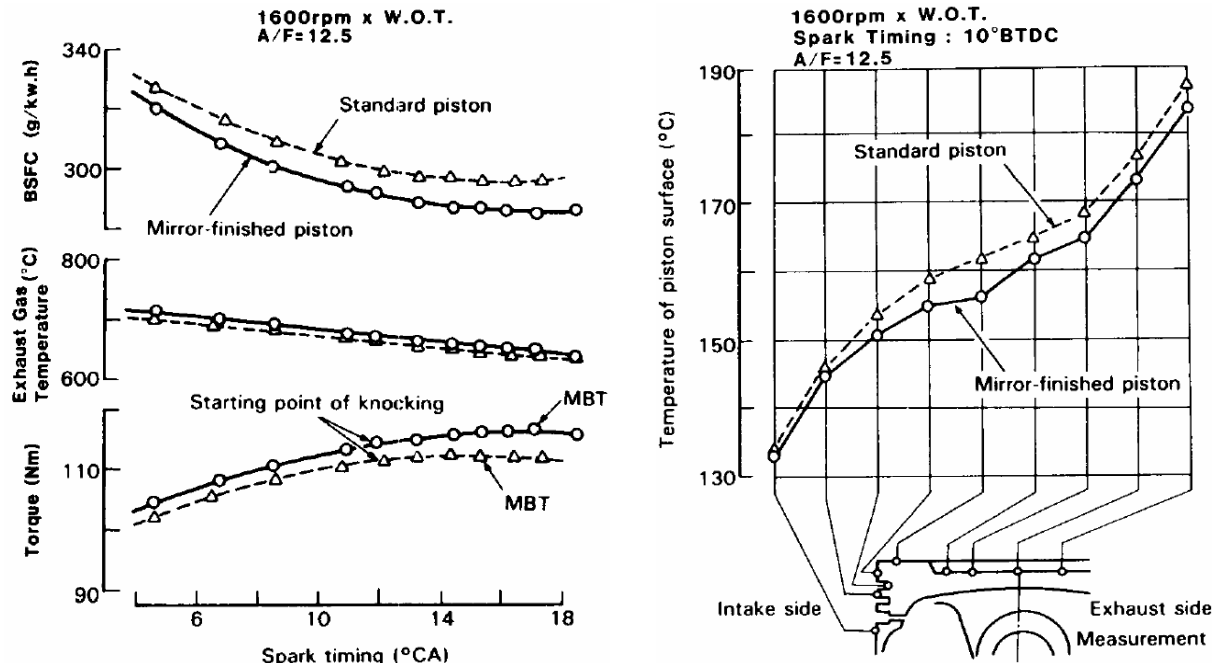


Fig. 1.31 : Effet du polissage des pistons [Tsutsumi et al., 1990]

Influence de l'isolation des parois

Le concept de moteur à faible rejet de chaleur LHR (Low Heat Rejection engine) fait ainsi l'objet d'investigations particulières. Pour limiter l'échange de chaleur pariétal, une solution consiste à isoler la chambre de combustion à l'aide de céramiques notamment, dont la conductivité thermique est inférieure à celle des métaux habituels.

Le concept LHR semble avantageux si l'on en croît les études numériques de [Nishiwaki & Hagiwara, 1990] ou [Rakopoulos & Mavropoulos, 1999], où un cylindre Diesel est isolé à l'aide d'une couche de zircon ZrO_2 ou de nitrure de silicium Si_3N_4 . Toutefois, ce concept se heurte à des phénomènes encore mal maîtrisés. D'une part, les hautes températures atteintes par la couche de céramique ont pour effet de réduire sensiblement le rendement volumétrique lors de l'admission. D'autre part, les gaz adsorbés par la couche de céramique peuvent être désorbés à un instant où leur contribution n'est pas forcément propice au cycle moteur. De ce fait, il n'est pas surprenant d'observer dans la configuration expérimentale de [Tsutsumi et al., 1990] une

augmentation de la consommation spécifique BSFC due à un dépôt de 0,5mm de zircone ZrO_2 sur le piston (cf. Fig. 1.32), et ceci quelle que soit la dilution A/F.

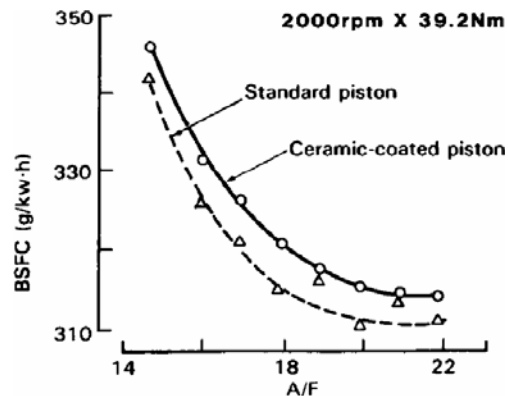


Fig. 1.32 : Effet du dépôt de céramique sur la consommation [Tsutsumi et al., 1990]

Des progrès sont donc encore nécessaires pour que le concept LHR se traduise par des gains de performances qui ne pénalisent pas la consommation.

Synthèse sur les conditions thermiques aux parois

Dans les moteurs à pistons, les transferts thermiques pariétaux ont lieu entre une paroi dont la température avoisine 400–500K et des gaz brûlés dont la température au PMH excède 2000K. La couche limite thermique résultant de ce gradient de température est de l'ordre de 0,25mm. Les flux thermiques pariétaux relevés autour de 1000tr/min sur des moteurs de recherche sont supérieurs à $1MW/m^2$, et augmentent avec le régime et la charge. Un saut de température pariétale d'environ 10–15K est occasionné par l'échange thermique. Les pertes thermiques aux parois représentent plus d'un tiers du bilan énergétique d'un moteur. L'isolation des cylindres par céramique réduit cette proportion mais les gaz d'échappement sont plus chauds, de sorte que le rendement diminue.

Les conditions des transferts thermiques pariétaux dans les chambres de combustion des moteurs sont donc à présent identifiées. Les principaux paramètres qui augmentent le flux cédé aux parois sont entre autres : la pression (la charge), la température des gaz, la vitesse des gaz (le régime moteur) et la turbulence. C'est l'influence de tels paramètres que l'on souhaite retrouver dans un modèle de pertes thermiques utilisable pour la simulation numérique.

1.4 Modélisation des pertes thermiques en combustion turbulente

Dans les chambres de combustion, les pertes thermiques pariétales ont principalement pour origine la conduction des gaz brûlés vers la paroi. Le rayonnement des gaz chauds et des particules représente une contribution non négligeable dans certaines applications comme les moteurs Diesel, où il fait l'objet d'études spécifiques. Ici, seule la contribution conductive est considérée. En effet, ce mode de transfert thermique aux parois est prépondérant dans le cas de la combustion de prémélange, ce qui recouvre un grand nombre d'applications comme les moteurs à allumage commandé. Dans ce qui suit, le terme d'échange radiatif est volontairement omis pour faciliter la comparaison, bien qu'il soit mentionné dans un certain nombre de modèles de pertes.

1.4.1 Les différents types de formulation

Modèles de pertes

Le transfert de chaleur pariétal est représenté classiquement par l'hypothèse de convection, qui postule une relation linéaire entre le flux thermique Q_w et l'écart de température séparant les gaz T de la paroi T_w . Ceci introduit le coefficient de Newton h , qui est l'objet des recherches dans les études basées sur l'hypothèse de convection.

$$\text{Éq. 1.9} \quad Q_w = h \cdot (T - T_w)$$

Cette formulation constitue un développement limité du flux à l'ordre 1 par rapport à l'écart de température. C'est une approximation légitime du point de vue physique, car l'écart de température influence le transfert thermique au premier ordre.

Toutefois, il arrive que le modèle convectif peine à rendre compte de tous les phénomènes rencontrés, dans les écoulements réactifs notamment : écoulements compressibles, couche-limite thermique, gradients de vitesse, etc... Pour reproduire l'effet des phénomènes mis en jeu, il faut généralement élaborer un modèle d'interaction fluide-paroi, appelé loi de paroi. Dans la littérature apparaissent ainsi des formulations plus précises, issues de modèles spécifiques, et pour lesquelles ce n'est pas h mais Q_w qui est l'objet de l'étude.

Ceci montre les limites intrinsèques du modèle convectif, qui peut être employé dans le cadre de formulations empiriques au premier ordre ou lorsqu'une loi de paroi met

en évidence une relation linéaire entre le flux et l'écart de température ; c'est alors h qu'il faut déterminer. Toutefois, les lois de paroi mènent généralement à des formulations donnant directement Q_w .

Corrélations empiriques et lois de paroi

Pour parvenir à une évaluation « a priori » des pertes thermiques pariétales, de nombreuses approches ont été adoptées en fonction des diagnostics employés et des besoins de l'étude. On peut classer les modèles de transfert thermique en deux familles, correspondant à l'usage pour lequel ils ont été conçus.

Une première famille de modèles regroupe les corrélations d'origine empirique qui ont accompagné le développement des moteurs à combustion interne. Depuis le début du 20^{ème} siècle, des études portant sur les pertes thermiques aux parois des cylindres de moteurs à pistons ont permis de quantifier puis de prédire la chaleur perdue globalement à l'échelle d'un cylindre. On parle d'approche globale, thermodynamique, 1-zone ou encore 0D. L'avantage de ces corrélations est qu'elles donnent un résultat à moindre coût, sans avoir forcément recours à un calcul de l'écoulement dans le cylindre. Toutefois, ces corrélations présentent des limites de par leur caractère empirique d'une part, car leurs coefficients numériques correspondent au moteur dont elles proviennent ; d'autre part, elles ne prennent pas en compte l'influence de l'écoulement local sur le flux thermique pariétal. Enfin, elles sont basées sur une analogie supposée de l'écoulement dans un cylindre avec l'écoulement dans les conduites ; analogie qui a été mise en défaut dans les moteurs à pistons, depuis. Ces aspects intrinsèques aux corrélations semi-empiriques limitent leur caractère prédictif, donc leur domaine d'utilisation ; en particulier, elles ne sont pas adaptées à la simulation numérique 3D, qui requiert en tout point une adéquation du flux thermique local avec l'écoulement.

De ce fait, l'utilisation de lois de paroi a commencé vers la fin du 20^{ème} siècle, avec la généralisation du calcul 3D. L'idée des lois de paroi est d'élaborer un modèle physique capable de rendre compte des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques observés en proche paroi. Pour assurer un coût de calcul raisonnable, la physique des lois de paroi est généralement simplifiée par rapport au cas réel. Bien que la plupart d'entre elles prennent en compte la présence d'une couche limite cinématique, toutes ne reproduisent pas le caractère instationnaire et compressible de l'écoulement, le

dégagement de chaleur par combustion ou encore le coincement de flamme. Comparativement aux corrélations d'origine empirique, les lois de paroi ont un coût de calcul supérieur puisque le bilan énergétique local doit être vérifié en tout point du domaine de calcul. Mais elles fournissent une évaluation a priori des pertes thermiques, sans recalage préalable et quelle que soit la configuration étudiée : moteur, brûleur, etc...

1.4.2 Modèles empiriques de pertes thermiques pariétales

Corrélations empiriques basées sur la convection naturelle

L'étude quantitative des pertes thermiques dans le cadre des moteurs à pistons est initiée par [Nusselt, 1923], qui généralise à un cylindre de moteur la formule empirique déterminée sur une chambre sphérique à volume constant.

$$\begin{aligned} \text{Éq. 1.10} \quad & \text{Bombe sphérique : } h = 1,15 \sqrt[3]{P^2 T} \\ & \text{Cylindre moteur : } h = 1,15 \left(1 + 1,24 \langle V_{\text{piston}} \rangle\right) \sqrt[3]{P^2 T} \end{aligned}$$

avec P en MPa et $\langle V_{\text{piston}} \rangle$ la vitesse moyenne de piston.

Cette formulation empirique est reprise par plusieurs auteurs et ajustée sur différents moteurs à pistons, à l'aide de coefficients empiriques. Mais en réalité, la formule issue de la bombe sphérique correspond à un échange thermique de convection naturelle. Elle n'est donc pas appropriée à un cylindre de moteur à pistons, dans lequel les transferts thermiques sont fortement influencés par l'écoulement, entre autres.

Corrélations semi-empiriques basées sur l'analogie avec les plaques et conduites

Pour rendre compte de l'effet de l'écoulement sur les pertes thermiques, l'analyse dimensionnelle a été appliquée au cylindre de moteur à pistons, à l'instar des plaques planes et des conduites. Le transfert thermique convectif, lié au nombre de Nusselt Nu, est alors régi principalement par le nombre de Reynolds Re : c'est l'hypothèse de convection forcée.

$$\text{Éq. 1.11} \quad Nu \propto Re^n \quad \text{où} \quad Nu = \frac{h \cdot D}{\lambda} \quad \text{et} \quad Re = \frac{\rho \cdot V \cdot D}{\mu}$$

avec h le coefficient d'échange, D une dimension caractéristique, λ la conductivité thermique, ρ la masse volumique, V la vitesse d'écoulement, μ la viscosité dynamique.

Parmi les travaux les plus marquants, le modèle de [Woschni, 1967] a donné lieu à de nombreuses adaptations. Il comprend notamment un terme de vitesse w , adapté à la phase du cycle moteur. Comme le champ de vitesse ne peut être mesuré directement, c'est la vitesse moyenne du piston $\langle V_{\text{piston}} \rangle$ qui est considérée, et corrigée par un terme correspondant à l'incrément de vitesse dû à la combustion. Il s'agit d'une première prise en compte de l'aérodynamique globale dans la chambre.

Sur la base du modèle de [Woschni, 1967], des formulations continuent d'être élaborées pour des cas particuliers : récemment par exemple, [Chang et al., 2004] ont proposé un modèle de pertes thermiques adapté à la combustion homogène en allumage par compression (HCCI).

On rappelle ici la formulation du modèle de [Woschni, 1967] la plus adaptée aux conditions de l'expérience, i.e. compression – combustion – détente avec allumage commandé. Ce choix est justifié par le fait qu'on ne s'intéresse pas aux pertes thermiques durant le remplissage de la chambre, ni durant l'échappement des gaz brûlés.

$$\text{Éq. 1.12} \quad \begin{cases} h = 130 D^{-0,2} P^{0,8} T^{-0,53} w^{0,8} \\ w = 2,28 \langle V_{\text{piston}} \rangle + 0,00324 \frac{V_{\text{cyl}} T_1}{P_1 V_1} (P - P_0) \end{cases}$$

avec P en bar, V_{cyl} volume instantané du cylindre, D son alésage ; l'indice 0 correspond aux essais moteur en régime entraîné et l'indice 1 aux conditions du PMB.

Le modèle de [Hohenberg, 1979] reste proche de celui de [Woschni, 1967], mais prend en compte sommairement l'aspect turbulent du transfert thermique par l'ajout d'une constante dans le terme de vitesse w . Au lieu de prendre l'alésage D comme dimension caractéristique, il considère le diamètre de la sphère équivalente au volume instantané du cylindre V_{cyl} :

$$\text{Éq. 1.13} \quad \begin{cases} h = 130 V_{\text{cyl}}^{-0,06} P^{0,8} T^{-0,4} w^{0,8} \\ w = \langle V_{\text{piston}} \rangle + 1,4 \end{cases}$$

Le modèle de [Chiodi & Bargende, 1991] est aussi dérivé de la formulation de [Woschni, 1967]. Toutefois, il prend en compte la turbulence par le biais de l'énergie cinétique turbulente k . Il distingue aussi deux zones durant la combustion, gaz frais et gaz brûlés, en incorporant dans la vitesse caractéristique w des gaz brûlés la vitesse de propagation de la flamme turbulente u_F .

$$\text{Éq. 1.14} \quad \left\{ \begin{array}{l} h = 253 V_{\text{cyl}}^{-0,073} P^{0,78} T^{-0,477} w^{0,78} \\ \text{Gaz frais : } w = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8}{3} k + \langle V_{\text{piston}} \rangle^2} \\ \text{Gaz brûlés : } w = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8}{3} k + \langle V_{\text{piston}} \rangle^2 + u_F^2} \end{array} \right.$$

Conclusion sur les modèles empiriques

Ce bref aperçu des modèles empiriques n'est pas exhaustif : seuls les modèles les plus appropriés à notre expérience ont été cités. Il ressort de cet inventaire que les corrélations empiriques dépendent fortement de leurs coefficients, ce qui réduit leur aptitude à prédire les pertes thermiques. En outre, elles ne sont pas forcément applicables dans les configurations hors moteur, par exemple dans les chambres de combustion à volume constant. Les lois de paroi permettent de remédier à ces problèmes.

1.4.3 Lois de paroi

Par loi de paroi, on désigne ici tout modèle physique capable de prédire le flux thermique pariétal à partir d'une description fine des phénomènes en proche paroi. En plus des modèles de la littérature qui sont basés sur l'hypothèse d'une couche-limite cinématique établie, un modèle inédit est également présenté.

Lois de paroi basées sur l'hypothèse d'une couche-limite cinématique

Il est légitime d'établir un modèle des phénomènes en proche paroi à partir des caractéristiques de l'écoulement. En effet, l'aérodynamique qui accompagne la combustion dans les applications industrielles est généralement turbulente. Cette turbulence influence fortement les phénomènes de transport car le mouvement propre à l'écoulement se juxtapose aux propriétés de transport moléculaire, qui sont inhérentes au fluide. Ainsi dans le flux thermique local q , un terme de conductivité thermique turbulente λ_t vient s'ajouter à la conductivité thermique λ ; la loi de Fourier en tient compte par le biais d'une conductivité effective qui est la somme des deux contributions.

$$\text{Éq. 1.15} \quad \vec{q} = -(\lambda + \lambda_t) \overrightarrow{\text{grad}T}$$

Il en va de même pour d'autres propriétés comme la viscosité μ , qui est accrue par le caractère turbulent de l'écoulement. La viscosité turbulente μ_t n'est pas propre au

fluide mais à l'écoulement : elle ne peut donc être connue a priori. Le nombre de Prandtl turbulent Pr_t est également supérieur au Pr moléculaire.

$$\text{Éq. 1.16} \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad Pr_t = \frac{\mu_t c_p}{\lambda_t}$$

avec c_p la chaleur massique.

La modélisation de λ_t , μ_t ou encore du nombre de Prandtl turbulent Pr_t n'est pas l'objet de cette étude, bien qu'elle constitue une fermeture indispensable de l'équation de l'énergie. La méthode de fermeture employée dans les lois de paroi les plus pertinentes consiste à associer plusieurs relations empiriques pour obtenir finalement l'évolution de λ_t dans la couche limite [Han & Reitz, 1997].

Les lois de paroi basées sur l'hypothèse d'une couche limite résultent de l'équation de conservation locale de l'énergie. Cette équation est intégrée dans le temps et l'espace en supposant que le problème est monodimensionnel : dans cette hypothèse, l'écoulement est parallèle à la paroi supposée plane. Les gradients spatiaux de pression, les transferts radiatifs et la dissipation visqueuse sont négligés. L'équation de l'énergie dépend alors finalement du temps et de la distance à la paroi y ; le dégagement de chaleur est pris en compte dans le terme de production volumique Q''' .

$$\text{Éq. 1.17} \quad -\frac{\partial q}{\partial y} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{dP}{dt} + Q'''$$

Ces hypothèses sont nécessaires à une résolution analytique approchée du problème posé. Pourtant, elles sont déjà pour certaines en rupture avec les conditions de l'étude. L'hypothèse d'un problème 1D, notamment, est assez restrictive car l'écoulement possède une incidence non nulle vis-à-vis de la paroi dans certaines parties de la chambre, en particulier au voisinage des coins (cf. Chapitre 6).

Les lois de paroi usuelles recourent à l'hypothèse d'une couche-limite turbulente établie, ce qui est aussi discutable lorsque l'interaction flamme-paroi vient perturber localement l'écoulement en proche paroi. La loi unique utilisée pour décrire toute la couche-limite en régime turbulent incompressible est donnée par [Spalding, 1961].

$$\text{Éq. 1.18} \quad y^+ = U^+ + \frac{I}{E} \left(e^{\kappa U^+} - 1 - \kappa U^+ - \frac{(\kappa U^+)^2}{2!} - \frac{(\kappa U^+)^3}{3!} \right)$$

Dans cette équation, $E=9,79$ est une constante, $\kappa=0,41$ est la constante de Von Karman, U^+ et y^+ sont respectivement les valeurs adimensionnées de la vitesse d'ensemble locale $\langle U \rangle$ et de la distance à la paroi y .

$$\text{Éq. 1.19} \quad y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu} \quad U^+ = \frac{\langle U \rangle}{u^*} \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

La vitesse de frottement u^* est définie à partir de la contrainte pariétale de cisaillement τ_w . u^* peut être interprétée comme représentative des fluctuations locales de vitesse engendrées par le cisaillement pariétal dans la couche limite. Comme ce paramètre n'est pas accessible directement, on peut l'estimer par différents moyens. Le premier est d'obtenir u^* par résolution de l'équation de [Spalding, 1961] en connaissant le profil de vitesse moyenne $\langle U \rangle$. Le second consiste à calculer u^* à partir de l'énergie cinétique turbulente k ou de l'intensité de turbulence q' , ce qui fait intervenir la constante $C_\mu=0,09$.

$$\text{Éq. 1.20} \quad u^* = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} = C_\mu^{1/4} q'$$

Une des lois de paroi les plus fréquemment rencontrées est celle de [Han & Reitz, 1997] : c'est un modèle stationnaire qui prend en compte le caractère compressible de l'écoulement. La production volumique de chaleur Q''' est moyennée, ce qui occulte l'inhomogénéité spatiale de la combustion en proche paroi.

$$\text{Éq. 1.21} \quad Q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_w) - (2,1y^+ + 33,4) \langle Q''' \rangle \nu / u^*}{2,1 \ln(y^+) + 2,5}$$

Le modèle présenté par [Angelberger, 1997] considère la même approche en négligeant le dégagement de chaleur Q''' ; par ailleurs, la constante 2,5 du profil de couche limite thermique est remplacée par 3,9 pour mieux rendre compte des observations expérimentales dans le cas d'une couche-limite quasi-isotherme.

$$\text{Éq. 1.22} \quad Q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_w)}{2,1 \ln(y^+) + 3,9}$$

La formulation a priori la plus complète est celle de [Yang & Martin, 1990] car elle intègre l'aspect compressible et instationnaire de l'écoulement, et prend en compte l'existence d'une distance de coincement.

$$\text{Éq. 1.23} \quad \left\{ \begin{array}{l} Q_w = \lambda T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{2\gamma-1}{\gamma}} \frac{\kappa \rho_0 u^*}{\mu_w} [a + b + c] \\ a = - \left(\frac{l}{\sqrt{\pi(\tau + \tau_0)}} + 0,082 \left(1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{(\tau + \tau_0)}}{3} \right) \right) \right) f_0 \\ b = - \int_{\theta=0}^{\tau} \left(\frac{l}{\sqrt{\pi(\tau - \theta)}} + 0,082 \left(1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{(\tau - \theta)}}{3} \right) \right) \right) \frac{df}{d\theta} d\theta \\ c = \int_{\theta=0}^{\tau} \left(\sqrt{(\tau - \theta)} + 0,084(\tau - \theta) \right) \exp \left(- \frac{-1,1d^{0,79}}{\sqrt{(\tau - \theta)} + 0,084(\tau - \theta)} \right) \frac{d\dot{Q}}{d\theta} d\theta \end{array} \right.$$

Les termes a, b et c traduisent respectivement l'effet de la couche-limite initiale, des variations de pression et du dégagement de chaleur. L'équation de l'énergie est résolue en introduisant une longueur caractéristique l, une distance de coincement adimensionnée d, un temps adimensionné τ . Les conditions aux limites thermiques à la paroi sont reportées sur la fonction f. L'indice 0 correspond à l'instant initial.

$$\text{Éq. 1.24} \quad \left\{ \begin{array}{l} l = \frac{\mu_w}{\kappa \rho_0 u^*} \quad d = \frac{l}{l} \int_0^{\delta_q} \frac{\rho}{\rho_0} dy \quad \tau = \int_0^t \frac{P}{P_0} \frac{\alpha_0}{l^2} dt \\ f = \frac{T}{T_p} - 1 \quad T_p = T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad \dot{Q} = \frac{P_0}{P} \frac{Q'' l^2}{\rho c_p T_p \alpha_0} \end{array} \right.$$

Loi de paroi basée sur l'hypothèse d'une couche-limite thermique

Le modèle de pertes thermiques de [Rivière, 2005] est fondé sur une approche originale de la conduction, issue de la théorie cinétique des gaz. L'échange thermique apparaît comme le résultat statistique du rebond des molécules de gaz sur la paroi, intégré sur la couche-limite thermique. Un coefficient d'échange h est introduit (cf. Annexe 1) :

$$\text{Éq. 1.25} \quad h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{M} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w} \right)$$

avec ρ_g , T_g et M respectivement la masse volumique, la température et la masse molaire des gaz, T_w la température de paroi, κ et λ des constantes relatives au matériau et η une fonction des conditions aérodynamiques. L'évolution de η , déterminée à partir d'essais sur moteur, est linéaire en fonction de la vitesse moyenne de piston $\langle V_{\text{piston}} \rangle$ sur 2–10m/s :

$$\text{Éq. 1.26} \quad \eta_{\text{moteur}} = a + b \langle V_{\text{piston}} \rangle$$

avec $a=7 \cdot 10^{-4}$ et $b=7 \cdot 10^{-5} \text{ (m/s)}^{-1}$.

La formulation obtenue a l'avantage de ne faire intervenir que des paramètres simples de l'écoulement hors couche-limite. On vérifie que lorsque la masse volumique ou la température des gaz augmentent, les pertes thermiques augmentent aussi. De même, les pertes thermiques diminuent lorsque la température de paroi augmente. Par ailleurs, le modèle prend en compte la couche-limite thermique via κ et λ , et l'épaississement de la couche-limite thermique par l'aérodynamique via η .

Une particularité de ce modèle est qu'il privilégie le rôle de la couche-limite thermique, dans l'échange thermique pariétal. De ce fait, il est capable de prévoir le flux thermique cédé à une paroi par un fluide au repos comme par un écoulement turbulent, alors que les lois de paroi citées plus haut donnent des pertes nulles en l'absence d'écoulement. Cette approche constitue donc une avancée dans la compréhension des phénomènes de proche paroi, car elle unifie les échanges thermiques pariétaux en présence d'advection ou de turbulence et les échanges thermiques fluide-paroi sans écoulement.

1.4.4 Synthèse sur la modélisation des pertes thermiques

Dans cette partie, les modèles de pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion ont été passés en revue.

Les plus anciens sont basés sur une approche empirique et globale des pertes thermiques. Mais les modèles de pertes thermiques les plus fiables pour la simulation numérique sont les « lois de paroi », modèles physiques locaux dénués d'empirisme. Parmi celles-ci, les lois de paroi cinématiques sont basées sur l'hypothèse d'un écoulement longeant la paroi et donnant naissance à une couche-limite cinématique. Les progrès de la modélisation permettent aujourd'hui d'accéder à la valeur des pertes thermiques dans un écoulement compressible et instationnaire, dans le cadre de ces hypothèses.

Pourtant, une limitation forte de ces lois de paroi cinématiques est la nécessité d'être en présence d'un écoulement turbulent. Aussi, la loi de paroi de [Rivière, 2005] dispose d'un atout majeur car elle est basée sur l'hypothèse d'une couche-limite thermique, a minima. Cette hypothèse est bien moins restrictive que celles des lois de paroi cinématiques, car elle est toujours vérifiée lors d'un échange thermique fluide-paroi. Le modèle ainsi proposé présente l'avantage de décrire les pertes thermiques pariétales

dans les chambres de combustion, avec ou sans écoulement en paroi. Il sera donc mis à profit au cours de cette étude, pour étudier l'interaction flamme-paroi tant en combustion laminaire que turbulente.

1.5 Conclusion

La synthèse bibliographique exposée ici permet de faire le point sur la physique de l'interaction flamme-paroi et ses modélisations, sur les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs, et sur la modélisation des pertes thermiques dans les chambres de combustion. 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. 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...

Le dispositif expérimental à concevoir doit donc prendre en compte ces données pour reproduire, dans une configuration simplifiée, les conditions de l'interaction flamme-paroi dans les moteurs à pistons. Il doit aussi permettre de mesurer ces paramètres avec une bonne résolution spatiale et temporelle, afin d'évaluer 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, les chambres de combustion, et sur un certain nombre de diagnostics physiques appropriés à la compréhension des phénomènes et à la mesure des paramètres les plus pertinents.

D'abord, l'étude a été menée d'un point de vue thermodynamique, à l'aide de la pression et du flux thermique pariétal. Des diagnostics tels que la chimiluminescence et la strioscopie ont permis ensuite d'appréhender l'interaction flamme-paroi de manière qualitative, mais aussi de manière quantitative car ils permettent de relever la position du front de flamme. À partir de ces mesures, la distance de coincement a pu être déterminée, entre autres. La vélocimétrie a permis enfin de quantifier l'intensité du champ aérodynamique dans lequel évolue la flamme : la vélocimétrie Doppler laser a été employée pour sa résolution temporelle, alors que la vélocimétrie par images de particules à haute cadence a fourni une description spatio-temporelle des phénomènes en proche paroi. Pour cette raison, les diagnostics évoqués ici ont parfois fait l'objet d'adaptations aux contraintes de l'étude, que ce soit lors de leur mise en œuvre ou du traitement des données.

2.2 Chambres de combustion

Sur la base de l'étude bibliographique (Chapitre 1), il ressort que l'interaction flamme-paroi nécessite des investigations tant en régime laminaire que turbulent. L'étude en régime laminaire permet de mieux comprendre les phénomènes liés au coincement de flamme dans une situation simplifiée, i.e. en l'absence d'écoulement susceptible de forcer la propagation de flamme. L'étude en régime turbulent est en revanche plus proche des systèmes de combustion complexes, comme les moteurs.

2.2.1 Chambres dédiées à la combustion laminaire

L'interaction flamme-paroi a été étudiée en régime laminaire dans trois chambres de combustion à volume constant. Ces dispositifs expérimentaux sont propices à la mesure de quantités telles que la distance de coincement ou le flux thermique pariétal.

Chambres de combustion sphériques

Deux chambres sphériques à volume constant sont utilisées. Elles permettent d'obtenir des données expérimentales (pression et flux thermique pariétal) pour évaluer la pertinence d'une simulation numérique 1D de la combustion à volume constant.

La première chambre, en acier inox, est faite d'une cavité sphérique de 288cm³ et de diamètre 82mm (cf. Fig. 2.1). Elle est munie d'un dispositif de chauffage permettant d'atteindre une température de paroi de 500°C. Un fluxmètre, un capteur de pression et des électrodes sont positionnés dans le plan horizontal médian de la chambre.

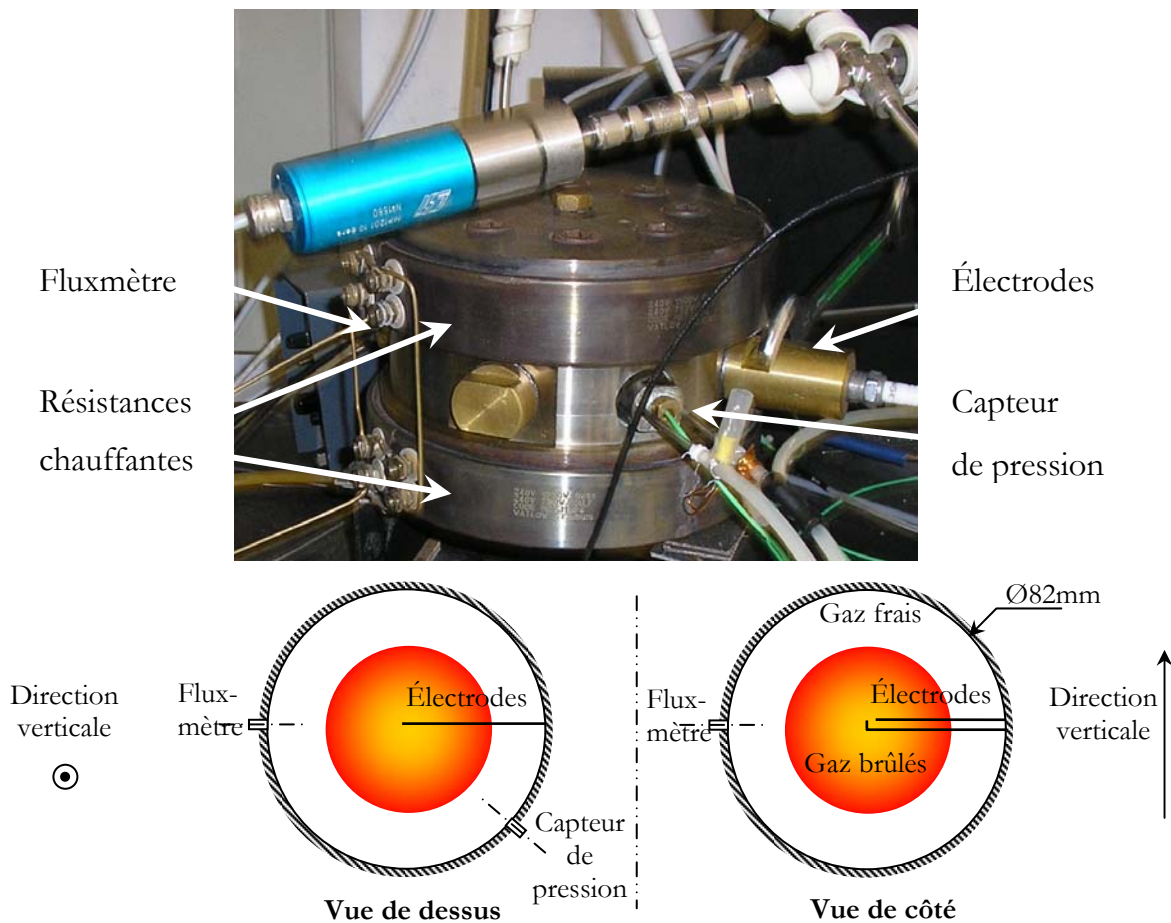


Fig. 2.1 : Chambre de combustion sphérique en acier inox, Ø82

La seconde chambre, en aluminium (AU4G), est faite d'une cavité sphérique de 2145cm^3 , diamètre 160mm (cf. Fig. 2.1). Trois fluxmètres sont positionnés dans le plan vertical médian de la chambre : dans le plan horizontal médian, au fond et au sommet de la chambre.

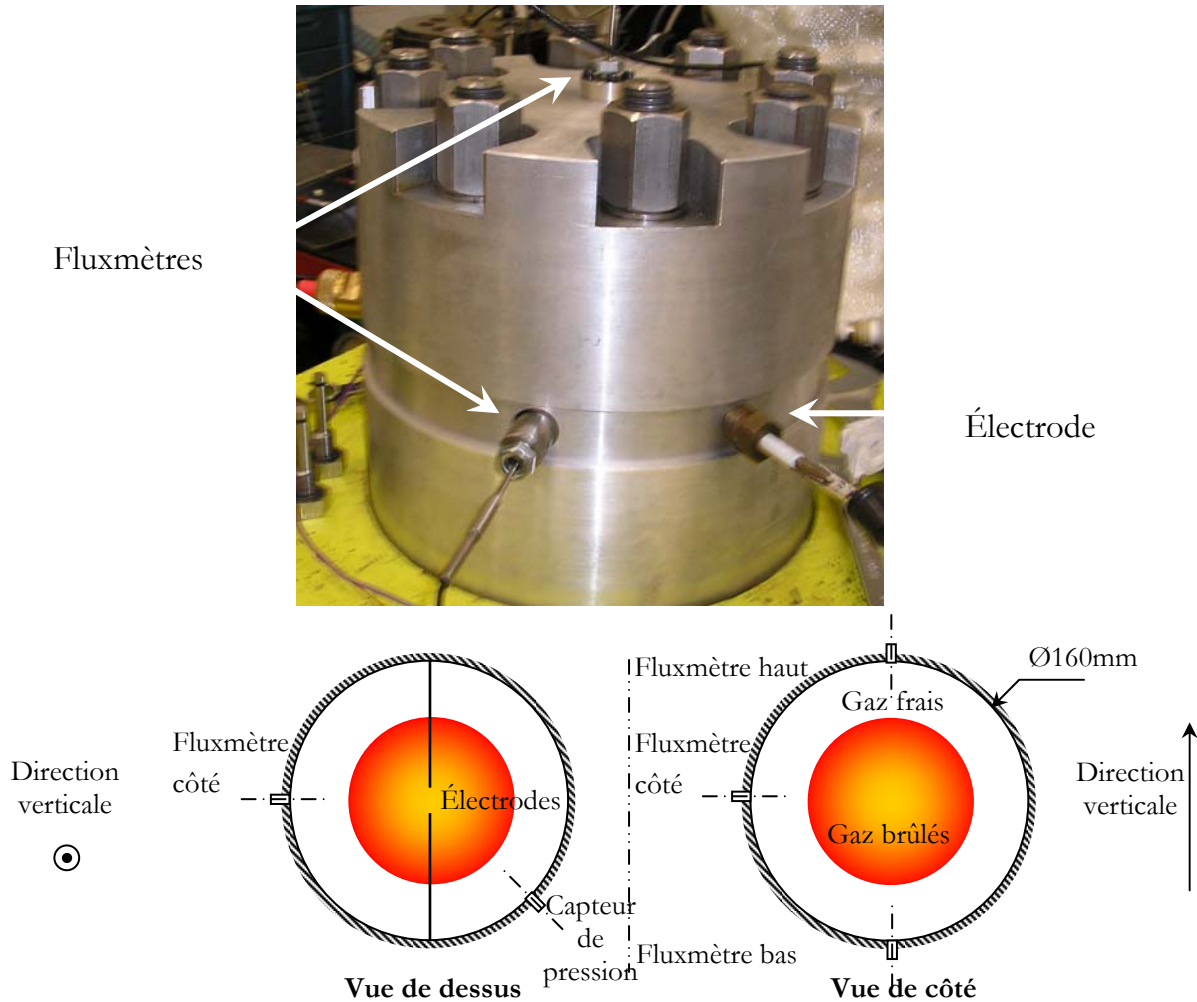


Fig. 2.2 : Chambre de combustion sphérique en aluminium AU4G, Ø160

Chambre de combustion parallélépipédique

Pour ses larges accès optiques, on utilise une chambre de combustion parallélépipédique (cf. Fig. 2.3) en aluminium (AU4G) munie de hublots en verre (BK7). Ses dimensions sont $70 \times 58 \times 120\text{mm}$, d'où un volume de 490cm^3 .

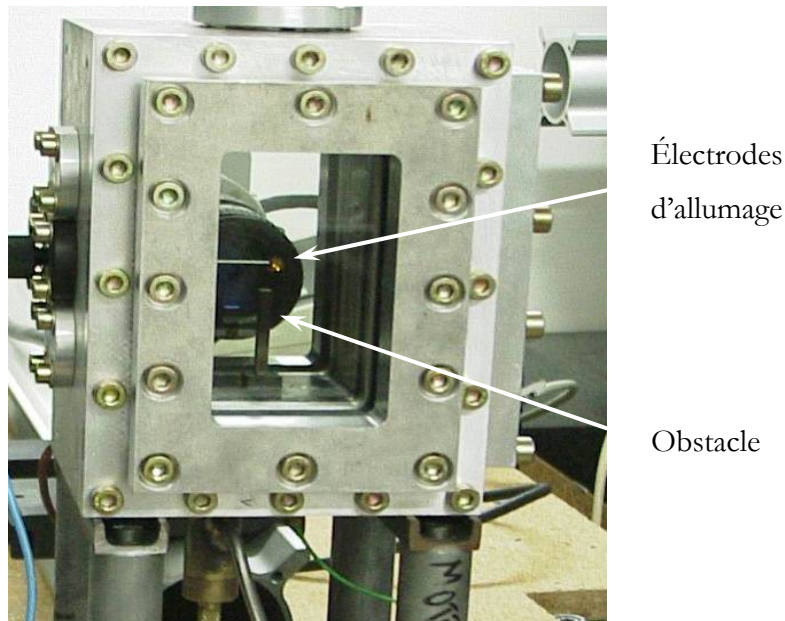


Fig. 2.3 : Chambre de combustion parallélépipédique en aluminium AU4G

Cette enceinte est appropriée à des fins de visualisation, notamment pour la mesure de distance de coincement par chimiluminescence [Sotton, 2003]. Elle est munie d'un capteur de pression et d'obstacles en acier de section 12×12 mm adaptés à la mesure simultanée de distance de coincement et de flux thermique pariétal.

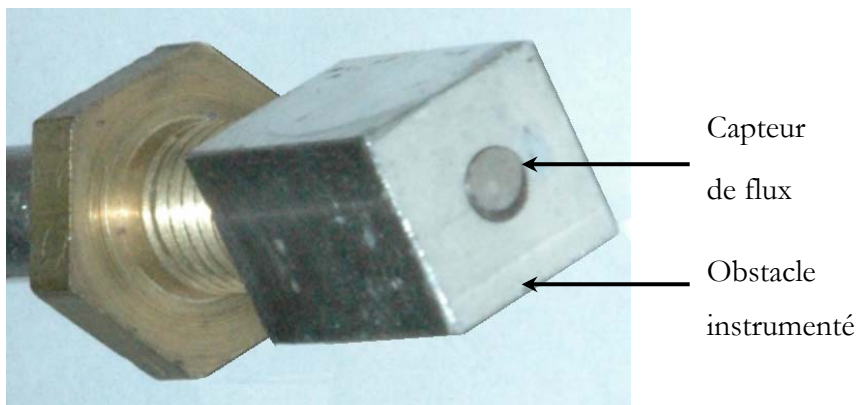


Fig. 2.4 : Obstacle en acier inox pour l'étude du coincement frontal

2.2.2 Chambre dédiée à la combustion turbulente

Au vu de la bibliographie, l'investigation de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent est difficile à cause des conditions d'accès dans les moteurs. Une configuration expérimentale alternative a donc été développée pour les besoins de cette étude. Elle s'appuie sur une chambre de combustion adaptée à la caractérisation de l'interaction

flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi, dans des conditions proches de celles rencontrées dans les moteurs.

2.2.2.1 Développement du dispositif expérimental

Cahier des charges

On souhaite mettre en œuvre une chambre de combustion qui soit représentative de l'interaction flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi dans les moteurs à allumage commandé, en termes :

- de géométrie : la chambre doit être représentative d'un cylindre de moteur à pistons,
- de fonctionnement : la combustion doit être instationnaire et initiée par étincelle,
- de régime de combustion : on cherche à reproduire un régime de flammes plissées voire épaissies, comme dans les moteurs (cf. Fig 6.29),
- d'aérodynamique interne : la combustion doit se propager dans un écoulement structuré et fortement turbulent,
- de répétitivité : les fluctuations cycliques doivent être réduites au maximum,
- d'interaction flamme-paroi : on cherche à étudier finement l'interaction frontale et latérale d'une flamme avec une paroi.

D'après l'étude bibliographique (cf. Chapitre 1), les paramètres physiques doivent atteindre un certain ordre de grandeur pour se rapprocher des conditions moteur. Si l'on considère un régime de 1000tr/min pour un moteur à allumage commandé, l'écoulement réactif doit atteindre à l'instant d'interaction flamme-paroi un certain niveau :

- de temps de combustion : environ 10–15ms,
- de pression maximale : environ 1MPa,
- de vitesse moyenne : environ 5–10m/s,
- de taux de rotation : environ 30tr/s,
- d'intensité de turbulence : environ 2–3m/s,
- de flux thermique pariétal : environ 1MW/m².

Le cahier des charges tient compte également des contraintes métrologiques. Des mesures couplées doivent permettre de caractériser l'interaction flamme-paroi à l'aide de divers diagnostics : flux de chaleur, pression, champ de vitesse, position du front de

flamme... Ces mesures doivent être locales et simultanées pour permettre une caractérisation précise des phénomènes observés en proche paroi. Pour cela, de larges accès optiques sont requis, de façon à rendre visible tout le volume de la chambre.

Solutions technologiques

Une chambre à volume constant est privilégiée, ce qui représente bien les conditions de combustion dans un cylindre au PMH. Pour se rapprocher des conditions instationnaires dans les moteurs à pistons, le fonctionnement de la chambre est monocoup. L'enceinte de 246cm³ est dépourvue de volumes morts. Pour cela, un soin particulier est apporté au dimensionnement des pièces et à leur ajustement. L'intérêt de cette configuration est que l'évolution de pression est déterminée entièrement par le dégagement de chaleur et les pertes thermiques, sans autres phénomènes parasites. Les diagnostics optiques sont rendus possibles grâce à trois hublots en quartz (K–UV), transparents aux UV et dimensionnés pour une pression de service de 4MPa. Les parois opaques sont réalisées en acier, de sorte qu'il y a continuité du matériau autour des fluxmètres en acier : ainsi l'instrumentation n'influence pas l'interaction flamme-paroi. En effet, [Sotton, 2003] a montré que les pertes thermiques et la distance de coincement sont perturbées lorsque le matériau de paroi change localement.

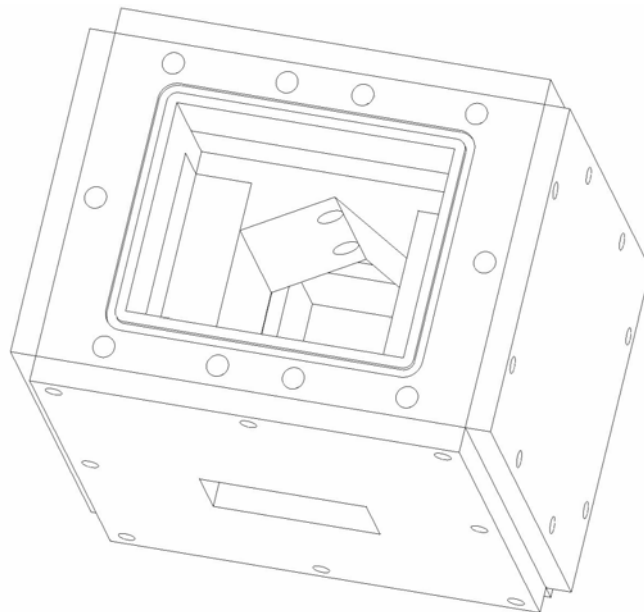


Fig. 2.5 : Vue partielle 3D de la chambre

En termes d'écoulement, l'option retenue consiste à étudier la combustion d'un prémélange gazeux en rotation. Pour se rapprocher d'un cylindre de moteur à pistons, la

chambre est cubique avec un toit d'angle 120° typique d'une culasse (cf. Fig. 2.5). Le remplissage est effectué via deux orifices situés sur le toit comme dans un cylindre à deux soupapes d'admission, produisant un mouvement de rotation bidimensionnel a priori. Le prémélange air-carburant est admis à l'aide de deux injecteurs à gaz (Orbital, Synerject) (cf. Fig. 2.6). [Malheiro, 2002] en donne la loi de débit en fonction des pressions amont et aval ; il montre que ce type d'électrovanne est particulièrement adapté à la combustion car sa soupape d'éjection se ferme en cas de surpression dans l'enceinte. Chaque injecteur fournit un débit statique de 2,15g/s sous une pression amont de 0,6MPa tant que la pression aval reste inférieure à la pression critique, proche de 0,3MPa. L'utilisation d'un remplissage à débit bloqué fournit une aérodynamique structurée particulièrement répétitive.

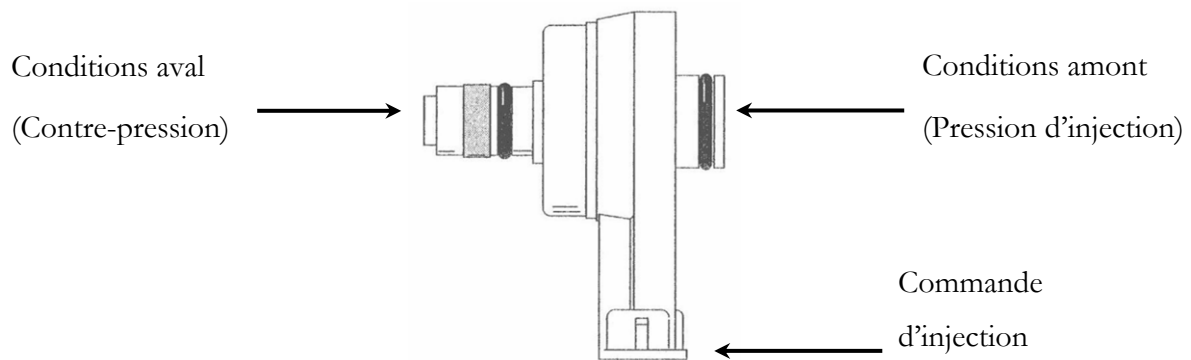


Fig. 2.6 : Injecteur à gaz (Orbital, Synerject)

Après instrumentation, la chambre permet d'envisager des diagnostics multiples : mesure de pression, flux thermique, visualisations, fluorescence, vélocimétrie... Pour des raisons d'encombrement et d'instrumentation, on est amené à positionner la chambre de sorte que le toit n'est plus tourné vers le haut comme sur le schéma (cf. Fig. 2.7).

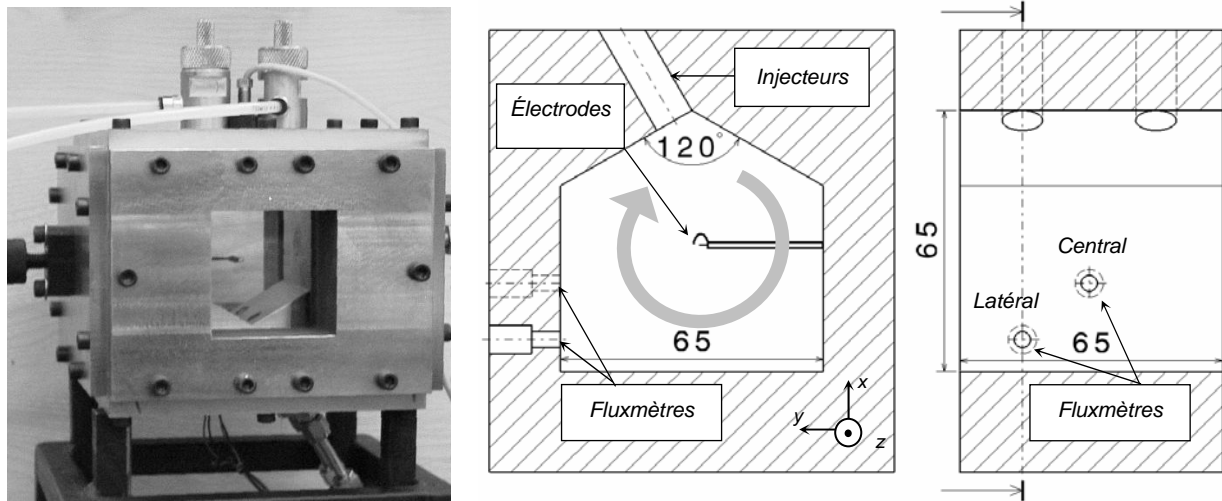


Fig. 2.7 : Vues réelle et schématique de la chambre instrumentée

Conclusion sur la représentativité des conditions moteur

En définitive, les multiples contraintes liées à la combustion instationnaire et aux diagnostics mis en œuvre dans la chambre éloignent quelque peu notre configuration de celle d'un cylindre de moteur.

En termes de pertes de chaleur aux parois, le volume globalement cubique de l'enceinte offre un rapport surface/volume plus faible que dans un cylindre ; les matériaux utilisés mettent en jeu du verre, ce qui peut aussi altérer les pertes thermiques à l'échelle de la chambre. Ces éléments qui distinguent notre configuration d'un cylindre de moteur affectent principalement le bilan énergétique global de la chambre. Ils ne portent donc pas préjudice à l'objectif principal, qui consiste à étudier localement l'interaction flamme-paroi.

En termes d'aérodynamique interne, l'absence de piston fait que le mouvement principal n'est pas altéré globalement, alors qu'une aérodynamique similaire dans un cylindre serait décomposée en structures plus petites par la course du piston. Mais si l'on étudie l'interaction flamme-paroi, on s'intéresse principalement aux conditions rencontrées en proche paroi par l'écoulement réactif ; or, cet écoulement réactif en proche paroi est comprimé durant l'expansion de la flamme. La pression initiale est alors multipliée par le rapport des températures de flamme et de gaz frais, i.e. 6–8 : ce taux de compression est un peu inférieur à celui d'un moteur à allumage commandé, généralement proche de 10. La combustion du mélange à partir du centre de la chambre

joue donc le rôle d'un piston sur les structures turbulentes en proche paroi, en réduisant leur taille. Par conséquent, l'absence de piston n'affecte que le comportement global de l'écoulement et de la combustion. Le déroulement de l'interaction flamme-paroi dans notre configuration est localement identique à ce qui se produit dans un cylindre au voisinage du PMH, où le volume est pratiquement constant.

En conclusion, la chambre de combustion est représentative des conditions moteur dans la mesure où elle permet de reproduire les pertes thermiques et l'interaction flamme-paroi instationnaire rencontrées dans un cylindre de moteur à pistons.

2.2.2.2 Mise en œuvre du dispositif expérimental

Mélanges étudiés

Pour observer l'effet de 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 $\Phi=1$ est presque 50% plus énergétique que le mélange à $\Phi=0,7$. Par ailleurs, la vitesse fondamentale de flamme du mélange à $\Phi=1$ est environ le double de celle du mélange à $\Phi=0,7$. Par conséquent, le mélange méthane-air stœchiométrique a une puissance de flamme laminaire, $Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H$, 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. De ce fait, la richesse détermine deux points de fonctionnement distincts en termes de régime de combustion.

Points de fonctionnement étudiés

En termes d'aérodynamique, l'injection du prémélange est faite à partir du vide jusqu'à 0,2MPa, ce qui dure 125ms. Pour cela, les injecteurs sont alimentés par un réservoir de pression initiale 0,6MPa. Pendant la durée d'injection, la pression du réservoir varie de moins de 5%, ce qui permet aux injecteurs de rester à débit quasiment constant. Pour observer l'effet de l'écoulement turbulent sur la combustion, deux instants d'allumage t^* sont envisagés :

- l'allumage dès la fin d'injection, à $t^*=125\text{ms}$; au niveau des parois, la vitesse moyenne et l'intensité de turbulence sont alors respectivement d'environ 15m/s et 3m/s ,
- l'allumage 30ms après la fin d'injection, à $t^*=155\text{ms}$; au niveau des parois, la vitesse moyenne et l'intensité de turbulence sont alors respectivement d'environ 8m/s et $1,5\text{m/s}$.

Le champ aérodynamique est donc localement deux fois plus intense pour l'allumage à $t^*=125\text{ms}$ qu'à $t^*=155\text{ms}$, ce qui détermine deux points de fonctionnement distincts en termes de régime de combustion (cf. Fig 6.29).

Interactions flamme-paroi étudiées

Pour observer l'interaction flamme-paroi en configuration frontale et latérale, deux fluxmètres sont positionnés sur une même paroi (cf. Fig. 2.7). Le fluxmètre central est situé au milieu de la paroi dans le plan vertical médian (x,y) et reçoit l'écoulement parallèlement à sa surface, principalement en situation de coincement latéral. Le fluxmètre latéral est situé dans le plan vertical (x,y) passant par un injecteur et reçoit l'écoulement avec une incidence par rapport à sa surface, de sorte que le coincement peut être ponctuellement frontal.

L'aérodynamique générée dans la chambre de combustion permet donc d'étudier les deux configurations d'interaction flamme-paroi qui concernent les surfaces libres d'un cylindre de moteur à pistons.

2.2.3 Dispositif d'allumage

L'allumage du mélange est assuré par une étincelle, déposée par des électrodes coaxiales développées au laboratoire. L'électronique d'allumage repose sur un montage à décharge capacitive alimenté par une batterie 12V et commandé par fibre optique. Pour cette électronique, [Lacoste, 2002] a montré que la tension de claquage est d'environ 6kV, la durée d'étincelle de $35\mu\text{s}$ et l'énergie déposée de 10mJ. Cette courte durée d'étincelle associée à des électrodes coaxiales et à un circuit électrique isolé du secteur sont autant d'éléments qui permettent de réduire considérablement la perturbation électromagnétique due à l'étincelle.

2.3 Diagnostics expérimentaux

2.3.1 Mesure de pression

Dans chaque chambre de combustion, un capteur de pression piézo-électrique (Kistler 601A) est monté affleurant à la paroi. C'est un capteur dynamique adapté aux variations de pression rapides induites par la combustion à volume constant. Les charges électriques induites par les variations de pression sont converties en tension par un amplificateur de charge. Les fréquences de coupure du capteur et de l'amplificateur sont respectivement 150kHz et 180kHz. La chaîne d'enregistrement de pression a donc une résolution temporelle de $7\mu\text{s}$, ce qui est inférieur à la résolution temporelle de la carte d'acquisition, $10\mu\text{s}$. Ces pas de temps qui discrétisent temporellement l'acquisition sont suffisamment petits pour résoudre le phénomène observé : le temps de combustion dure en effet plusieurs millisecondes.

2.3.2 Mesure de flux thermique

Pour accéder localement au flux thermique pariétal, on recourt à un capteur de type TFT à thermocouple de surface (CFTM, société CRMT) monté affleurant en paroi de la chambre. Ce capteur de flux est adapté à l'étude de l'interaction instationnaire flamme-paroi, comme l'a montré [Sotton, 2003]. La paroi de la chambre est en acier comme le capteur, pour ne pas altérer localement les propriétés thermiques de la paroi. Il est muni de deux thermocouples Fe/constantan de type J, l'un en surface, l'autre en profondeur (cf. Fig. 2.8).

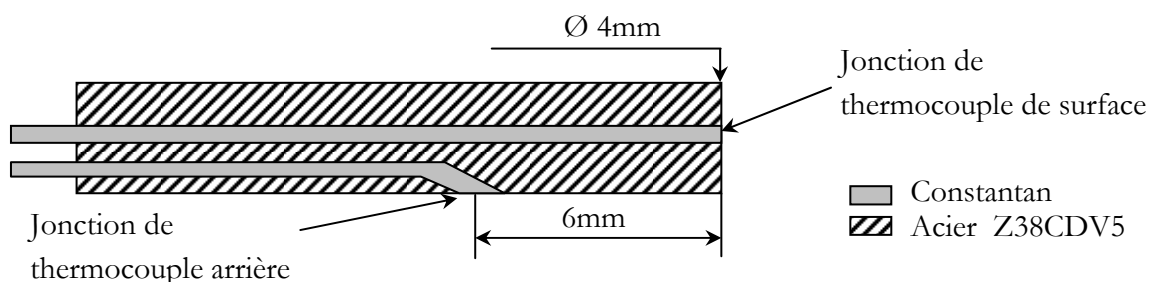


Fig. 2.8 : Capteur de flux thermique CFTM, d'après [Sotton, 2003]

Dans le cas d'un flux de courte durée, la signature thermique du flux pénètre peu en profondeur. Le thermocouple de face arrière n'enregistre donc pas de variation de température. Le capteur est alors considéré comme un mur semi infini et le flux peut être calculé à partir de la température de surface T_w par résolution 1D du Problème Inverse de

Conduction Thermique (PICT). Le second thermocouple permet de vérifier que l'on est face à un problème de conduction dans un mur semi infini : dans ce cas, sa variation de température est nulle en moyenne. Cependant, lorsque le thermocouple de face avant enregistre un bruit ambiant d'origine électromagnétique, le thermocouple de face arrière l'enregistre également. On peut donc filtrer le signal de température de surface simplement, en calculant T_w à partir de la différence de potentiel entre les deux thermocouples.

La densité surfacique de flux thermique Q_w est calculée par résolution du PICT à partir de la température de surface T_w , filtrée au besoin. L'intégrale qui en résulte est mise en œuvre à l'aide d'un schéma numérique donné par [Reichelt et al., 2002] qui optimise le rapport signal sur bruit. La conductivité thermique du capteur, sa masse volumique et sa chaleur massique sont notées respectivement λ , ρ et C_p .

$$\text{Éq. 2.1} \quad Q_w(t) = \sqrt{\frac{\lambda \rho C_p}{\pi}} \int_0^t \frac{dT_w(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau$$

2.3.3 Chimiluminescence

La visualisation directe du front de flamme permet d'observer l'émission spontanée, ou chimiluminescence, des principaux radicaux rayonnant dans la flamme de prémélange, à savoir OH^* , CH^* et C_2^* . Parmi ceux-ci, CH^* et C_2^* sont de bons indicateurs de la zone de réaction et émettent dans le domaine visible.

Grâce à la visualisation directe de chimiluminescence, l'interaction flamme-paroi a été observée en temps réel à l'aide d'une caméra rapide et intensifiée (Fastcam Ultima APX I2, Photron), à une cadence d'acquisition de 24kHz.

La visualisation directe a aussi été mise à profit pour mesurer la distance de coïncement en régime laminaire. La méthode développée par [Bellenoue et al., 2003] permet de mesurer la distance de coïncement frontale ou latérale à partir du profil spatial d'intensité lumineuse (cf. Fig. 2.9), en s'affranchissant des effets de vignetage. Dans la chambre parallélépipédique, cette méthode est couplée localement à la mesure de flux thermique.

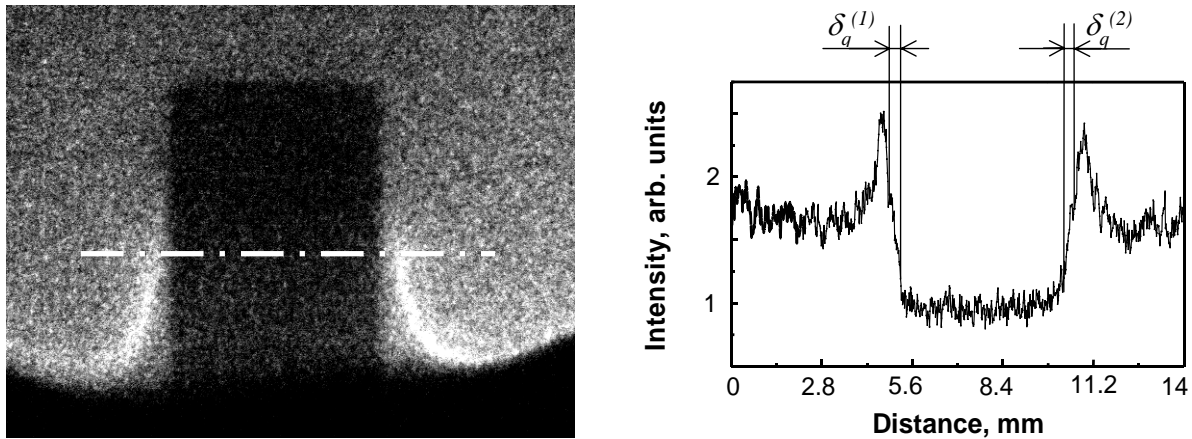


Fig. 2.9 : Mesure de distance de coïncidence latéral par visualisation directe, d'après [Bellenoue et al., 2003]

La chimiluminescence fournit un signal intégré sur la profondeur de champ considérée. Pour donner des résultats fiables, cette méthode requiert des images à haute résolution spatiale, car les distances à résoudre sont inférieures à 1mm. En outre, une grande sensibilité est indispensable pour détecter les faibles niveaux d'intensité lumineuse mis en jeu. Seule une caméra intensifiée permet d'allier une excellente dynamique et une haute résolution. La caméra utilisée (Princeton Instruments PI-MAX:1K à intensificateur intégré GenII) possède une cadence de répétition de 1Hz à pleine résolution, i.e. 1024×1024 pixels sur 16bit. La résolution spatiale de la chaîne de mesure atteint environ $14 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

2.3.4 Strioscopie rapide

La strioscopie rapide constitue un diagnostic optique propice à une observation qualitative des phénomènes de combustion. C'est à ce titre qu'elle est employée dans cette étude, tant en régime laminaire que turbulent.

Principe de la technique

La strioscopie laser est une technique permettant la visualisation des gradients d'indice optique de réfraction, intégrés sur le chemin optique d'un faisceau lumineux traversant le milieu à étudier. Ces gradients d'indice résultent des gradients de masse volumique présents à l'intérieur du milieu traversé, eux-mêmes dépendant des gradients de température et de pression à l'intérieur de ce même milieu, ainsi que de la composition du gaz. Le principe de la strioscopie est simple : un ensemble de faisceaux de lumière

parallèle éclaire le milieu transparent à étudier, ces faisceaux sont ensuite focalisés grâce à une lentille convergente sur un petit écran opaque appelé couteau. Lorsque le milieu étudié est parfaitement homogène, son image en aval de l'écran est sombre. En revanche, dès qu'un phénomène provoque localement une variation d'indice de réfraction, les rayons lumineux traversant cette zone sont déviés et ne sont plus arrêtés par le couteau. L'image obtenue montre alors la présence d'une zone claire traduisant la présence à cet endroit d'un gradient d'indice. Comme en visualisation directe de chimiluminescence, l'image est également intégrée sur le chemin optique du faisceau à travers la chambre.

Chaîne de mesure

La chaîne de mesure utilisée permet d'observer les gradients de masse volumique occasionnés principalement par la combustion dans des chambres à volume constant munies de hublots (cf. Fig. 2.10). Un laser continu à argon (Spectra Physics 2000) associé à une cellule de Bragg (Errol) permet d'obtenir des pulses laser de $1\mu\text{s}$. C'est cette durée d'éclairement, très courte à l'échelle de la combustion, qui permet de figer le phénomène observé. Les images sont enregistrées par une caméra CMOS (Ultima APX Fastcam, Photron) à une cadence de 6000images/s sur 512×512 pixels.

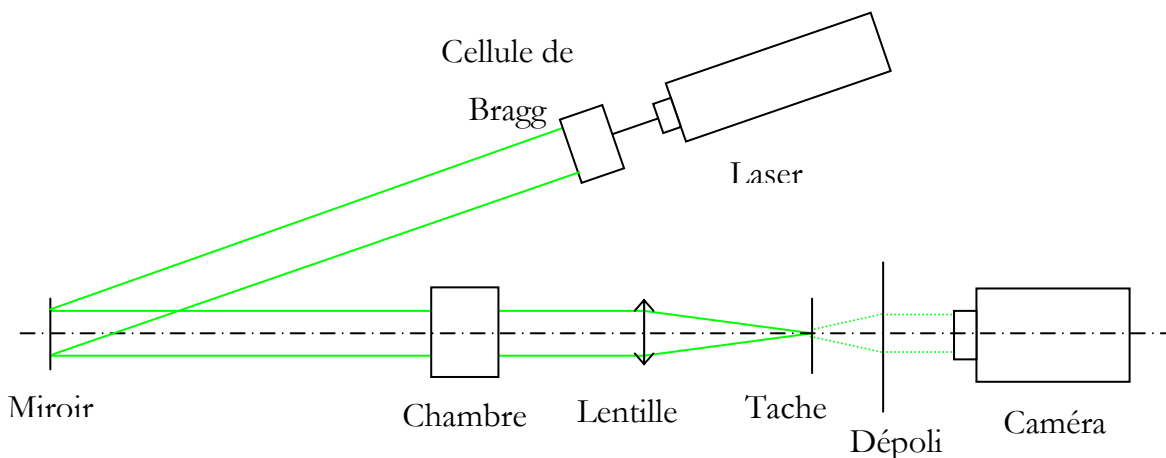


Fig. 2.10 : Dispositif de strioscopie rapide, d'après [Malheiro, 2002]

On observe ainsi le front de flamme durant la combustion de prémélange méthane-air (cf. Fig. 2.11), à cause du fort gradient de température à l'interface gaz frais – gaz brûlés. En régime turbulent, la structure fortement plissée du front de flamme apparaît clairement. Les couches limites turbulentes apparaissent aussi en paroi de par le gradient d'indice qu'elles occasionnent.

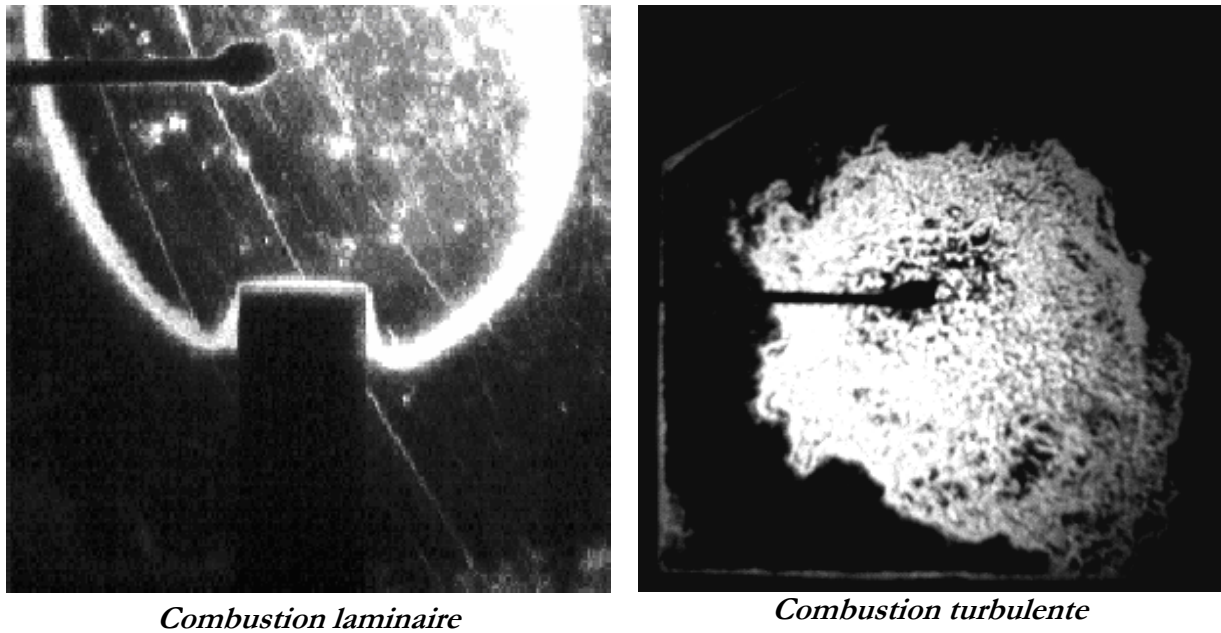


Fig. 2.11 : Observation strioscopique d'une combustion de méthane-air à richesse 0,7

2.3.5 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est mise en œuvre pour caractériser l'aérodynamique globale de la chambre ainsi qu'au voisinage de fluxmètres montés en paroi. En particulier, certaines grandeurs physiques sont attendues à l'issue du dépouillement de ces mesures. Il s'agit entre autres de la vitesse d'ensemble, l'intensité de turbulence, l'énergie cinétique turbulente, les échelles spatiales de turbulence.

Principe de la mesure

La PIV consiste à mesurer la vitesse locale de l'écoulement V par le biais du déplacement dl des traceurs de cet écoulement, pendant un temps fixé dt (cf. Fig. 2.12).

Éq. 2.2
$$\vec{V} = \frac{\vec{dl}}{dt}$$

La mesure de ces déplacements locaux est rendue possible par l'acquisition puis le traitement de deux images successives, espacées d'un intervalle de temps dt , obtenues par diffusion de Mie des particules résultant de leur éclairage par un plan laser. La durée dt entre deux pulses laser doit être ajustée en fonction de l'ordre de grandeur des vitesses à mesurer. Le traitement consiste à réaliser, dans différentes sous-fenêtres de taille variable appelées fenêtres d'interrogation, l'inter-corrélation des deux images. Ceci permet d'obtenir le déplacement moyen des particules incluses dans cette fenêtre pendant

l'intervalle de temps dt . On obtient ainsi une cartographie instantanée de la projection du vecteur vitesse moyen dans le plan éclairé, pour chaque fenêtre d'interrogation.

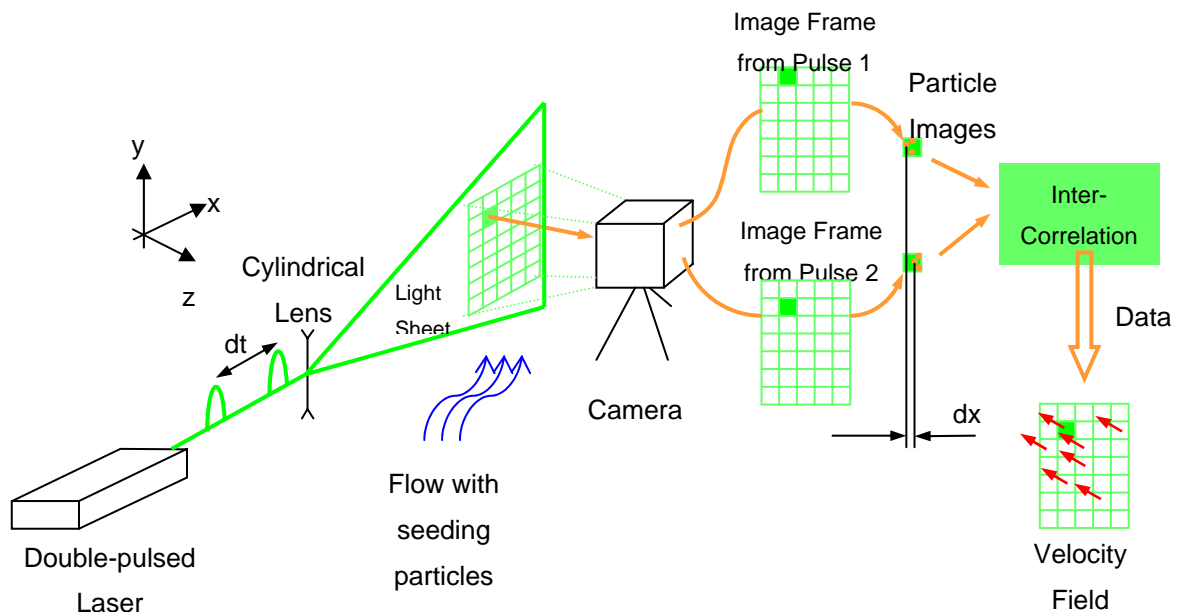


Fig. 2.12 : Chaîne de PIV, d'après [Lacoste, 2002]

Chaîne de mesure

La chaîne de PIV temporelle utilisée pour cette étude (FlowMaster HS, LaVision) est pilotée par un logiciel spécifique (Davis 7, LaVision). Au cours des expériences, ce logiciel permet notamment d'ajuster la puissance laser, la fréquence d'acquisition et le délai entre les pulses, noté dt . Ce délai est fixé de sorte que le déplacement des particules les plus rapides n'excède pas $\frac{1}{3}$ de la fenêtre d'interrogation. La puissance des pulses, qui dépend de la durée d'excitation des cavités laser, est réglée pour que cette durée soit compatible avec la fréquence d'acquisition et avec la valeur du dt choisi.

Le laser employé (Pegasus, New Wave Research) est muni de deux cavités Nd:YLF qui fournissent des pulses verts de longueur d'onde 527nm. La cadence de répétition de chaque cavité est limitée à 5kHz, soit un couple de pulses tous les 200 μ s. L'énergie maximale de chaque cavité est 2,5mJ à 5kHz, d'où une puissance de 12,5W.

La caméra (Ultima APX-RS, Photron) recueille sur un capteur CMOS le signal de diffusion de Mie des particules éclairées par les pulses laser. Elle enregistre des couples d'images, chaque image correspondant à un pulse laser ; deux couples d'images sont séparés d'un délai égal à l'inverse de la fréquence d'acquisition de la chaîne. Elle dispose

d'une résolution maximale de 1024×1024 pixels utilisable jusqu'à 3kHz, i.e. 1500 couples d'images par seconde. Sa résolution est de 512×512 pixels à 10kHz, i.e. 5000 couples d'images par seconde.

Conditions spécifiques du diagnostic

La PIV temporelle est utilisée en proche paroi, ce qui impose des contraintes particulières. Afin de limiter les réflexions parasites du laser, les parois métalliques de la chambre sont enduites d'un vernis spécifique contenant de la rhodamine, qui fluoresce dans le rouge sous l'excitation de la lumière verte du laser. Un filtre interférentiel monté sur l'objectif de la caméra permet ensuite de ne retenir que la longueur d'onde du laser. Dans le cadre de mesures couplées vélocimétrie – fluxmétrie, les mesures de PIV sont effectuées au voisinage d'un fluxmètre qui n'est pas verni, pour éviter d'altérer l'interaction flamme-paroi. Malgré tout, l'utilisation du vernis réduit considérablement le niveau de réflexions parasites induites par les parois de la chambre.

Pour tenir compte des contraintes liées à l'aspect temporel et en proche paroi des mesures PIV en combustion (cf. Fig. 2.13), une méthode de post-traitement adaptée a été développée et est exposée au Chapitre 6. L'analyse effectuée permet d'extraire les caractéristiques spatio-temporelles du champ turbulent. Les mesures couplées fournissent ainsi l'évolution simultanée du flux thermique pariétal et des paramètres aérodynamiques.

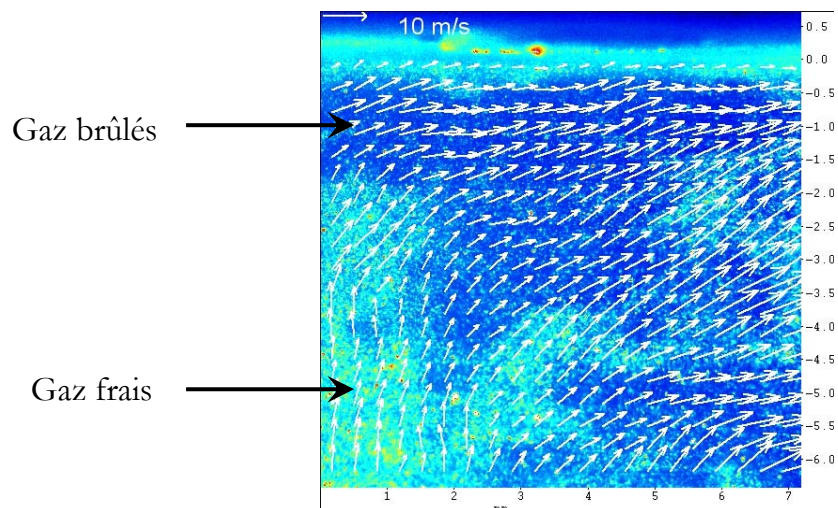


Fig. 2.13 : Champ de vitesse mesuré par PIV lors d'une combustion turbulente

2.3.6 Vélocimétrie Doppler Laser (LDV)

La Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) est un diagnostic optique qui utilise de fines particules comme traceurs de l'écoulement pour déterminer, en un point, la vitesse moyenne et les fluctuations turbulentes. Contrairement à la PIV dont la cadence est actuellement limitée à 5kHz, le taux d'acquisition en LDV n'est limité que par la qualité de l'ensemencement. La LDV sera donc utilisée ici en complément de la PIV rapide, principalement pour résoudre les échelles temporelles de turbulence.

Principe de la mesure

Parmi les montages optiques envisageables, décrits par [Boutier & Royer], on opte pour le plus couramment utilisé, à savoir le vélocimètre à franges. Deux faisceaux laser sont croisés et focalisés, créant ainsi un système de franges d'Young composées de plans parallèles équidistants et alternativement sombres et brillants (cf. Fig. 2.14). Le croisement de ces deux faisceaux définit le volume de mesure, un ellipsoïde de révolution. Ces plans sont parallèles à la bissectrice de l'angle des faisceaux sécants. La distance entre deux plans est l'interfrange i :

$$\text{Éq. 2.3} \quad i = \frac{\lambda}{2n \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

avec λ la longueur d'onde des faisceaux, n l'indice de réfraction du milieu et θ l'angle entre les deux faisceaux.

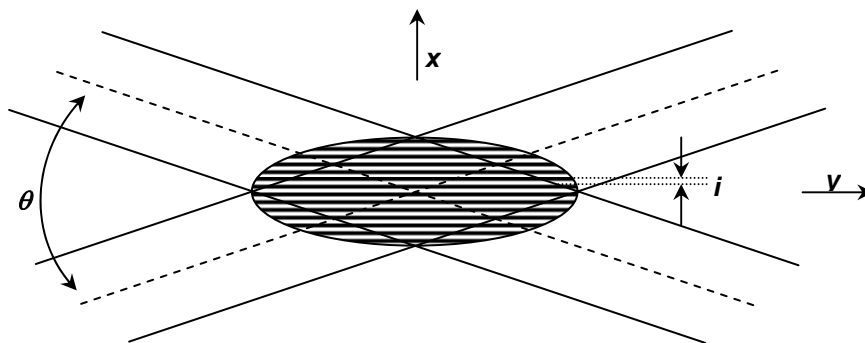


Fig. 2.14 : Volume de mesure en LDV

Une particule animée d'une vitesse de composante u selon x traversant le volume de mesure rencontre donc successivement des franges sombres et brillantes, et diffuse un

flux lumineux périodique. Le photomultiplicateur qui reçoit cette lumière modulée délivre un signal de fréquence Doppler f_D :

$$\text{Éq. 2.4} \quad f_D = \frac{u}{i} = 2 \frac{u}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

Si deux particules traversent le réseau de franges avec des vitesses de même module mais de sens opposé, le signal enregistré par le photomultiplicateur sera le même. De plus, si une particule traverse le volume de mesure parallèlement aux franges, aucune modulation de lumière ne sera observée et la particule sera ignorée. Pour différencier les vitesses positives des vitesses négatives, on fait donc défiler les franges à une vitesse constante. Pour cela, les faisceaux incidents sont décalés en fréquence, d'une valeur $\Delta f = 40 \text{ MHz}$ très faible devant la fréquence f du faisceau: $\Delta f/f \approx 10^{-6}$. Ce décalage en fréquence entre les faisceaux incidents s'ajoute algébriquement à la fréquence initiale. Ainsi, la composante de la vitesse de la particule dans le référentiel lié aux franges est toujours positive. Pour réaliser ce décalage en fréquence, on place sur le trajet optique d'un des faisceaux incidents une cellule de Bragg excitée par un signal électrique.

Chaîne de mesure

La chaîne de LDV employée pour cette étude est pilotée par un logiciel spécifique (BSA Flow Software 2, Dantec). Ce dispositif exploite les deux longueurs d'onde les plus énergétiques d'un laser argon (Spectra Physics, Stabilite 2017) : deux couples de faisceaux, un vert ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$) et un bleu ($\lambda = 488 \text{ nm}$), sont issus de ce laser et amenés jusqu'à la tête d'émission via une fibre optique. L'optique d'émission inclut une lentille de focale 300mm qui impose un angle de $6,16^\circ$ entre les faisceaux. Les interfranges ainsi obtenus sont de $4,78 \mu\text{m}$ dans le vert et $4,54 \mu\text{m}$ dans le bleu. La taille du volume de mesure est de $0,18 \times 0,18 \times 3,35 \text{ mm}$ à l'intersection des faisceaux verts contre $0,17 \times 0,17 \times 3,18 \text{ mm}$ à l'intersection des faisceaux bleus. La qualité de la fibre optique utilisée assure une bonne coïncidence des volumes de mesure. On peut ainsi collecter en mode coïncident le signal de Mie rétrodiffusé par les particules; cela signifie qu'une particule n'est comptabilisée que si les deux composantes de sa vitesse sont détectées simultanément. La séparation des longueurs d'onde verte et bleue est réalisée à l'aide de filtres ; chaque longueur d'onde est ensuite dirigée vers un photomultiplicateur (57X08,

Dantec). Enfin, les signaux délivrés par les photomultiplicateurs sont traités par des analyseurs de spectre (F80, Dantec).

Traitement des données

La mesure est réalisée en un point situé à 3mm de la paroi. Comme en ce point l'écoulement est principalement parallèle à la paroi, les mesures sont effectuées « à 45° » pour ne pas pénaliser la composante de vitesse normale à la paroi (cf. Fig. 2.15). Aussi, une matrice de passage doit être appliquée à la vitesse (u_0, v_0) attachée au repère de mesure (X, Y) pour remonter à la vitesse (u, v) attachée au repère de la chambre (x, y) .

$$\text{Éq. 2.5} \quad \begin{vmatrix} u \\ v \end{vmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{vmatrix} u_0 \\ v_0 \end{vmatrix}$$

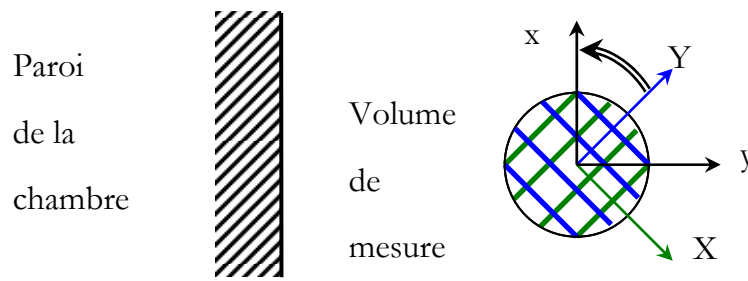


Fig. 2.15 : Changement de repère à 45°

Une fois les vitesses ramenées au repère de la chambre, on cherche à séparer la turbulence du mouvement d'ensemble pour extraire des paramètres caractéristiques de l'aérodynamique : la vitesse moyenne, l'intensité de turbulence et surtout en l'occurrence les échelles temporelles de turbulence. D'après la décomposition de Reynolds, on considère que la vitesse instantanée $U=(u,v)$ est la somme d'une vitesse moyenne $\langle U \rangle$ et d'une vitesse fluctuante $[U - \langle U \rangle]$.

Le traitement exposé ci-après est propre à la LDV. En effet, l'échantillonnage des données est aléatoire car il dépend de l'instant d'arrivée des particules dans le volume de mesure. Ce traitement se distingue donc de celui utilisé en PIV, où les données sont échantillonnées régulièrement dans le temps. Pour éviter de confondre les fluctuations cycliques avec la turbulence, on recourt à une analyse de cycle résolu, comme indiqué par [Floch, 1990]. La vitesse moyenne pour l'expérience i est alors calculée comme la moyenne glissante de la vitesse instantanée sur une fenêtre temporelle Δt . La durée de cette fenêtre est usuellement de 0,1–5ms dans la littérature ([Corcione & Valentino, 1994],

[Kang & Baek, 1998], [Söderberg et al., 1998], [Sotton, 2003]), ce qui détermine la fréquence de séparation entre mouvement moyen et turbulence : 0,2–10kHz. Remarquons que le critère de fenêtre ou de fréquence qui sépare le mouvement moyen de la turbulence est très arbitraire, comme le montrent [Söderberg et al., 1998] dans un moteur et [Lecordier, 1997] dans une machine à compression rapide.

Pour la composante u durant l'expérience i , la vitesse moyenne $\langle u \rangle$ et la fluctuation turbulente u' sont calculées comme suit.

$$\text{Éq. 2.6} \quad \left\{ \begin{array}{l} \langle u \rangle (t, i) = \frac{\sum_{k=1}^{n(t,i)} u \left(t - \frac{\Delta t}{2} < t_k < t + \frac{\Delta t}{2}, i \right)}{n(t, i)} \\ u'^2 (t, i) = \frac{\sum_{k=1}^{n(t,i)} [u - \langle u \rangle]^2 \left(t - \frac{\Delta t}{2} < t_k < t + \frac{\Delta t}{2}, i \right)}{n(t, i)} \end{array} \right.$$

avec $n(t,i)$ le nombre de mesures dans l'intervalle $[t-\Delta t/2, t+\Delta t/2]$ pour l'expérience i .

La fluctuation turbulente moyenne u' de la composante u peut alors être calculée comme la moyenne d'ensemble des fluctuations turbulentes de chaque expérience.

$$\text{Éq. 2.7} \quad u'(t) = \frac{\sum_i u'(t, i)}{N}$$

avec N le nombre d'expériences prises en considération.

En ce qui concerne l'analyse des données de LDV, l'intensité de turbulence et les échelles temporelles sont calculées de la même façon qu'en PIV rapide. On accède ainsi à des paramètres aérodynamiques mieux résolus dans le temps, mais en un seul point.

2.3.7 Ensemencement des écoulements

Un diagnostic tel que la PIV ou la LDV requiert la présence de traceurs en densité suffisante dans l'écoulement. En effet, le taux d'acquisition en LDV et le rapport signal sur bruit en PIV dépendent directement de la densité et de l'homogénéité de l'ensemencement.

Choix des traceurs

L'huile de silicone (Rhodorsil) généralement employée s'évapore autour de 800K, ce qui permet de suivre la position du front de flamme par tomographie, mais pas de

tracer l'écoulement dans les gaz brûlés. L'ensemencement de l'écoulement est donc réalisé à partir de poudre de zircone ZrO_2 . Le choix de la zircone est motivé en partie par son caractère réfractaire. En effet, la zircone passe à l'état liquide vers 3000K, puis vapeur vers 4600K. Les particules de zircone sont donc inchangées au passage de la flamme (environ 2000K). Par ailleurs, l'utilisation de ces particules est facilitée par l'absence de pièces mobiles. Ainsi, le champ de vitesse est aisément accessible dans les gaz frais et les gaz brûlés, ce qui est plus difficile dans les moteurs transparents.

Dans les conditions mono-coup de l'expérience, l'utilisation d'un ensemenceur n'est pas adaptée. D'ailleurs, on souhaite injecter le prémélange à partir du vide, ce qui écarte la possibilité d'un ensemencement préalable du mélange, en vue de préserver les injecteurs. Aussi, environ 1mg de poudre est déposé au fond de la chambre avant chaque tir. Pendant la phase d'injection qui dure 125ms, le mouvement tourbillonnaire disperse les particules uniformément dans l'écoulement, comme l'indiquent les images de diffusion de Mie (cf. Fig. 2.13). Ces particules imposent de nettoyer fréquemment la chambre, en particulier les hublots.

Aptitude des traceurs à suivre l'écoulement

Si l'on veut suivre des particules ou des gouttes grâce au signal de diffusion de Mie, leur taille doit être supérieure à la longueur d'onde de la lumière incidente, environ 500nm ici. Cependant, ces traceurs matériels doivent être suffisamment petits pour suivre les hautes fréquences de la turbulence.

En première approximation, le bilan des forces exercées sur une particule de zircone se limite à la traînée, due au frottement visqueux et modélisée par le terme de Stokes. Dans ces conditions, l'équation de la dynamique s'écrit pour une particule sphérique P de diamètre D dans un écoulement de fluide F :

$$\text{Éq. 2.8} \quad \frac{\pi D^3}{6} \rho_P \frac{d\vec{V}_P}{dt} = 3\pi\mu D (\vec{V}_F - \vec{V}_P)$$

avec V la vitesse, ρ la masse volumique et μ la viscosité dynamique ; ce qui s'écrit aussi :

$$\text{Éq. 2.9} \quad \begin{cases} \frac{d\vec{V}_P}{dt} = k(\vec{V}_F - \vec{V}_P) \\ k = \frac{18\mu}{\rho_P D^2} \end{cases}$$

Sous ces hypothèses, la dynamique de la particule est régie exclusivement par le coefficient de Stokes k , inverse d'un temps. Or, en régime turbulent les particules ne sont pas forcément aptes à suivre l'écoulement. Il est donc souhaitable de trouver une expression qui indique l'influence de k sur la réponse en fréquence des particules.

Une telle formule est donnée par [Ardonceanu, 1974]. Il montre que l'effet du frottement visqueux agit comme un filtre passe-bas sur le spectre des fréquences atteintes par les particules. C'est le rapport du coefficient de Stokes k et de la fréquence f des structures turbulentes qui détermine la capacité des particules à suivre ces structures.

$$\text{Éq. 2.10} \quad \frac{u'^2_P}{u'^2_F} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi f}{k}}$$

avec u'_F la fluctuation de vitesse imposée par fluide turbulent et u'_P la fluctuation de vitesse effectivement restituée par la particule.

Dans nos expériences, deux calibres de particules sont employés selon le phénomène étudié : $14\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$. Ce calibre représente le diamètre maximal des particules, leur diamètre moyen étant de l'ordre de $5\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ respectivement. La poudre de calibre $14\mu\text{m}$ est choisie pour étudier l'aérodynamique globale à l'échelle de la chambre. Les particules de calibre $5\mu\text{m}$ sont mieux adaptées au suivi des structures turbulentes de l'écoulement.

Pour ces deux calibres, on évalue d'après (Éq. 2.10) le rapport de l'écart-type des vitesses particulaire et fluide, en fonction de la taille L des tourbillons (cf. Fig. 2.16). Plutôt que la taille maximale des particules, c'est leur taille moyenne qui est considérée, i.e. $5\mu\text{m}$ et $1\mu\text{m}$ respectivement. La fréquence f des tourbillons est déduite de leur échelle L par définition du temps de retournement τ , en fixant la fluctuation turbulente u'_F à 4m/s : c'est en effet la valeur maximum mesurée au voisinage de l'instant d'allumage.

$$\text{Éq. 2.11} \quad f = \frac{1}{\tau} = \frac{u'_F}{L}$$

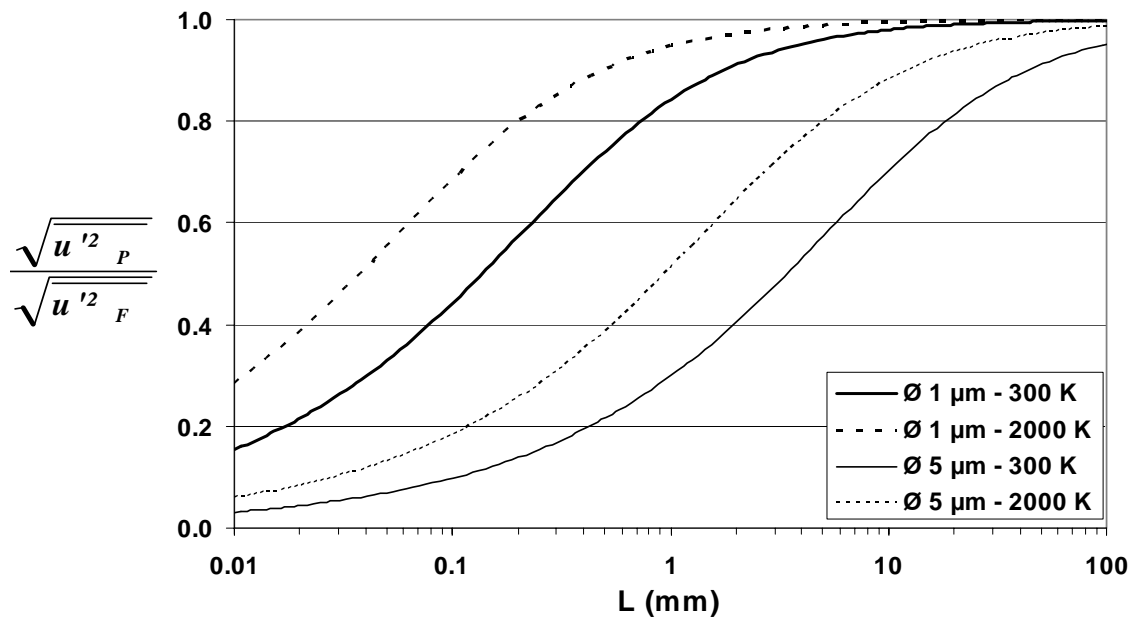


Fig. 2.16: Suivi de l'écoulement par les particules en fonction de la taille des tourbillons

On retiendra finalement la poudre de diamètre moyen $1 \mu\text{m}$, qui est manifestement plus appropriée au suivi des petites structures que la poudre de diamètre moyen $5 \mu\text{m}$. En effet, les tourbillons de 1mm sont pratiquement « coupés » au sens du filtrage passe-bas par les particules de $5 \mu\text{m}$, alors qu'ils sont correctement suivis par celles de $1 \mu\text{m}$. L'effet de la température atténue ce filtrage dans les gaz brûlés, comme l'indiquent les courbes à 2000K .

2.4 Conclusion

Les travaux présentés dans ce qui suit s'appuient sur un ensemble de moyens expérimentaux dont les chambres de combustion constituent l'élément principal. À l'occasion de cette étude, une chambre spécifique a été développée pour étudier l'interaction flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi dans des conditions turbulentes représentatives des moteurs à allumage commandé.

Les différents diagnostics physiques exposés ici constituent autant de moyens pour l'exploration expérimentale des phénomènes en question. Pour la plupart, ces diagnostics sont issus du savoir-faire mis en place au laboratoire lors d'études antérieures. En revanche, la PIV temporelle a fait l'objet d'un développement particulier. La méthode de post-traitement mise en place à cette occasion est détaillée au Chapitre 6.

CHAPITRE 3

IMPORTANCE DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI DANS LES PERTES THERMIQUES

3.1 Enjeux de l'étude†

Contexte

Le bilan énergétique des moteurs à pistons montre que l'énergie chimique déposée se répartit approximativement de la manière suivante : l'énergie de combustion est convertie pour $\frac{1}{3}$ en travail utile, pour $\frac{1}{3}$ en chaleur cédée par les gaz aux parois du cylindre et pour $\frac{1}{3}$ en chaleur évacuée avec les gaz d'échappement.

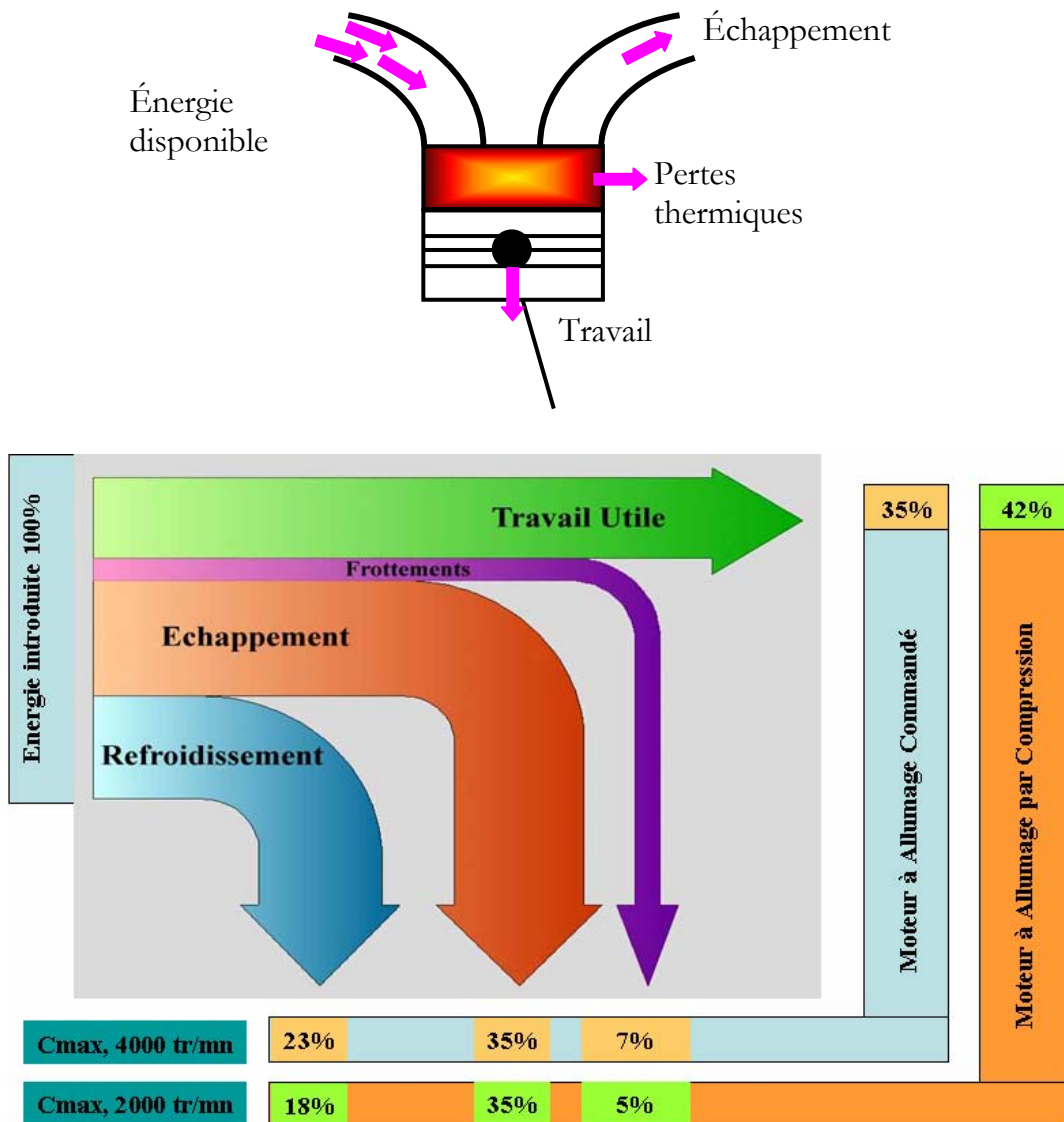


Fig. 3.1 : Répartition de l'énergie de combustion dans un moteur à pistons

† Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication au Congrès Français de Thermique 2006 organisé par la Société Française de Thermique, sous la référence [Boust et al., 2006]a.

Les échanges thermiques pariétaux revêtent différents aspects dans les chambres de combustion des moteurs à pistons. On peut considérer schématiquement que les pertes thermiques liées à la combustion obéissent à deux phénomènes a priori distincts. Dans un premier temps intervient l'interaction flamme-paroi, occasionnant le coincement des fronts réactifs par les parois de la chambre. Une fois la combustion achevée, c'est l'interaction entre les gaz brûlés et la paroi qui est responsable de l'échange thermique. Du fait de l'aérodynamique turbulente qui règne dans la chambre, il existe donc une plage du cycle moteur où les deux interactions coexistent.

Objectifs

En termes de simulation numérique, les transferts thermiques fluide-paroi sont décrits dans les codes de calcul à l'aide de formulations 0D ou 1D appropriées aux situations d'écoulements inertes et parallèles à la paroi : c'est le cas des modèles thermodynamiques de [Woschni, 1967] ou [Alizon, 2005], et des lois de paroi de [Han & Reitz, 1997] ou [Yang & Martin, 1990]. Ces formulations ne rendent pas forcément compte du caractère à la fois réactif et 3D de l'interaction flamme-paroi, qui est par conséquent plus énergétique que l'interaction gaz brûlés-paroi.

De ce fait, l'interaction flamme-paroi et l'interaction gaz brûlés-paroi sont traitées sans distinction lors du calcul des pertes thermiques pariétales. Pour évaluer l'erreur commise via cette approximation, il est donc souhaitable de quantifier la part respective de chaque interaction dans la chaleur totale intégrée expérimentalement en paroi. C'est ce que l'on se propose d'aborder dans cette étude préliminaire, à partir de mesures réalisées dans des conditions proches des moteurs à pistons.

Support de l'étude

Pour les besoins de l'étude, on utilise une chambre de combustion représentative d'un cylindre de moteur à allumage commandé (cf. Fig. 3.2). Ce dispositif, décrit au Chapitre 2, reproduit une combustion homogène turbulente qui occasionne des pertes thermiques pariétales instationnaires dont l'amplitude et la durée sont comparables au cas moteur : de l'ordre de 1MW/m^2 et 10ms , respectivement, sous une pression de 1MPa .

Un mouvement tourbillonnaire à grande échelle est créé par injection de prémélange gazeux à partir du vide jusqu'à $0,2\text{MPa}$ en 125ms . À la fin de l'injection, la

charge décrit un mouvement de tumble, si l'on se réfère à la configuration moteur. Son taux de rotation est alors d'environ 80tr/s et les vitesses tangentielles atteignent 20m/s.

L'étude se base sur la pression et sur le flux recueilli par un capteur monté au centre d'une paroi de la chambre. En ce point, l'écoulement est parallèle à la paroi ; l'interaction flamme-paroi a donc lieu principalement en configuration latérale.

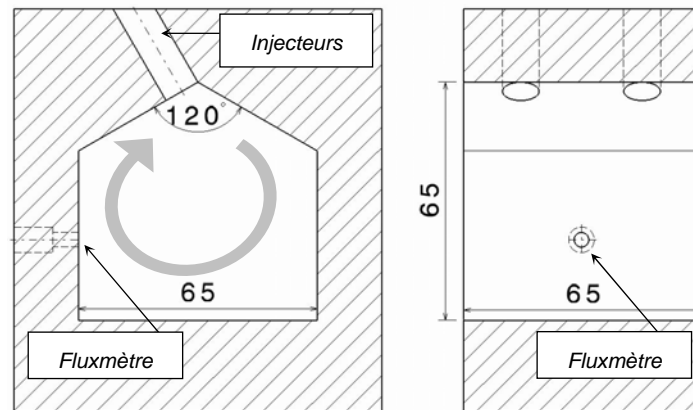


Fig. 3.2 : Chambre de combustion turbulente représentative des conditions moteur

3.2 Caractérisation thermique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

Pour mieux distinguer l'origine des pertes thermiques, une étude a été réalisée d'abord en régime laminaire. À cet effet, la chambre est utilisée en mode statique, i.e. sans phase d'injection mais par remplissage préalable. La combustion intervient au repos dans un mélange pauvre de méthane-air à richesse 0,7 pour des pressions initiales de 0,05–0,4MPa. Environ 10 tirs sont effectués pour chaque pression.

Le flux thermique mesuré indique plusieurs phases de transfert thermique (cf. Fig. 3.3). D'abord pour $t < 60\text{ms}$, le flux thermique Q_w reçu par le capteur traduit la compression des gaz frais, due à la combustion du mélange au centre de la chambre. Cet apport est faible devant la contribution thermique du coincement de flamme, qui cède environ $0,5\text{MW/m}^2$ à la paroi. Le coincement de la flamme au voisinage du fluxmètre se traduit par l'apparition d'un pic de flux thermique ; cette extinction locale du front de flamme par les pertes thermiques est illustrée par visualisation directe à l'aide d'une caméra intensifiée (cf. Fig. 3.3). Après le pic dû au coincement, le flux décroît brutalement alors que la pression P continue d'augmenter. Ceci indique que la contribution thermique des gaz brûlés n'est pas à même d'imposer un flux comparable au flux de coincement,

alors même que la pression est à son maximum. L'interaction flamme-paroi est donc responsable des flux les plus importants enregistrés par le capteur durant la combustion.

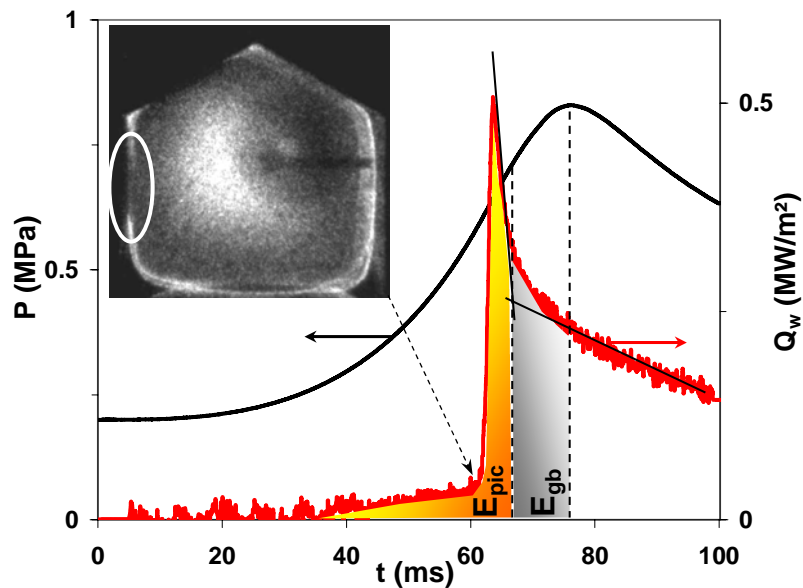


Fig. 3.3 : Pression et flux pariétal en régime laminaire – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,2MPa$

À partir de l'évolution du flux (cf. Fig. 3.3), il est possible de déterminer graphiquement la transition entre l'influence de la flamme et celle des gaz brûlés. La méthode retenue consiste à repérer le changement de pente par une méthode de sécantes, ce qui offre une précision satisfaisante. L'influence des gaz brûlés est prise en compte jusqu'au maximum de pression, qui est un bon indicateur du temps de combustion.

Sur l'ensemble des conditions testées, l'énergie thermique surfacique E reçue par le fluxmètre est calculée par intégration de la densité surfacique de flux Q_w (cf. Fig. 3.4). La chaleur E_{pic} apportée par le pic d'interaction flamme-paroi représente environ 50% de l'énergie totale $E_{pic}+E_{gb}$ apportée pendant la combustion pour une pression de coincement $P=0,18MPa$. Ce pourcentage passe à 40% pour $P=1,25MPa$. Par ailleurs, la chaleur apportée par l'interaction flamme-paroi ainsi que par l'interaction gaz brûlés-paroi croît quasi-linéairement avec la pression.

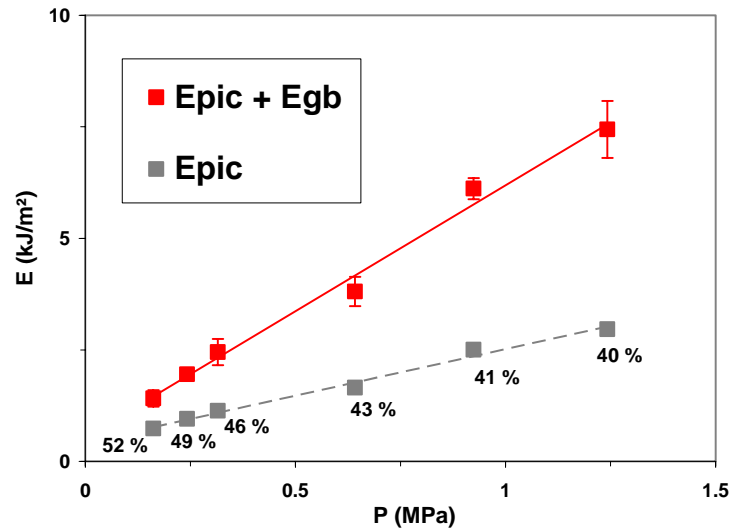


Fig. 3.4 : Flux pariétal intégré en régime laminaire – CH_4 -air $\Phi=0,7$

Au cours de cette campagne de mesures, un choix a été fait pour déterminer analytiquement la transition entre les régimes d'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi. Indépendamment de ce critère, la chaleur apportée par l'interaction flamme-paroi est du même ordre que la contribution thermique des gaz brûlés. Pour les essais réalisés, la chaleur recueillie sous l'influence du coincement de flamme représente environ 40–50% de la chaleur totale reçue durant la combustion. Ce pourcentage est un paramètre local, qui décroît sensiblement à mesure que la pression augmente. Il est probable que ce pourcentage tende vers 100% dans certaines zones de la chambre, notamment pour les éléments de parois qui interagissent avec une flamme au moment du pic de pression.

3.3 Caractérisation thermique de l'interaction flamme-paroi en régime turbulent

3.3.1 Analogie avec le cycle moteur

Si l'on cherche à se rapprocher du cas moteur, on peut considérer que la durée de l'échange thermique occupe schématiquement les phases de compression et détente. La phase de compression, inerte, n'est pas l'objet de cette étude ; en outre, sa modélisation a été améliorée récemment dans le cas d'une aérodynamique structurée par [Alizon, 2005]. Au vu du régime de combustion et des niveaux de pression atteints dans la chambre, il est raisonnable de limiter la comparaison au ralenti d'un moteur à allumage commandé.

Après l'allumage par étincelle, la combustion se déroule au voisinage du Point Mort Haut (PMH), durant 60 Degrés Vilebrequin (DV) tout au plus (cf. Fig. 3.5). On suppose que durant cette période le transfert thermique est dû principalement à

l'interaction flamme-paroi. Après le pic de pression, le transfert thermique lié aux gaz brûlés est encore intense malgré la décroissance rapide de la pression, et ce jusqu'au Point Mort Bas (PMB) i.e. durant 120DV environ. On estime donc dans ce qui suit, comme hypothèse de travail, que le transfert thermique de type gaz brûlés-paroi occupe à peu près 2 fois la durée du transfert de type flamme-paroi. L'idée est de comparer la chaleur apportée à la paroi par chacun de ces transferts, dans les conditions turbulentes de l'échange réel qui a lieu dans un moteur.

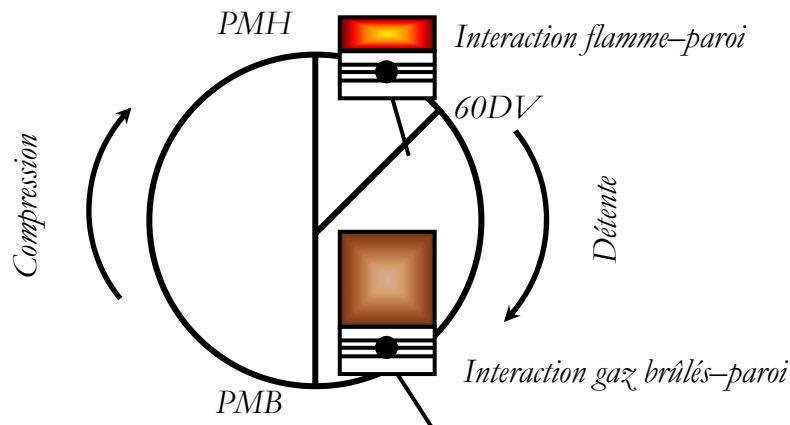


Fig. 3.5 : Origine des pertes thermiques durant les phases de compression et détente

Pour mener à bien la comparaison des interactions flamme-paroi et gaz brûlés-paroi, on considère ici qu'à l'instar du cas moteur, les gaz brûlés apportent de la chaleur pendant une durée double du temps de combustion. De même que l'interaction flamme-paroi dure 60DV au voisinage du PMH, elle dure ici Δt et intervient au voisinage du maximum de pression. Et de même que l'interaction gaz brûlés-paroi dure 120DV jusqu'au PMB, on définit une détente fictive de $2 \cdot \Delta t$ après la fin de la combustion.

Ainsi pour un allumage à $t=125\text{ms}$, la pression est maximale environ 15ms après l'allumage (cf. Fig. 3.6). Or, des images de strioscopie indiquent que la combustion se termine en moyenne 18ms après l'allumage : la durée de la « détente » est donc prise égale à 36ms. La chaleur perdue durant l'interaction flamme-paroi de $t=125\text{ms}$ à $t=125+18=143\text{ms}$ représente alors 24% de la chaleur totale perdue de $t=125\text{ms}$ à $t=143+36=179\text{ms}$.

Pour un allumage à $t=155\text{ms}$, la pression est maximale environ 28ms après allumage, et le pourcentage de chaleur imputé à l'interaction flamme-paroi passe à 27%.

En effet, le mouvement des gaz brûlés est deux fois plus lent à $t=155\text{ms}$ qu'à $t=125\text{ms}$, ce qui réduit leur contribution au transfert thermique total.

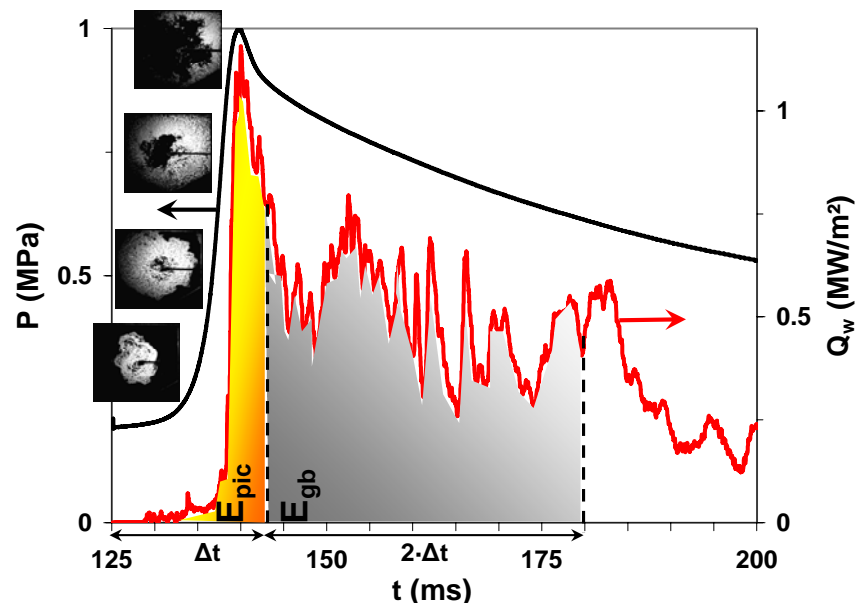


Fig. 3.6 : Pression et flux en régime turbulent – CH_4 -air $\Phi=0,7$, allumage à $t=125\text{ms}$

Dans l'analyse présentée ici, on fait abstraction de l'avance à l'allumage et des ouvertures/fermetures de soupapes. De ce fait, on envisage le pire des cas pour les pertes thermiques, puisque dans un cycle moteur, la pression et le flux thermique diminuent au cours de la détente bien plus rapidement que dans la chambre étudiée. Pareillement, la phase d'échappement n'est pas prise en compte, puisqu'elle se produit à des pressions bien plus faibles et entraîne des pertes thermiques bien moindres que pendant les phases de combustion – détente (cf. Fig. 1.27).

3.3.2 Comparaison des transferts thermiques en régime laminaire et turbulent

Le début du transfert thermique turbulent (cf. Fig. 3.6) semble dominé par l'interaction flamme-paroi, car le premier pic de flux s'apparente au pic rencontré en régime laminaire. Toutefois, si l'allure du pic est la même, son amplitude n'est pas reproductible et dépasse les valeurs relevées en régime laminaire (cf. Fig. 3.7). À pression égale, l'amplitude des pics de flux en régime turbulent par rapport au régime laminaire est multipliée par 1–3 pour un allumage à $t=125\text{ms}$, et par 1–2 pour un allumage à $t=155\text{ms}$.

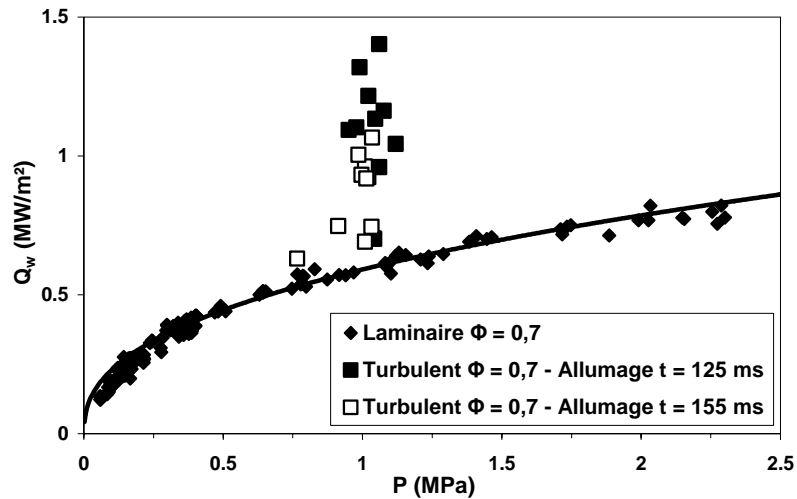


Fig. 3.7 : Pic de flux en fonction de la pression – CH_4 -air $\Phi=0,7$

À la fin du temps de combustion, les pertes thermiques restent importantes sous l'effet du mouvement encore intense des gaz brûlés. Le flux thermique conserve une amplitude substantielle après l'interaction flamme-paroi alors qu'en régime laminaire, il s'effondre rapidement après le pic de flux dû au coincement (cf. Fig. 3.3). Le plissement du front de flamme peut aussi modifier la structure initialement homogène de la charge, créant d'éventuelles poches de gaz. La répartition hétérogène de température et les fluctuations de vitesse peuvent donc être à l'origine des oscillations du flux thermique.

Comparé à la combustion laminaire, la combustion turbulente est finalement caractérisée par des pertes thermiques qui sont plus intenses durant l'interaction flamme-paroi, et qui persistent proportionnellement plus longtemps durant l'interaction gaz brûlés-parois. Par ailleurs, les temps caractéristiques de chaque interaction sont plus longs en régime laminaire qu'en régime turbulent.

3.3.3 Pourcentage des pertes thermiques liées à l'interaction flamme-paroi dans le bilan énergétique

Estimons l'importance des pertes thermiques flamme-paroi par rapport à l'énergie disponible, dans le bilan énergétique d'un cycle moteur. À supposer que toute la paroi du cylindre S disponible au PMH reçoive l'énergie E_{pic} du pic d'interaction flamme-paroi, alors la chaleur perdue à la paroi est $E_{pic} \cdot S$. En divisant cette quantité de chaleur par l'énergie volumique de combustion H que multiplie le volume V au PMH, on évalue α , le pourcentage des pertes thermiques flamme-paroi sur l'énergie disponible :

Éq. 3.1

$$\alpha = \frac{E_{pic} \cdot S}{H \cdot V}$$

Les valeurs de E_{pic} et H dépendent des conditions expérimentales, alors que les paramètres géométriques S et V au PMH sont ceux d'un cylindre de moteur à allumage commandé, de cylindrée 1,2L. Pour $P=1\text{MPa}$, α s'élève à environ 10% et 7% respectivement pour un allumage à $t=125\text{ms}$ et $t=155\text{ms}$ (cf. Fig. 3.8). En régime laminaire, on observe que ce pourcentage décroît légèrement avec la pression, et n'évolue presque plus au-delà de 1,5MPa. Comme les flux instantanés, les valeurs de α sont 2–3 fois supérieures en régime turbulent qu'en régime laminaire.

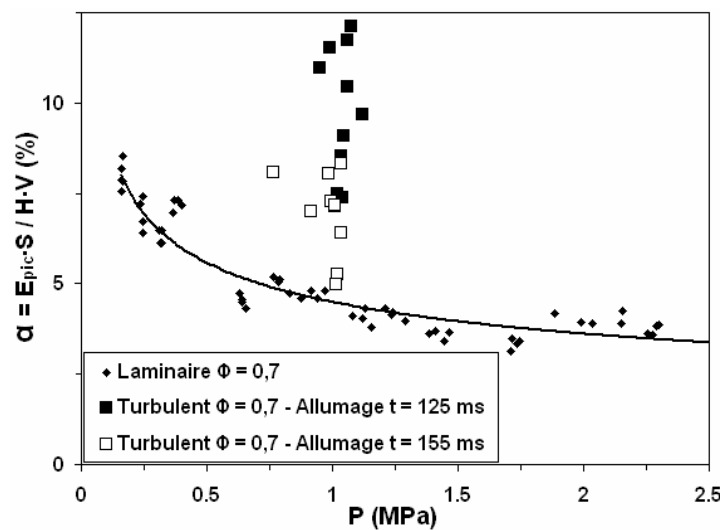


Fig. 3.8 : Importance des pertes thermiques flamme-paroi – CH_4 -air $\Phi=0,7$

On peut donc s'attendre à un pourcentage de pertes thermiques flamme-paroi α de l'ordre de 5–10% pour des pressions moteur de quelques MPa. En se rappelant que les pertes liées à l'interaction flamme-paroi E_{pic} représentent 25% des pertes thermiques $E_{pic}+E_{gb}$ (cf. § 3.3.1), on observe que les pertes thermiques globales sur le cycle moteur sont égales à 20–40% de l'énergie chimique disponible. Ce résultat correspond bien aux pertes observées dans le bilan énergétique d'un moteur, soit $\frac{1}{3}$ de l'énergie chimique. En termes de bilan énergétique, la chaleur reçue par la paroi pendant l'interaction flamme-paroi est ainsi estimée à environ 5–10% de l'énergie déposée (cf. Fig. 3.9).

Par ailleurs, dans une optique de réduction de la cylindrée (downsizing), on peut supposer que le pourcentage α va s'accroître par augmentation du rapport S/V . La dépendance du paramètre α en fonction de la pression (cf. Fig. 3.8) suggère que des pressions plus élevées sont susceptibles de compenser ce phénomène. De ce fait, il est

probable que les pertes thermiques dues à l'interaction flamme-paroi se stabilisent autour de 5–10% de l'énergie déposée, lorsque la pression augmente.

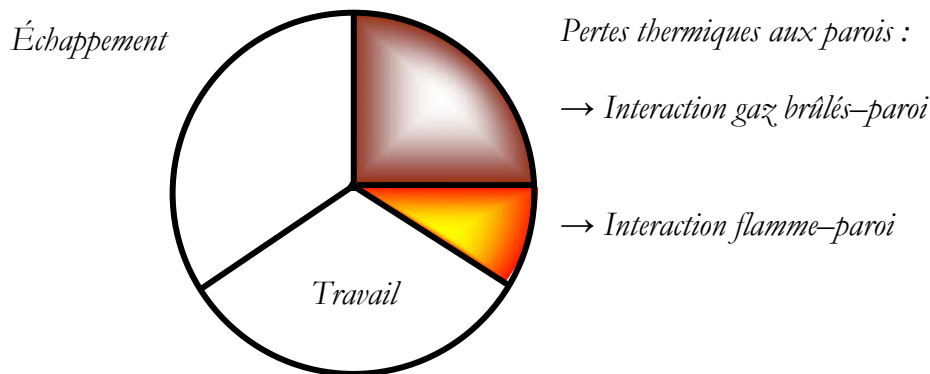


Fig. 3.9 : Bilan énergétique approximatif d'un moteur à allumage commandé

3.4 Conclusion

Des mesures de flux thermique pariétal ont été réalisées lors de la combustion d'un mélange méthane-air à richesse 0,7. Une chambre de combustion à volume constant représentative des conditions moteur permet de simuler les pertes de chaleur aux parois d'un cylindre, toutes proportions gardées.

Dans un cycle moteur, les pertes de chaleur peuvent être attribuées pour environ 25% à l'interaction flamme-paroi, contre 75% pour l'interaction gaz brûlés-paroi. Le calcul effectué avec les paramètres géométriques d'un cylindre de moteur à allumage commandé confirme cette répartition, et permet d'estimer – sous certaines hypothèses – qu'environ 5–10% de l'énergie chimique de combustion sont dissipés en pertes de chaleur aux parois pendant l'interaction flamme-paroi proprement dite.

L'interaction flamme-paroi est donc un phénomène non négligeable, quoique parfois négligé. Cette étude préliminaire montre bien l'intérêt de distinguer les deux phénomènes d'interaction fluide-paroi pour le calcul des pertes thermiques pariétales. En effet, si l'on ne prend pas en compte la différence de nature des pertes thermiques en conditions inertes ou réactives, on peut être amené à sous-estimer la chaleur effectivement reçue par les parois, notamment durant la phase de combustion ; on introduit de ce fait une incertitude supplémentaire sur l'évaluation des pertes thermiques, qui sont pourtant une donnée clé des systèmes de combustion.

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DE L'INTERACTION FLAMME-PAROI INSTATIONNAIRE EN RÉGIME LAMINAIRE

4.1 Introduction

L'interaction flamme-paroi fait ici l'objet d'une étude expérimentale et d'une modélisation dans le cadre de la combustion laminaire. En effet, cette configuration de référence permet de s'affranchir de l'écoulement turbulent que l'on rencontre dans les moteurs, pour 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-paroi en régime turbulent si celle-ci n'est pas décrite correctement en régime laminaire.

En régime laminaire, on caractérise usuellement le coincement de flamme par le flux thermique pariétal et la distance de coincement, éventuellement adimensionnés par la puissance et l'épaisseur de flamme laminaire, respectivement. Les travaux entrepris dans ce chapitre visent à relier ces paramètres et s'adressent aux cas de faible étirement, pour lesquels le coincement de flamme est d'origine purement thermique. Un modèle reliant la distance de coincement δ_q au flux thermique pariétal lors du coincement Q_w a été proposé par [Fergusson & Keck, 1977]. Ce modèle (Éq. 1.5) est basé sur l'assimilation du coincement à un problème de conduction stationnaire à travers une lame de gaz frais d'épaisseur δ_q et de conductivité λ :

$$Q_w = \lambda \cdot \frac{\Delta T}{\delta_q}$$

L'étude de [Sotton et al., 2005] ayant montré que cette relation ne permet pas de prédire le comportement de l'interaction flamme-paroi au-dessus de la pression atmosphérique, on cherche à établir un modèle qui soit en accord avec les données expérimentales. L'ambition d'une telle modélisation est de décrire avec justesse le phénomène de coincement thermique et d'obtenir une formulation analytique pour exprimer ses principaux paramètres, la distance de coincement en particulier. En effet, bien qu'elle influence directement les pertes thermiques ainsi que la production d'imbrûlés, la distance de coincement est souvent estimée de façon empirique jusque dans le cadre de la simulation numérique, comme dans l'étude de [Yang & Martin, 1990].

Dans un premier temps, on présente des mesures couplées de flux et de distance de coincement : ces données expérimentales fournissent une description fine du phénomène de coincement, et permettent d'évaluer quantitativement la validité des modèles proposés. Dans un deuxième temps, on propose une modélisation basée sur le

taux de réaction, dont l'expression fait appel à une donnée empirique. Dans un troisième temps, on propose la modélisation du coincement de flamme à l'aide d'un bilan d'énergie, ce qui fournit une formulation analytique dénuée d'empirisme en accord avec les données expérimentales de coincement frontal et latéral.

4.2 Données expérimentales de référence[†]

4.2.1 Mesures couplées flux thermique – distance de coincement

Dispositif expérimental

Les expériences ont été menées dans la chambre parallélépipédique (cf. § 2.2.1), qui dispose de hublots propices à la mesure de distance de coincement. Dans cette enceinte, on observe l'interaction flamme-paroi dans le cas d'une flamme laminaire de prémélange. L'allumage est assuré par une étincelle à environ 25mm de l'obstacle, de sorte que l'étirement de courbure ($\kappa_c = 2S_l/R < 30s^{-1}$) est négligeable devant l'étirement susceptible d'éteindre la flamme, i.e. 1000–2000s⁻¹ d'après [Bradley et al., 1996] pour les mélanges considérés. On considère des mélanges méthane-air à richesse 0,7 ou 1, de pression initiale 0,05–0,25MPa. Pour chaque mélange, une dizaine d'expériences sont effectuées, ce qui est suffisant étant donné le caractère répétitif de la combustion laminaire.

La mesure de flux thermique pariétal utilise un fluxmètre CFTM monté affleurant sur un obstacle instrumenté, placé au centre ou sur le côté de la chambre selon que l'on veut observer le coincement frontal ou latéral (cf. Fig. 4.1).

[†] Les résultats présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet d'une publication à l'European Combustion Meeting 2005, organisé par le Combustion Institute, sous la référence [Boust et al., 2005].

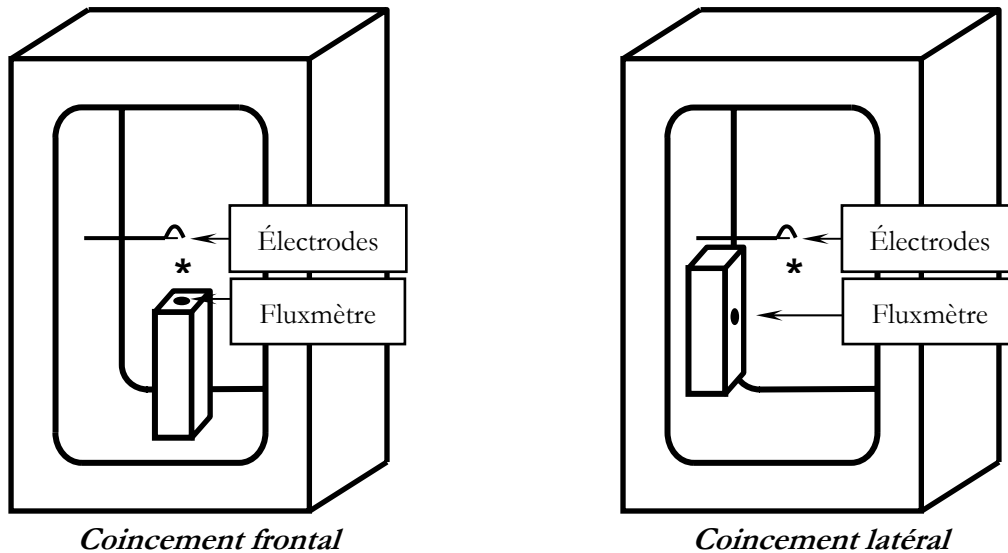


Fig. 4.1 : Position des obstacles instrumentés dans la chambre parallélépipédique

Mesure de flux thermique pariétal

À titre d'exemple, on reporte ici le saut de température superficielle ΔT_w et le flux thermique pariétal Q_w enregistrés lors du coincement frontal ou latéral (cf. Fig. 4.2).

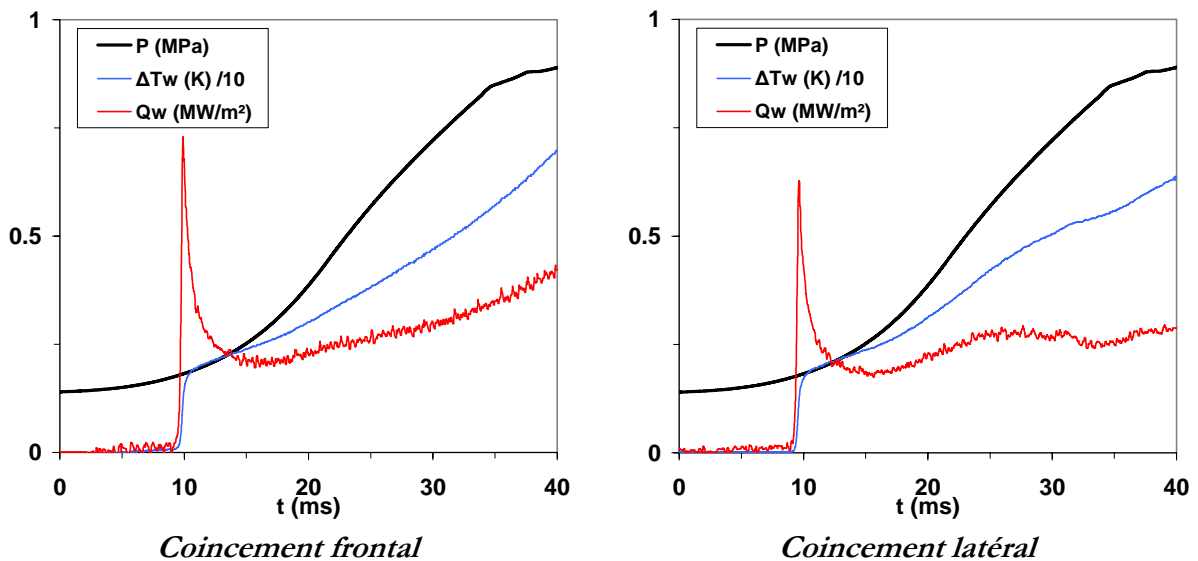


Fig. 4.2 : Évolution de la pression, de la température de surface et du flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P \approx 0,2 MPa$ lors du coincement

Lorsque la flamme atteint l'obstacle à $t=10ms$, peu de mélange a brûlé et la pression est encore proche de la pression initiale. Les gaz frais ont donc été peu comprimés, d'où un flux thermique pratiquement nul. Le coincement frontal (resp. latéral) de la flamme intervient localement sur l'obstacle à $t=10ms$, ce qui se traduit par un saut de température superficielle d'environ $2K$ et par un pic de flux thermique de $0,7MW/m^2$

(resp. $0,6\text{MW}/\text{m}^2$). Ensuite, le fluxmètre est en contact avec les gaz brûlés qui lui cèdent de la chaleur, d'autant plus que la pression continue d'augmenter par combustion du mélange dans le reste de la chambre.

Mesure de distance de coincement

La chambre de combustion ainsi instrumentée permet de mesurer la distance de coincement devant un fluxmètre, lui-même positionné au centre d'une paroi de l'obstacle considéré. La mesure de distance de coincement repose sur la méthode développée par [Bellenoue et al., 2003]. À chaque tir, la chimiluminescence de la flamme est observée par visualisation directe, au moment présumé de son coincement sur l'obstacle. L'image est enregistrée par une caméra intensifiée (Princeton Instruments PI-MAX:1K à intensificateur intégré GenII) sur 1024×1024 pixels avec une définition spatiale de $14\mu\text{m}/\text{pixel}$. Cette résolution ne permet pas de mesurer la distance de coincement au-dessous de $100\mu\text{m}$, car alors cette distance ne représente plus que quelques pixels.

À titre d'exemple, on reporte des images qui permettent de mesurer directement la distance de coincement avec une bonne précision (cf. Fig. 4.3). Le coincement latéral d'une flamme quasi-stationnaire donne facilement accès à cette mesure, mais l'approche frontale d'une flamme transitoire ne permet pas toujours d'observer le coincement à coup sûr, comme l'indiquent les deux clichés pris en configuration frontale.

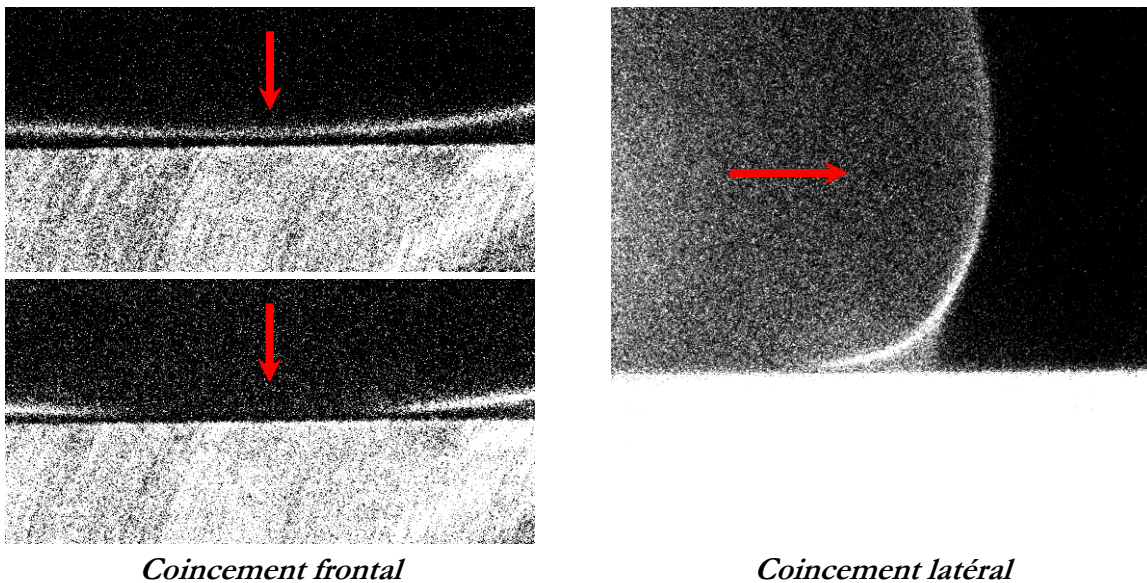


Fig. 4.3 : Images de chimiluminescence utilisées pour mesurer la distance de coincement – CH_4 -air $\Phi=1$

Similitude entre les deux géométries d'interaction

Si l'on compare la thermique du coincement frontal et du coincement latéral, on observe que l'évolution et l'amplitude du flux thermique sont assez proches dans les deux configurations. De toute évidence, le fluxmètre perçoit globalement le même phénomène, que l'interaction soit frontale ou latérale. Le coincement frontal occasionne toutefois un flux thermique légèrement supérieur.

De même, si l'on compare la géométrie d'interaction flamme-paroi du coincement frontal et du coincement latéral, on constate que le comportement local du front de flamme par rapport à la paroi est identique. En effet, que ce soit en coincement frontal ou latéral (cf. Fig. 4.3), l'extinction du front de flamme se fait visiblement à étirement quasi-nul si l'on considère la zone de coincement proprement dite. En coincement latéral cependant, le déplacement de la flamme parallèlement à la paroi occasionne un étirement légèrement supérieur à l'étirement observé en coincement frontal, qui est a priori nul. Mais comme l'a montré [Foucher, 2002], l'étirement local du front de flamme tend vers 0 lorsque la flamme s'approche de la paroi. Ces résultats proviennent de l'analyse d'images de tomographie et de champs de vitesse obtenus par PIV pour des flammes laminaires de méthane-air à richesse 0,6–1. Dans les conditions de cette expérience, l'étirement vaut moins de 100s^{-1} quand la flamme est à moins de 1mm de la paroi. Dans la présente étude, les conditions de richesse, pression et température sont équivalentes à celles de [Foucher, 2002] ; l'étirement du front de flamme lors du coincement est donc du même ordre de grandeur, i.e. 100s^{-1} . Ceci est bien négligeable devant les $1000\text{--}2000\text{s}^{-1}$ nécessaires à un coincement par étirement [Bradley et al., 1996].

À partir des données expérimentales de flux thermique et de visualisation directe, il apparaît clairement que les interactions flamme-paroi frontale et latérale présentent un certain nombre de similitudes en régime laminaire. Pour la flamme, le coincement latéral est stationnaire et le coincement frontal est transitoire. Mais pour la paroi, le fluxmètre perçoit dans les deux cas le passage instationnaire de la flamme devant lui, avec subsistance d'une couche de gaz frais en paroi. En d'autres termes, le coincement latéral s'apparente à un coincement frontal qui se déplace à vitesse constante, avec un faible étirement. Cette similitude est suggérée par la ressemblance du front de flamme au niveau de la couche de coincement, sur les images de coincement frontal et latéral (cf. Fig. 4.3) ;

elle est aussi corroborée quantitativement par la similitude du pic de flux thermique obtenu dans les deux cas. Elle est toutefois conditionnée au fait que dans les conditions de l'expérience, l'étirement du front de flamme est faible lors du coincement latéral. La similitude du coincement frontal et du coincement latéral observés ici n'a pas un caractère universel ; au contraire, elle est liée aux conditions de l'expérience, où une flamme laminaire peu énergétique se propage à des vitesses faibles (inférieures à 1m/s) dans des conditions de température et de pression modestes. En outre, le front de flamme n'est pas étiré par l'écoulement, comme cela peut arriver lorsque la flamme est soumise à un gradient de vitesse ou à un écoulement turbulent.

La similitude des deux géométries d'interaction flamme-paroi tient aussi au fait qu'en l'absence d'écoulement susceptible de convecter la flamme, l'aérodynamique créée par la flamme n'est pas assez intense pour créer une couche limite ou un gradient de vitesse significatif en paroi. Ce résultat a été mis en évidence par [Sotton, 2003] dans des conditions expérimentales identiques. Son étude montre que, dans un écoulement au repos, la distance de coincement latéral mesurée est indépendante du point de mesure (cf. Fig. 4.4). En d'autres termes, dans les conditions de l'expérience il n'y a pas de gradient de vitesse pariétal ou de couche limite susceptible d'épaissir localement la distance de coincement. Ceci permet de dire que pour la flamme, si l'évolution de pression reste modérée, alors le coincement latéral est stationnaire car il n'y a pas de couche limite qui s'épaissit durant sa propagation.

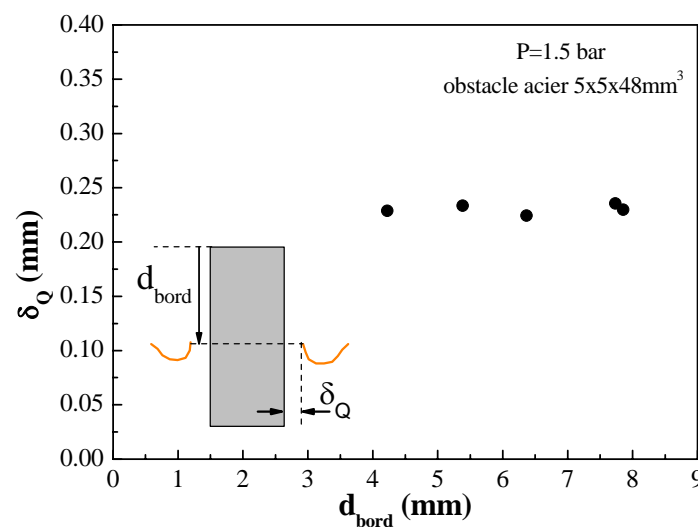


Fig. 4.4 : Distance de coincement en fonction de la position de mesure – CH_4 -air $\Phi=1$ (d'après [Sotton, 2003])

Validité du couplage de mesures

La mesure de distance de coïncement par visualisation directe a été mise en œuvre sur la paroi d'un obstacle, ce qui améliore la précision de la mesure. Dans le cas du coïncement latéral, [Sotton, 2003] montre que la distance de coïncement mesurée est identique, selon que l'on considère des obstacles de section $5 \times 5 \text{ mm}$ ou $12 \times 12 \text{ mm}$ (cf. Fig. 4.5). Le front de flamme ne subit donc pas d'étirement local supplémentaire lié à l'obstacle où est faite la mesure. La mesure de distance de coïncement est donc indépendante de la paroi considérée, tant que la dimension de la paroi dépasse $5 \times 5 \text{ mm}$.

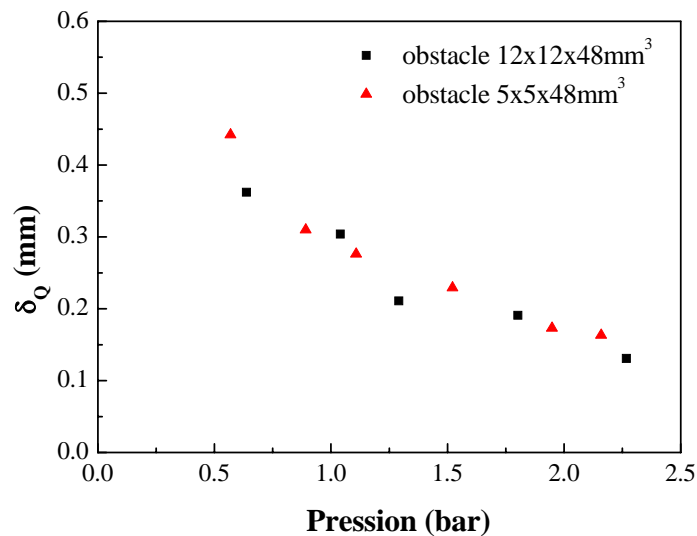


Fig. 4.5 : Comparaison de la distance de coïncement latérale mesurée sur deux obstacles – CH_4 -air $\Phi=1$ (d'après [Sotton, 2003])

Or, on souhaite ici évaluer la distance de coïncement par visualisation directe devant un capteur qui mesure le flux thermique sur un obstacle. Avant de généraliser les résultats issus de ces mesures couplées, il reste donc à vérifier que le flux mesuré par le capteur sur un obstacle de section $12 \times 12 \text{ mm}$ est bien égal au flux que ce même capteur mesurerait en paroi, dans les mêmes conditions. En somme, on cherche à vérifier que l'obstacle constitue un plan à l'échelle du phénomène, et que le flux thermique mesuré est indépendant de la taille de paroi considérée, à l'instar de la distance de coïncement.

Pour cela, on compare en coïncement frontal des mesures de flux réalisées au sommet de l'obstacle d'une part, et en paroi d'autre part. En définitive, le flux thermique Q_w mesuré au sommet de l'obstacle est égal au flux mesuré en paroi, si bien qu'une même courbe interpole ces valeurs pour les deux richesses considérées (cf. Fig. 4.6).

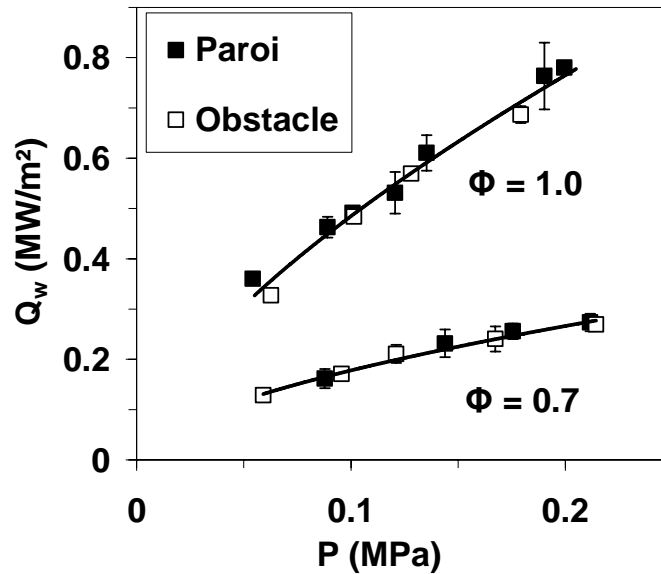


Fig. 4.6 : Comparaison du flux thermique mesuré en paroi et sur un obstacle lors du coincement frontal – CH₄-air

Ces résultats indiquent que les mesures couplées de flux thermique et de distance de coincement sont valides car l'utilisation d'un obstacle n'induit pas de d'écart expérimental sur l'amplitude des grandeurs mesurées. Ce résultat, démontré par [Sotton, 2003] pour la distance de coincement, est ainsi étendu au flux thermique pariétal.

4.2.2 Critère de détermination de la distance de coincement

À l'issue des mesures de distance de coincement, on dispose d'un ensemble de valeurs expérimentales dispersées, avec un écart-type non négligeable. La question se pose donc de déterminer une valeur représentative des données expérimentales, notamment à des fins de calcul numérique ou de comparaison avec d'autres études.

Dans les travaux de [Sotton, 2003], la valeur moyenne est choisie comme étant la plus représentative des valeurs mesurées. Toutefois, le mode opératoire employé pour mesurer la distance de coincement repose sur l'enregistrement d'un unique cliché. Si la prise de vue intervient avant l'instant du coincement, la distance flamme-paroi mesurée peut être supérieure à la distance de coincement. On peut donc être tenté de prendre non pas la moyenne mais la borne inférieure, comme étant la plus représentative des valeurs mesurées. Pour choisir la meilleure possibilité, on propose ici de définir un critère à partir d'une observation du phénomène.

Visualisation de l'interaction flamme-paroi en temps réel

Pour cela, l'interaction frontale d'une flamme avec le sommet de l'obstacle a été filmée en visualisation directe à l'aide d'une caméra rapide et intensifiée (Fastcam Ultima APX I2, Photron), pour un mélange méthane-air à richesse 0,7 et pression initiale 0,2MPa. Pour garantir une cadence d'acquisition de 24kHz, seul un demi obstacle est visualisé sur 128×512 pixels, avec une résolution de $50 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

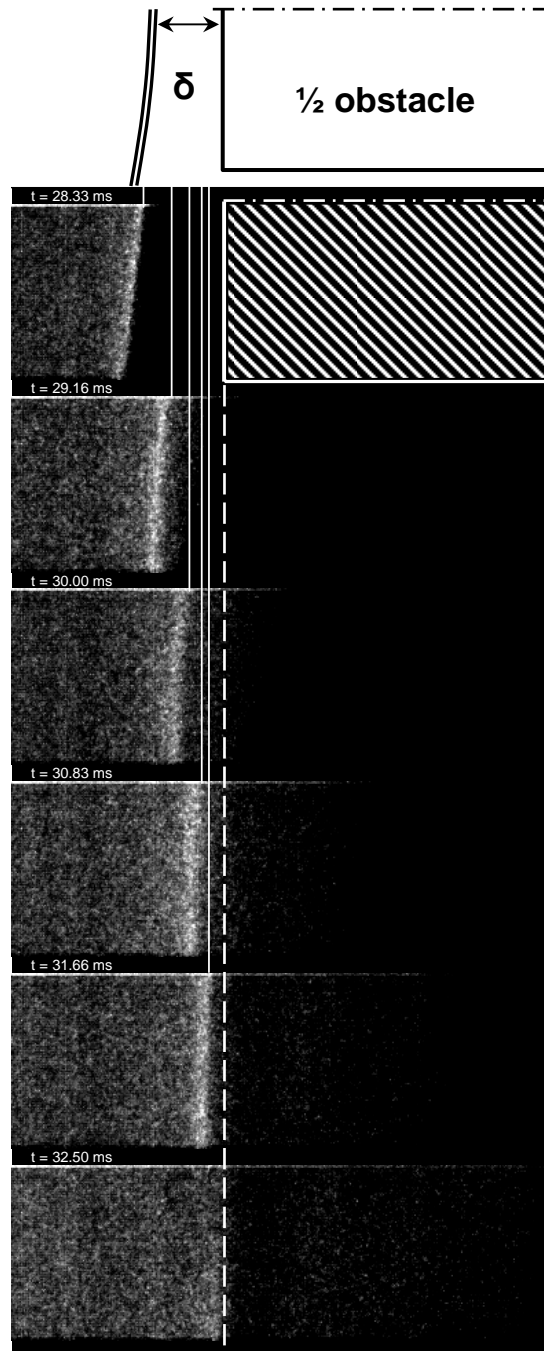


Fig. 4.7 : Visualisation temporelle du coincement frontal – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,23\text{MPa}$

La propagation de la flamme est marquée par un ralentissement remarquable à l'approche de l'obstacle (cf. Fig. 4.7). La distance flamme-paroi δ décroît jusqu'à atteindre la distance de coincement δ_q lorsque les pertes thermiques éteignent la flamme. En effet, l'interaction en configuration frontale se fait sans étirement du front de flamme, d'après [Foucher, 2002] ; le coincement de flamme est donc d'origine purement thermique.

Un fluxmètre placé au sommet de l'obstacle fournit simultanément l'évolution du flux pariétal durant l'interaction. L'évolution du flux Q_w et de la distance flamme-paroi δ (cf. Fig. 4.8) indique que la flamme s'éteint à un instant t_δ antérieur à l'instant du pic de flux t_q . Le retard $[t_q - t_\delta]$ entre l'extinction de flamme et le pic de flux est du même ordre de grandeur que Δt_q , le temps caractéristique d'interaction flamme-paroi (cf. Fig. 1.3).

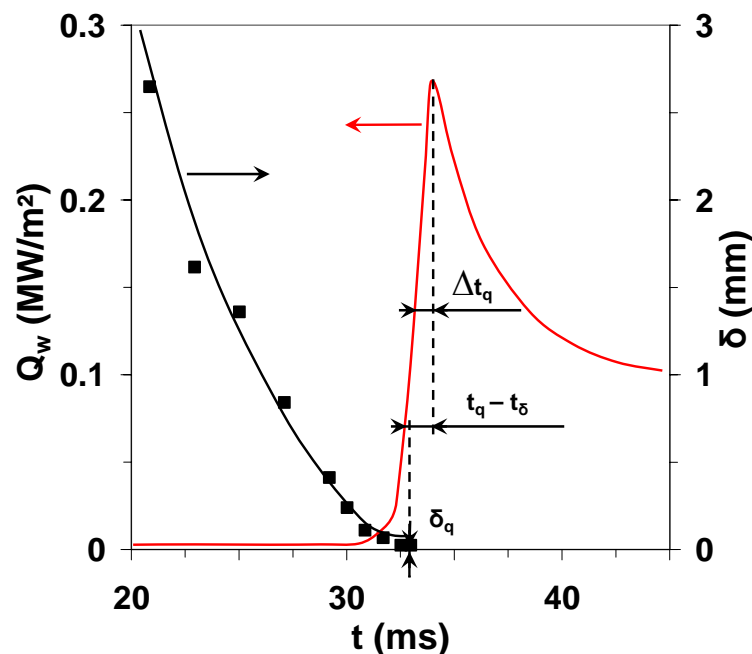


Fig. 4.8 : Mesure simultanée de flux pariétal et de distance flamme-paroi (suivi temporel) au cours du coincement frontal – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,2\text{MPa}$

L'utilisation d'une caméra rapide intensifiée permet ainsi de suivre temporellement le déroulement du coincement de flamme. Toutefois, la mesure de distance flamme-paroi effectuée à l'aide de la caméra intensifiée rapide (Photron) est moins précise qu'avec la caméra intensifiée à faible cadence de répétition (Princeton Instruments), utilisée jusqu'ici pour mesurer la distance de coincement. On va donc pouvoir quantifier précisément, à l'aide de la caméra Princeton Instruments, le phénomène que l'on a identifié grâce à la caméra Photron.

Définition d'un critère de détermination de la distance de coïncement

Au vu des résultats de mesures couplées, il semble qu'on puisse trouver un bon critère pour déterminer la distance de coïncement à partir du retard adimensionné $[t_q - t_\delta]/\Delta t_q$ correspondant à chaque mesure. À cet effet, la distance de coïncement a été tracée en fonction de ce paramètre pour des pressions de 0,09MPa et 0,2MPa lors du coïncement (cf. Fig. 4.9). Ainsi, on observe que lorsque $[t_q - t_\delta]/\Delta t_q$ diminue, δ tend vers une valeur correspondant au retard nul.

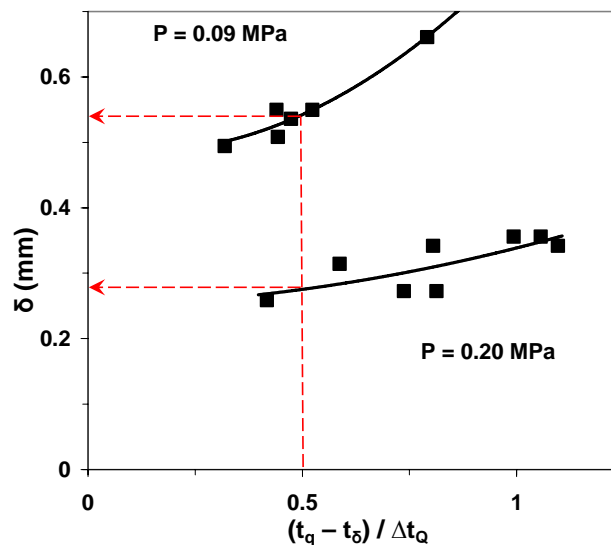


Fig. 4.9 : Évolution de la distance flamme-paroi (mesures individuelles mono-coup) en fonction du retard adimensionné – CH_4 -air $\Phi=0,7$

En pratique, il est délicat d'obtenir expérimentalement des valeurs de δ pour des retards adimensionnés inférieurs à 0,5. Aussi, le critère retenu pour déterminer la distance de coïncement δ_q consiste à prendre la valeur obtenue pour un retard adimensionné égal à 0,5 ; ce qui correspond à une distance de coïncement mesurée approximativement à 75% du pic de flux.

$$\text{Éq. 4.1} \quad \delta_q \equiv \delta \left(\frac{t_q - t_\delta}{\Delta t_q} = 0,5 \right)$$

4.2.3 Récapitulatif des mesures

Des mesures simultanées de flux thermique pariétal Q_w et de distance de coïncement δ_q ont été réalisées à richesse 0,7 et 1, en coïncement frontal et latéral, pour une pression initiale de 0,05–0,25MPa (cf. Fig. 4.10).

La pression a une influence de premier ordre sur l'interaction flamme-paroi : quand la pression augmente, le flux thermique augmente alors que la distance de coincement diminue. La richesse a aussi une influence remarquable : à l'instar de la puissance de flamme, le flux thermique pariétal est multiplié par 3 environ lorsque la richesse passe de 0,7 à 1 (cf. § 2.1.2.2). Remarquons que la distance de coincement n'est pas divisée par 3 lorsque la richesse passe de 0,7 à 1, ce qui confirme que la relation entre flux thermique et distance de coincement est non linéaire. Enfin, il est remarquable que le coincement frontal qui est purement instationnaire, et le coincement latéral réputé stationnaire, soient caractérisés par des paramètres d'amplitude et de tendance si proches.

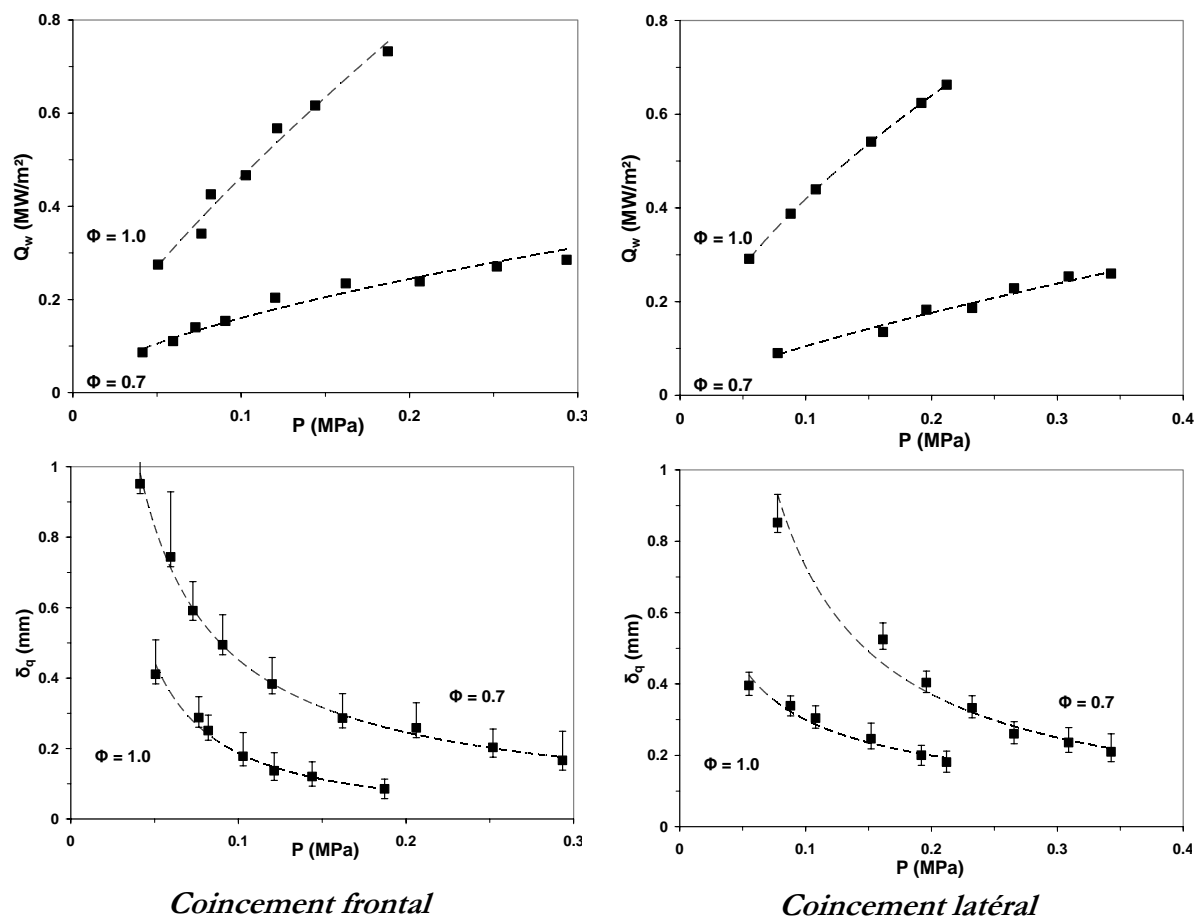


Fig. 4.10 : Évolution du flux thermique pariétal et de la distance de coincement en fonction de la pression lors du coincement – CH_4 -air

Les données reportées ici sont en accord avec les mesures découplées de flux thermique et de distance de coincement effectuées par [Sotton, 2003]. Elles coïncident également avec les mesures de flux thermique effectuées en coincement frontal à 0,12MPa par [Vosen et al., 1984] : 0,18MW/m² et 0,51MW/m² respectivement à richesse 0,7 et 1.

Par ailleurs, le temps caractéristique de l'interaction flamme-paroi Δt_q est constant sur l'intervalle de pression considéré : il vaut respectivement 1,0ms et 0,15ms à richesse 0,7 et 1. Ces valeurs sont en accord avec les mesures de [Vosen et al., 1984] : respectivement 0,85ms et 0,20ms à richesse 0,7 et 1.

4.2.4 Conclusion sur les données expérimentales

Pour caractériser quantitativement l'interaction flamme-paroi, on a développé un dispositif expérimental qui permet de coupler des diagnostics préexistants, sans préjudice pour la pertinence des mesures. Une méthode d'analyse des mesures de distance de coincement a aussi été définie, pour mieux rendre compte de la phénoménologie de l'interaction flamme-paroi.

Les mesures exposées dans ce chapitre permettent de caractériser l'interaction flamme-paroi à l'aide d'un ensemble de paramètres ayant un effet de premier ordre sur le coincement de flamme : la pression, le flux thermique, la distance de coincement. Ces grandeurs ont été mesurées simultanément, ce qui est sans précédent dans la littérature correspondante. Elles constituent une base de données appropriée à l'étude quantitative du coincement de flamme, et à sa modélisation en l'occurrence.

4.3 Modèle d'interaction flamme-paroi basé sur le taux de réaction[†]

4.3.1 Hypothèses du modèle

La démarche de modélisation entreprise dans ce paragraphe s'appuie sur les travaux de [Potter & Berlad, 1955], qui décrivent le coincement instationnaire d'une flamme laminaire à l'aide de plusieurs hypothèses fondamentales :

- le coincement intervient sous l'effet des seules pertes thermiques, i.e. en négligeant l'effet de l'étirement,
- la puissance thermique Q_l produite par la flamme se répartit exclusivement entre la part qu'elle garde en propre Q_r et la part qu'elle cède à la paroi Q_w ,

[†] Les résultats présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet d'une publication dans la revue Combustion Science and Technology en 2005, sous la référence [Sotton et al., 2005].

$$\text{Éq. 4.2} \quad Q_l = Q_r + Q_w$$

où la puissance de flamme Q_l s'écrit, pour une flamme non étirée en propagation libre :

$$\text{Éq. 4.3} \quad Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H$$

- le coincement intervient lorsque les pertes thermiques Q_w dépassent la puissance gardée par la flamme Q_r , qui est une fraction k_1 de la puissance de flamme laminaire Q_l ,

$$\text{Éq. 4.4} \quad Q_r = k_1 \cdot Q_l$$

- la puissance gardée par la flamme Q_r est en réalité cédée à la zone de préchauffage, où elle sert à faire passer les gaz frais d'une température initiale T_0 à une température T_{av} susceptible d'initier la combustion.

4.3.2 Formulation analytique

Sur la base de ces hypothèses, [Potter & Berlad, 1955] proposent une intégration de l'équation de la chaleur 1D dans la zone de coincement, ce qui fournit une relation entre la distance de coincement δ_q et le taux de réaction w susceptible d'initier la combustion :

$$\text{Éq. 4.5} \quad \delta_q^2 = k_1 \cdot \frac{k_2 \cdot \lambda \cdot X_{fuel}}{c_p \cdot w}$$

avec λ et c_p respectivement la conductivité thermique et la chaleur massique des gaz frais, X_{fuel} la fraction molaire de fuel dans les gaz frais et k_2 un paramètre d'ajustement à la géométrie d'interaction flamme-paroi.

Pour évaluer le taux de réaction w , on fait appel à un mécanisme d'oxydation à une étape, supposé bien représenter la combustion du méthane.

$$\text{Éq. 4.6} \quad w = A \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \cdot [CH_4]^a \cdot [O_2]^b$$

avec les constantes proposées par [Westbrook & Dryer, 1981] pour le méthane : le facteur pré-exponentiel $A=1,3 \cdot 10^8$, l'énergie d'activation $E_a=48,4 \text{ kcal/mol}$, $a=-0,3$ et $b=1,3$. w est donné en $\text{mol} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, mais doit être converti en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ en vue de son utilisation dans le modèle.

En outre, les deux premières hypothèses permettent d'éliminer k_1 et Q_r au profit de grandeurs plus accessibles : la puissance de flamme Q_l qui peut être calculée, et les pertes thermiques Q_w qui peuvent être mesurées.

$$\text{Éq. 4.7} \quad k_l = 1 - \frac{Q_w}{Q_l}$$

d'où la formulation finale du modèle :

$$\text{Éq. 4.8} \quad \delta_q^2 = k_2 \cdot \left(1 - \frac{Q_w}{Q_l} \right) \frac{\lambda \cdot X_{fuel}}{c_p \cdot w}$$

L'équation qui en résulte fait appel à des grandeurs accessibles à la mesure ou au calcul, à condition de connaître la température moyenne dans la zone de préchauffage T_{av} . Celle-ci est évaluée comme la moyenne de la température de paroi T_w et de la température de flamme T_F . Pour le calcul de la température de flamme, on prend la température maximale de la zone de plus fort gradient, à partir du profil simulé par Chemkin pour une flamme laminaire en propagation libre (cf. Fig. 4.11). Cette approche donne aussi accès à l'épaisseur de flamme δ_l .

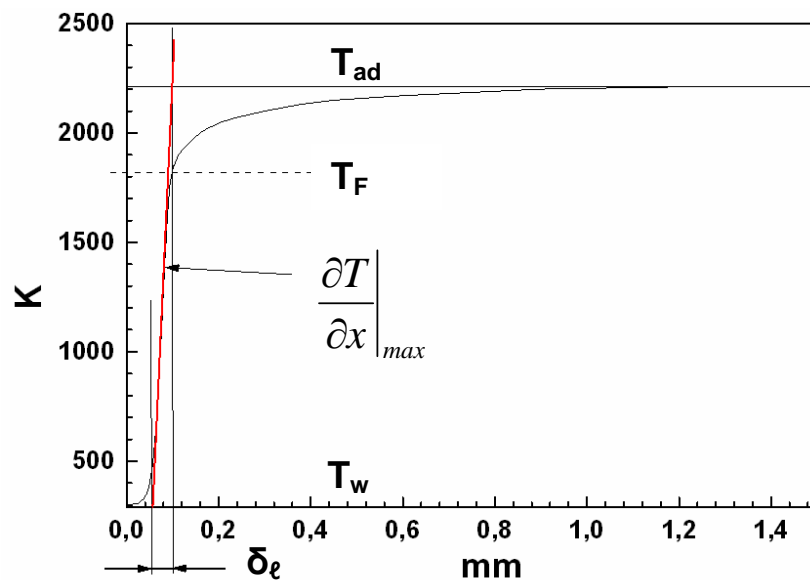


Fig. 4.11 : Calcul de la température de flamme – CH_4 -air $\Phi=1$, 293K, 0,1MPa

4.3.3 Résultats et discussion

Le modèle a été mis en œuvre dans le cas du coincement frontal, pour les deux richesses où des mesures simultanées de flux thermique et de distance de coincement sont disponibles. La démarche suivie pour tester la validité du modèle consiste à comparer la distance de coincement prédite par le modèle et la distance de coincement mesurée expérimentalement.

Les données d'entrée du modèle sont donc la richesse Φ , la pression P , la température de flamme T_F calculée par Chemkin et le flux thermique mesuré Q_w . La conductivité thermique λ , la chaleur massique c_p , la fraction molaire de fuel X_{fuel} , le taux de réaction w et la puissance de flamme Q_l sont calculés à partir de ces données. La constante empirique k_2 est finalement ajustée aux données expérimentales : la valeur retenue pour k_2 est 7.10^{-5} .

À partir de ces résultats, on constate que l'évolution de la distance de coincement frontal est simulée assez fidèlement par le modèle (cf. Fig. 4.12) : le modèle est validé pour les deux richesses considérées, à des pressions supérieures à 0,05MPa. Comme la mesure de distance de coincement est limitée à des valeurs supérieures à 100 μ m, on vérifie le modèle jusqu'à 0,2MPa et 0,3MPa respectivement à richesse 1 et 0,7. Ces résultats reposent sur la valeur de k_2 retenue précédemment, i.e. 7.10^{-5} ; cette valeur est indépendante de la pression et de la richesse.

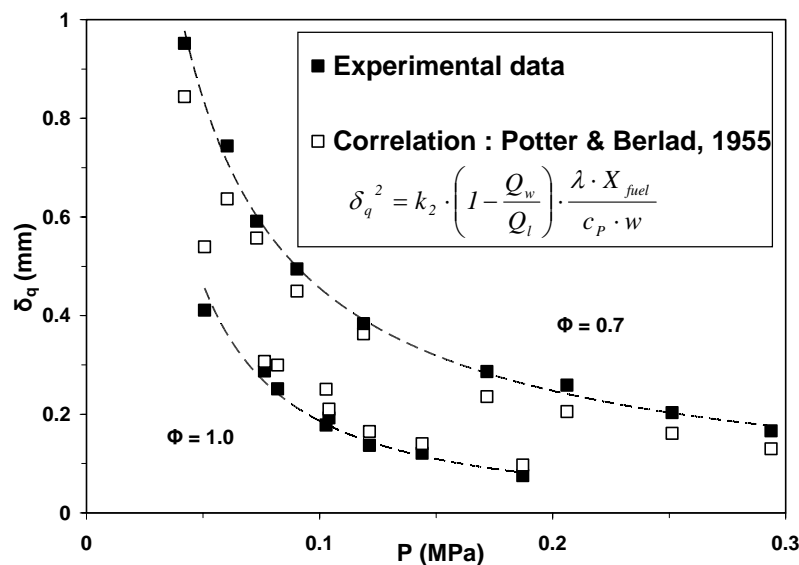


Fig. 4.12 : Comparaison modèle–expérience – CH_4 -air, coincement frontal

En termes d'amplitude, on constate que le modèle reproduit au premier ordre les valeurs expérimentales de distance de coincement δ_q pour les deux richesses considérées. Étant donné la précision des mesures de δ_q et leur relative dispersion, on peut considérer qu'il y a un bon accord du modèle avec l'expérience.

En termes de tendance, le modèle prédit correctement la décroissance de δ_q quand P augmente, et ceci aux deux richesses considérées. Lorsque P augmente, les

paramètres du modèle varient peu à l'exception du flux adimensionné Q_w/Q_l qui diminue légèrement, et surtout du taux de réaction w qui augmente significativement (cf. Fig. 4.13). C'est donc le taux de réaction w qui pilote l'évolution de la distance de coincement en fonction de la pression. Ce phénomène est en accord avec la physique de l'interaction flamme-paroi. En effet, la flamme s'approche plus près de la paroi quand elle est plus énergétique ; en d'autres termes, la distance de coincement diminue quand le taux de réaction ou la puissance de flamme augmentent.

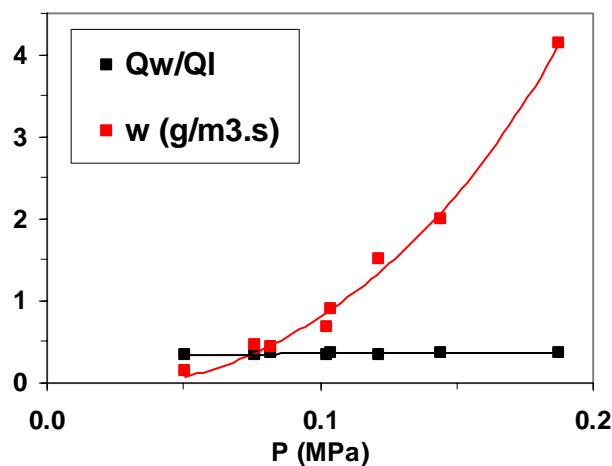


Fig. 4.13 : Flux adimensionné et taux de réaction – CH_4 -air $\Phi=1$

Ce modèle reproduit donc de manière satisfaisante la relation observée expérimentalement entre le flux thermique pariétal et la distance de coincement. En effet, il prédit avec succès l'effet de la pression et de la richesse, pour les mélanges considérés. On regrettera toutefois qu'une constante empirique, k_2 , soit nécessaire pour utiliser ce modèle. Cette constante obtenue par recalage n'a pas de signification physique évidente, et son ordre de grandeur ($\ll 1$) est difficile à interpréter. Enfin, k_2 dépend a priori de la géométrie de l'interaction flamme-paroi et du carburant considéré.

4.3.4 Conclusion sur le modèle basé sur le taux de réaction

Une formulation analytique reliant la distance de coincement au flux thermique a été déterminée à partir d'un modèle simplifié du coincement de flamme. Ce modèle met en relief l'influence du taux de réaction sur la distance de coincement.

La validité du modèle a été établie dans le cas du coincement frontal pour deux mélanges méthane-air, sur un domaine de pression d'au plus 0,25MPa. Les résultats du modèle y sont en accord avec les données expérimentales en termes de tendance et

d'amplitude. Néanmoins, la présence d'un coefficient empirique dans la formulation analytique du modèle limite son caractère prédictif.

4.4 Modèle d'interaction flamme-paroi basé sur un bilan d'énergie†

4.4.1 Hypothèses du modèle

Les hypothèses de modélisation invoquées dans ce modèle reprennent certaines des hypothèses émises par [Potter & Berlad, 1955], et exposées dans le modèle basé sur le taux de réaction (cf. § 4.3). Le coincement instationnaire d'une flamme laminaire est ici décrit à l'aide des hypothèses suivantes :

- le coincement intervient sous l'effet des pertes thermiques principalement, i.e. en négligeant l'effet de l'étirement,
- la puissance thermique Q_l produite par la flamme se répartit exclusivement entre la part Q_r qu'elle garde en propre et la part Q_u qu'elle cède aux gaz frais en amont (cf. Fig. 4.14) :

$$\text{Éq. 4.9} \quad Q_l = Q_r + Q_u$$

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

$$\text{Éq. 4.10} \quad Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H$$

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

$$\text{Éq. 4.11} \quad Q_r = \rho_u S_l c_p (T_F - T_0)$$

† Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été soumis pour publication à la revue Combustion and Flame, sous la référence : Boust B., Sotton J., Labuda S.A., Bellenoue M., "A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames".

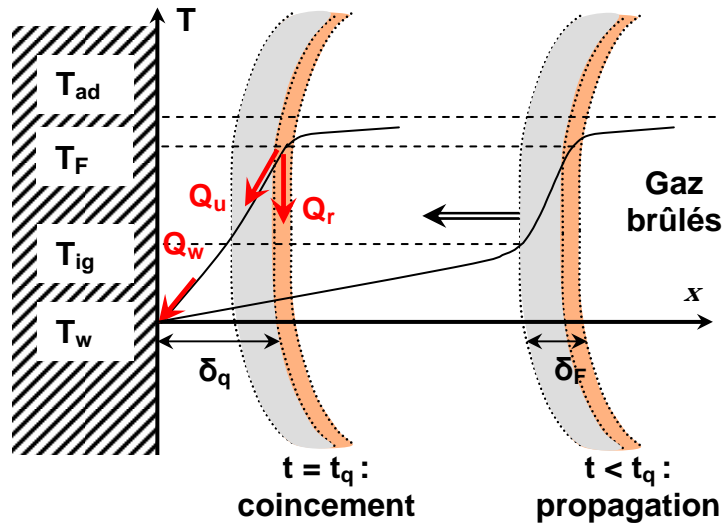


Fig. 4.14 : Modèle simplifié du coincement frontal

Pour évaluer les propriétés des gaz dans la couche de coincement et dans la flamme, on fait appel à une température intermédiaire, proposée par [Von Karman & Millan, 1952] pour séparer la zone de préchauffage de la zone réactive : c'est la température d'allumage T_{ig} , qui est de l'ordre de 850K pour un mélange méthane-air stœchiométrique. Ainsi, la température représentative des gaz dans la couche de coincement est la moyenne de T_w et T_{ig} . De même, la température représentative de la flamme est la moyenne de T_{ig} et T_{ad} , la température adiabatique de flamme.

- le coincement intervient lorsque les pertes thermiques Q_w dépassent la puissance Q_u cédée par la flamme aux gaz frais (cf. Fig. 4.15) ; à cet instant, noté t_q , la paroi prend tellement de chaleur aux gaz frais par conduction que ceux-ci ne peuvent plus être préchauffés par la flamme :

$$\text{Éq. 4.12} \quad Q_w = Q_u$$

ce qui s'écrit, en invoquant l'expression locale du flux thermique :

$$\text{Éq. 4.13} \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\delta_q}$$

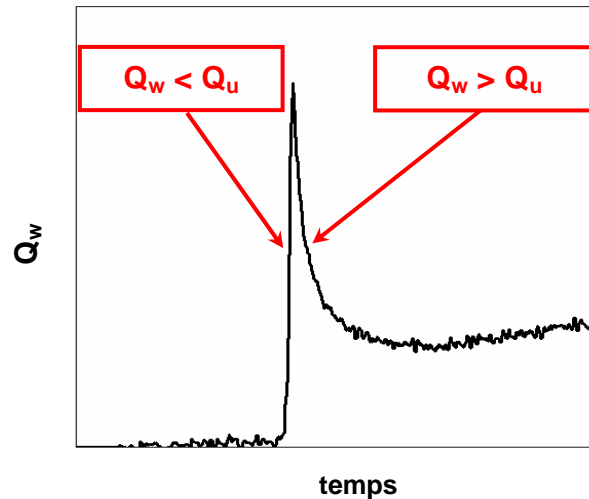


Fig. 4.15 : Condition analytique de coincement thermique

D'après cette équation, le flux thermique est constant à travers la couche de gaz frais en paroi, à l'instant du coincement t_q . Afin de garder seulement les termes qui ont un effet au premier ordre, on fait l'approximation suivante à travers la zone de gaz frais :

$$\text{Éq. 4.14} \quad t = t_q : \quad Q_w = \left\langle \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle_{x \in [0, \delta_q]} = \lambda \cdot \frac{T_F - T_w}{\delta_q}$$

Cette équation ressemble au modèle proposé par [Fergusson & Keck, 1977] et [Vosen et al., 1984] pour le coincement de flamme laminaire. Pourtant, elle s'en distingue par deux éléments. D'une part, contrairement au modèle cité précédemment, l'équation ci-dessus est la formulation instantanée de l'égalité entre le flux cédé par la flamme aux gaz frais et le flux pariétal. Ainsi, elle n'est valable qu'à l'instant de l'extinction, alors que le modèle résulte de l'analogie supposée entre le coincement thermique et l'échange thermique stationnaire à travers la lame de gaz frais. D'autre part, l'étude de [Sotton et al., 2005] montre que cette formulation ne peut être employée en l'état pour prédire la distance de coincement. Elle repose en effet fortement sur la température de flamme T_F , qui n'est pas un paramètre contrôlable dans les conditions instationnaires du coincement de flamme. Pour remédier à ce problème, on se propose d'éliminer T_F par substitution au cours de la résolution du système d'équations qui régit le coincement de flamme à l'instant t_q :

$$\begin{cases}
 Q_l = Q_r + Q_u & (1) \\
 Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H & (2) \\
 Q_r = \rho_u S_l c_p (T_F - T_0) & (3) \\
 Q_u = Q_w & (4) \\
 Q_w = \lambda \cdot \frac{T_F - T_w}{\delta_q} & (5)
 \end{cases}$$

Éq. 4.15

Une dernière hypothèse consiste à supposer que T_0 et T_w sont suffisamment proches pour que l'on puisse identifier les différences de températures mises en jeu dans le système d'équations :

$$T_F - T_0 \approx T_F - T_w \quad (6)$$

Éq. 4.16

Cela revient à supposer que la température des gaz frais a peu évolué depuis le début de la combustion, où gaz et parois sont à l'équilibre thermique. Or, durant la combustion à volume constant, les gaz frais situés au voisinage de la paroi sont comprimés à mesure que la flamme se propage. De ce fait, la température des gaz frais augmente de moins de 20K au cours des mesures expérimentales de référence (cf. § 4.2) : l'approximation (Éq. 4.16) est alors justifiée. Toutefois, cette augmentation peut être significative pour les gaz frais qui sont consommés par la flamme en fin de combustion. La combustion de prémélange méthane-air stœchiométrique de pression initiale 0,6MPa, initiée au centre d'une chambre sphérique, produit ainsi un échauffement dans les gaz frais de 200K par rapport à leur température initiale, 298K. L'approximation (Éq. 4.16) est alors mise en défaut à hauteur de plus de 10%.

4.4.2 Formulation analytique du modèle

La stratégie employée ici consiste à éliminer les paramètres mal connus au profit des paramètres qui sont mesurés avec une bonne précision ou que l'on peut calculer avec un bon niveau de confiance. On cherche donc à éliminer Q_u , Q_r et surtout T_F . Pour cela, on procède par combinaison linéaire des équations du système, à commencer par (1)+(3)+(4) :

$$Q_l = \rho_u S_l c_p (T_F - T_0) + Q_w$$

Éq. 4.17

où l'on substitue ensuite (5) et (6) :

$$\text{Éq. 4.18} \quad Q_l = \frac{\rho_u S_l c_p \delta_q}{\lambda} Q_w + Q_w$$

Cette formulation fait alors apparaître δ_l , l'épaisseur d'une flamme laminaire non étirée en propagation libre (cf. Éq. 1.1) :

$$\delta_l = \frac{\lambda}{\rho_u S_l c_p}$$

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

$$\text{Éq. 4.19} \quad Q_l = \left(\frac{\delta_q}{\delta_l} + 1 \right) Q_w$$

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

$$\text{Éq. 4.20} \quad \frac{1}{\varphi} = Pe + 1$$

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

$$\text{Éq. 4.21} \quad \boxed{\varphi = \frac{1}{Pe + 1} \Leftrightarrow Pe = \frac{1 - \varphi}{\varphi}}$$

On obtient ainsi une équation qui fait appel à l'épaisseur, à la puissance et à la vitesse de flamme laminaire. Il faut donc évaluer certains paramètres comme la conductivité thermique qui dépendent de la température des gaz frais situés dans la couche de coincement. Conformément à l'hypothèse d'un gradient de température linéaire lors du coincement, on calcule les propriétés des gaz à la moyenne des températures de paroi T_w et de flamme T_F . Pour calculer T_F , on prend la moyenne de la température adiabatique de flamme T_{ad} et de la température d'auto-inflammation T_{ig} , comme vu précédemment (cf. §4.4.1). Pour être exact, la flamme qui approche la paroi n'est pas réellement « libre » car elle est influencée par la paroi bien avant le coincement : environ 7 temps de flamme avant, d'après les résultats de [Poinsot et al., 1993] par simulation numérique directe. Néanmoins, la sensibilité de λ et c_p vis-à-vis de la température n'exige pas une grande précision sur T_F , et l'on obtient un ordre de grandeur fiable de λ et c_p , par cette méthode.

4.4.3 Résultats et discussion

Le modèle présenté plus haut se traduit par une formulation analytique (Éq. 4.21) mettant en jeu les paramètres adimensionnels les plus représentatifs du coincement de flamme. En effet, le nombre de Peclet Pe et le flux thermique adimensionné par la puissance de flamme φ sont des grandeurs de référence du problème, utilisées couramment pour la comparaison de travaux d'origines différentes. En outre, cette équation est dépourvue de tout coefficient empirique, ce qui en fait un outil entièrement prédictif.

En termes de comportement asymptotique, le modèle proposé est en accord avec la phénoménologie de l'interaction flamme-paroi. D'après la forme de l'équation, les pertes thermiques augmentent lorsque la distance de coincement diminue, et réciproquement.

Pour évaluer quantitativement les prédictions du modèle, on se propose de calculer les valeurs de distance de coincement à partir du flux thermique mesuré expérimentalement, puis de comparer ces valeurs calculées aux valeurs expérimentales. Cette comparaison est réalisée sur les données expérimentales disponibles, i.e. des mélanges méthane-air à richesse 0,7 et 1, de pression 0,05–0,35 MPa. Le modèle est testé pour le coincement frontal, mais il est aussi envisagé pour le coincement latéral. En effet, les observations expérimentales (cf. § 4.2.1) suggèrent que le modèle de coincement frontal, instationnaire vis-à-vis de la paroi, s'applique aussi bien aux situations de coincement latéral pourvu que l'éirement soit suffisamment faible (cf. § 4.2.1).

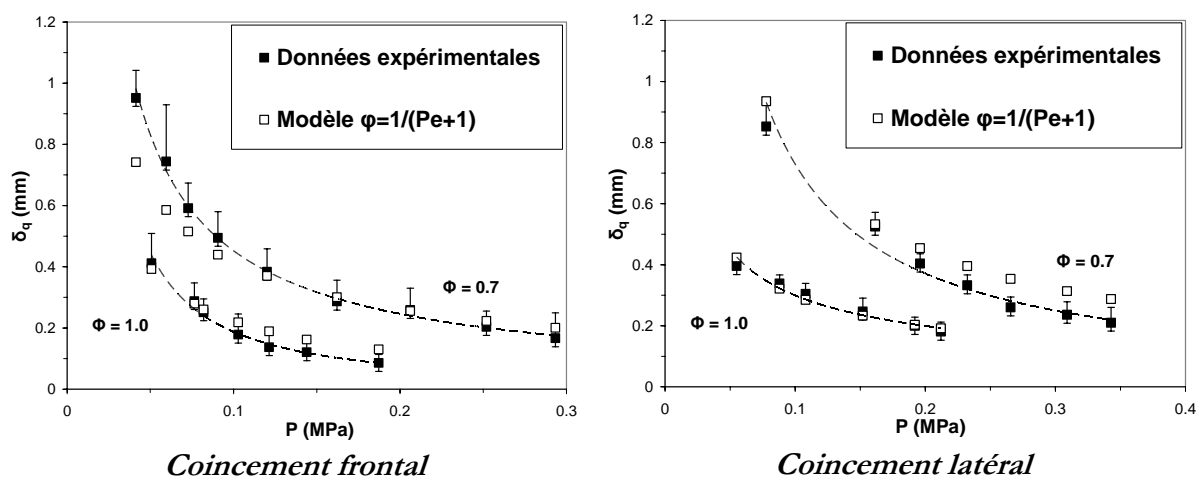


Fig. 4.16 : Comparaison modèle–mesure de la distance de coincement – CH_4 -air

On observe une adéquation satisfaisante entre les distances de coincement prédites par le modèle et les valeurs expérimentales, que ce soit en coincement frontal ou latéral (cf. Fig. 4.16). Le modèle reproduit convenablement la tendance observée expérimentalement, et l'écart avec les mesures atteint au plus 30% en certains points. Comme la distance de coincement est aussi bien restituée dans le cas frontal que latéral, cela confirme les observations expérimentales : ces deux géométries d'interaction flamme-paroi obéissent au même mécanisme local d'extinction, dans les conditions de l'étude.

La validité du présent modèle démontre par ailleurs la pertinence des hypothèses employées. En particulier, on vérifie l'hypothèse selon laquelle le flux thermique est constant à travers la couche de gaz frais, à l'instant du coincement t_q (Éq. 4.12) :

$$Q_w = Q_u$$

L'équation qui en résulte (Éq. 4.14) est manifestement juste si l'on élimine T_F au sein du système d'équations (1–6), puisqu'elle donne un bon accord du modèle avec les mesures :

$$Q_w = \lambda \cdot \frac{T_F - T_w}{\delta_q}$$

En revanche, elle semble mener à des résultats aberrants si l'on essaie d'imposer arbitrairement une valeur de T_F , comme la température de flamme adiabatique T_{ad} par exemple. Pour illustrer ce paradoxe, on compare ici les valeurs expérimentales du flux thermique aux prédictions du présent modèle (Éq. 4.21) et à celles du modèle de [Fergusson & Keck, 1977].

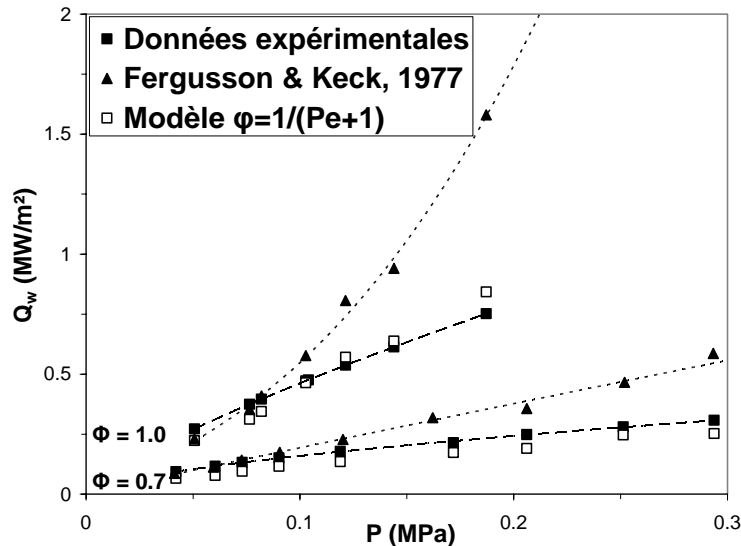


Fig. 4.17 : Comparaison modèles–mesures de flux en coincement frontal – CH₄-air

Les résultats de cette comparaison (cf. Fig. 4.17) confirment les conclusions de [Sotton et al., 2005] : pour les deux richesses considérées, le flux thermique prédit par le modèle de [Fergusson & Keck, 1977] s'écarte des mesure au-delà de 0,1MPa.

En réalité, le modèle de [Fergusson & Keck, 1977] est mis en défaut par sa grande sensibilité au choix de la température de flamme T_F . Cette difficulté à déterminer une valeur juste de T_F tient au fait que la température de la flamme est non adiabatique et instationnaire à l'approche de la paroi ; T_F n'est donc pas prédictible a priori. L'élimination de ce paramètre dans la démarche de modélisation a permis ici de montrer que l'équation (Éq. 4.14) est pertinente, mais qu'elle n'est pas utilisable telle quelle.

4.4.4 Conclusions sur le modèle basé sur un bilan thermique

Un modèle d'interaction flamme-paroi basé sur un bilan d'énergie a permis de relier les principaux paramètres caractéristiques du coincement de flamme. La formulation analytique de ce modèle ne comporte pas d'empirisme, ce qui est un progrès vis-à-vis du modèle basé sur le taux de réaction (Éq. 4.8), en particulier. En outre, elle fait appel à des paramètres courants, le nombre de Peclet et le flux thermique adimensionné.

La mise en œuvre de ce modèle a montré qu'il est valable dans un ensemble étendu de conditions expérimentales, tant que l'effet de l'étirement peut être négligé : des mélanges méthane-air à richesse 0,7 et 1, de pression 0,05–0,35MPa. En outre, il vaut pour le coincement frontal aussi bien que latéral, ce qui confirme leur similitude dans les cas de faible étirement. Il est a priori valable quel que soit le carburant utilisé.

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre, l'interaction flamme-paroi a fait l'objet d'une étude expérimentale basée sur des mesures couplées de flux thermique et de distance de coincement. Associées à la visualisation directe résolue en temps du phénomène de coincement, ces mesures ont permis notamment de mettre au point une méthode de traitement des données expérimentales de distance de coincement. L'analyse de ces mesures permet d'une part de conclure que dans le cas de flammes laminaires à faible étirement, le coincement latéral est régi principalement par les pertes thermiques, comme le coincement frontal. D'autre part, ces données expérimentales constituent une base de données propice à la vérification de modèles physiques de l'interaction flamme-paroi, puisque deux mélanges sont étudiés en coincement frontal et latéral sur 0,05–0,35MPa.

Un premier modèle a été développé pour décrire le coincement frontal d'origine thermique. Basé sur une approche 1D du problème posé, ce modèle relie la distance de coincement au flux thermique adimensionné et au taux de réaction de la flamme. Il montre une bonne concordance avec les données expérimentales, mais nécessite la détermination empirique d'une constante.

Aussi, un autre modèle 1D a été mis au point, sur la base du bilan d'énergie dans les gaz frais lors du coincement. Il permet de relier le nombre de Peclet au flux thermique adimensionné sans constante empirique, ce qui est un atout vis-à-vis du modèle envisagé précédemment. À cet égard, il constitue un outil entièrement prédictif à partir duquel on peut par exemple déterminer une valeur de la distance de coincement dans des conditions données. Ce modèle est validé pour deux richesses à des pressions de 0,05–0,35MPa, dans le cas du coincement frontal comme du coincement latéral aux faibles étirements. Cette dernière particularité est néanmoins inhérente aux conditions de l'expérience, où l'on a pu observer que l'effet de l'étirement peut y être négligé.

Cette étude a été conduite dans des conditions encore éloignées du cas moteur. Ceci est lié notamment au régime d'écoulement, qui est laminaire et non turbulent, ainsi qu'aux niveaux de pression atteints dans cette étude (0,35MPa), qui restent inférieurs à ceux des moteurs à pistons (1–10MPa). La validation du modèle dans des conditions expérimentales maîtrisées constitue néanmoins un préliminaire indispensable, avant d'envisager son utilisation dans les conditions moteur.

CHAPITRE 5

SIMULATION DU COINCEMENT DE FLAMME EN RÉGIME LAMINAIRE

5.1 Introduction

Les mesures de flux pariétal et de distance de coincement effectuées dans des chambres de combustion à volume constant présentent un intérêt pour l'estimation des pertes thermiques instationnaires observées dans les cylindres de moteurs à combustion interne. En effet la distance de coincement, qui joue un rôle majeur dans la thermique de l'interaction flamme-paroi, est liée directement au flux thermique pariétal dans le cadre des flammes laminaires (cf. Chapitre 4). Cependant en ce qui concerne la mesure de distance de coincement par visualisation directe, les données expérimentales ne sont disponibles que pour des pressions en deçà des conditions moteur (jusqu'à 0,35MPa). Pour accéder à la distance de coincement à des pressions supérieures, il faut donc recourir pour le moment à la modélisation (cf. Chapitre 4) ou à la simulation numérique.

Une étude numérique a ainsi été menée pour simuler les aspects thermiques de l'interaction flamme-paroi, dans le cas d'une flamme en propagation sphérique. Cette configuration a été choisie en raison de sa simplicité de mise en œuvre et de son caractère a priori monodimensionnel.

On présente d'abord les phénomènes rencontrés lors de la combustion de prémélange dans une enceinte sphérique. Le code de calcul est ensuite validé puis exploité dans des conditions variées : pression, richesse, carburant... Il est alors employé pour évaluer la pertinence du modèle d'interaction flamme-paroi présenté au Chapitre 4, et pour expliciter une relation simple entre la distance de coincement et la pression.

5.2 Données expérimentales de référence

Les données expérimentales qui serviront de référence pour la simulation sont enregistrées lors de la combustion de prémélange méthane-air de richesse 0,7 ou 1, de température initiale 293K et de pression initiale inférieure à 1MPa. À cet effet, on utilise la chambre sphérique en inox de diamètre 82mm (cf. Fig 2.1) et la chambre sphérique en dural de diamètre 160mm (cf. Fig 2.2), avec allumage central par étincelle.

L'objet de ces mesures est de connaître la pression ainsi que le flux thermique durant la combustion et le refroidissement, pour fournir une référence expérimentale à

laquelle comparer les simulations numériques. Aussi, plusieurs tirs sont réalisés pour chaque condition afin de mettre en évidence d'éventuels phénomènes moins répétitifs que la propagation de flamme laminaire.

5.2.1 Description de la combustion dans une enceinte sphérique

Déroulement de la combustion

La comparaison de 4 tirs réalisés dans des conditions initiales identiques (cf. Fig. 5.1) montre l'allure des signaux expérimentaux de pression P et de flux thermique pariétal Q_w . La dérivée seconde du signal de pression a aussi été tracée en unités arbitraires.

À mesure que la flamme se propage à partir du centre de la chambre, la pression augmente, ce qui chauffe les gaz frais : c'est la phase de « compression », notée (1) (cf. Fig. 5.1). Les gaz frais cèdent donc de la chaleur à la paroi, principalement par conduction mais aussi de manière marginale par rayonnement. Le flux pariétal augmente ainsi régulièrement jusqu'à l'instant du coincement de flamme, qui intervient autour de $t=45\text{ms}$ pour $\Phi=1$ (resp. $t=120\text{ms}$ pour $\Phi=0,7$).

Lors de l'interaction flamme-paroi, la flamme cède environ un tiers de sa puissance thermique à la paroi (cf. Chapitre 3), d'où l'apparition d'un pic de flux. La flamme est éteinte à une distance finie de la paroi, la distance de coincement ; il reste donc une couche de gaz frais entre les gaz brûlés et la paroi. L'instant d'arrivée du pic de flux est moins reproductible que son amplitude. En effet, cet instant s'échelonne entre le point d'inflexion de la courbe de pression (correspondant au zéro de sa dérivée seconde, d^2P/dt^2) et l'instant de pression maximale. Durant cette phase, notée (2), l'interaction flamme-paroi s'échelonne graduellement dans l'ensemble de la chambre, ce qui explique l'apparition du point d'inflexion sur la courbe de pression. L'existence de la phase (2) indique donc que la combustion n'est pas strictement sphérique dans la chambre.

Après le pic de pression, la phase de combustion laisse place à une phase de refroidissement notée (3), après $t=45\text{ms}$ pour $\Phi=1$ (resp. $t=120\text{ms}$ pour $\Phi=0,7$). Les pertes thermiques pariétales évacuent alors la chaleur des gaz brûlés à travers la couche de gaz frais qui les séparent de la paroi.

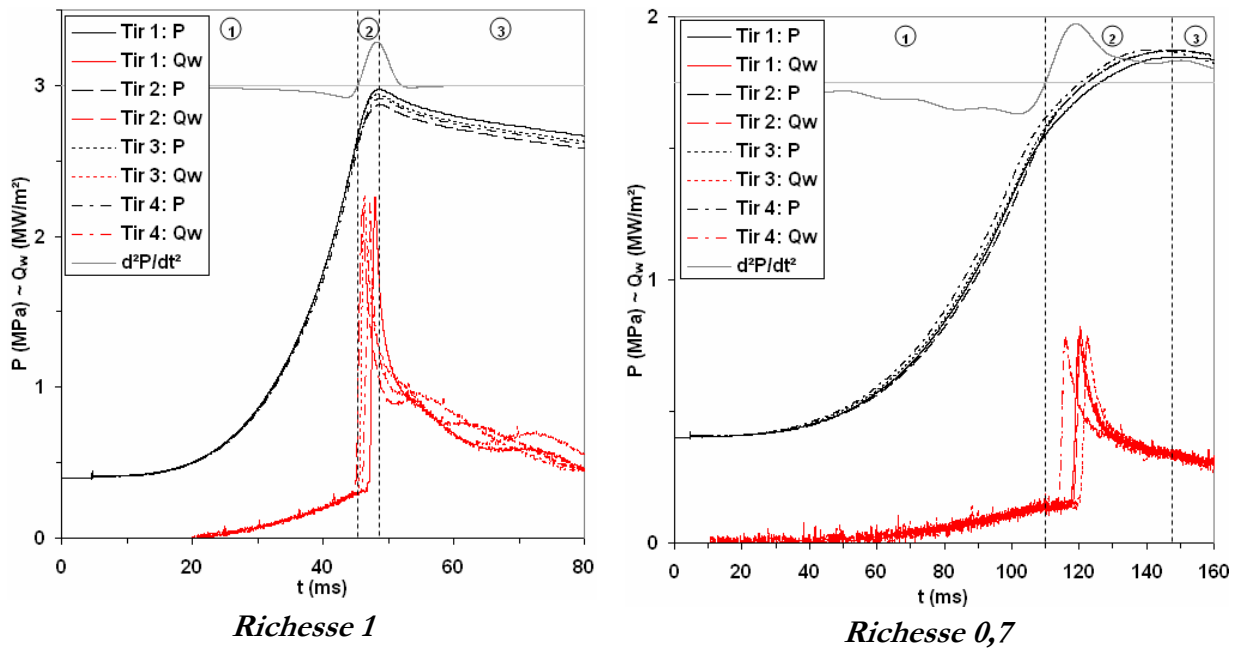


Fig. 5.1 : 4 tirs de mêmes conditions initiales – CH_4 -air, $P=0,4\text{MPa}$, $\text{Ø}82$

Répétitivité de la combustion

La pression est un paramètre global qui, dans les conditions de l'expérience, reflète l'avancement moyen de la réaction. Pour les deux mélanges considérés, le maximum de pression intervient approximativement au même instant d'un tir à l'autre, avec une variation de 3% sur l'amplitude. Le fait que la courbe de pression ait toujours son maximum au même instant indique que la combustion dans son ensemble est reproductible, et que peu de tirs sont nécessaires pour la caractériser. Ainsi, 4 tirs ont été retenus pour chaque condition initiale.

Contrairement à la pression, le flux thermique a un caractère local et dépend a priori de la position du fluxmètre. Le maximum de flux thermique est aussi répétitif en amplitude que la pression, mais intervient parfois avant le maximum de pression. Or, si la flamme était parfaitement sphérique, les maxima de pression et de flux seraient simultanés. L'instant d'interaction flamme-paroi fluctue donc sous l'effet d'un ou plusieurs phénomènes parasites, qui sont exposés dans ce qui suit (cf. § 5.2.2).

Ensemble des conditions étudiées

Un mélange méthane-air stœchiométrique (cf. Fig. 5.2) et un mélange pauvre à richesse 0,7 (cf. Fig. 5.3) ont été étudiés. Les mélanges considérés ont une pression initiale de 0,05–0,6MPa et une température initiale d'environ 293K.

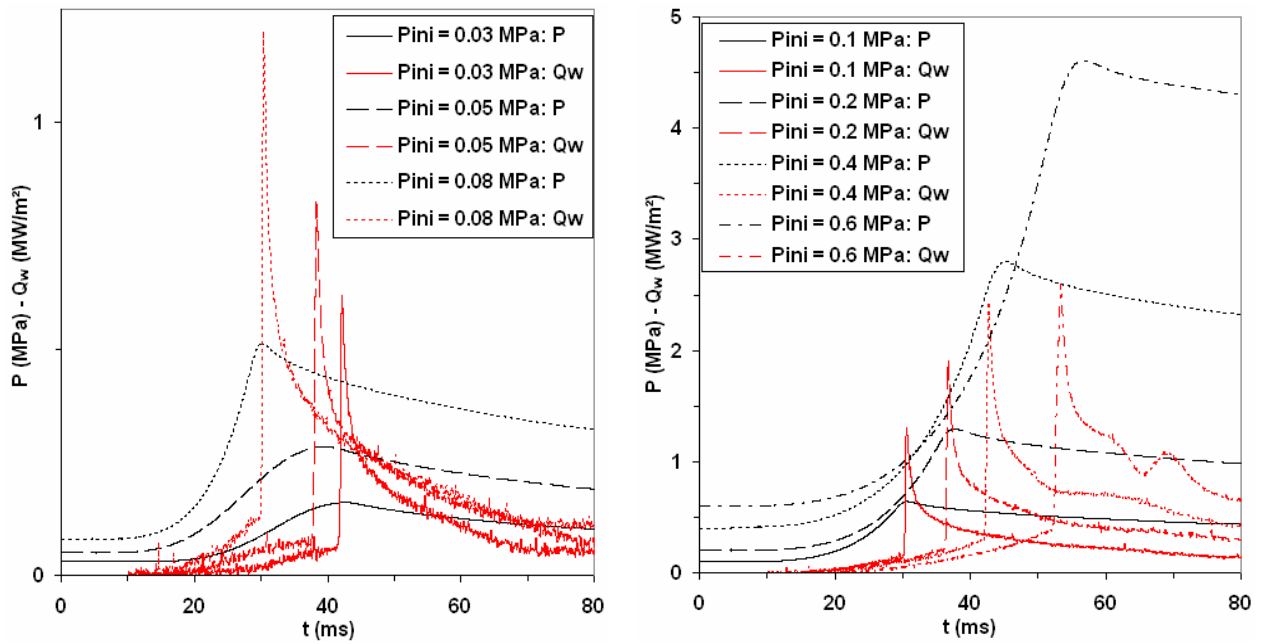


Fig. 5.2 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, Ø82

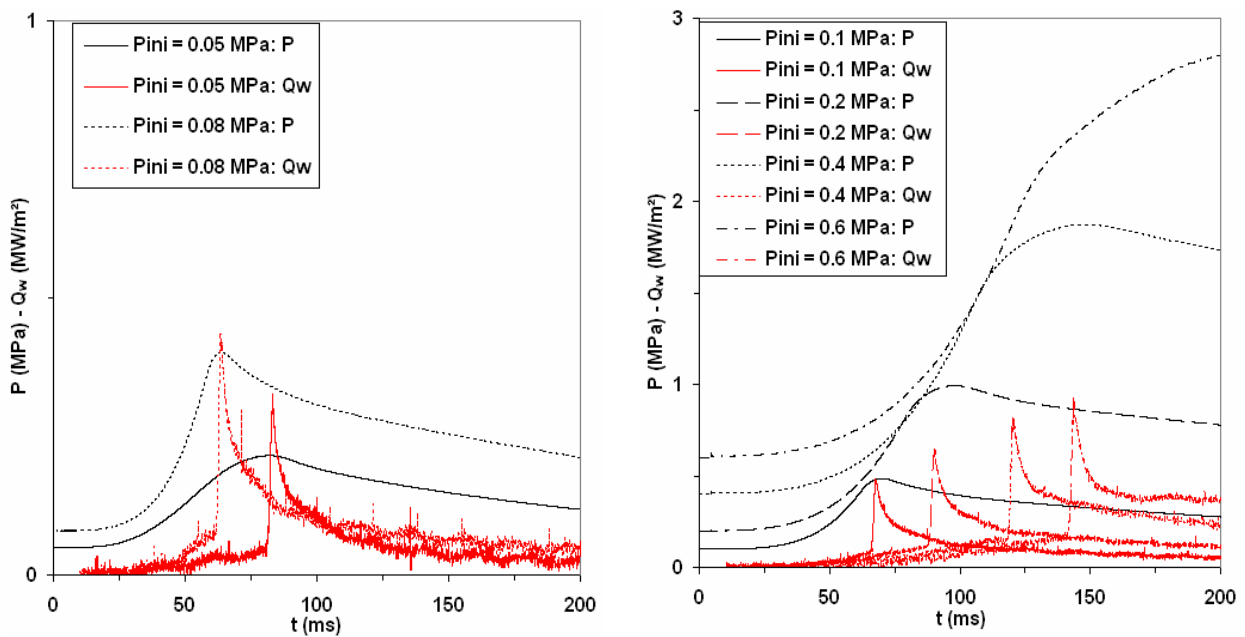


Fig. 5.3 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=0,7$, Ø82

Dans l'ensemble des conditions de richesse et de pression explorées, la pression maximale et le flux thermique maximal augmentent lorsque la pression initiale augmente. À pression égale, le flux thermique maximal mesuré pour le mélange stœchiométrique est environ 3 fois celui que l'on mesure pour le mélange pauvre.

Pour les deux richesses considérées, on observe que le temps de combustion s'allonge à mesure que l'on s'éloigne de la pression atmosphérique. Or dans le code de

calcul, on souhaite utiliser la corrélation de [Metghalchi & Keck, 1980], dont les coefficients sont bien documentés pour des températures T et des pressions P respectivement supérieures à $T_0=298\text{K}$ et $P_0=1\text{atm}$:

$$\text{Éq. 5.1} \quad S_u = S_{u0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta$$

avec S_u et S_{u0} respectivement la vitesse fondamentale de flamme aux conditions (T, P) et $(T_0=298\text{K}, P_0=1\text{atm})$. Pour les mélanges méthane-air, on a $\alpha>0$ et $\beta<0$.

Pour les pressions supérieures à 1atm, cette corrélation prévoit bien que, quand P augmente, le temps de combustion augmente car S_u diminue. Mais pour les pressions inférieures à 1atm, cette relation n'est pas valable car elle impose que, quand P diminue, le temps de combustion diminue, en contradiction avec l'expérience. La vitesse de flamme ne peut donc pas être simulée par cette corrélation aux pressions inférieures à 0,1MPa.

5.2.2 Combustion sphérique et phénomènes parasites

À mesure que la pression augmente, on voit apparaître des phénomènes parasites qui se superposent au phénomène recherché, à savoir la combustion sphérique « idéale » :

- l'écart entre le pic de flux thermique et le maximum de pression augmente,
- des oscillations de flux thermique apparaissent après le pic de flux,
- le temps de combustion s'allonge considérablement à richesse 0,7.

Ces phénomènes parasites traduisent l'apparition de perturbations qui affectent la propagation du front de flamme. Comme ils interviennent surtout à haute pression, ils peuvent être préjudiciables à l'étude numérique que l'on souhaite mener dans les conditions de pression des moteurs à pistons. Il convient donc de les identifier, pour évaluer la pertinence d'une simulation 1D sphérique de la combustion.

Pour cela, des essais complémentaires ont été menés :

- dans la chambre sphérique en dural de diamètre 160mm, qui présente l'avantage de comporter 3 fluxmètres dans un plan vertical,
- dans la chambre sphérique en acier de diamètre 82mm, dont les parois peuvent être chauffés au besoin.

Instabilités hydrodynamique et thermodiffusive

À mesure que la pression augmente, on constate localement l'apparition d'instabilités du front de flamme ; ce phénomène est observé par [Soika et al. 2003] sur des flammes de méthane-air à richesse 0,7 et 1. Le plissement de la flamme résulte de la compétition entre l'instabilité hydrodynamique de Darrieus-Landau et l'instabilité thermodiffusive, décrite par [Clavin, 1985].

Sous l'effet de ces instabilités, la structure de la flamme devient cellulaire : le front de flamme perd ainsi son caractère régulier. Des poches de gaz frais peuvent également se former ; ces poches sont alors susceptibles d'être oxydées ensuite par les gaz chauds, ce qui peut occasionner des variations locales et temporelles de flux thermique. Ainsi, ce phénomène est sans doute à l'origine des oscillations de flux thermique observées à haute pression après le pic de flux, i.e. pendant la phase (3) (cf. Fig. 5.2).

Effet des forces de pesanteur

Les forces de pesanteur sont susceptibles de créer plusieurs effets distincts sur la propagation de flamme. D'une part, des instabilités de Rayleigh-Taylor peuvent apparaître sur la partie supérieure de la flamme puisque les gaz frais « tombent » sur les gaz brûlés, moins denses. Ces instabilités sont susceptibles de plisser le front de flamme au sommet de la chambre, et perturber ainsi le caractère sphérique de la combustion.

D'autre part, la poussée d'Archimède favorise la migration des gaz brûlés vers le haut, générant de ce fait un écoulement de gaz frais dans la chambre. Ainsi, la sphère de gaz brûlés atteint d'abord le sommet de la chambre et se transforme en patatoïde. Cet effet a été identifié par [Maroteaux, 1987] à l'aide de visualisations par strioscopie dans une chambre cylindrique. Ce phénomène, qui mène à une combustion tardive du mélange dans la partie inférieure de la chambre, est donc en partie responsable de l'écart entre le pic de flux et la pression maximale.

De ce fait, l'instant d'interaction flamme-paroi varie selon le point considéré. Le pic de flux lié à cette interaction s'échelonne ainsi sur un certain intervalle de temps et occasionne l'apparition d'un point d'inflexion sur la courbe de pression. Or, la poussée d'Archimède s'exerce d'autant plus longtemps sur les gaz brûlés que la combustion est

lente. Comme la vitesse de consommation des gaz décroît lorsque la pression augmente, cet effet s'accroît à haute pression.

En somme, la poussée d'Archimède explique l'écart entre l'instant de pression maximale et pic de flux, l'apparition du point d'inflexion sur la courbe de pression, et participe à l'allongement du temps de combustion.

Pour confirmer cette hypothèse, on recueille le flux thermique mesuré simultanément par les fluxmètres placés au sommet, sur le côté et en bas de la chambre en dural (cf. Fig. 5.4). On observe ainsi l'arrivée successive des pics de flux, qui traduit l'apparition progressive de l'interaction flamme-paroi en tout point de la chambre, à commencer par le haut de la chambre puis vers le bas.

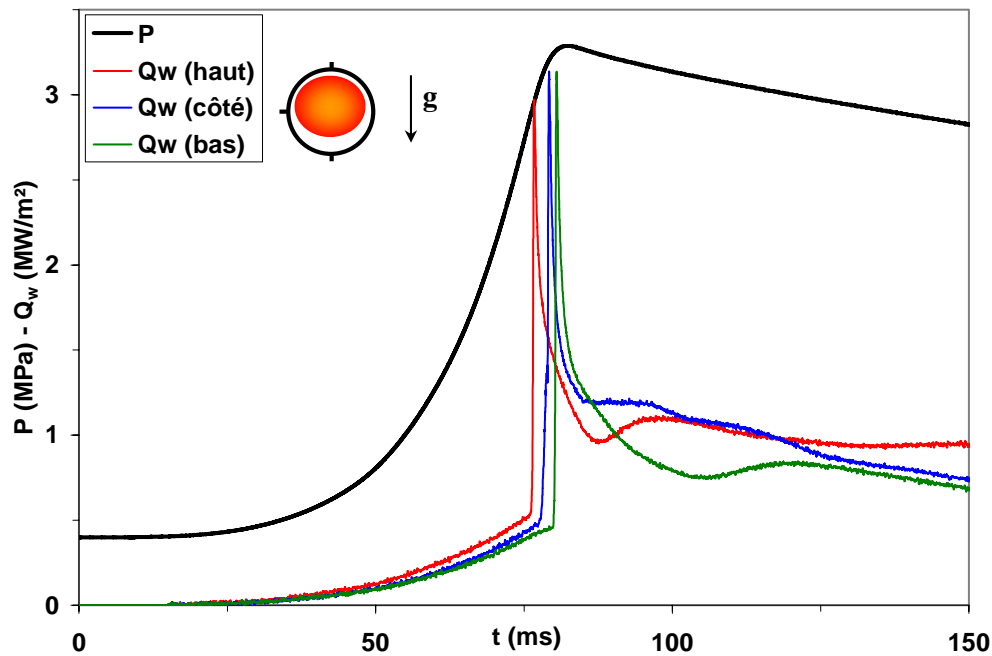


Fig. 5.4 : Pression et flux thermique pariétal en 3 points – CH_4 -air $\Phi=1$, $\varnothing 160$

Ce faisant, on montre que la poussée d'Archimède brise la symétrie sphérique de la combustion, comme indiqué auparavant (cf. Fig. 5.1). On confirme aussi que le point d'inflexion de la courbe de pression coïncide avec le premier pic de flux, mesuré au sommet de la chambre. Ce point d'inflexion correspond donc à l'apparition brutale des pertes thermiques occasionnées par l'interaction flamme-paroi.

En complément, des essais ont été menés dans la même chambre pour un mélange hydrogène-air stœchiométrique de pression initiale 0,6MPa (cf. Fig. 5.5), dont la vitesse de flamme est plusieurs fois celle des mélanges méthane-air étudiés jusqu'ici.

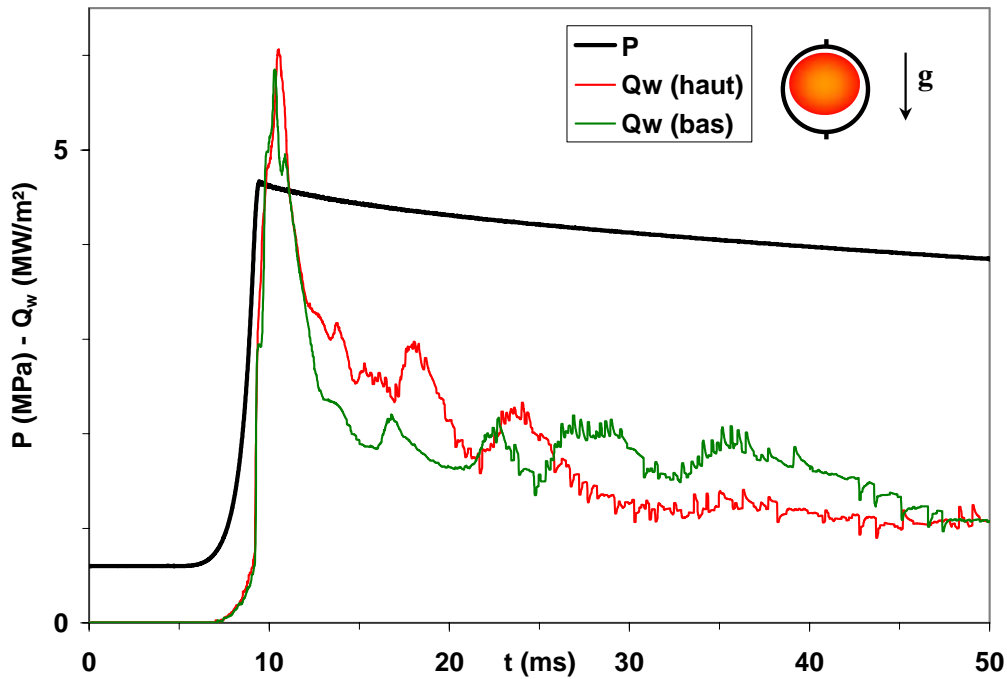


Fig. 5.5 : Pression et flux thermique pariétal – H_2 -air $\Phi=1$, $\varnothing 160$

Cette mesure montre que l'effet de la poussée d'Archimède n'est pas perceptible durant le temps de combustion, qui est relativement court. En effet, les pics de flux en haut et en bas de la chambre sont synchrones au maximum de pression, et la courbe de pression ne présente pas de point d'inflexion. Ainsi, une combustion « rapide » est propice à obtenir la symétrie sphérique recherchée.

Effet des électrodes

Les pertes thermiques de la flamme au contact des électrodes retardent sa propagation localement, au voisinage des électrodes. À ce titre, elles peuvent introduire une perturbation locale du front de flamme, et par suite une combustion non sphérique. Mais comme le retard du maximum de pression sur le pic de flux est nul à basse pression ($P < 2 \text{ MPa}$), on en déduit que les pertes thermiques aux électrodes ont un effet finalement négligeable devant les instabilités du front de flamme ou la poussée d'Archimède.

Effet de la condensation

Après l'interaction flamme-paroi, la vapeur d'eau issue de la combustion se condense sur les parois froides de la chambre. C'est pourquoi il est nécessaire de nettoyer les parois de la chambre, sans quoi des gouttelettes d'eau condensées peuvent isoler la paroi et altérer les pertes thermiques.

Or, si la vapeur d'eau se condense sur la paroi, elle lui cède de la chaleur. Ce flux thermique occasionné par la condensation peut être gênant s'il s'ajoute aux pertes thermiques conductives que l'on cherche à étudier ; par ailleurs, il n'intervient pas dans les moteurs. Il faut donc déterminer expérimentalement si la condensation intervient immédiatement lors de l'interaction flamme-paroi, ou plus tard. Pour cela, des essais complémentaires ont été menés dans la chambre en acier, ses parois étant à température ambiante ou chauffées au-dessus de la température de saturation (cf. Fig. 5.6).

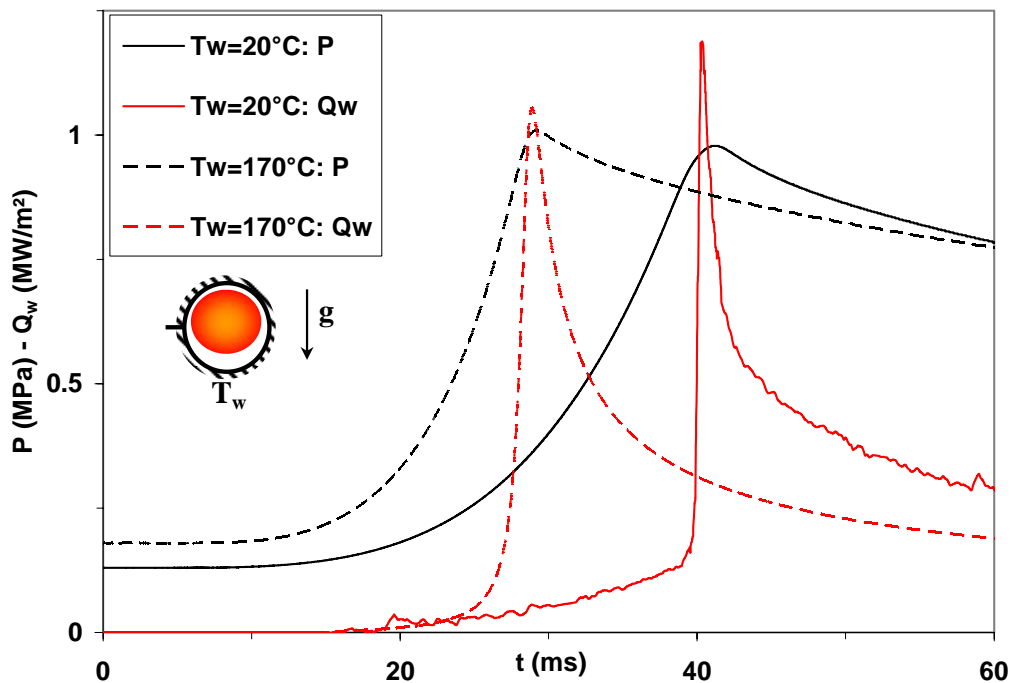


Fig. 5.6 : Effet du chauffage des parois sur le flux thermique – CH_4 -air $\Phi=0,9$, $\varnothing 82$

En l'occurrence, la chambre est chauffée à 170°C pour une température de saturation de 115°C lors du coincement : autrement dit, l'eau ne peut pas se condenser sur la paroi chauffée. On observe que pour une même pression de coincement, 1MPa, le flux thermique enregistré avec chauffage est moindre que sans chauffage. Mais si l'on se ramène à un coefficient d'échange thermique, on constate que l'écart observé sur le flux thermique Q_w est imputable à l'écart de température fluide-paroi $[T_g - T_w]$, et non au coefficient d'échange h qui vaut 600W/m²K dans les deux cas. Or, si la condensation intervenait durant la mesure, le coefficient d'échange serait accru sur la paroi froide qui est propice à la condensation. L'effet de la condensation intervient donc après l'interaction flamme-paroi, de sorte que son effet n'est pas perceptible durant les mesures, dont la durée est d'au plus 0,2s.

Effets chimiques

Dans le cadre d'une étude numérique de la combustion dans une chambre sphérique adiabatique, [Taillefet, 1999] montre que 50% du mélange reste à brûler lorsque la flamme a parcouru 95% du rayon de la chambre. Autrement dit, la réaction s'opère pour moitié au voisinage de la paroi ; cela représente 2mm ici, alors que la distance de coincement est d'environ 10–100 μm . D'après [Foucher, 2002], l'effet de la paroi sur la flamme se fait sentir pour un nombre de Peclet de l'ordre de 40, soit quelques millimètres dans les conditions étudiées. La réaction de combustion elle-même est donc certainement altérée par la présence de la paroi. En particulier, il se peut que les phénomènes chimiques exposés ci-après s'ajoutent aux effets hydrodynamiques cités auparavant.

Des réactions d'oxydation peuvent intervenir après le coincement de flamme, si l'on s'écarte de la stœchiométrie. En effet, les gaz brûlés du mélange pauvre contiennent encore l'oxygène qui était en excès dans les gaz frais, ainsi que des radicaux. Cet oxygène chaud (plus de 1500K) est à même d'oxyder le carburant imbrûlé qui diffuse vers les gaz brûlés. Ce mécanisme de post-oxydation, mis en évidence par [Westbrook et al., 1981], est donc plus important en mélange pauvre qu'à la stœchiométrie. En outre, il est d'autant plus prononcé en mélange pauvre que la distance de coincement est grande, contenant une masse conséquente de gaz frais.

Contrairement aux tirs réalisés à richesse 1, les tirs à richesse 0,7 indiquent que l'augmentation de pression se poursuit longtemps après l'interaction flamme-paroi détectée, ce qui correspond à la phase (2) (cf. Fig. 5.1). Au même titre que la poussée d'Archimède, la post-oxydation des gaz frais présents en proche paroi explique donc vraisemblablement l'augmentation lente de la pression après son point d'inflexion.

Conclusion sur les phénomènes parasites

On a donc identifié précisément les effets de la pesanteur et du plissement de flamme sur le flux thermique pariétal. En revanche, l'effet de la condensation ou des pertes thermiques aux électrodes n'est pas perceptible. Pour ce qui est de la post-oxydation des gaz frais, son effet n'a pu être dissocié de celui des forces de pesanteur.

Ces effets, observés et identifiés à partir de mesures expérimentales, n'ont pas été quantifiés. Ils permettent simplement de prévoir le domaine de validité de la simulation.

5.2.3 Conséquences pour la simulation d'une combustion sphérique

Le code de calcul dont il est question dans ce chapitre vise à simuler la propagation laminaire d'une flamme de prémélange dans une enceinte sphérique. Pour des raisons de simplicité, seuls les phénomènes de premier ordre sont pris en compte : il s'agit principalement de la combustion, des transferts thermiques et du coincement de flamme. Le choix est fait de ne pas simuler certains effets qui requièrent une simulation multidimensionnelle, comme le plissement de flamme ou les forces de pesanteur.

De ce fait, peu de conditions expérimentales sont susceptibles de faire l'objet d'une comparaison calcul-mesure de façon directe. Par manque de données sur la célérité fondamentale de flamme, les essais dont la pression initiale est inférieure à 1atm ne seront pas simulés. Pour certains essais, la courbe de pression marque un point d'inflexion longtemps avant le pic de flux, ce qui donne lieu à une phase (2) assez longue pendant laquelle le phénomène n'est pas sphérique : alors, seule la partie antérieure à ce point d'inflexion pourra être simulée rigoureusement.

5.3 Description du code de calcul

Le code de calcul est écrit sous Fortran. Il permet de simuler la combustion monodimensionnelle et instationnaire d'un prémélange homogène gazeux dans une chambre sphérique à volume constant, après allumage au centre de la chambre.

5.3.1 Déroulement général du calcul

La propagation de flamme à symétrie sphérique est simulée à l'aide d'un modèle de combustion par tranches (cf. Fig. 4.1). À chaque pas de temps, la combustion isobare de la tranche à brûler est suivie d'une recompression isentropique de toutes les tranches. Les échanges thermiques sont pris en compte entre ces deux étapes. Une fois la combustion terminée, le refroidissement des gaz est aussi calculé.

Les données recueillies à l'issue du calcul sont la température des gaz, le rayon et la vitesse de la flamme, la pression, ainsi que le flux thermique cédé à la paroi. Un bilan énergétique est fait sur la chambre à l'issue de la combustion.

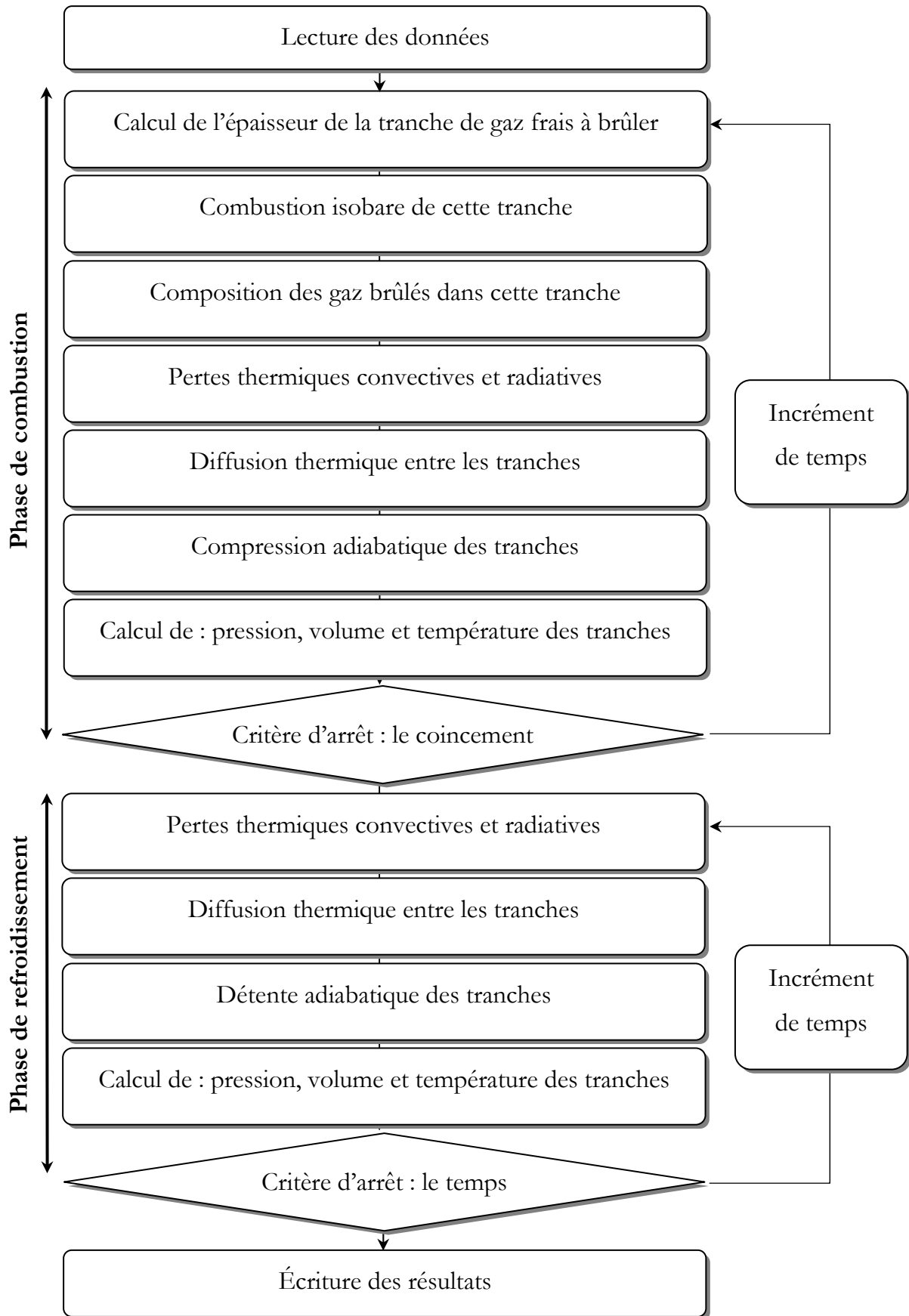


Fig. 5.7 : Structure du programme

5.3.2 Propagation de la flamme

La flamme est supposée non plissée, à symétrie sphérique et d'épaisseur nulle. La propagation de la flamme est imposée par sa vitesse, qui détermine l'épaisseur de la tranche à brûler pendant le pas de temps considéré. La combustion étant supposée isobare au début de chaque itération, la vitesse de la flamme est initialement prise égale à sa célérité fondamentale S_u . Celle-ci est modélisée par la corrélation expérimentale de [Metghalchi & Keck, 1980] qui est valable pour les mélanges hydrocarbures-air, à des températures T et des pressions P respectivement supérieures à $T_0=298\text{K}$ et $P_0=1\text{atm}$:

$$\text{Éq. 5.1} \quad S_u = S_{u0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta$$

avec S_u et S_{u0} respectivement la vitesse fondamentale de flamme aux conditions (T, P) et $(T_0=298\text{K}, P_0=1\text{atm})$. Les valeurs numériques de S_{u0} , α et β sont données par [Maroteaux, 1987] pour des mélanges pauvres de méthane-air à richesse 0,6–1 d'après une étude basée sur l'analyse du signal de pression :

$$\text{Éq. 5.2} \quad \begin{cases} S_{u0} = -0,4318\Phi^2 + 1,551\Phi - 0,6960 \\ \alpha = 6,704\Phi^2 - 15,77\Phi + 10,73 \\ \beta = -1,591\Phi^2 + 3,208\Phi - 1,966 \end{cases}$$

Les coefficients indiqués ont été mesurés dans des conditions de température T et de pression P définies : $292\text{K} < T < 510\text{K}$ et $0,2\text{MPa} < P < 8,2\text{MPa}$ à richesse 1, $292\text{K} < T < 428\text{K}$ et $0,2\text{MPa} < P < 1,7\text{MPa}$ à richesse 0,7. On extrapole ici ces valeurs à des pressions supérieures, ce qui paraît justifié car aucune incompatibilité n'a été constatée sur le temps de combustion notamment.

S_u est la vitesse d'une flamme plane, par conséquent non étirée. Dans le cas d'une flamme sphérique, le taux d'étirement local κ dû à la courbure de la flamme dépend directement de son rayon r . Pour tenir compte de ce phénomène, la vitesse de flamme étirée S_s fait intervenir la longueur de Markstein \mathcal{L} .

$$\text{Éq. 5.3} \quad \begin{cases} S_s = S_u - \mathcal{L} \cdot \kappa \\ \kappa = 2 \frac{S_s}{r} \end{cases}$$

Les valeurs numériques de ξ correspondant au mélange méthane-air sont données par [Bradley et al., 1996] à 0,1MPa ; une interpolation est utilisée pour les mélanges pauvres en fonction de la richesse Φ , avec ξ en mm.

$$\text{Éq. 5.4} \quad \xi = 0,79\Phi + 0,059$$

5.3.3 Calcul d'équilibre chimique

Dans le code de calcul, la flamme n'a pas d'épaisseur. Il existe donc deux états possibles pour les gaz : état frais ou brûlé. La composition des gaz brûlés est calculée par une application numérique simplifiée de la méthode de Brinkley, proposée par [Heuzé et al., 1985].

Cette méthode calcule l'équilibre par annulation de l'affinité des réactions chimiques. Elle fait appel aux propriétés thermodynamiques des espèces considérées plutôt qu'aux constantes d'équilibre. Il suffit en fait de déterminer l'enthalpie libre de Gibbs à partir des polynômes de [Gordon & McBride, 1971]. En outre, la résolution matricielle du calcul d'équilibre est peu coûteuse.

Les produits de combustion considérés sont H_2O , CO_2 , CO , O_2 , N_2 , NO , OH , H_2 . Comme les conditions de température et de pression évoluent au cours des phases de compression et de refroidissement, il est possible de recalculer la composition de gaz ayant brûlé auparavant.

5.3.4 Pertes thermiques aux parois

Conduction

Les pertes thermiques les plus significatives a priori sont les pertes par conduction. Les gaz frais en contact avec la paroi sont chauffés par compression sous l'effet de l'expansion de la flamme. Comme ils sont plus chauds que la paroi de la chambre qui est à température ambiante, ils lui cèdent de la chaleur par contact.

Ce transfert conductif est simulé à l'aide d'un modèle convectif. Le flux de conduction thermique $Q_{w\text{ cond}}$ est relié à l'écart de température par un coefficient h .

$$\text{Éq. 5.5} \quad Q_{w\text{ cond}} = h \cdot (T_g - T_w)$$

avec T_g et T_w respectivement la température des gaz et de la paroi. T_w varie de moins de 10K pendant l'expérience, et sera donc considérée comme constante. T_g pourra être prise égale à la température moyenne des gaz (approche globale) ou à la température des gaz frais en paroi (approche locale).

Pour introduire une formulation pertinente du coefficient h , on utilise au choix :

- le modèle de [Nusselt, 1923], basé sur une approche thermodynamique du transfert thermique pariétal dans une enceinte sphérique :

$$\text{Éq. 5.6} \quad h = 1,15 \sqrt[3]{P^2 T_g}$$

avec P en MPa. La température T_g considérée dans (Éq. 5.5) est alors la température moyenne des gaz dans la chambre, pondérée entre les gaz frais et les gaz brûlés.

- le modèle de [Woschni, 1967], basé sur l'hypothèse de convection forcée pour rendre compte des transferts thermiques dans un cylindre de moteur à pistons :

$$\text{Éq. 5.7} \quad \begin{cases} h = 130 D^{-0,2} P^{0,8} T_g^{-0,53} w^{0,8} \\ w = 2,28 < V_{piston} > + 0,00324 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P - P_0) \end{cases}$$

avec P en bar, V_{cyl} volume instantané du cylindre, D son alésage ; l'indice 0 correspond aux essais moteur en régime entraîné et l'indice 1 aux conditions du PMB. Dans le cas d'une chambre à volume constant, on prendra donc pour P_0 la pression initiale et $<V_{piston}>=0$ en l'absence d'advection. La température T_g considérée dans (Éq. 5.5) est alors la température moyenne des gaz dans la chambre.

- le modèle de [Rivière, 2005], basé sur la théorie cinétique des gaz (cf. Annexe 1) :

$$\text{Éq. 5.8} \quad h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{M} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w} \right)$$

avec ρ_g , T_g et M respectivement la masse volumique, la température et la masse molaire des gaz, T_w la température de paroi, κ et λ des constantes relatives au matériau et $\eta=0$ en l'absence d'advection. La température T_g considérée dans (Éq. 5.5) est alors la température locale des gaz.

Remarquons dès maintenant que les deux premières formulations sont adaptées à une approche 0D des pertes thermiques, c'est pourquoi elles font intervenir la

température moyenne des gaz dans la chambre. Seule le troisième modèle prend en compte le caractère local des pertes thermiques.

Rayonnement

À propos de l'implémentation des pertes par rayonnement dans le code, il faut signaler que l'aide de Denis Lemonnier, du Laboratoire d'Études Thermiques de Poitiers, a été vivement appréciée.

Les pertes thermiques interviennent aussi à cause du rayonnement des gaz chauds vers la paroi froide. En l'absence de mélanges riches, le rayonnement des suies est négligé. Durant la combustion, le rayonnement peut provenir des gaz frais qui contiennent CH₄, O₂ et N₂, ainsi que des gaz brûlés qui contiennent principalement CO₂, H₂O et N₂, les autres produits de combustion étant négligeables. Seules les molécules ayant un moment dipolaire non nul sont susceptibles d'émettre un rayonnement thermique : il s'agit ici de CO₂, H₂O et CH₄. Dans la pratique, le rayonnement des gaz frais chauffés par compression est négligeable devant celui des gaz brûlés, dont la température est 6–7 fois supérieure. On supposera donc que seuls CO₂ et H₂O rayonnent de manière significative.

Les pertes thermiques radiatives sont modélisées par la loi de Stefan en considérant les gaz brûlés comme un corps gris de température uniforme T_g et d'émissivité ε calculée à partir des contributions de H₂O et CO₂. Comme les bandes spectrales d'émission de ces espèces ne sont pas disjointes, un terme de recouvrement Δε est retranché à la somme de leurs émissivités.

$$\text{Éq. 5.9} \quad \varepsilon = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta\varepsilon$$

Lorsque la chambre est pleine de gaz brûlés, le flux surfacique radiatif net Q_{w ray} reçu par la paroi d'absorptivité α de la part des gaz brûlés fait intervenir la constante de Stefan σ.

$$\text{Éq. 5.10} \quad Q_{w\text{ray}}(R) = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_w^4)$$

Lorsque la sphère de gaz brûlés (rayon r) n'occupe pas toute la chambre (rayon R), un facteur de forme égal au rapport de superficie des sphères pondère le flux rayonné.

$$\text{Éq. 5.11} \quad Q_{w\text{ray}}(r) = \frac{4\pi r^2}{4\pi R^2} Q_{w\text{ray}}(R)$$

Les émissivités de H_2O et CO_2 ainsi que le terme de recouvrement sont calculés à l'aide de la corrélation de [Leckner, 1972], qui reproduit l'influence de la température des gaz, de la pression partielle de chaque espèce et de la longueur du rayon moyen (cf. Annexe 2).

Le comportement de l'émissivité totale des produits de combustion a été simulé en fonction des paramètres précédents, pour les mélanges méthane-air étudiés : richesse 1 et 0,7. Ce calcul ne prend en compte que les contributions de H_2O et CO_2 . On constate que l'émissivité totale des gaz brûlés croît quand la pression augmente, mais décroît quand la température des gaz augmente (cf. Fig. 5.8).

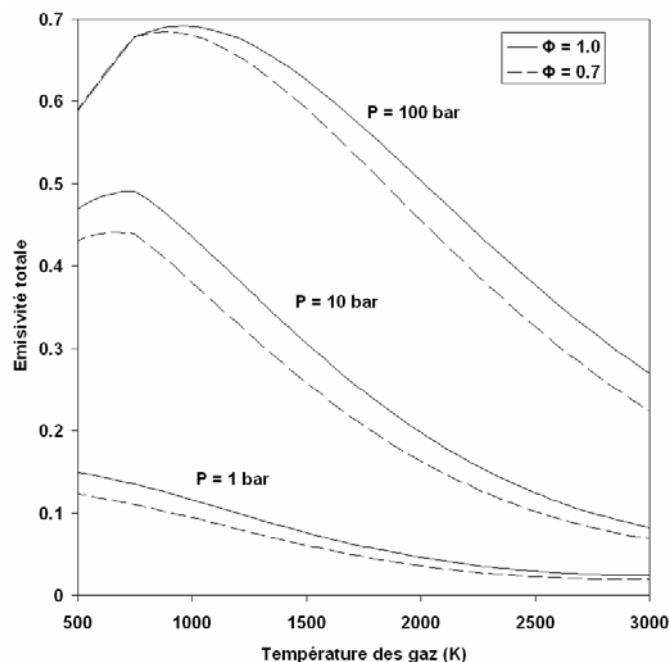


Fig. 5.8 : Émissivité des produits de combustion du mélange CH_4 -air

L'absorptivité des parois pose le problème de leur état de surface. Comme la surface de la chambre est noircie par l'usage, son absorptivité réelle est difficile à quantifier. De même, le fluxmètre est d'aspect « métallique » lorsqu'il est neuf, mais s'assombrit à l'usage (cf. Fig. 5.9). Il y a lieu de penser que l'absorptivité de la paroi est uniforme et s'approche plus du corps noir ($\alpha \approx 1$) que des métaux polis ($\alpha \approx 0,1$). On considérera donc que l'absorptivité de la chambre et du fluxmètre est égale à 1.



Fluxmètre neuf – Fluxmètre usagé – Paroi noircie par l'usage

Fig. 5.9 : État de surface du fluxmètre et de la paroi

5.3.5 Diffusion thermique dans les gaz

On considère que la température des gaz frais est uniforme, et que les différentes tranches de gaz brûlés sont susceptibles d'échanger de la chaleur s'il existe entre elles un gradient thermique. En particulier, il existe un fort écart de température entre les gaz brûlés et la tranche de gaz frais, à l'emplacement présumé de la flamme. L'échange de chaleur par conduction thermique entre les tranches est donc pris en compte à l'aide d'un modèle approprié. Pour cela, trois cas sont étudiés : un modèle thermique complet (cas instationnaire), ainsi que deux modèles simplifiés (cas stationnaire et 2-zones).

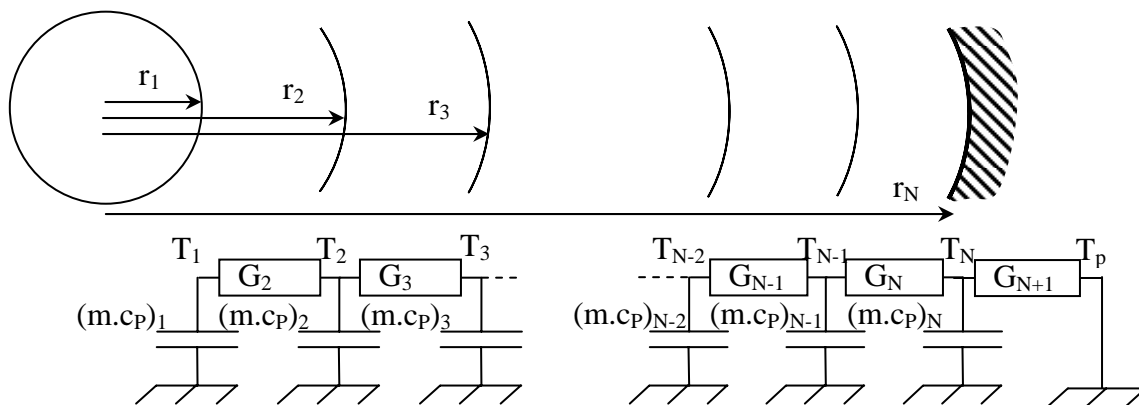


Fig. 5.10 : Modèle nodal de diffusion thermique

Modèle instationnaire

Le modèle instationnaire (cf. Fig. 5.10) repose sur une approche nodale du transfert thermique, par analogie aux circuits électriques (R, C). Les nœuds du circuit sont

les températures $(T_i)_{[1,N]}$ des tranches de gaz, qui sont l'analogie du potentiel électrique. Le rayon R de la sphère est ainsi discrétisé en N nœuds correspondant aux N tranches de gaz. L'espace est donc réduit au vecteur des rayons $(r_i)_{[1,N]}$ avec $r_N = R$.

Les capacités du circuit (R, C) sont les chaleurs massiques $(c_p)_i$ des tranches, pondérées par leur masse $(m_i)_{[1,N]}$. Les résistances du circuit (R, C) sont traitées sous forme de conductances thermiques $(G_i)_{[2,N+1]}$. La conductance de diffusion entre les tranches dépend de leur conductivité thermique $(\lambda_i)_{[1,N]}$. La conductance de contact avec la paroi de surface S fait intervenir le coefficient d'échange conductif et radiatif, noté h' .

$$\text{Éq. 5.12} \quad \begin{cases} G_i = \frac{4\pi\lambda_i}{\frac{1}{r_{i-1}} - \frac{1}{r_i}}, & i \in [2, N] \\ G_{N+1} = h' \cdot S \end{cases}$$

Le système d'équations est écrit sous forme explicite : connaissant la répartition spatiale de température à l'instant t , on déduit la nouvelle répartition à l'instant $[t+\Delta t]$.

$$\text{Éq. 5.13} \quad \begin{cases} (m \cdot c_p)_i \frac{T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}}{\Delta t} = G_2(T_{2,t} - T_{i,t}) \\ (m \cdot c_p)_i \frac{T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}}{\Delta t} = G_{i+1}(T_{i+1,t} - T_{i,t}) + G_i(T_{i-1,t} - T_{i,t}), & i \in [2, N] \end{cases}$$

Modèles simplifiés

Dans le modèle 2-zones, on considère une seule zone de gaz brûlés en homogénéisant artificiellement la température des tranches brûlés à chaque pas de temps. On supprime ainsi le gradient de température dans les gaz brûlés. Cette simplification ne change rien pour les pertes thermiques pariétales conductives, qui ont lieu par contact entre les gaz frais et la paroi ; elle peut en revanche affecter les pertes radiatives, qui ont des effets non linéaires en température.

Dans le modèle stationnaire, on annule la dérivée temporelle de la température, i.e. le membre de gauche dans (Éq. 5.13). Cela revient à négliger les effets d'inertie thermique devant les effets de diffusion.

Ces deux modèles simplifiés doivent être évalués tout comme le modèle instationnaire. Il s'agit ainsi de connaître l'importance du phénomène de diffusion thermique sur la simulation.

5.3.6 Critère d'arrêt de la combustion

Le critère retenu pour arrêter le calcul de combustion est le coincement de la flamme par les pertes thermiques pariétales. L'implémentation du coincement dans le code de calcul consiste à arrêter la propagation de la flamme lorsque celle-ci approche la paroi à une distance égale à la distance de coincement frontal δ_q . Pour estimer δ_q , on utilise la relation donnée par [Westbrook et al., 1981] dans une étude numérique du coincement frontal :

$$\text{Éq. 5.14} \quad Pe_{gb} = \frac{\delta_q}{\lambda_{gb} / \rho_{gf} S_l c_{P_{gb}}} = 3,5 \cdot P^{-0,06}$$

avec P la pression en MPa et Pe_{gb} le nombre de Peclet basé sur les gaz brûlés. Cette relation est obtenue pour des mélanges stœchiométriques méthane-air et méthanol-air à pression 1–40atm. On l'utilisera aussi pour le mélange méthane-air à richesse 0,7 en raison de sa compatibilité avec la littérature ($Pe \approx 3,5$).

5.4 Validation du code de calcul

Dans cette partie, les résultats fournis par le code de calcul sont comparés aux données expérimentales pour une condition : la combustion de mélange méthane-air stœchiométrique de pression initiale 0,4MPa dans la chambre sphérique en inox ($\varnothing 82$). Dans un premier temps, on s'attache à valider le code de calcul pour en choisir les options les plus pertinentes.

5.4.1 Influence du modèle de pertes thermiques pariétales

Avant tout, il faut choisir un modèle de pertes thermiques parmi les formulations disponibles : [Nusselt, 1923], [Woschni, 1967] et [Rivière, 2005]. Pour faciliter la comparaison, le rayonnement n'est pas pris en compte. On observe ainsi l'évolution du flux de chaleur pariétal en fonction du modèle de pertes employé (cf. Fig. 5.11).

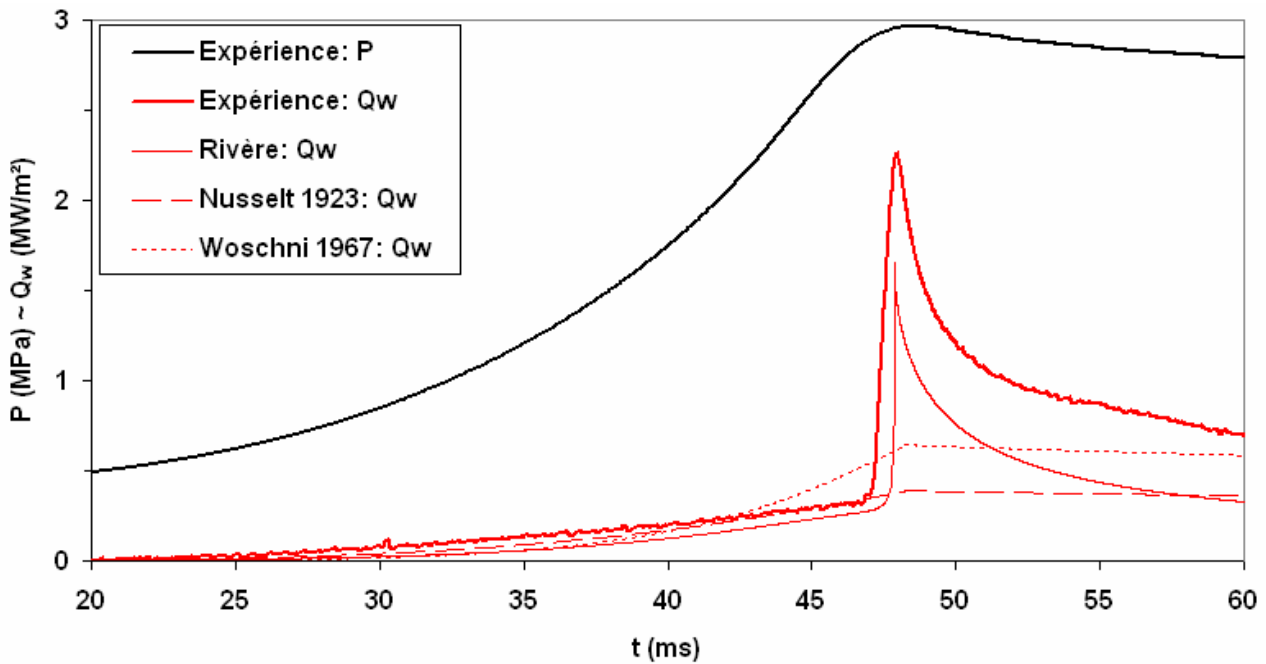


Fig. 5.11 : Influence du modèle de pertes thermiques – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4MPa$, $\varnothing 82$

Parmi les trois modèles retenus, tous reproduisent l'augmentation des pertes thermiques par compression mais un seul donne satisfaction lors de l'interaction flamme-paroi. D'une part, quoique validé sur une chambre sphérique, le modèle de [Nusselt, 1923] est basé sur une approche globale qui n'est pas appropriée à la prédiction du flux thermique local. D'autre part, le modèle de [Woschni, 1967] est inadapté en l'absence d'un écoulement fort. Manifestement, seul le modèle de [Rivière, 2005] rend compte du phénomène de coincement par conduction thermique. C'est donc celui-ci qui sera employé dans le reste de l'étude.

5.4.2 Influence du modèle de diffusion thermique dans les gaz

À partir du modèle de diffusion complet (« instationnaire »), on veut déterminer si les modèles simplifiés en temps (« stationnaire ») ou en espace (« 2 zones ») reproduisent les phénomènes observés. Le cas échéant, ces modèles simplifiés sont susceptibles de réduire considérablement le temps de calcul. Ici, seules les pertes thermiques par conduction sont prises en compte. On observe l'évolution du flux de chaleur pariétal en fonction du modèle de diffusion thermique employé (cf. Fig. 5.12).

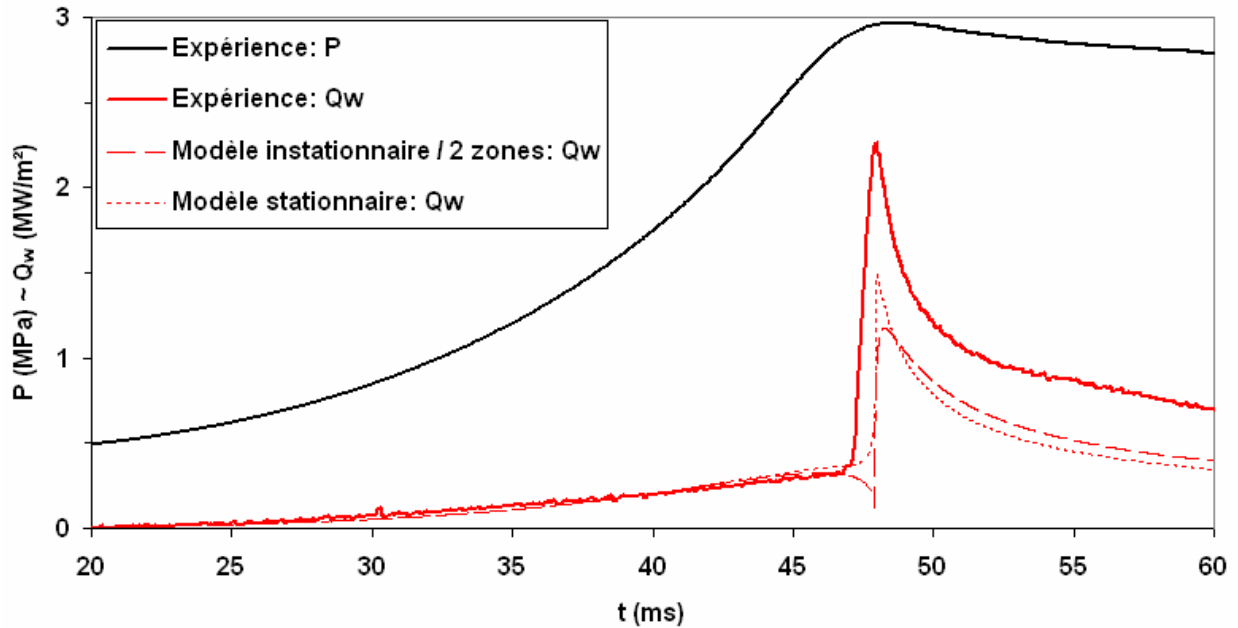


Fig. 5.12 : Influence du modèle de diffusion thermique – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4MPa$, $\varnothing 82$

Les prédictions du modèle instationnaire et du modèle 2 zones sont superposées : les résultats ne sont donc pas altérés par l'absence de gradient de température dans les gaz brûlés. Ceci montre que la diffusion de chaleur entre les tranches de gaz brûlés n'est pas indispensable pour l'étude du coincement proprement dit. À l'inverse, la diffusion de chaleur des gaz brûlés vers les gaz frais – autrement dit l'existence d'une zone de préchauffage au sein de la flamme – est prépondérante pour expliquer le coincement de flamme, qui est un phénomène piloté essentiellement par les pertes pariétales. Toutefois, il est probable que le gradient de température dans les gaz brûlés joue un rôle dans les pertes thermiques par rayonnement, qui dépendent non-linéairement de la température.

Phase de combustion

Durant le temps de combustion, les pertes thermiques calculées à l'aide des trois modèles de diffusion sont conformes aux pertes mesurées expérimentalement. À la fin de la combustion, seul le modèle stationnaire reste conforme aux mesures. Par contre, les pertes thermiques chutent brutalement pour le modèle 2 zones et le modèle instationnaire. Cet artefact est lié au refroidissement brutal de la fine tranche de gaz frais en contact avec la paroi. Il semble donc que la chaleur ne diffuse pas assez vite des gaz brûlés vers les gaz frais, au moment où les pertes thermiques s'accroissent brutalement.

En effet, le code de calcul simule un profil de température avec une discontinuité en lieu et place de la flamme (cf. Fig. 5.13). Or, la flamme réelle comprend une zone de préchauffage des gaz par diffusion thermique, qui précède la zone réactive de la flamme. C'est le gradient thermique de cette zone de préchauffage qui fait défaut au modèle instationnaire. Une voie à envisager pour écarter cet artefact consisterait donc, par exemple, à considérer un modèle de combustion par tranches comprenant plusieurs tranches de gaz frais, ce qui produirait un gradient thermique en amont de la flamme.

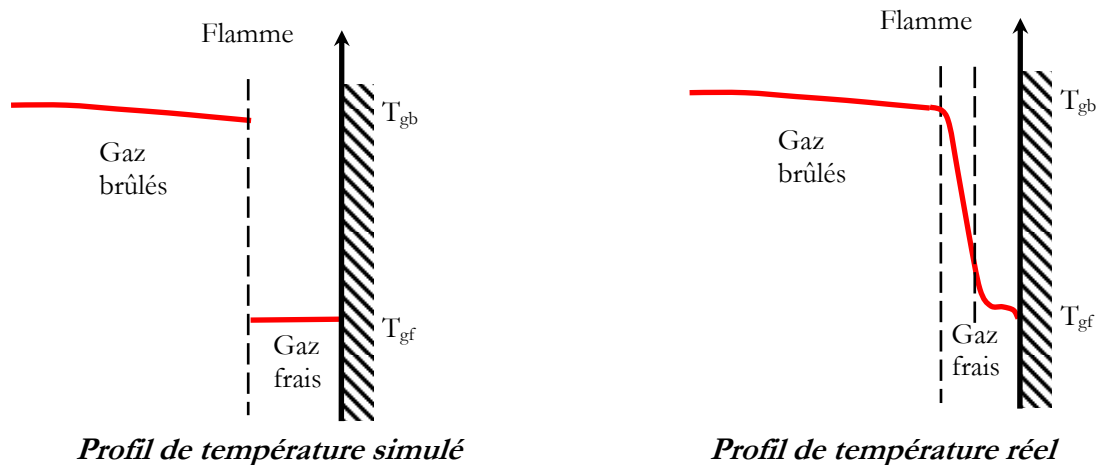


Fig. 5.13 : Profils de température au voisinage de la flamme

Il n'en demeure pas moins surprenant qu'un modèle stationnaire, simplifié, simule mieux la réalité que le modèle instationnaire, plus complet. Le fait que les pertes soient mieux évaluées avec le modèle stationnaire est dû à la phénoménologie de l'interaction flamme-paroi. Comme indiqué auparavant, le gradient thermique en amont de la flamme joue un rôle crucial à l'instant du coincement de flamme. Or, le modèle de diffusion stationnaire impose, de par ses équations, un gradient linéaire dans la zone de gaz frais ; c'est pourquoi les pertes thermiques sont mieux simulées lors du coincement.

Ces observations sont en accord avec les hypothèses de la corrélation proposée pour décrire l'interaction flamme-paroi (cf. Chapitre 4, §4.4.1). En effet, on suppose que le coincement de flamme se traduit par une conservation du flux thermique au travers de la tranche de gaz frais, ce qui est approché par un gradient thermique linéaire dans les gaz frais :

$$\text{Éq. 5.15} \quad t = t_q : \quad Q_w = \left\langle \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle_{x \in [0, \delta_q]} = \lambda \cdot \frac{T_F - T_w}{\delta_q}$$

L'équation qui en résulte est analogue à l'équation de conduction thermique stationnaire, ce qui explique que le modèle stationnaire de diffusion thermique soit plus approprié que les autres. En somme, le schéma numérique de diffusion stationnaire fait office de modèle d'interaction flamme-paroi lorsque la discrétisation spatio-temporelle est suffisante. Pour des raisons de simplicité, c'est donc le modèle de diffusion thermique stationnaire qui est retenu par la suite. Il serait toutefois intéressant d'envisager un modèle instationnaire qui simule également la zone de préchauffage, elle-même influencée par les pertes de chaleur aux parois.

Phase de refroidissement

Après le coincement de flamme, la pression et le flux simulés s'écartent des mesures. Par contre, la décroissance de la pression et du flux au cours du temps est conforme à l'expérience.

L'amplitude du flux thermique simulé est du même ordre de grandeur que le flux mesuré. Mais pour ce qui est de l'énergie (l'intégrale) du pic de flux dû au coincement de flamme, sa valeur simulée est inférieure à sa valeur expérimentale. Ceci indique que la contribution conductive des gaz brûlés, telle qu'elle est calculée, ne suffit pas à rendre compte des pertes pariétales observées durant la phase de refroidissement. Le flux pariétal mesuré expérimentalement comprend donc certainement une contribution radiative.

5.4.3 Influence du rayonnement thermique

À présent, les pertes thermiques radiatives sont prises en compte en plus des pertes conductives (cf. Fig. 5.14). Les valeurs choisies pour l'absorptivité α correspondent à l'innox poli ($\alpha \approx 0,1$) jusqu'au corps noir ($\alpha = 1$). Le fluxmètre usagé est d'aspect sombre et la chambre de combustion est noircie, ce qui rapproche leur surface d'un corps noir : leur absorptivité est donc inconnue, mais proche de 1.

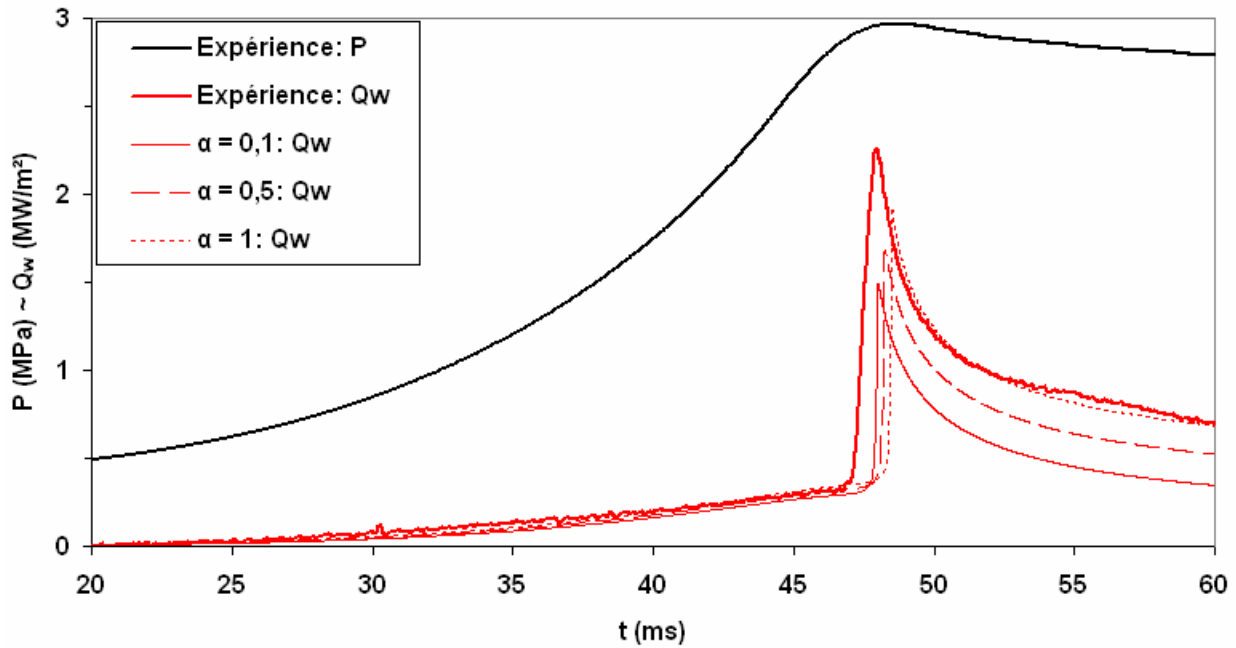


Fig. 5.14 : Influence du rayonnement – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4MPa$, $\varnothing 82$

Pendant la combustion, la contribution conductive prédomine sur le rayonnement des gaz brûlés. En effet, leur émissivité est d'autant plus faible que leur température est élevée et que la pression est basse (cf. Fig. 5.8). Le rayonnement a pour effet d'extraire de la chaleur aux gaz brûlés du centre de la chambre, alors que la conduction refroidit principalement la couche de gaz frais au contact de la paroi. Ainsi, le temps de combustion s'allonge lorsque l'absorptivité augmente. La courbe $\alpha=1$ est la plus représentative du flux effectivement reçu par le capteur et par les parois noires de la chambre, elle est donc directement comparable à la courbe expérimentale.

Pendant le refroidissement, la contribution radiative des gaz brûlés est plus importante : pour une absorptivité de 0,1, 0,5 et 1, le flux rayonné représente respectivement 10%, 36% et 52% du flux total. Comme l'absorptivité du fluxmètre est proche de 1, on retiendra que le flux rayonné peut être du même ordre de grandeur que le flux diffusé, dans le cas précis de la combustion en régime laminaire. À l'inverse, la combustion homogène occasionne des pertes radiatives négligeables devant les pertes conductives, dans les moteurs à allumage commandé : c'est parce qu'en présence d'une aérodynamique intense, ces pertes conductives se trouvent accrues par advection des gaz brûlés sur la paroi. Il ne faut donc pas extrapoler ce résultat à la combustion en régime turbulent.

5.4.4 Influence de la distance de coïncement

La distance de coïncement joue un rôle clé dans la dynamique de l'interaction flamme-paroi. Le critère retenu pour arrêter la combustion revêt donc une importance primordiale, que l'on illustre ici en faisant varier δ_q (cf. Fig. 5.15). L'intervalle de variation 1–50 μm est adapté à l'essai choisi. Pour mettre en relief l'influence de la distance de coïncement, seule les pertes thermiques conductives sont prises en considération.

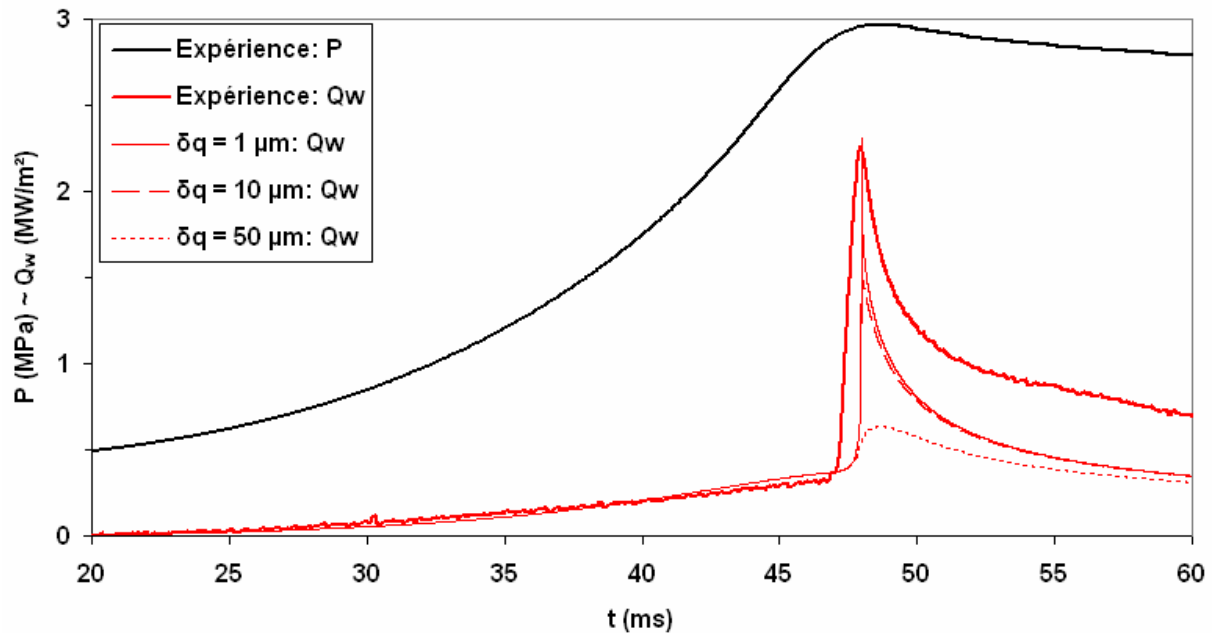


Fig. 5.15 : Influence de la distance de coïncement – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4\text{MPa}$, $\text{Ø}82$

Pour des valeurs de δ_q inférieures à 10 μm , on observe un pic d'amplitude et d'allure conforme à l'expérience ; entre 10 μm et 50 μm , la forme et l'amplitude du pic de flux varient considérablement, sous réserve de la validité intégrale du code de calcul. Ceci permet d'estimer la distance de coïncement frontal, qui est manifestement comprise entre 10 μm et 50 μm dans les conditions de l'essai. Ce résultat est en accord avec les données expérimentales du Chapitre 4, qui indiquent que $\delta_q < 100\mu\text{m}$ dans le cas présent.

Cependant, le recalage du pic de flux simulé sur le pic de flux mesuré ne suffit pas pour déterminer numériquement la distance de coïncement. Pour arrêter la flamme dans le code de calcul, on choisit d'utiliser le critère de [Westbrook et al., 1981], issu d'une étude numérique et en accord avec les données expérimentales (cf. Chapitre 1 § 1.2.3). À titre d'exemple, la distance de coïncement indiquée par ce critère d'arrêt est de 30 μm pour l'essai ci-dessus.

5.4.5 Conclusion sur la validation du code de calcul

Au cours de cette partie, les modèles les plus adaptés au problème posé ont été sélectionnés afin de simuler le coincement de flamme dans une chambre sphérique.

On retiendra que les pertes thermiques pariétales sont simulées au mieux par un modèle local de conduction thermique basé sur la théorie cinétique des gaz [Rivière, 2005]. Pour reproduire la diffusion de chaleur dans les gaz, le modèle stationnaire est le plus approprié car il se rapproche de l'équation de conservation du flux en proche paroi lors du coincement de flamme. Pour ce qui est du rayonnement, l'approximation d'un corps noir pour le fluxmètre et la chambre donne des résultats satisfaisants. Le flux rayonné par les gaz brûlés a une importance non négligeable durant le refroidissement, car il est du même ordre que le flux cédé par conduction. Notons enfin que la forme du pic de flux est dictée par la distance de coincement, et que l'amplitude du flux thermique durant le refroidissement dépend autant des pertes conductives que radiatives.

Finalement, le code de calcul est rendu prédictif par les deux équations de fermeture en paroi. En termes de flux thermique, la condition aux limites est imposée en paroi grâce au modèle de [Rivière, 2005]. En termes de distance de coincement, la condition aux limites hydrodynamique est imposée par le critère de [Westbrook et al., 1981]. L'association de ces deux modèles dans le code de calcul semble adaptée au problème posé.

5.5 Exploitation du code de calcul

Disposant des paramètres et des modèles adéquats, on peut à présent simuler le déroulement de la combustion sphérique et de l'interaction flamme-paroi. Les résultats du code sont mis à profit également pour caractériser quantitativement l'interaction flamme-paroi, par le biais de la distance de coincement.

Dans cette partie, les résultats fournis par le code de calcul sont comparés aux données expérimentales disponibles. Ces données concernent la combustion de mélanges méthane-air dans les chambres sphériques en inox ($\varnothing 82$) et en dural ($\varnothing 160$), ainsi que de mélange hydrogène-air dans cette dernière chambre.

5.5.1 Simulation de l'effet de pression

Comme la pression est une grandeur de premier ordre pour les pertes thermiques, il s'agit de vérifier que son effet est correctement reproduit par le code de calcul. À cet effet, on reporte les comparaisons calcul-mesure pour du mélange méthane-air stœchiométrique à pression initiale 0,1–0,6MPa, dans la chambre en dural Ø160 (cf. Fig. 5.16 – Fig. 5.19).

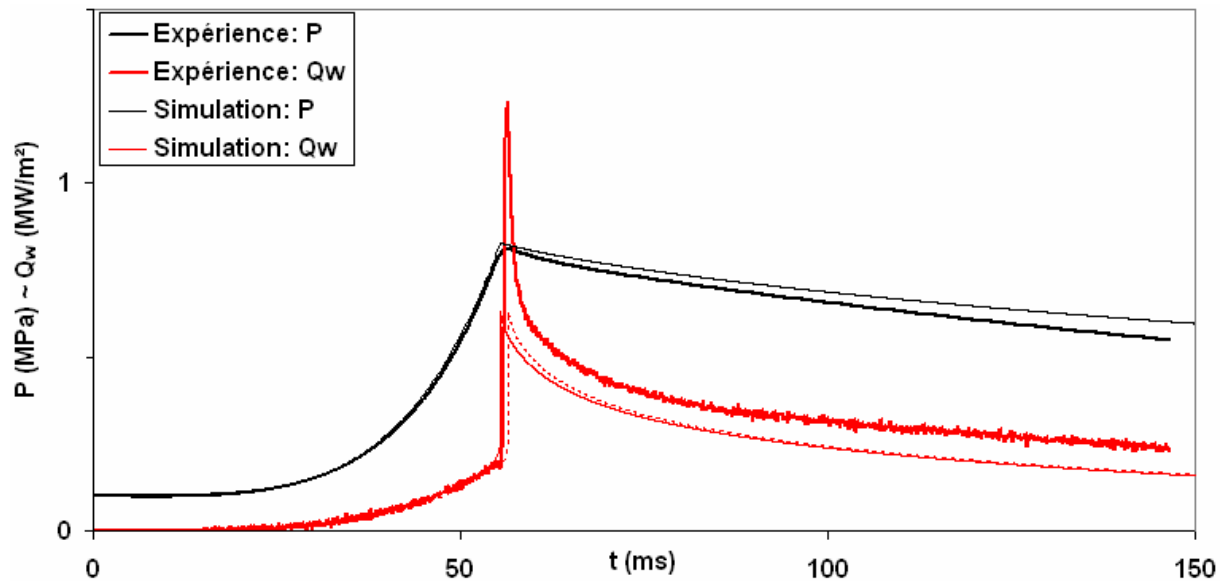


Fig. 5.16 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,1$ MPa, Ø160

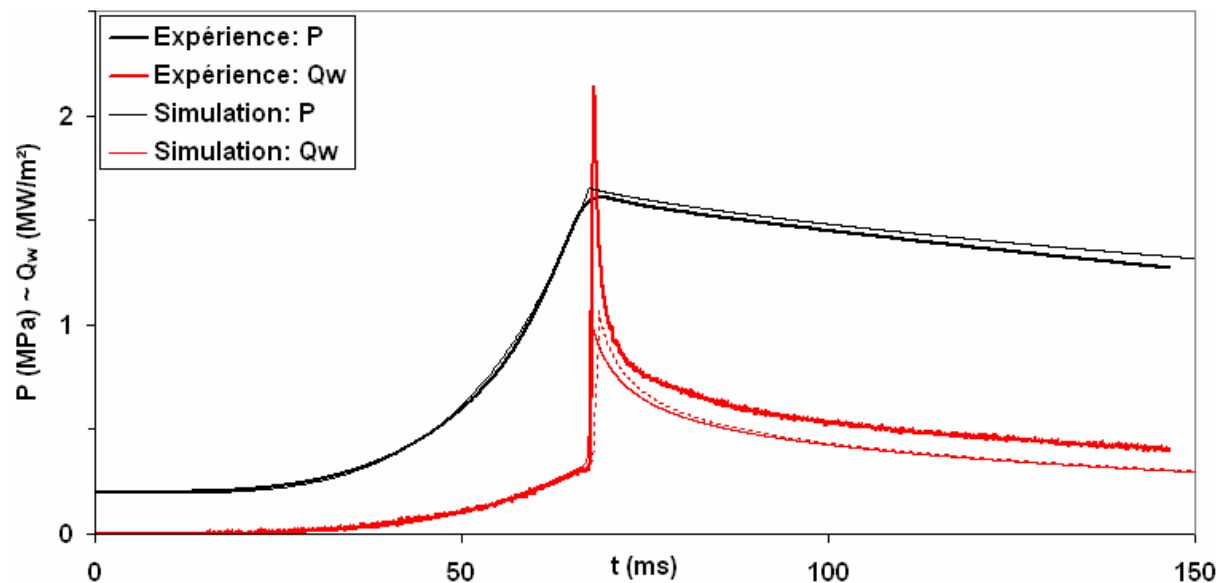


Fig. 5.17 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,2$ MPa, Ø160

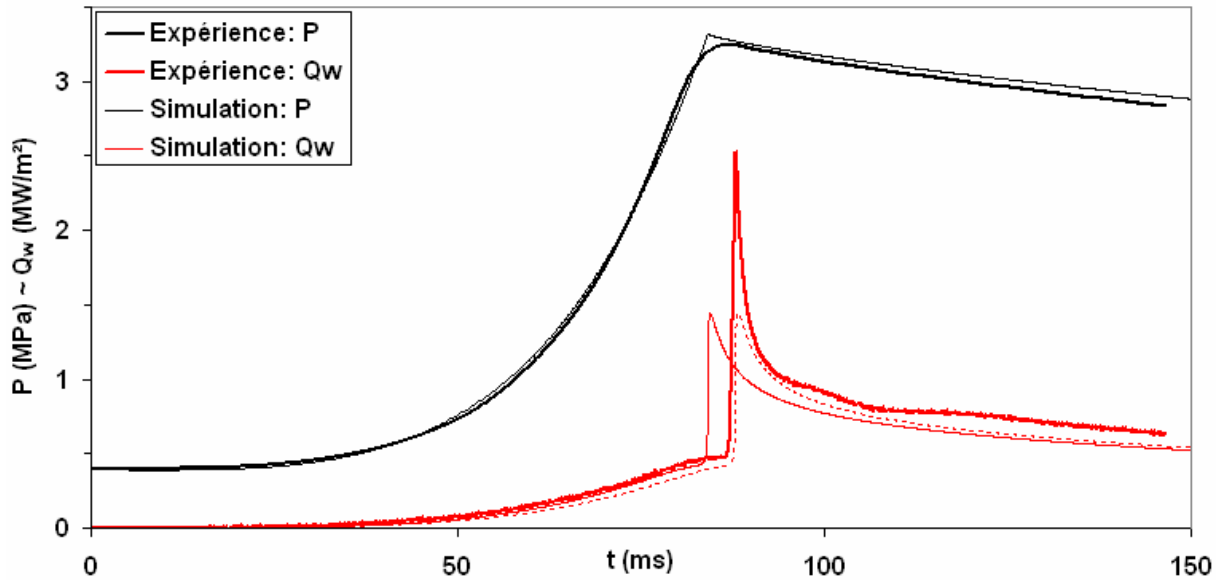


Fig. 5.18 : Pression et flux thermique pariétal – CH₄-air Φ=1, P=0,4MPa, Ø160

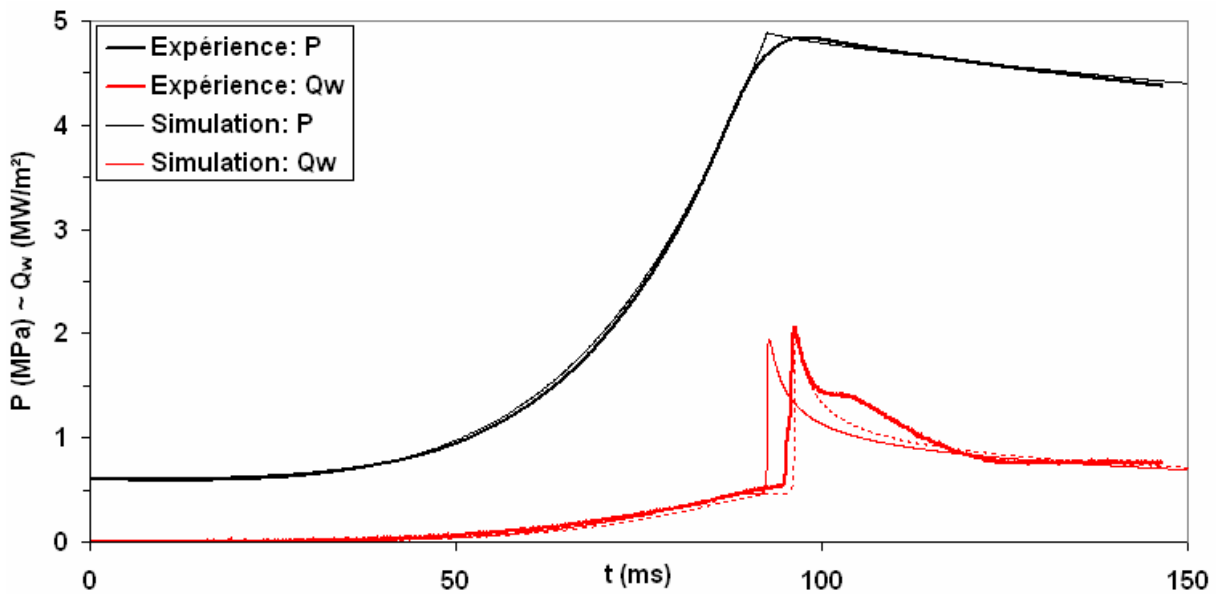


Fig. 5.19 : Pression et flux thermique pariétal – CH₄-air Φ=1, P=0,6MPa, Ø160

Comme les courbes expérimentales proviennent d'essais où la combustion n'est pas parfaitement sphérique, les maxima de flux ne sont pas exactement synchrones dans toute la chambre. Lorsque la pression atteint son maximum, certains points de la chambre ont donc déjà subi l'interaction flamme-paroi, ce qui entraîne des pertes thermiques considérables. Ceci explique que la pression soit maximale après un bref ralentissement dû précisément à ces pertes thermiques. Or, la simulation d'une combustion sphérique idéale fournit un pic de pression qui intervient plus tôt que dans l'expérience. Ainsi pour faciliter

la comparaison calcul-mesure, le pic de flux simulé a été reproduit en pointillés sous le pic de flux expérimental.

Du point de vue quantitatif, on compare aussi l'énergie thermique pariétale E évaluée d'après l'expérience et la simulation, et notées respectivement E_{exp} et E_{sim} (cf. Tab. 5.1) ; E est calculée par intégration du flux thermique au cours de la durée de simulation, i.e. 150ms. On observe que la combustion est simulée fidèlement dans son ensemble, puisque la pression simulée est conforme à l'expérience. D'un point de vue local, le flux thermique est simulé parfaitement avant le coincement. Le pic de flux thermique est reproduit correctement en termes de forme et d'énergie (intégrale du flux) ; en termes de flux maximum, le pic de flux est simulé de mieux en mieux à mesure que la pression augmente. En effet, le code de calcul utilise une seule tranche pour décrire l'évolution des gaz frais, alors que la distance de coincement est assez épaisse aux basses pressions ($>100\mu\text{m}$). À mesure que la pression augmente, la distance de coincement décroît et l'utilisation d'une seule tranche de gaz frais devient légitime et moins pénalisante du point de vue numérique. Pour le mélange considéré, l'effet de la pression est donc reproduit de façon satisfaisante sur l'intervalle 0,1–5MPa, que ce soit dans le cas inerte ou réactif.

P_0 (MPa)	0,1	0,2	0,4	0,6
P_{max} (MPa)	0,82	1,63	3,27	4,81
E_{exp} (kJ/m ²)	33,9	49,2	60,5	63,9
E_{sim} (kJ/m ²)	27,0	40,9	54,6	62,5
$ E_{exp} - E_{sim} / E_{exp}$ (%)	21	17	10	2

Tab. 5.1 : Comparaison calcul-mesure – CH₄-air $\Phi=1$

5.5.2 Simulation de l'effet de richesse

En plus de la pression, il est bon de vérifier que les simulations prennent en compte la richesse du mélange considéré. Pour cela, on reporte les comparaisons calcul-mesure pour des mélanges méthane-air de richesse 1 (cf. Fig. 5.20) et 0,7 (cf. Fig. 5.21) à pression initiale 0,4MPa, dans la chambre en dural $\varnothing 160$.

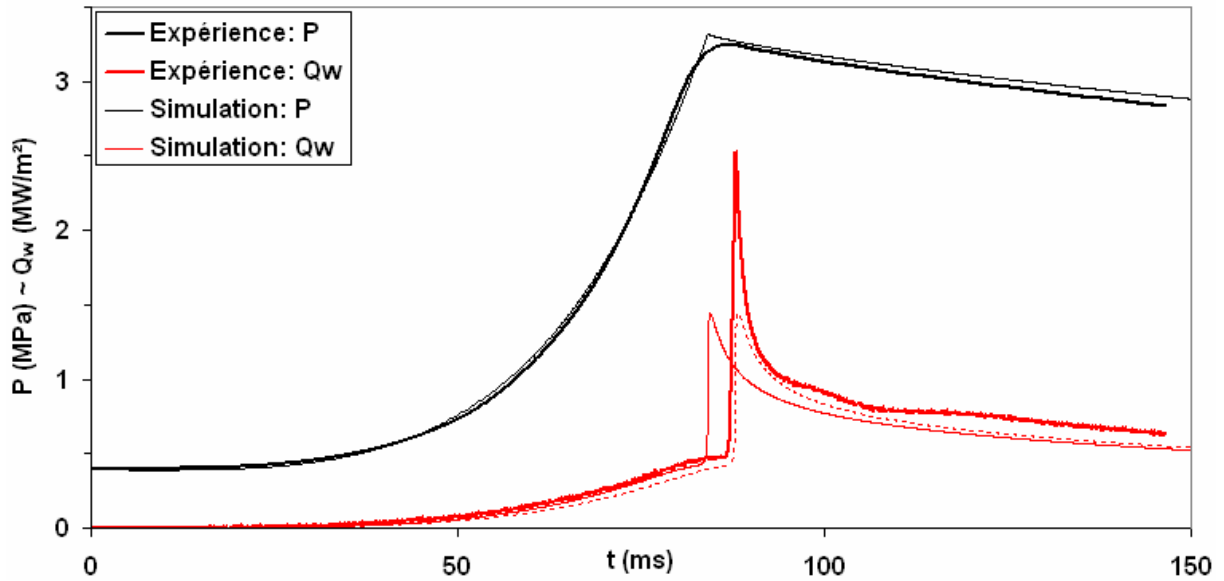


Fig. 5.20 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4\text{MPa}$, $\text{Ø}160$

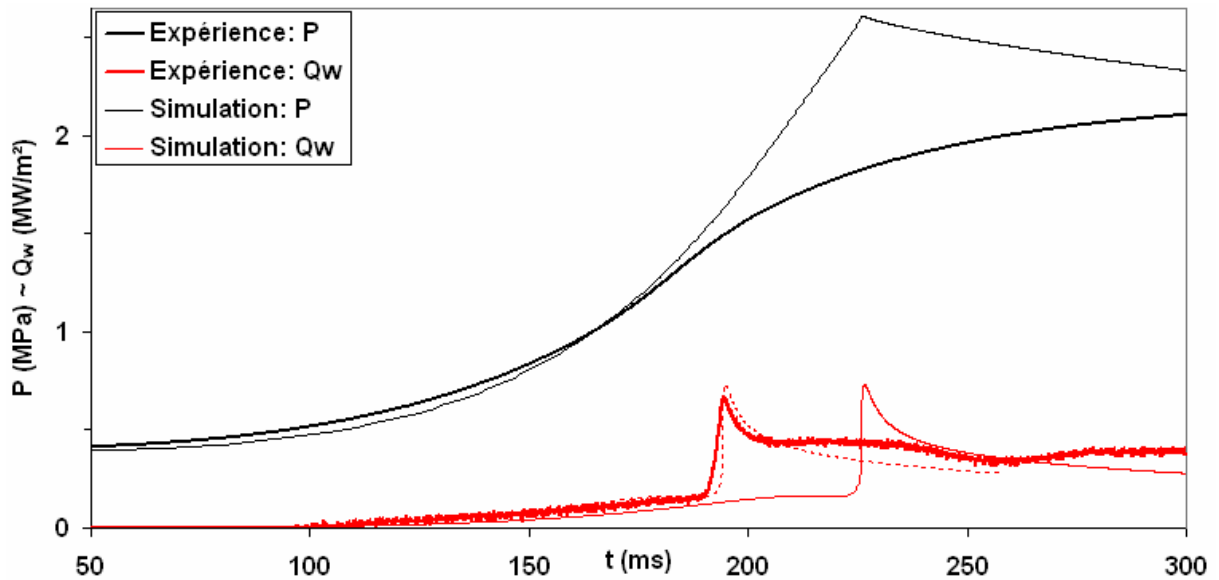


Fig. 5.21 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,4\text{MPa}$, $\text{Ø}160$

Comme vu précédemment, la simulation à richesse 1 reproduit convenablement l'énergie et la forme du pic de flux. Le pic de flux simulé à richesse 0,7 a une amplitude et une énergie supérieures à l'expérience, car la pression simulée par le code de calcul surestime la réalité. Comme il a été mis en évidence auparavant, ce mélange pauvre a une vitesse de flamme relativement faible, ce qui laisse le temps aux forces de pesanteur de faire monter les gaz brûlés vers le haut. Des pertes thermiques considérables affectent donc la combustion, qui s'en trouve ralentie à partir du point d'inflexion à $t \approx 200\text{ms}$. Hormis ce phénomène qui empêche la combustion d'être globalement sphérique, on constate que le code de calcul simule localement l'interaction flamme-paroi avec succès.

5.5.3 Simulation de l'effet du carburant

En complément de la richesse, on souhaite s'assurer que les modèles ne sont pas tributaires du carburant employé. Pour cela, on reporte les comparaisons calcul-mesure pour des mélanges stœchiométriques méthane-air (cf. Fig. 5.22) et hydrogène-air (cf. Fig. 5.23) à pression initiale 0,6MPa, dans la chambre en dural $\text{Ø}160$.

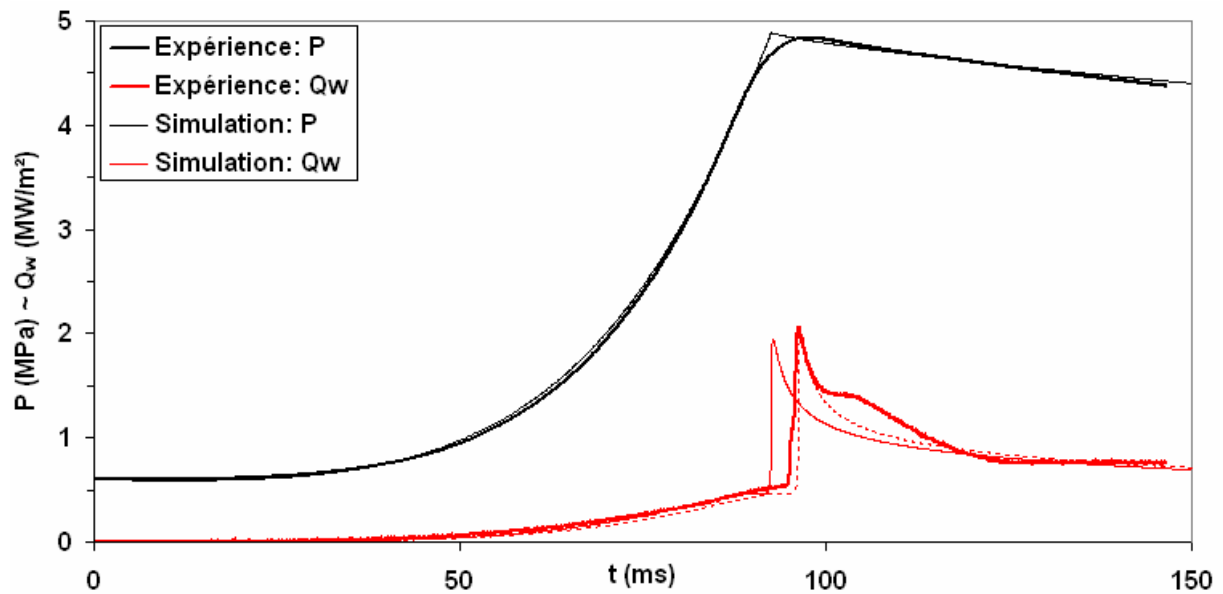


Fig. 5.22 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,6\text{MPa}$, $\text{Ø}160$

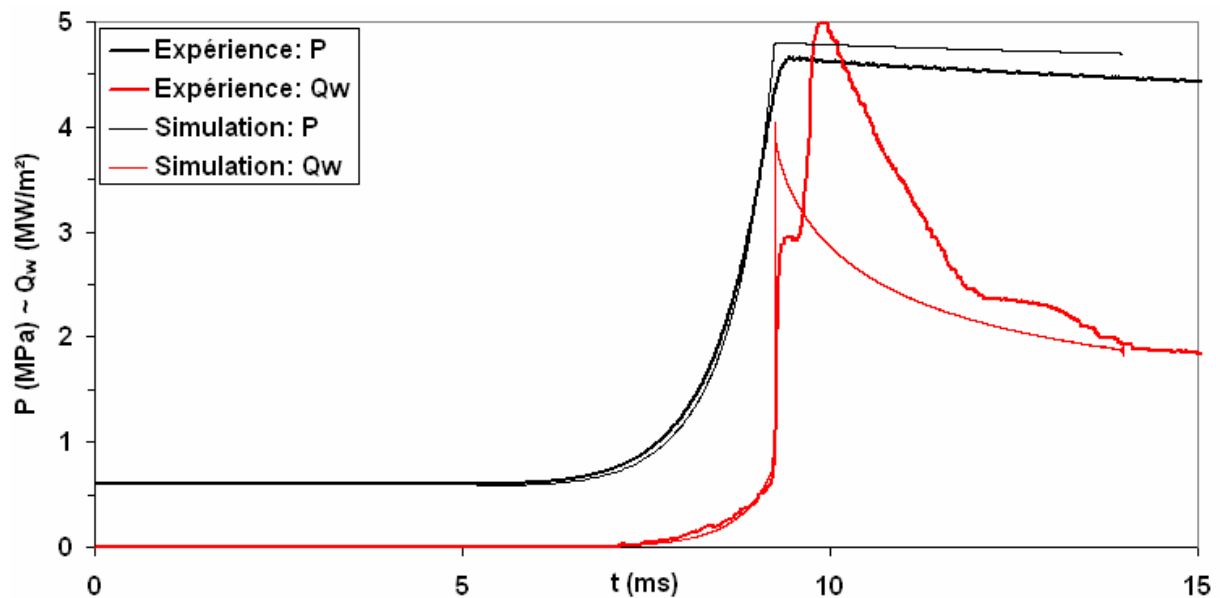


Fig. 5.23 : Pression et flux thermique pariétal – H_2 -air $\Phi=1$, $P=0,6\text{MPa}$, $\text{Ø}160$

Dans le cas du mélange hydrogène-air, on utilise le critère de coincement de [Westbrook et al., 1981], la longueur de Markstein $L_M = -0,059\text{mm}$ donnée par [Verhelst et al., 2004] à 0,1MPa et la vitesse de flamme de [Metghalchi & Keck, 1980] qui fait appel aux coefficients de [Maroteaux, 1987] :

$$\text{Éq. 5.16} \quad \begin{cases} S_{u0} = -2,125(\Phi - 1,6)^2 - 0,173(\Phi - 1,6) + 3,409 \\ \alpha = 1,164(\Phi - 1,4)^2 + 0,011(\Phi - 1,4) + 0,773 \\ \beta = -0,162(\Phi - 1,4)^2 - 0,065(\Phi - 1,4) + 0,213 \end{cases}$$

Comme vu précédemment avec le mélange méthane-air, la simulation reproduit bien la forme, l'amplitude et l'énergie du pic de flux. Dans le cas du mélange hydrogène-air, l'interaction flamme-paroi est manifestement perturbée par des instabilités hydrodynamiques, qui apparaissent couramment à haute pression avec ce mélange, comme le montrent [Verhelst et al., 2004] par strioscopie (cf. Fig. 5.24). Le pic de flux expérimental intervient en deux temps, ce qui indique que deux fronts de flamme ont pu interagir avec le fluxmètre successivement. Par conséquent, le pic de flux simulé a une amplitude et une énergie quelque peu inférieures à l'expérience.

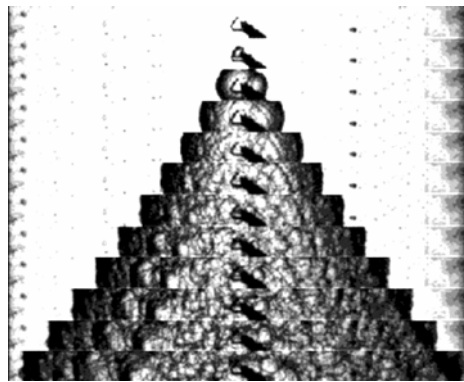


Fig. 5.24 : Plissement du front de flamme – H_2 -air $\Phi=1$, $P=0,5\text{MPa}$, $T=365\text{K}$, $0,28\text{ms}$ entre les images, d'après [Verhelst et al., 2004]

Bien que le front de flamme soit fortement plissé dans les conditions de l'expérience, la simulation reproduit convenablement le comportement de la combustion et de l'interaction flamme-paroi au premier ordre. Cela montre que la simulation peut rendre compte de phénomènes relativement lents ou rapides, comme dans ce cas où le temps de combustion varie d'un facteur 10. Les modèles considérés sont donc adaptés à une grande variété de mélanges, en termes de carburant, de richesse et de pression.

5.5.4 Simulation de l'effet d'échelle

Pour parachever l'étude de paramètres, on vérifie également que le code de calcul s'accommode correctement d'un changement d'échelle. Pour cela, on reporte les comparaisons calcul-mesure pour un mélange stœchiométrique méthane-air de pression 0,4MPa, dans les chambres en dural Ø160 (cf. Fig. 5.25) et en inox Ø82 (cf. Fig. 5.26).

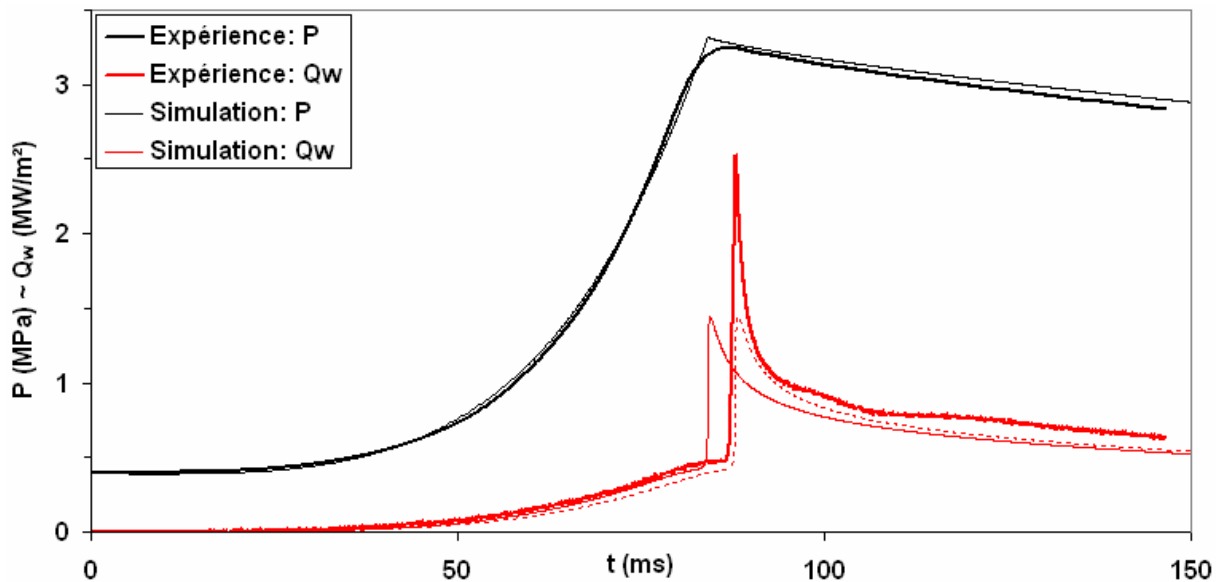


Fig. 5.25 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4MPa$, Ø160

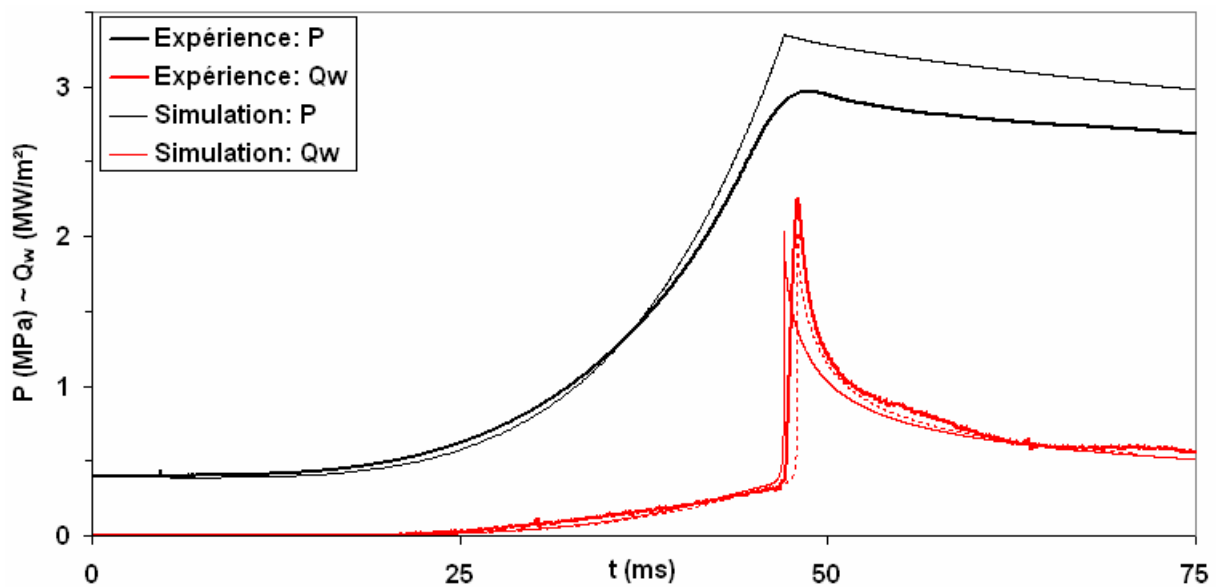


Fig. 5.26 : Pression et flux thermique pariétal – CH_4 -air $\Phi=1$, $P=0,4MPa$, Ø82

Comme vu précédemment avec la chambre en dural Ø160, la simulation reproduit bien la forme, l'amplitude et l'énergie du pic de flux. Il en va de même pour la chambre en inox Ø82 ; toutefois, la pression simulée surestime l'expérience car les pertes

thermiques sont plus importantes en proportion dans la chambre en inox Ø82 que dans la chambre en dural Ø160, qui est 8 fois plus volumineuse.

La simulation est donc indépendante de la taille du dispositif expérimental. Néanmoins, une chambre plus volumineuse permet de se rapprocher de la combustion sphérique idéale, et de mieux simuler certains paramètres globaux comme la pression.

5.5.5 Prédiction de la distance de coincement

D'après les résultats exposés ci-dessus, le code de calcul permet de simuler la thermique de l'interaction flamme-paroi dans de nombreuses conditions de pression, richesse, carburant ou chambres de combustion. Il est donc possible de l'utiliser comme un outil prédictif pour étudier l'évolution de la distance de coincement, ou encore pour évaluer la validité des modèles de distance de coincement en combustion laminaire.

Comparaison calcul-mesure-modèle

Pour cela, on a reporté les valeurs de distance de coincement obtenues avec les mélanges méthane-air à richesse 0,7 et 1 (cf. Fig. 5.27) ; ces valeurs incluent :

- les données expérimentales mesurées par visualisation directe de chimiluminescence, où le front de flamme est étiré par sa courbure,
- les résultats de la corrélation issue d'un modèle d'interaction flamme-paroi basé sur un bilan d'énergie à étirement nul (cf. Chapitre 4) :

$$Pe = \frac{\delta_q}{\delta_l} = \frac{1-\varphi}{\varphi}$$

avec Pe le nombre de Peclet et φ le flux thermique adimensionné,

- les résultats de simulation numérique obtenus à l'aide du code de calcul 1D sphérique qui prend en compte l'étirement de courbure ; ce code fait appel au critère de coincement de [Westbrook et al., 1981] défini pour un étirement nul, ce qui est pratiquement vérifié lors de l'interaction flamme-paroi étant donné le grand rayon de courbure de la flamme (l'étirement de courbure vaut $\kappa = 2S_l/R < 20s^{-1}$) :

$$Pe_{gb} = \frac{\delta_q}{\lambda_{gb}/\rho_{gf} S_l c_{p_{gb}}} = 3,5 \cdot P^{-0,06}$$

avec P la pression en MPa et Pe_{gb} le nombre de Peclet basé sur les gaz brûlés (cf. § 1.2.3).

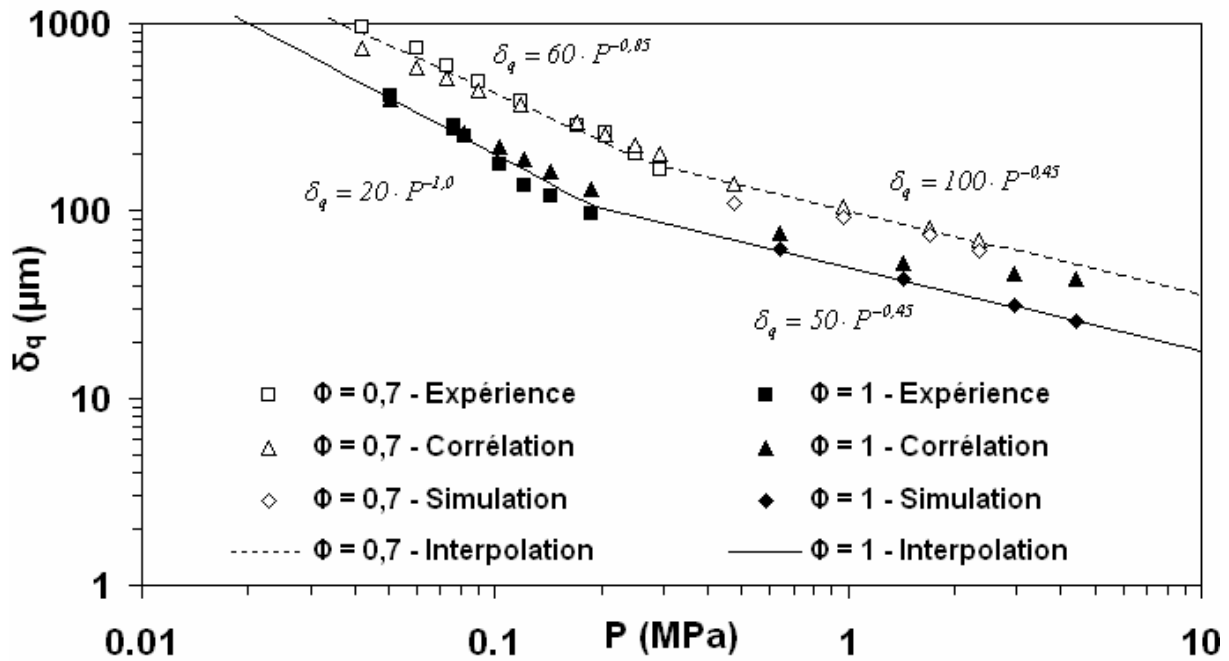


Fig. 5.27 : Comparaison calcul-mesure-modèle – CH_4 -air

Pour les deux mélanges étudiés, il y a continuité des valeurs de δ_q issues des mesures, de la corrélation et de la simulation 1D. Le bon accord de ces valeurs d'origine diverses montre la validité des hypothèses retenues pour la corrélation comme pour la simulation 1D.

Pour le mélange stœchiométrique, les valeurs issues de la corrélation et de la simulation divergent à partir de 2–3MPa. D'une part, la simulation évalue la distance de coïncement pour un front de flamme étiré, mais avec un critère de coïncement obtenu sur 1–4MPa pour une flamme non étirée. D'autre part, la corrélation évalue la distance de coïncement d'après l'hypothèse d'étirement nul, en utilisant le flux thermique mesuré dans la chambre de combustion, où le front de flamme est de plus en plus plissé à mesure que la pression augmente. Il est donc difficile de conclure quant à la raison précise pour laquelle la distance de coïncement issue de la corrélation s'écarte des données simulées. Cet écart entre simulation et modélisation permet cependant de délimiter le domaine de validité de la corrélation proposée, i.e. les cas de faibles étirements.

Interpolation des résultats

Étant donné la continuité des valeurs de δ_q pour chaque mélange (cf. Fig. 5.27), on se propose d'extraire pour chaque richesse une courbe d'interpolation, susceptible d'être utilisée pour estimer δ_q .

La comparaison des courbes permet de dégager deux domaines pour décrire la décroissance de δ_q en fonction de la pression. Aux pressions inférieures à 0,3MPa, cette dépendance est une loi puissance voisine de P^{-1} ; au-delà de 0,3MPa, l'évolution de δ_q est aussi une loi puissance voisine de $P^{-0,5}$. Auparavant, la transition entre ces domaines de pression a aussi été identifiée autour de 0,4MPa (cf. Fig. 5.28), que ce soit à l'aide :

- de mesures de distance de coincement par sondes d'ionisation [Bellenoue et al., 2004],
- du modèle d'interaction flamme paroi basé sur le taux de réaction [Sotton et al., 2005], présenté au Chapitre 4.

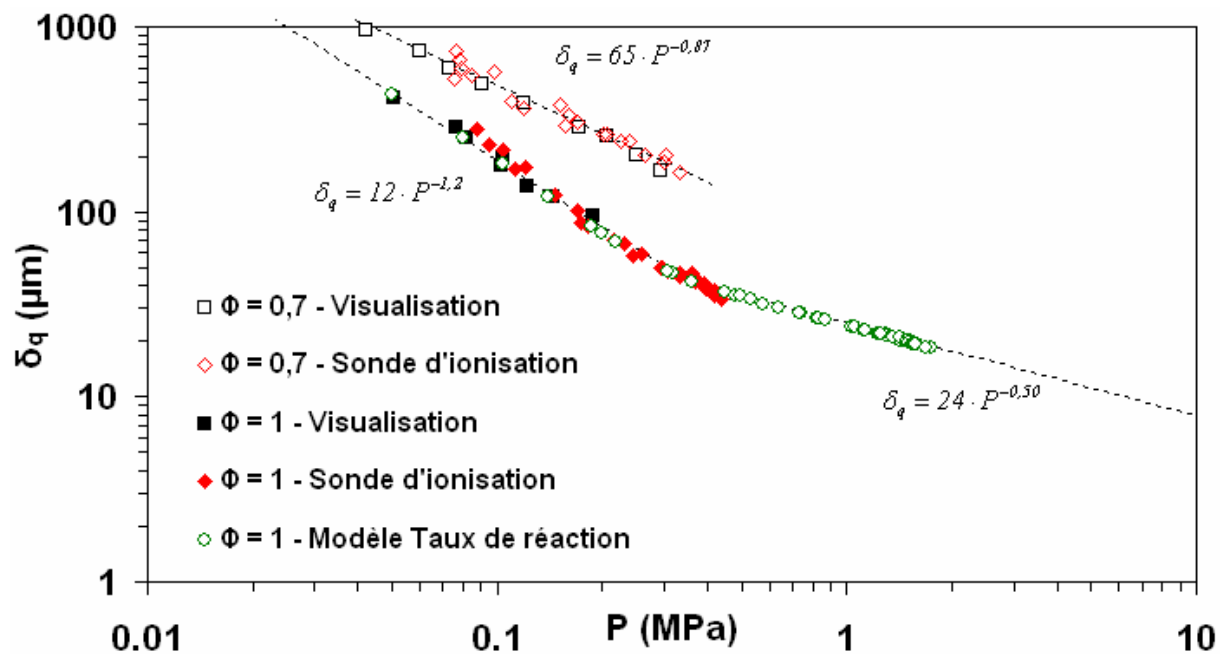


Fig. 5.28 : Mesures par visualisation directe et sonde d'ionisation [Bellenoue et al., 2004] et modèle basé sur le taux de réaction [Sotton et al., 2005] – CH_4 -air

À partir du critère de coincement basé sur le nombre de Peclet, [Westbrook et al., 1981] proposent une relation en loi puissance pour évaluer la distance de coincement du mélange méthane-air stœchiométrique :

$$\text{Éq. 5.17} \quad \delta_q = 50 \cdot P^{-0,56}$$

avec δ_q en μm et P en MPa. Manifestement, cette loi n'est pas valable sur tout le domaine de pression à cause du changement de pente à $P=0,3\text{MPa}$. En réalité, cette courbe est très proche de la courbe interpolée à richesse 1 pour $P>0,3\text{MPa}$. On propose donc d'adopter la forme de cette équation pour décrire les courbes d'interpolation à richesse 1 et 0,7 :

$$\text{Éq. 5.18} \quad CH_4 - \text{air}, \Phi = 1,0 \quad \begin{cases} \delta_q = 20 \cdot P^{-1,0}, P < 0,3 \text{MPa} \\ \delta_q = 50 \cdot P^{-0,45}, P > 0,3 \text{MPa} \end{cases}$$

$$\text{Éq. 5.19} \quad CH_4 - \text{air}, \Phi = 0,7 \quad \begin{cases} \delta_q = 60 \cdot P^{-0,85}, P < 0,3 \text{MPa} \\ \delta_q = 100 \cdot P^{-0,45}, P > 0,3 \text{MPa} \end{cases}$$

avec δ_q en μm et P en MPa .

Pour $P > 0,3 \text{MPa}$, la distance de coincement varie en $P^{-0,45}$ pour les deux richesses. Ces résultats sont en accord avec le modèle basé sur le taux de réaction présenté au Chapitre 4 ($P^{-0,5}$) et avec la simulation de [Westbrook et al., 1981] ($P^{-0,56}$), qui admettent une incertitude de 10% sur l'exposant de P . Pour $P < 0,3 \text{MPa}$, la distance de coincement varie en $P^{-0,85}$ à richesse 0,7 et $P^{-1,0}$ à richesse 1. Ces résultats sont en accord avec les mesures par sonde d'ionisation : $P^{-1,2}$ à richesse 1 contre $P^{-0,87}$ à richesse 0,7. Les résultats issus de la présente étude sont donc compatibles avec la littérature en termes de tendance. En termes d'amplitude, les valeurs obtenues par sonde d'ionisation sont inférieures aux valeurs issues de la présente étude. Cette observation n'est pas pénalisante, car les mesures par sonde d'ionisation sont encore en développement et fournissent une mesure relative de la distance de coincement.

5.5.6 Conclusion sur l'exploitation du code de calcul

La simulation numérique d'une combustion 1D sphérique permet de reproduire la pression et le flux thermique pariétal dans un grand nombre de conditions : pression, richesse, carburant, dimensions... Ayant établi la robustesse du code de calcul aux conditions rencontrées expérimentalement, on peut l'utiliser pour prédire la distance de coincement tant que le caractère globalement sphérique de la combustion est assuré.

Les valeurs de distance de coincement simulées s'accordent bien avec la littérature, ainsi qu'avec la modélisation entreprise au Chapitre 4. On a pu ainsi donner une caractérisation analytique de la distance de coincement pour des mélanges méthane-air à richesse 0,7 et 1.

5.6 Conclusions et perspectives

Un code de calcul monodimensionnel a été développé et mis en œuvre pour simuler la combustion de prémélange dans une enceinte sphérique. Il s'appuie sur plusieurs modèles physiques pour reproduire les nombreux phénomènes observés expérimentalement : propagation de flamme, pertes thermiques, conduction, rayonnement, coincement... Il a été validé dans un grand nombre de conditions expérimentales, que ce soit en termes de pression, de richesse ou de carburant. De ce fait, il a permis de corroborer le modèle présenté au Chapitre 4 et d'établir une loi de la distance de coincement frontale pour deux mélanges méthane-air.

La distance de coincement est de mieux en mieux documentée, aussi bien par la mesure (visualisation, sonde d'ionisation) que par le calcul (modèles, simulation). La concordance des valeurs obtenues permet de connaître de manière fiable la valeur et le comportement de cette grandeur si difficile d'accès.

En termes de perspectives, cette simulation numérique requiert des avancées supplémentaires pour mieux décrire le caractère non idéal de la combustion dans une chambre sphérique. D'une part, il est nécessaire de prendre en compte l'aspect non 1D des pertes thermiques lors du coincement : causé par la poussée d'Archimède, cet aspect est préjudiciable à l'étude des petites chambres et des mélanges à faible vitesse de flamme. D'autre part, l'implémentation de plusieurs tranches de gaz frais est aussi à envisager afin de mieux décrire les phénomènes thermiques lors du coincement de flamme, en particulier le profil de température instationnaire en proche paroi.

Ce code de calcul constitue cependant un outil précieux, car il fournit une prédiction ex nihilo des conditions physiques du coincement : flux thermique et distance de coincement notamment. Il peut être utilisé en particulier pour estimer la distance de coincement dans des conditions où la mesure n'est pas possible, comme dans les moteurs à pistons. Il ne s'agit alors que d'un ordre de grandeur, puisque l'interaction flamme-paroi en milieu turbulent donne lieu à des nombres de Peclet plus faibles qu'en régime laminaire [Bruneaux, 1996].

CHAPITRE 6

TRANSFERTS THERMIQUES AUX PAROIS EN RÉGIME TURBULENT

6.1 Introduction

Dans les chambres de combustion, connaître les pertes thermiques aux parois revient à connaître les conditions aux limites du problème posé. En effet, le flux thermique instantané cédé à un élément de paroi conditionne plusieurs aspects de l'écoulement dans une chambre de combustion : température et pression des gaz, distance de coincement, production d'imbrûlés... Mais l'historique du flux thermique reçu localement 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 dans un système de combustion, pour prévenir d'éventuelles anomalies de combustion.

L'état de l'art dressé au Chapitre 1 concernant les modèles de pertes thermiques montre qu'à part les corrélations empiriques, seules quelques lois de paroi sont susceptibles de prédire les pertes à partir d'un modèle physique de l'interaction fluide-paroi. Et pourtant, aucun de ces modèles ne permet de rendre compte des mécanismes d'interaction fluide-paroi en l'absence d'écoulement turbulent. Aussi, on souhaite éprouver ici en régime turbulent le modèle de pertes thermiques pariétales de [Rivière, 2005], qui a été validé en combustion laminaire au Chapitre 5, et qui est destiné à prédire les échanges thermiques en régime laminaire comme turbulent.

Ainsi, un des objectifs de ce chapitre est de faire le point sur la modélisation des pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion. Pour évaluer la pertinence des modèles disponibles, des mesures couplées ont été réalisées dans une chambre de combustion mono-coup, représentative de l'interaction flamme-paroi en conditions moteur. Ces données expérimentales de référence, présentées en première partie, permettent de connaître simultanément le flux thermique pariétal et les conditions physiques de l'interaction fluide-paroi. Une seconde partie est consacrée au traitement des données de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) à haute cadence, un diagnostic mis en œuvre à l'occasion de ces mesures couplées. La troisième partie est dédiée à l'identification des principaux paramètres qui influencent les pertes thermiques, ainsi qu'à l'amélioration des modèles les plus aptes à prédire les pertes thermiques dans les chambres de combustion.

6.2 Données expérimentales de référence

L'étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi en régime turbulent a été conduite sur une chambre de combustion à volume constant, conçue à cet effet (cf. Fig. 6.1 et § 2.1.2).

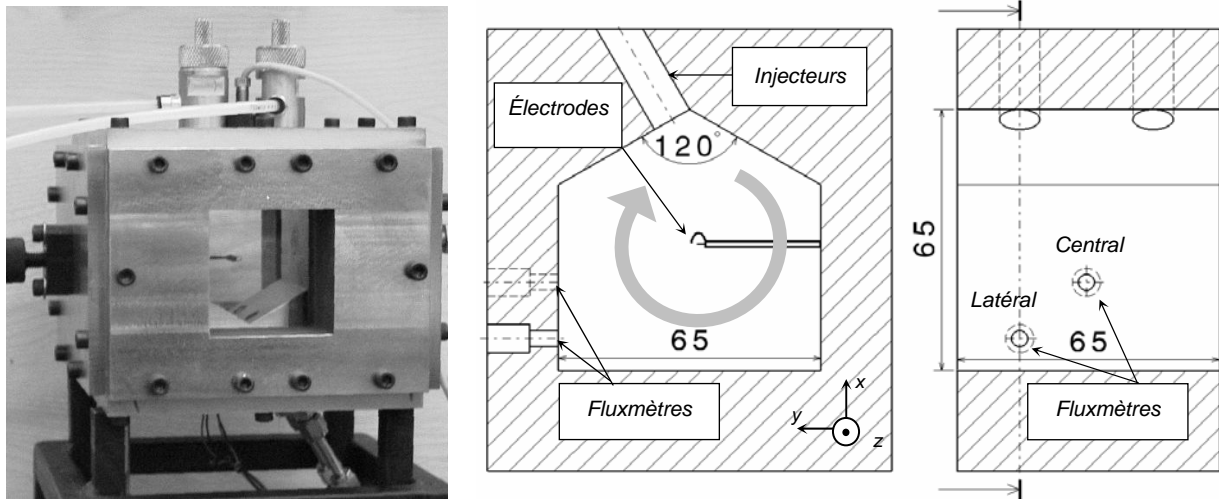


Fig. 6.1 : Chambre de combustion dédiée à l'étude de l'interaction gaz brûlés-paroi

Points de fonctionnement étudiés

Dans la chambre de combustion, l'interaction flamme-paroi en régime turbulent est étudiée pour deux richesses distinctes du mélange méthane-air : richesse 1 et 0,7. La vitesse fondamentale de flamme S_1 du mélange stœchiométrique est environ le double de celle du mélange à richesse 0,7, ce qui permet de mettre en évidence l'effet de l'écoulement sur la dynamique de la flamme : étant donné un écoulement d'intensité de turbulence q' , l'étude des deux mélanges fournit deux valeurs de q'/S_1 dans un rapport 2. Ceci détermine deux points de fonctionnement distincts en termes de combustion.

Pour observer l'effet de l'aérodynamique sur la combustion, on considère également deux instants d'allumage t^* : le mélange est allumé dès la fin d'injection à $t^*=125\text{ms}$, ou 30ms après la fin d'injection à $t^*=155\text{ms}$. Comme il a été mis en évidence expérimentalement que l'aérodynamique à $t=125\text{ms}$ est deux fois plus intense qu'à $t=155\text{ms}$, on peut là encore accéder à deux valeurs de q'/S_1 pour chaque mélange.

Finalement, 4 points de fonctionnement sont accessibles en termes de régime de combustion, si l'on combine la richesse du mélange et l'aérodynamique à l'allumage. L'investigation de ces possibilités constitue le support expérimental de cette étude.

Diagnostic mis en œuvre

Différents diagnostics ont été mis en œuvre pour caractériser la combustion et l'interaction flamme-paroi, le champ de vitesse et les pertes thermiques. D'abord, la mesure de pression et les méthodes de visualisation (strioscopie, tomographie) ont permis d'appréhender globalement le comportement de l'écoulement réactif. Ensuite, plusieurs diagnostics ont été employés simultanément pour caractériser localement l'interaction flamme-paroi : c'est le cas de la fluxmétrie et de la vélocimétrie par images de particules (PIV), qui permet de caractériser spatialement le champ de vitesse dans le plan étudié. La chaîne d'acquisition de PIV temporelle utilisée à cette occasion (cf. §2.2.5) offre un suivi dans le temps du champ de vitesse. L'intérêt spécifique de cette étude réside ainsi dans le suivi spatio-temporel des vitesses, couplé localement à la fluxmétrie.

6.2.1 Description globale de l'écoulement réactif

6.2.1.1 Étude du signal de pression

Le signal de pression P est un bon indicateur de l'avancement global de la combustion. À partir de la pression, on définit un degré d'adiabaticité (a) pour comparer la pression maximale P_{\max} à la pression adiabatique P_{ad} , ce qui permet d'estimer l'ampleur des pertes thermiques durant la combustion :

$$\text{Éq. 6.1} \quad a = \frac{P_{\max}}{P_{ad}}$$

On définit aussi la fraction massique brûlée apparente (b), qui représenterait la fraction brûlée dans le cas d'une combustion adiabatique :

$$\text{Éq. 6.2} \quad b = \frac{P - P^*}{P_{\max} - P^*}$$

avec P^* la pression à l'allumage. Enfin pour quantifier l'évolution de pression, on définit le temps de combustion t_c ainsi que les instants $t_{10\%}$ et $t_{90\%}$ à partir de (b) :

$$\text{Éq. 6.3} \quad b(t_{10\%}) = 10\% \quad b(t_{90\%}) = 90\%$$

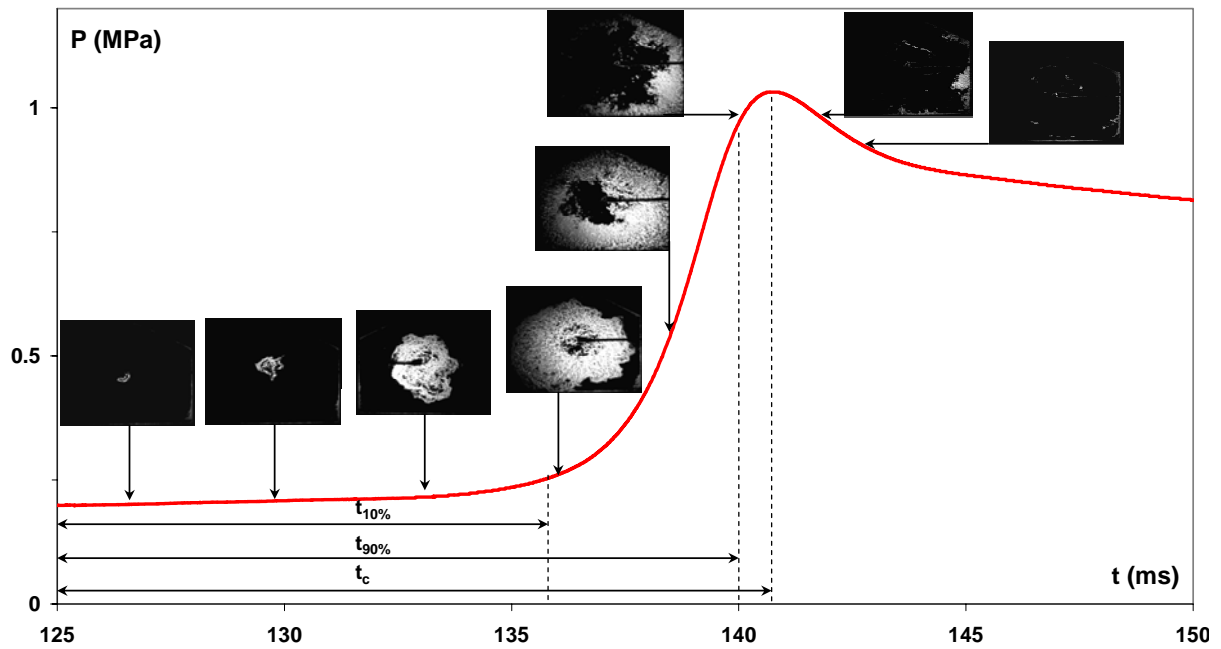


Fig. 6.2 : Évolution de la pression et du front de flamme – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

À titre d'exemple, on reporte l'évolution de la pression pendant une combustion observée par striescopie (cf. Fig. 6.2). Les différents indicateurs globaux de la combustion sont ensuite présentés pour les quatre points de fonctionnement étudiés (cf. Tab. 6.1).

Φ	$t^* (ms)$	$P_{max} (MPa)$	$a (\%)$	$t_{10\%} (ms)$	$t_{90\%} (ms)$	$t_c (ms)$
0,7	125	1,02	68	10,5	14,9	15,8
0,7	155	0,98	67	10,9	17,2	18,4
1	125	1,27	72	4,5	6,0	6,4
1	155	1,22	69	5,6	8,6	9,2

Tab. 6.1 : Paramètres globaux basés sur le signal de pression (moyenne de 16 essais)

Le temps de combustion du mélange à richesse 0,7 est le double de celui du mélange stœchiométrique. Par ailleurs, 90% du saut de pression est produit durant le dernier tiers de la combustion. Pour les mélanges méthane-air étudiés, le degré d'adiabaticité est d'environ 70% et augmente lorsque le temps de combustion diminue. Ainsi, les pertes thermiques générées avant l'interaction flamme-paroi sont réduites lorsque la combustion est plus rapide.

6.2.1.2 Visualisation par striescopie

Pour appréhender le comportement de l'écoulement turbulent et réactif, le phénomène a été visualisé par striescopie rapide. Les images sont enregistrées par une caméra CMOS (Ultima APX Fastcam, Photron) à une cadence de 6kHz (cf. Fig. 6.3).

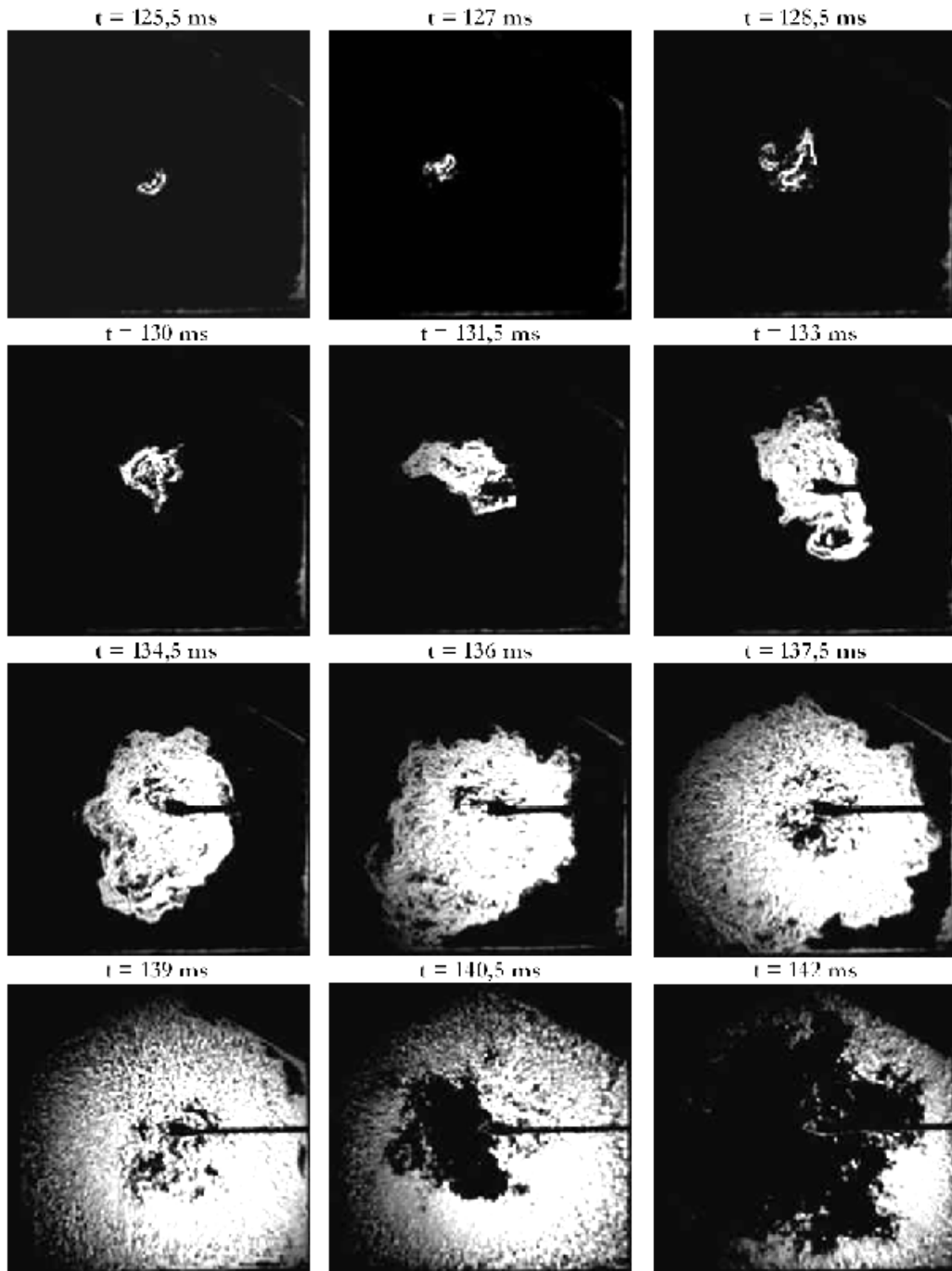


Fig. 6.3 : Images de striescopie en combustion turbulente – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

La combustion du mélange méthane-air pauvre est initiée par une étincelle au centre de la chambre à $t^*=125\text{ms}$, la pression étant de $0,2\text{MPa}$. Les gradients d'indice mis en relief par la strioscopie proviennent des variations de densité liées à la présence du front de flamme durant la combustion. Après l'allumage, la flamme s'enroule autour de l'électrode à cause du mouvement de rotation qui l'étire et accélère sa propagation. Le front de flamme est aussi un bon indicateur de la turbulence de l'écoulement : il est très plissé, ce qui indique la présence de structures turbulentes.

L'étude de ces clichés permet de décrire qualitativement la propagation du front de flamme. Toutefois, une description plus fine du phénomène nécessite la connaissance quantitative de la vitesse et de la turbulence, qui convectent et plissent la flamme.

6.2.1.3 Images de tomographie et champs de vitesse

Pour explorer la structure de l'écoulement, la PIV a été utilisée dans la chambre en champ complet (cf. Fig. 6.4), ce qui permet d'appréhender le mouvement principal et de connaître le champ de vitesse à grande échelle au cours du temps.

L'injection favorise un mouvement de rotation d'axe z dans la chambre, a priori bidimensionnel en moyenne. Le plan médian (x,y) a donc été exploré, ainsi que le plan latéral (x,y) contenant l'axe de symétrie d'un injecteur. Dans la pratique, le plan médian a été translaté de 1mm pour ne pas intercepter l'électrode située sur le plan de symétrie de la chambre ; de même, le plan de l'injecteur a été translaté de 2mm pour passer par le fluxmètre latéral. Un plan transverse (y,z) passant par le fluxmètre latéral a aussi été étudié pour quantifier l'aspect tridimensionnel de l'écoulement.

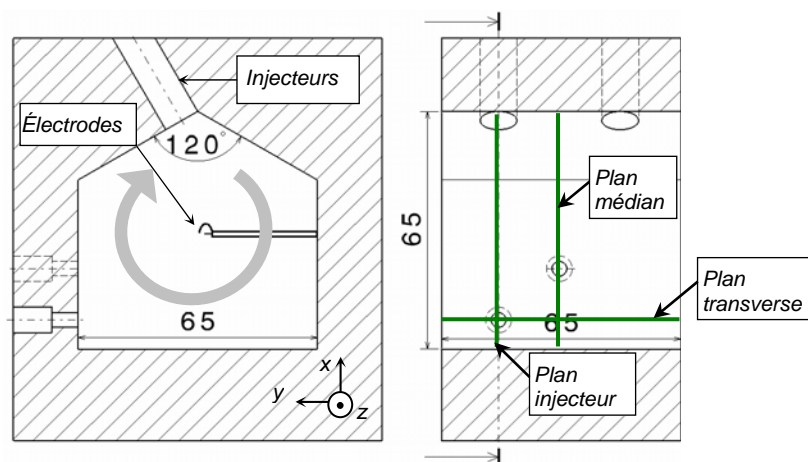


Fig. 6.4 : Définition des plans globaux explorés en PIV

Pour visualiser simultanément la propagation du front de flamme et le champ aérodynamique, on présente ici des mesures de PIV réalisées à partir d'images de tomographie résolue dans le temps (1,5kHz). L'écoulement est ensemencé avec de la poudre de zircone, ce qui permet d'obtenir le champ de vitesse aussi bien dans les gaz frais que dans les gaz brûlés. En plus du champ de vitesse calculé par intercorrélation, les images montrent la propagation du front de flamme grâce à la diffusion de Mie des particules de zircone. En effet, le rapport de masse volumique ρ des gaz frais et brûlés varie comme l'inverse du rapport de leurs températures T , la pression P étant uniforme dans la chambre :

$$\text{Éq. 6.4} \quad \frac{\rho_{gf}}{\rho_{gb}} = \frac{\frac{P \cdot M_{gf}}{R \cdot T_{gf}}}{\frac{P \cdot M_{gb}}{R \cdot T_{gb}}} = \frac{M_{gf}}{M_{gb}} \frac{T_{gb}}{T_{gf}}$$

avec R la constante des gaz parfaits et M la masse molaire. Le rapport des masses molaires est ici voisin de 1, et la température adiabatique de flamme vaut respectivement 2200K et 1800K pour des mélanges méthane-air de richesse 1 et 0,7 à la température initiale 300K. Ainsi, la densité des particules dans les gaz frais est environ 6–7 fois celle des gaz brûlés, ce qui permet de distinguer le front de flamme par contraste.

La visualisation en coupe de l'écoulement instantané (cf. Fig. 6.5) fait apparaître la structure locale du front de flamme, qui vient confirmer les visualisations par strioscopie : une propagation globalement sphérique, avec des plissements dont la taille caractéristique est de quelques mm. Le champ aérodynamique est formé d'un tourbillon principal et de structures turbulentes de plus petite taille. Pour caractériser ce tourbillon, on définit un taux de rotation, comme étant la fréquence de rotation d'un solide de même moment cinétique que le tourbillon principal. Les vitesses tangentielles et le taux de rotation valent respectivement 20m/s et 100tr/s avant la combustion. Enfin, on observe que les vitesses sont modifiées au passage du front de flamme.

Afin de mieux se représenter la forme moyenne de l'écoulement, l'évolution temporelle du champ de vitesse moyenne est reportée pour un ensemble de 16 mesures PIV en combustion. On observe que le champ de vitesse est plus intense et plus homogène dans le plan médian (cf. Fig. 6.6) que dans le plan de l'injecteur (cf. Fig. 6.7).

D'après la mesure de pression, l'essentiel de la combustion s'effectue après $t_{10\%}=135\text{ms}$; de ce fait, les vitesses passent brutalement de 20m/s pour $t<135\text{ms}$, à moins de 10m/s dans les gaz brûlés ($t>141\text{ms}$). Enfin, le plan transverse (y,z) permet de confirmer l'aspect globalement bidimensionnel du champ aérodynamique dans la chambre. Dans ce plan (y,z) , la composante de vitesse mesurée selon z est négligeable devant les composantes selon x et y mesurées dans le plan (x,y) . Ceci permet de conclure que l'écoulement est pratiquement bidimensionnel dans la chambre. En particulier, la composante de vitesse selon z est réellement nulle en moyenne dans le plan médian (x,y) , qui constitue un plan de symétrie de l'écoulement ; on vérifie visuellement cette symétrie à l'aide des lignes de courant dans le plan vertical médian de la chambre (cf. Fig. 6.7).

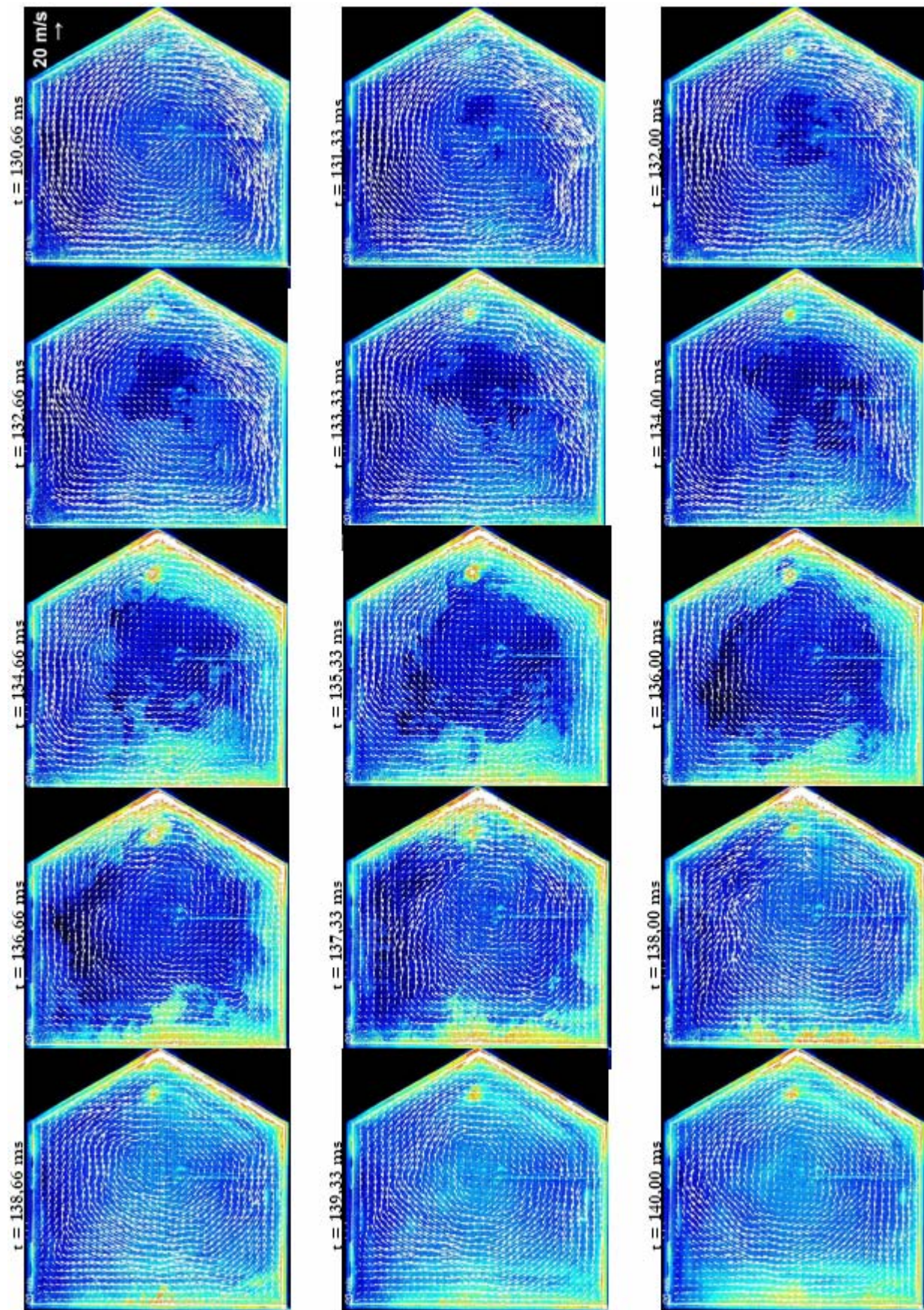


Fig. 6.5 : Tomographie et PIV dans le plan médian – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125$ ms

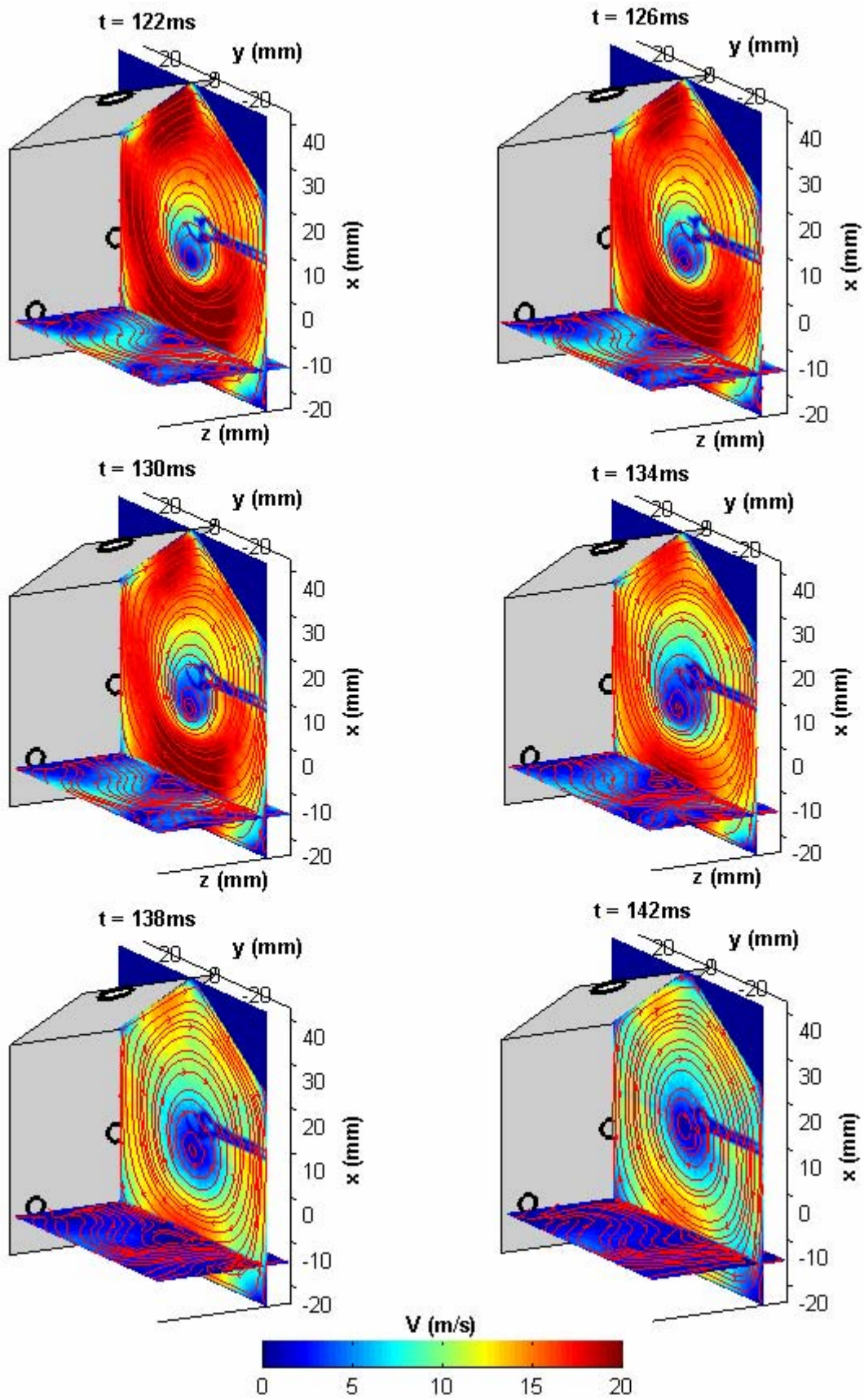


Fig. 6.6 : Champ de vitesse moyen dans le plan médian – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125\text{ms}$

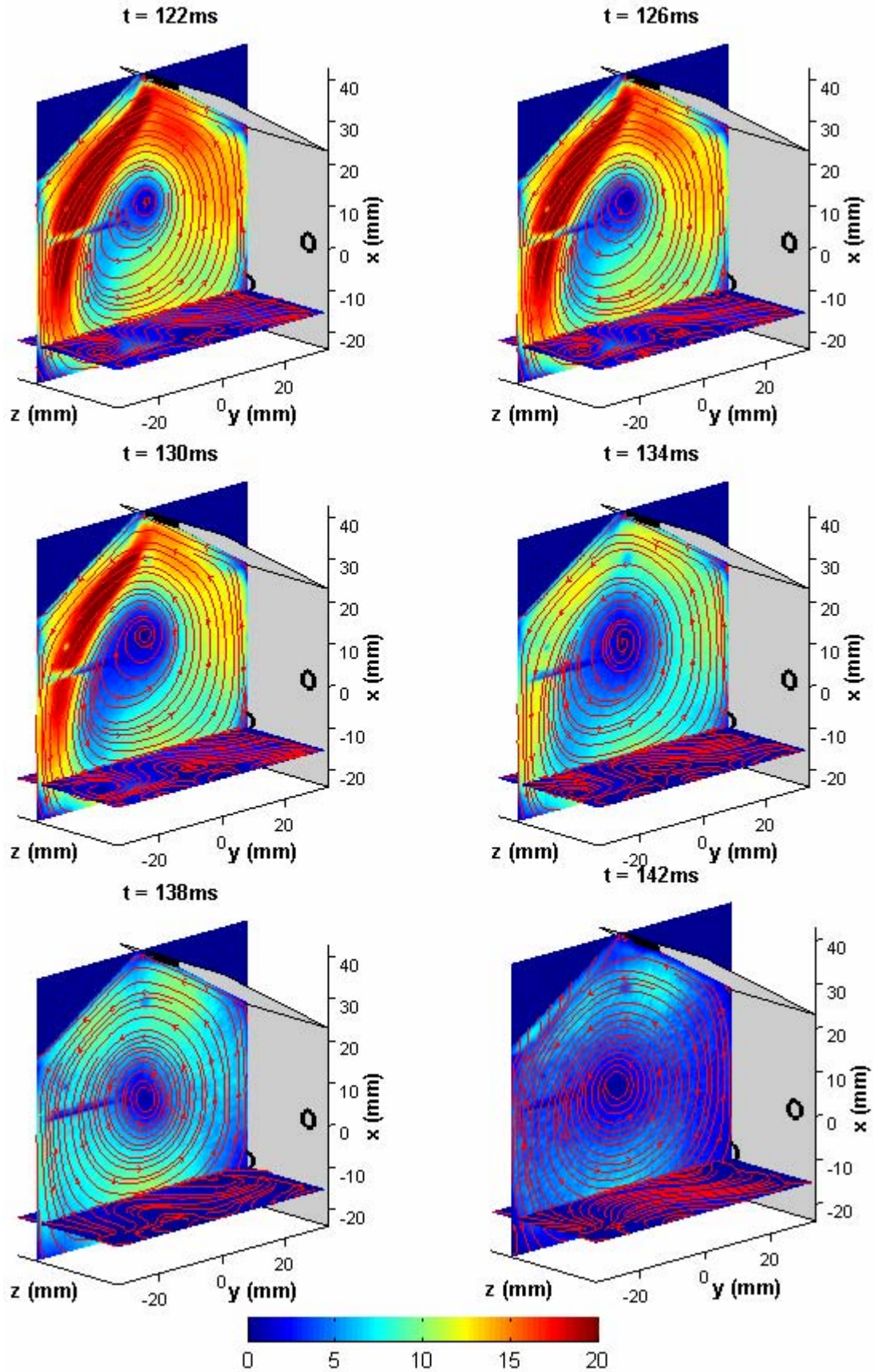


Fig. 6.7 : Champ de vitesse moyen dans le plan de l'injecteur – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125\text{ms}$

6.2.2 Description de l'interaction flamme-paroi turbulente

6.2.2.1 Couplage fluxmétrie – PIV rapide

L'interaction flamme-paroi est caractérisée localement en deux points par couplage de fluxmétrie et de PIV résolue dans le temps (5kHz). Ainsi, on peut quantifier précisément les conditions de cette interaction, en vue de la modéliser.

Dans le domaine temporel, la durée des mesures couvre la fin de l'injection, la combustion et une partie de la phase d'interaction gaz brûlés-parois, i.e. environ 75ms. Dans le domaine spatial, les mesures de PIV sont effectuées dans une zone de 7×7 mm devant chacun des deux fluxmètres (cf. Fig. 6.8). Les plans transverses (y,z) passant par l'axe des fluxmètres sont étudiés en complément des plans (x,y), bien que l'écoulement soit principalement bidimensionnel (cf. 6.2.1.3), pour accéder localement aux 3 composantes du champ turbulent. Aussi, pour caractériser la turbulence en proche paroi au voisinage des fluxmètres, ces mesures sont réalisées avec un grandissement optique suffisant pour résoudre les structures turbulentes : la zone de 7×7 mm est ainsi scrutée par 512×512 pixels de $15 \mu\text{m}$.

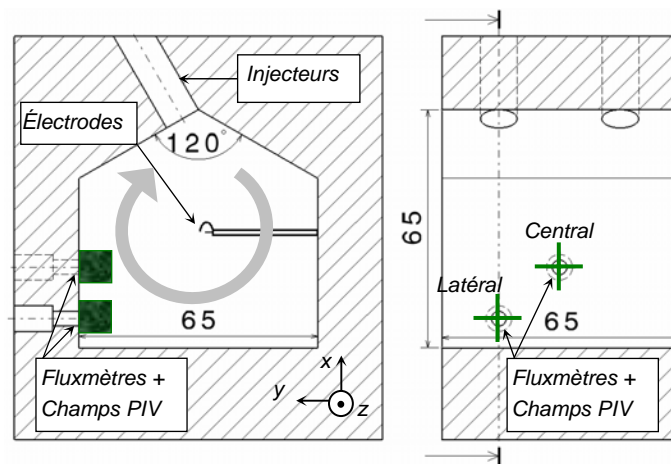


Fig. 6.8 : Définition des points de mesures couplées

Le champ de vitesse est ainsi caractérisé en proche paroi devant le fluxmètre central et devant un fluxmètre latéral, dans les plans orthogonaux (x,y) et (y,z). L'ensemble des conditions explorées est synthétisé ci-après (cf. Tab. 6.2). Pour chaque condition est précisé l'instant d'allumage : $t^*=125\text{ms}$ ou $t^*=155\text{ms}$.

<i>Fluxmètre central</i>				<i>Fluxmètre latéral</i>			
<i>Plan (x, y)</i>		<i>Plan (y, z)</i>		<i>Plan (x, y)</i>		<i>Plan (y, z)</i>	
<i>125ms</i>	<i>155ms</i>	<i>125ms</i>	<i>155ms</i>	<i>125ms</i>	<i>155ms</i>	<i>125ms</i>	<i>155ms</i>

Tab. 6.2 : Récapitulatif des conditions explorées

L'écoulement devant les deux fluxmètres est donc entièrement caractérisé. Le fluxmètre central est sans doute le meilleur indicateur du transfert thermique global car l'écoulement est parallèle à sa surface, ce qui donne lieu à un coincement latéral en moyenne. Le fluxmètre latéral est plutôt représentatif des coins de la chambre : il reçoit l'écoulement avec une certaine incidence, et peut être tantôt le siège d'un coincement frontal ou latéral selon la direction instantanée de l'écoulement. Pour illustrer ce phénomène d'intermittence, on reporte l'évolution du champ de vitesse instantané devant le fluxmètre latéral (cf. Fig. 6.9). La direction de l'écoulement oscille dans le temps ; on observe même parfois un point d'arrêt devant le fluxmètre, comme pour $t < 135,8\text{ms}$.

L'écoulement moyen devant le fluxmètre central est strictement bidimensionnel, car il appartient au plan de symétrie de l'écoulement global. De ce fait, on reporte seulement son champ de vitesse moyen selon (x,y) au cours du temps (cf. Fig. 6.10), alors que les plans (x,y) et (y,z) sont reportés devant le fluxmètre latéral (cf. Fig. 6.11). Ces résultats montrent que les vitesses sont plus élevées devant le fluxmètre central (20m/s) que devant le fluxmètre latéral (15m/s), qui est quelque peu éloigné de l'écoulement principal. Devant chacun des deux fluxmètres, on retrouve l'effet de la combustion sur le champ de vitesse : les vitesses chutent durant le saut de pression, à partir de $t_{10\%} = 135\text{ms}$. Enfin, on observe là encore une forte incidence de l'écoulement moyen devant le fluxmètre latéral, pendant et après la combustion. L'écoulement moyen devant le fluxmètre latéral fluctue aussi dans le plan (y,z) , mais son intensité reste négligeable devant l'écoulement principal du plan (x,y) .

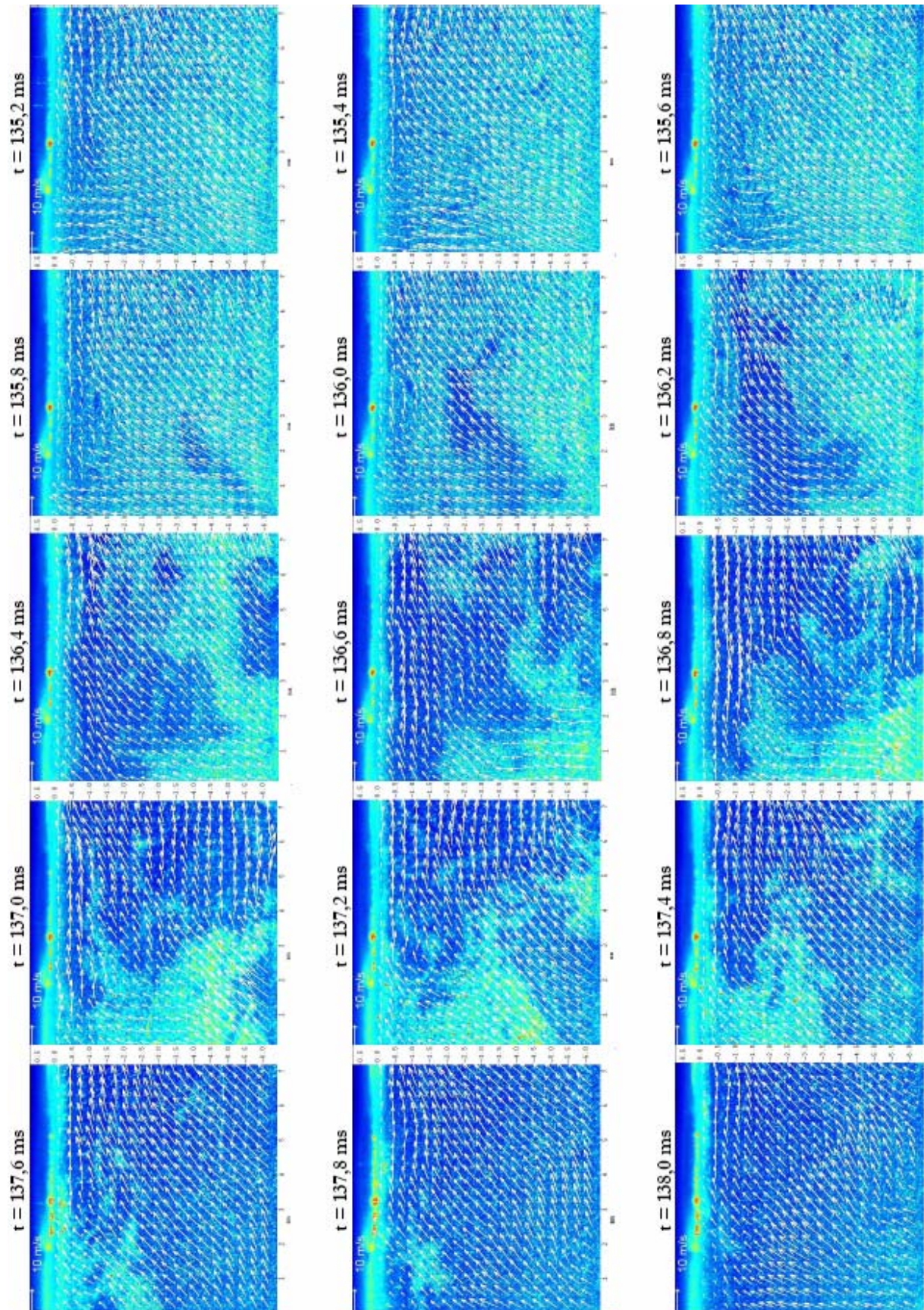


Fig. 6.9 : Tomographie et PIV devant le fluxmètre latéral – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

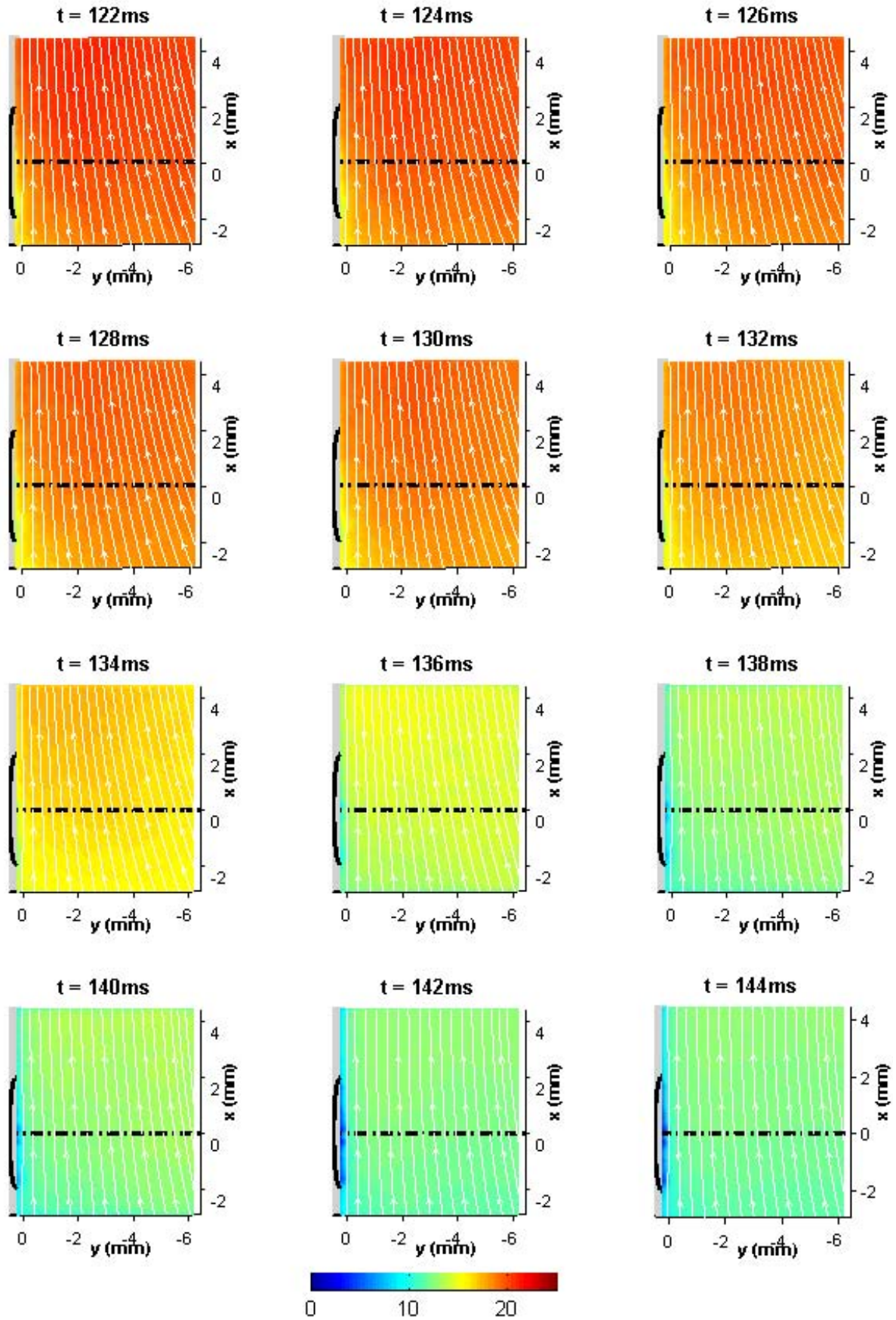


Fig. 6.10 : Champ de vitesse moyen devant fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

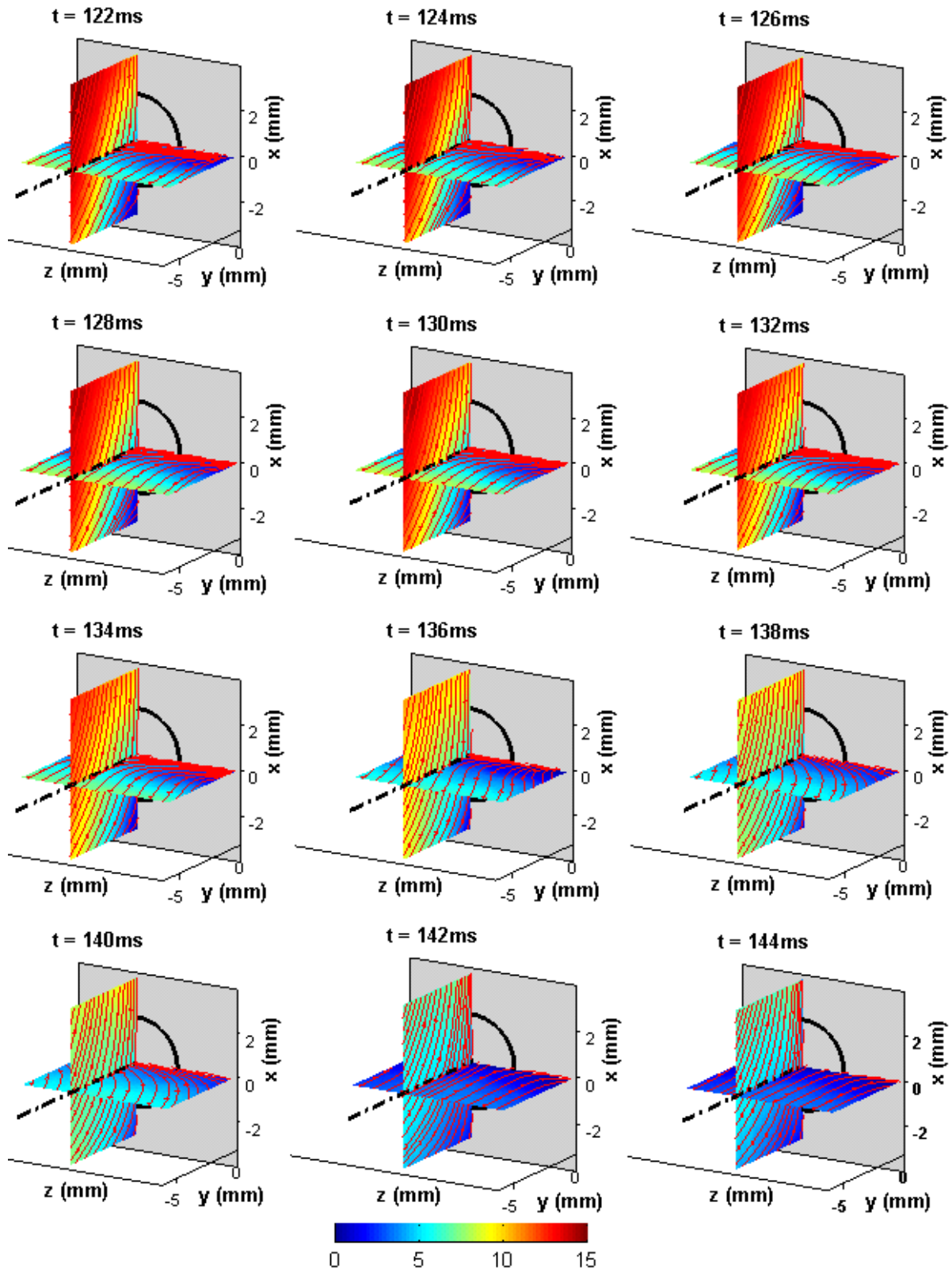


Fig. 6.11 : Champ de vitesse moyen devant fluxmètre latéral – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125\text{ms}$

6.2.2.2 Mesures de flux de chaleur pariétal en régime turbulent

Au cours de l'interaction flamme-paroi, la flamme subit un coincement d'origine principalement thermique et cède de la chaleur à la paroi. Cet apport de chaleur entraîne une augmentation locale de la température de surface T_w . Dans les conditions de l'expérience, le saut de température ΔT_w atteint plus de 10K et le flux thermique Q_w dépasse 1MW/m² (cf. Fig. 6.12).

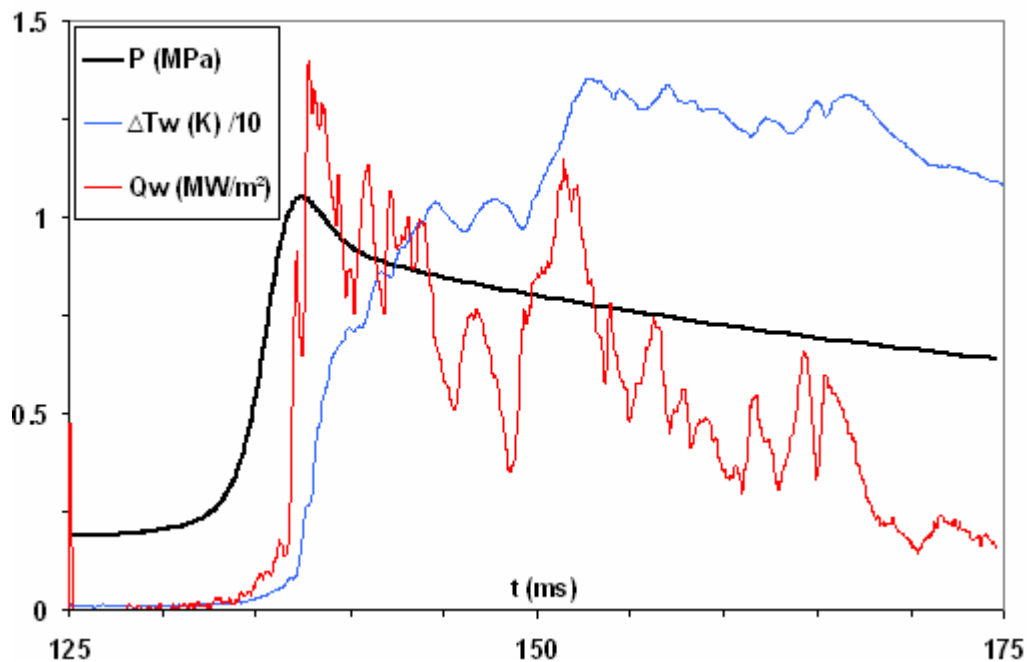


Fig. 6.12 : Température de surface et flux thermique pariétal – CH₄-air $\Phi=0,7$, $t^=125ms$*

Le flux thermique pariétal reçu par la paroi dépend des conditions aérodynamiques du coincement, qui ne sont connues que partiellement. En particulier, l'étirement local du front de flamme, la température des gaz brûlés et la distance de coincement sont des grandeurs de première importance, mais difficiles d'accès. En première approche, les pertes thermiques pariétales sont donc étudiées en fonction de paramètres connus à l'instant du coincement, comme la pression ou l'aérodynamique.

Afin de présenter le comportement des pertes thermiques dans la chambre, on a juxtaposé, pour 16 essais comparables, l'évolution (cf. Fig. 6.13) :

- du flux thermique instantané Q_w et de la pression P , pour un essai individuel,
- de la moyenne d'ensemble de la pression $\langle P \rangle_{\text{ensemble}}$ et du flux $\langle Q_w \rangle_{\text{ensemble}}$,

- et de la moyenne « phasée » du flux thermique $\langle Q_w \rangle_{\text{phase}}$, calculée en prenant comme origine temporelle l'instant d'apparition du pic de flux.

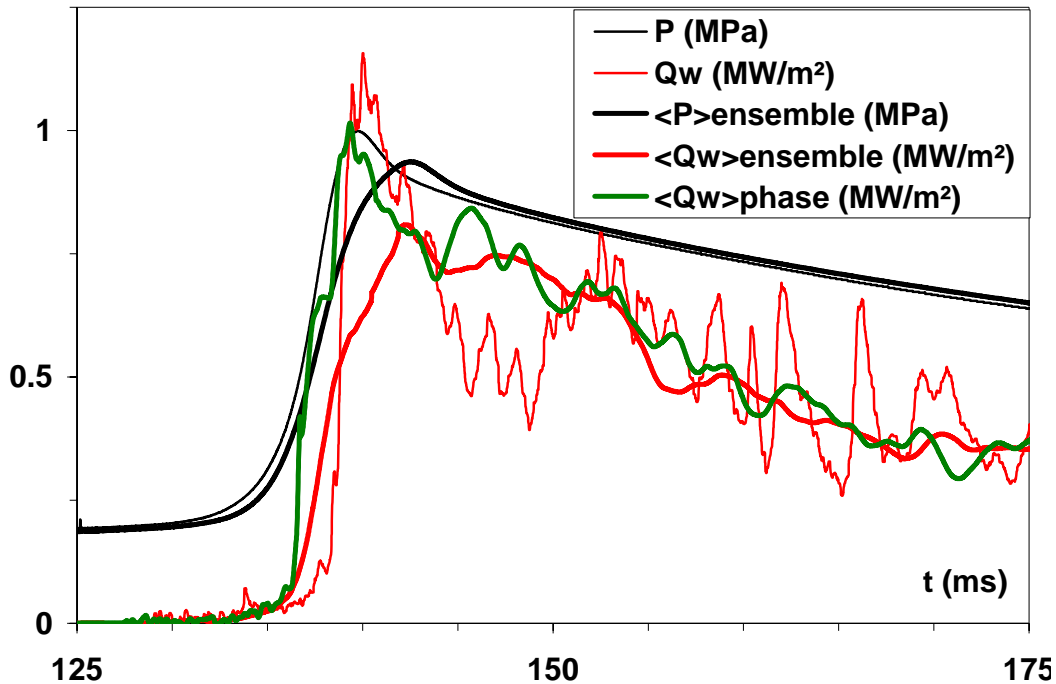


Fig. 6.13 : Pression et flux mesurés par le fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^=125ms$*

De toute évidence, la moyenne phasée du flux restitue mieux le pic de flux brutal occasionné par l'interaction flamme-paroi ; à l'inverse, la moyenne d'ensemble lisse ce pic de flux, dont l'instant d'apparition est moins répétitif que le signal de pression. Cependant, pour des raisons de cohérence avec les autres paramètres, on appliquera la même moyenne d'ensemble à la pression, au flux thermique et aux caractéristiques de l'écoulement.

À partir des courbes moyennes, on constate que l'évolution « basse-fréquence » du flux thermique dépend principalement de la pression, elle-même représentative de la température moyenne des gaz dans cette enceinte à volume constant. Le signal de flux thermique instantané permet de suivre en temps réel le phénomène d'interaction flamme-paroi en régime turbulent. Après la fin de la combustion, le régime d'interaction flamme-paroi laisse place à l'interaction gaz brûlés-paroi. Le pic de flux dû au coincement de flamme est suivi par de fortes oscillations qui peuvent être dues à l'aérodynamique. Une analyse spectrale par FFT a donc été menée sur le signal de flux pour confirmer l'origine de ces oscillations. La densité spectrale de puissance du signal de flux est représentée en fonction de la période des oscillations de fréquence f (cf. Fig. 6.14).

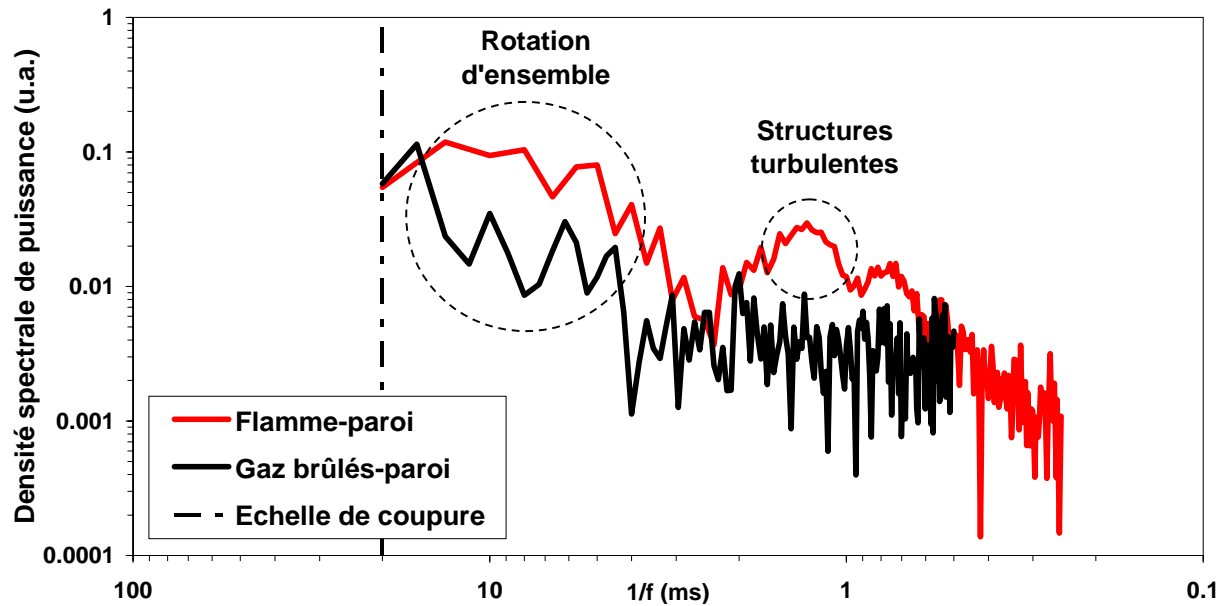


Fig. 6.14 : Spectre du flux mesuré par le fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Il apparaît que durant l'interaction flamme-paroi, le spectre présente un maximum local remarquable autour de $1/f=1-2ms$. Cela correspond à des pics de flux dont la durée est comparable au temps caractéristique d'interaction flamme-paroi t_q . Ces pics de flux peuvent être dus à la présence de structures tourbillonnaires de fréquence 0,5–1kHz. En effet, ces structures cohérentes ont été identifiées numériquement par [Bruneaux, 1996] comme étant responsables des flux les plus importants et des distances de coïncement les plus faibles, lors d'une DNS de l'interaction flamme-paroi turbulente dans un canal à pression constante. Le spectre présente aussi un maximum local autour de $1/f=10ms$ durant l'interaction flamme-paroi, ce qui correspond à la fréquence de rotation de l'écoulement principal : 100Hz.

Ce maximum apparaît aussi autour de $1/f=5-10ms$ sur le spectre durant l'interaction gaz brûlés-paroi. Comme ce spectre est relativement continu, il existe en plus de l'écoulement principal un ensemble de structures turbulentes dont la fréquence décroît jusqu'à moins de 1kHz. Toutefois, la bande passante du spectre est nettement réduite durant l'interaction gaz brûlés-paroi par rapport à l'interaction flamme-paroi. Ceci est dû à la forte viscosité des gaz brûlés, qui dissipe les grosses structures tourbillonnaires en agitation turbulente.

La comparaison des divers points de fonctionnement montre que l'instant d'arrivée du pic de flux t_{Qw} est plus proche du temps de combustion t_c pour le fluxmètre

latéral que pour le fluxmètre central (cf. Tab. 6.3), celui-ci étant atteint le premier par la flamme turbulente. À conditions équivalentes, les flux thermiques enregistrés sont plus importants à richesse 1 qu'à 0,7 comme le prévoit la puissance de flamme laminaire de ces mélanges. À richesse identique, les flux thermiques sont plus importants pour $t^*=125\text{ms}$ que $t^*=155\text{ms}$, ce qui rappelle l'influence de l'aérodynamique sur les pertes thermiques.

	Φ	$t^* (ms)$	$P_{max} (MPa)$	$t_c (ms)$	$Q_w (MW/m^2)$	$t_{Q_w} (ms)$
<i>Fluxmètre central</i>	0,7	125	1,02	15,8	0,91	15,5
	0,7	155	0,98	18,4	0,67	17,7
	1	125	1,27	6,4	1,43	6,0
	1	155	1,22	9,2	1,40	9,1
<i>Fluxmètre latéral</i>	0,7	125	1,02	15,8	1,25	15,7
	0,7	155	0,98	18,4	1,15	17,9
	1	125	1,27	6,4	1,70	6,1
	1	155	1,22	9,2	1,42	9,1

Tab. 6.3 : Paramètres caractéristiques des pertes thermiques

Enfin, à conditions équivalentes, les flux thermiques mesurés sont plus importants sur le fluxmètre latéral que sur le central : cet effet n'a pas d'explication immédiate, c'est pourquoi une investigation du champ aérodynamique s'impose pour compléter cette étude.

6.2.3 Conclusion sur les données expérimentales en régime turbulent

Plusieurs diagnostics expérimentaux ont été mis en œuvre pour avoir un aperçu du comportement global de la combustion. Les résultats présentés en exemple pour la combustion de mélange méthane-air à richesse 0,7 avec allumage à $t^*=125\text{ms}$, sont aussi valables qualitativement à richesse 1 et/ou allumage à $t^*=155\text{ms}$.

L'étude du signal de pression met en évidence l'effet des pertes thermiques sur la combustion. Ces pertes thermiques, responsables d'une baisse de 30% par rapport à la pression adiabatique, suggèrent ici l'effet qu'elles peuvent avoir sur le rendement d'un

cylindre de moteur à pistons. L'investigation de la combustion par strioscopie, tomographie et PIV montre l'influence de l'écoulement turbulent sur le champ de vitesse et sur la structure locale du front de flamme, étiré et plissé. Toutefois, ces observations ne suffisent pas à rendre compte des flux thermiques mesurés dans la chambre.

Il est donc nécessaire d'effectuer d'autres mesures de PIV temporelle en proche paroi devant les fluxmètres ; ce couplage de diagnostics permet d'étudier quantitativement l'interaction flamme-paroi, avec ou sans inclinaison de l'écoulement moyen par rapport à la paroi. À cet effet, le post-traitement des données de vélocimétrie requiert une étude appropriée.

6.3 Traitement des données PIV†

Les mesures de vélocimétrie par PIV temporelle menées dans la chambre visent à caractériser l'aérodynamique globalement dans la chambre, et surtout localement au voisinage des fluxmètres montés en paroi. Certains paramètres de l'écoulement sont attendus à l'issue du traitement de ces mesures. Il s'agit entre autres de la vitesse d'ensemble, l'intensité de turbulence, l'énergie cinétique turbulente ou encore les échelles de turbulence. La répartition spatiale et l'évolution temporelle de ces grandeurs sont des informations nécessaires à l'étude quantitative de l'interaction flamme-paroi instationnaire, entreprise dans ce chapitre.

Étant donné le volume considérable des données expérimentales obtenues par PIV rapide, un outil de post-traitement a été programmé sous environnement Matlab pour automatiser le traitement. À l'occasion du développement de ce post-traitement, il faut signaler que l'aide de Fabrice Foucher, du Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique d'Orléans, a été vivement appréciée.

† Les résultats présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet de publications :

- au 13th Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, sous la référence [Boust et al., 2006]b
- au 10^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, sous la référence [Boust et al., 2006]c

6.3.1 Évaluation du nombre d'expériences nécessaires

Chaque mesure PIV fournit l'évolution du champ de vitesse sur la durée d'acquisition. Suivant la décomposition de Reynolds, on cherche à scinder classiquement le champ de vitesse en une partie moyenne et une partie turbulente. Pour cela, la solution la plus courante consiste à faire une étude statistique sur un nombre suffisant d'expériences. Cette « analyse d'ensemble » identifie le champ moyen à la moyenne de phase des champs de vitesse, et le champ turbulent à leur écart-type.

Il s'agit ici de savoir combien d'expériences suffisent à décrire les champs moyen et turbulent avec précision. En effet, l'approche statistique ne vaut généralement qu'à partir d'un grand nombre d'expériences, i.e. plusieurs dizaines voire centaines. Or, chaque expérience de PIV temporelle a un coût élevé en termes de temps d'exécution et d'espace mémoire (plus de 400Mo). Avant d'entreprendre une campagne de mesure, il faut donc évaluer le nombre « suffisant » d'essais requis pour employer l'analyse d'ensemble.

Cette problématique est abordée à l'aide d'une mesure de vitesse répétée sur 16 tirs comparables au même instant et en un même point (lors de la fermeture des injecteurs, en un point situé sur l'axe d'un fluxmètre à 3mm de sa surface). La valeur moyenne et l'écart-type de la vitesse sont reportés en fonction du nombre de tirs considérés (cf. Fig. 6.15) ; ces grandeurs statistiques sont choisies car elles correspondent respectivement à la vitesse d'ensemble et à l'intensité de turbulence, qui sont des paramètres aérodynamiques de première importance.

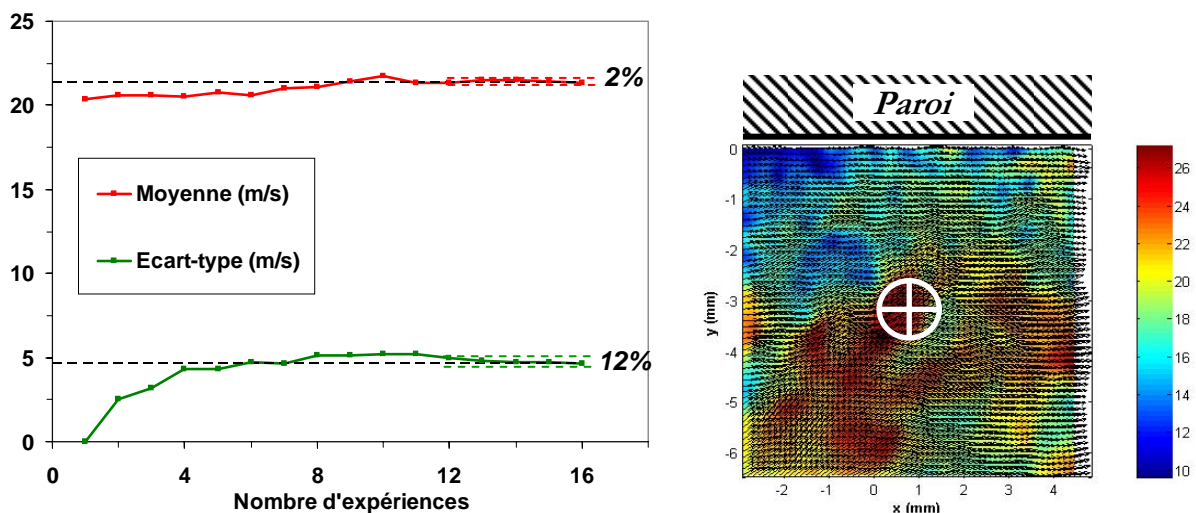


Fig. 6.15 : Moyenne et écart-type de la vitesse en un point à 3mm de la paroi

Entre la 12^{ème} et la 16^{ème} expérience, la moyenne et l'écart-type varient respectivement de 2% et 12%. Au vu de leur convergence, on peut considérer que ces paramètres sont de bons estimateurs des variables concernées ; la vitesse moyenne s'élève alors à environ 21,3m/s, contre 4,7m/s pour l'écart-type. Le taux de turbulence, défini par le rapport de ces deux paramètres, est donc de 22%.

Le niveau de confiance avec lequel l'estimateur statistique μ_N de la moyenne évalue la vraie moyenne μ dépend du nombre de réalisations N et de l'erreur commise sur l'estimateur σ_N de l'écart-type. Par contre, le niveau de confiance avec lequel l'estimateur statistique σ_N de l'écart-type évalue le vrai écart-type σ dépend uniquement du nombre de réalisations N . Ayant vérifié que la distribution des vitesses est gaussienne, on définit donc un paramètre z qui détermine les bornes de l'intervalle de confiance pour μ et σ . Les valeurs de z augmentent avec le degré de confiance demandé (cf. Tab. 6.4).

Éq. 6.5 $\mu_N = \mu \pm z \frac{\sigma_N}{\sqrt{N}}$ $\sigma_N = \sigma \pm z \frac{\sigma_N}{\sqrt{2N}}$

Degré de confiance	90%	95%	99%
z	1,65	1,96	2,58

Tab. 6.4 : Évolution de z en fonction du degré de confiance requis

En réécrivant l'erreur commise sur μ et σ , on remarque qu'il suffit de connaître le taux de turbulence σ/μ et de se fixer un degré de confiance pour déterminer N . L'erreur commise sur μ et σ s'écrit respectivement :

Éq. 6.6 $\frac{\mu_N - \mu}{\mu_N} = \pm z \frac{\sigma_N}{\mu_N} \frac{1}{\sqrt{N}}$ $\frac{\sigma_N - \sigma}{\sigma_N} = \pm z \frac{1}{\sqrt{2N}}$

On peut ainsi déterminer graphiquement (cf. Fig. 6.16) la valeur de N nécessaire pour connaître μ et σ avec un degré de confiance de 90% et moins de 10% d'erreur, par exemple. Si l'estimation de la moyenne requiert une quinzaine de tirs d'après ces graphes, l'écart-type en nécessite plus d'une soixantaine. Or, une telle quantité d'expériences n'est pas envisageable du fait de l'aspect mono-coup du phénomène étudié.

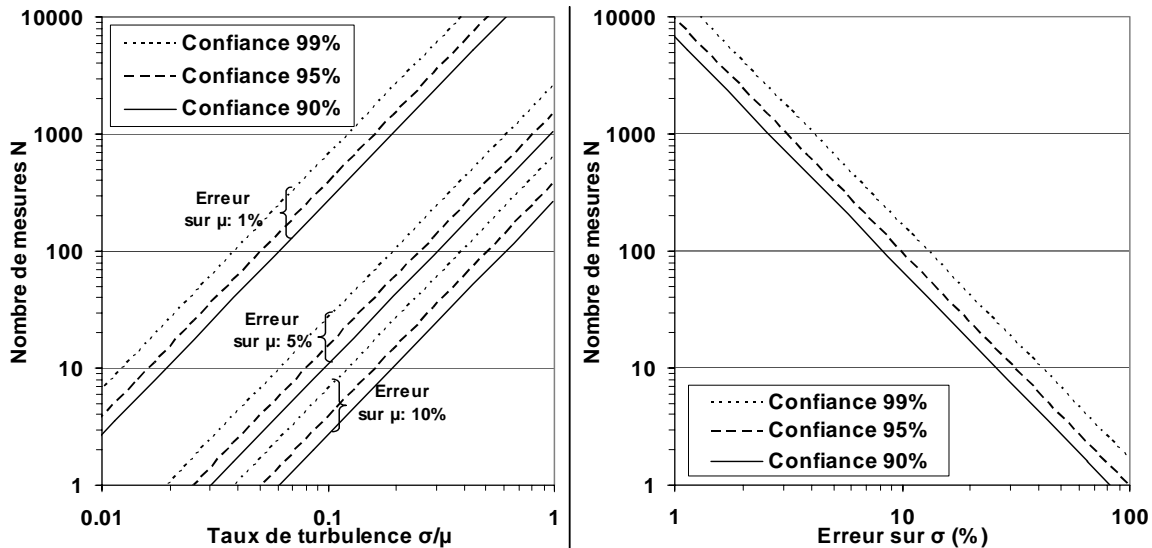


Fig. 6.16 : Erreur commise sur la moyenne et l'écart-type

Si l'on se limite ici à 16 tirs pour chaque point de mesure, c'est parce que les estimateurs varient peu au-delà de 12 tirs (cf. Fig. 6.15) et qu'un ordre de grandeur satisfaisant a été atteint pour la vitesse d'ensemble et l'intensité de turbulence. La bonne répétitivité des expériences réalisées s'explique notamment par le fait que l'écoulement étudié est doté d'une aérodynamique fortement structurée. Par ailleurs, le remplissage via une section sonique réduit nettement les fluctuations cycliques, comparé à un remplissage par soupapes. Cependant, le nombre d'essais nécessaires à une approche statistique ne permet pas d'envisager une analyse d'ensemble pour décomposer le champ de vitesse. Il faut donc recourir à une décomposition du champ de vitesse basée sur le traitement du signal, ce qui fait l'objet d'un développement spécifique (cf. § 6.3.3).

6.3.2 Extraction du champ de vitesse à partir des images brutes

Le traitement des images brutes issues de l'acquisition permet d'obtenir, à l'aide d'un algorithme approprié, les champs de vitesse correspondants. Il conditionne par conséquent la qualité des résultats qui en découlent. Une attention particulière a donc été portée au traitement initial des images.

Le traitement est réalisé à l'aide d'un logiciel spécifique (Davis 6.2.3, LaVision). L'algorithme retenu est l'intercorrélacion spatiale des deux images de chaque couple par transformée de Fourier rapide (FFT). Le calcul du champ est affiné par itérations successives en utilisant une fenêtre d'interrogation carrée, car les vitesses attendues dans chaque direction sont a priori d'amplitude comparable.

Dans le but d'obtenir une résolution optimale du champ de vitesse, le calcul itératif est préféré au calcul avec recouvrement partiel des mailles, ou overlap. En effet, le recouvrement partiel des mailles représente un sur-échantillonnage spatial du champ de vitesse. À titre d'exemple, la fréquence spatiale de coupure obtenue avec une résolution de $15\mu\text{m}/\text{pixel}$ est d'environ 2mm^{-1} (resp. 4mm^{-1}) pour une maille de 8×8 pixels (resp. 16×16 pixels). La taille des structures turbulentes théoriquement accessibles est donc de $0,24\text{mm}$ pour une maille de 8 pixels de côté, contre $0,48\text{mm}$ pour une maille de 16 pixels de côté. Comme l'échelle spatiale de turbulence est une grandeur attendue à l'issue de l'analyse, il est souhaitable de pouvoir la résoudre avec un maillage suffisamment fin du champ de vitesse.

L'influence de la taille de maille et du recouvrement sur le champ de vitesse résultant est illustrée par la densité spectrale de puissance du champ fluctuant (cf. Fig. 6.17) ; ce champ fluctuant est obtenu par différence du champ instantané U et du champ moyen $\langle U \rangle$, au sens de la moyenne d'ensemble sur 16 essais. La courbe est basée sur une estimation discrète du spectre de puissance par FFT.

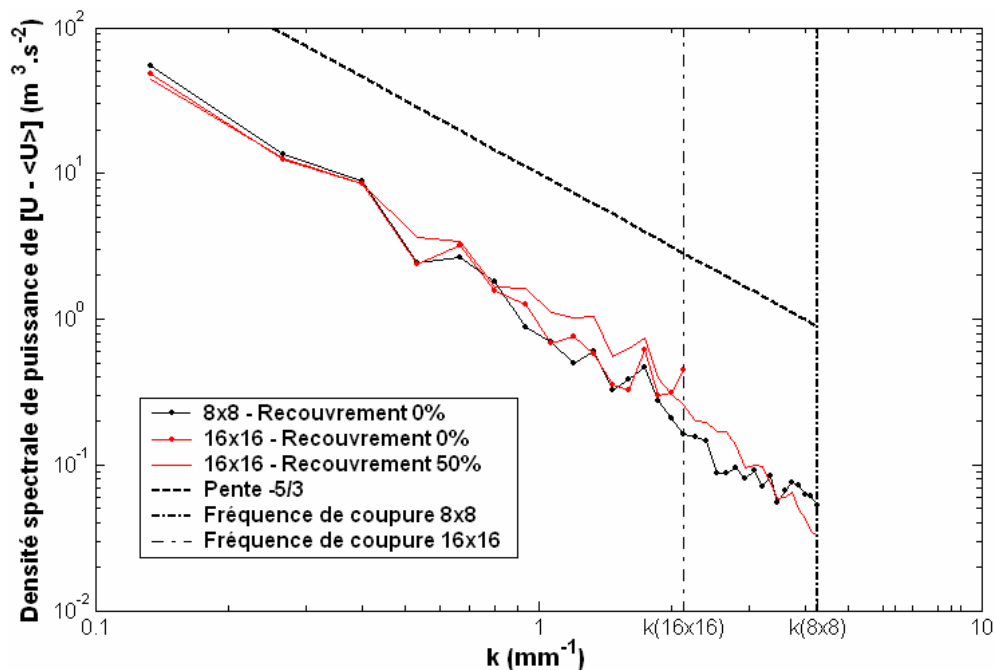


Fig. 6.17: Influence de la maille et du recouvrement – Résolution $15\mu\text{m}/\text{pixel}$

En fonction de la fréquence spatiale k , le spectre suit une décroissance analogue à celle d'une turbulence homogène isotrope, dont le spectre est caractérisé par une pente de $-5/3$. Il est borné par les fréquences spatiales correspondant à la taille de maille et à la

taille de la zone étudiée, environ 7mm. Dans le cas d'une maille de 16 pixels de côté avec 50% de recouvrement, la véritable fréquence spatiale de coupure $k(16 \times 16)$ est inférieure à la fréquence spatiale de coupure $k(8 \times 8)$, obtenue pour une maille de 8 pixels de côté sans recouvrement. L'intérêt du recouvrement est donc assez limité d'un point de vue spectral. Une maille de 8 pixels de côté sans recouvrement est finalement la solution la plus appropriée au problème posé.

Au cours du traitement des images, le calcul du champ de vitesse par PIV est fait sans lissage ; ainsi le spectre des structures turbulentes est préservé, ce qui est indispensable à une évaluation objective des échelles spatiales de turbulence. Le champ de vitesse brut (cf. Fig. 6.18) contient en effet plus d'informations que le champ lissé, sur les plus petites structures en particulier. Le lissage agit comme un filtre passe-bas sur le spectre des fréquences spatiales de l'écoulement.

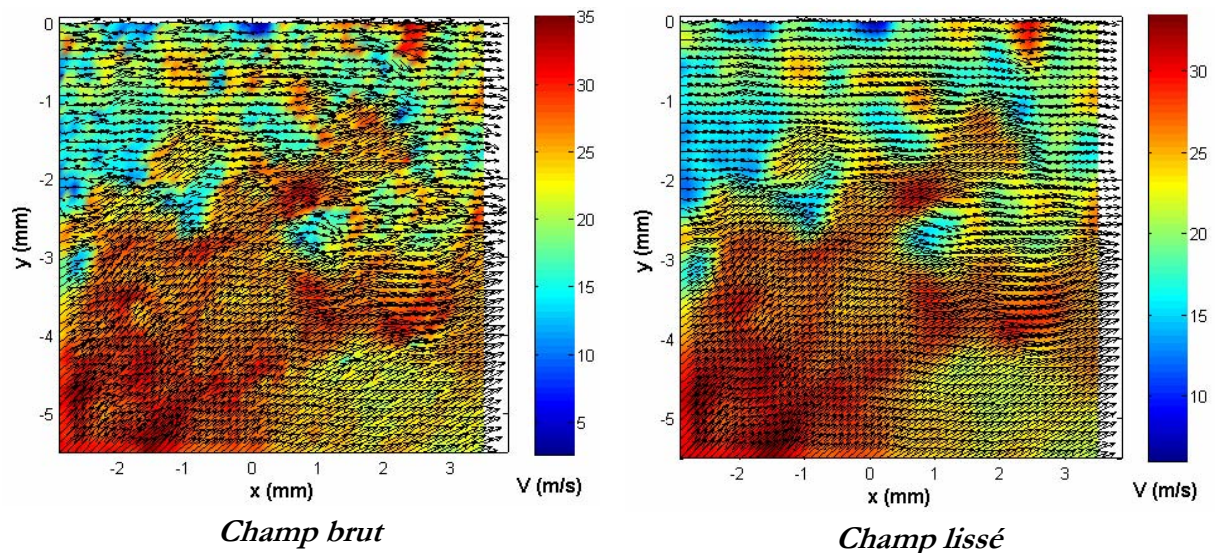


Fig. 6.18: Influence du lissage – $15\mu\text{m}/\text{pixel}$, maille 8×8 sans recouvrement

Par « lissage », on entend ici le filtrage spatial à l'aide d'une fenêtre de type créneau sur 3×3 pixels. L'effet spectral de ce filtre est visualisé sur la densité spectrale de puissance du champ de vitesse ci-dessus, ainsi que d'autres méthodes de filtrage (cf. Fig. 6.19). Bien que certains filtres comme le gaussien soient moins néfastes que le lissage, tous provoquent une forte atténuation des hautes fréquences spatiales, i.e. des plus petites structures turbulentes. L'atténuation excède -3dB à la fréquence de coupure $k(8 \times 8)$. Pour cette raison, les champs de vitesse sont traités tels quels dans la suite de l'analyse.

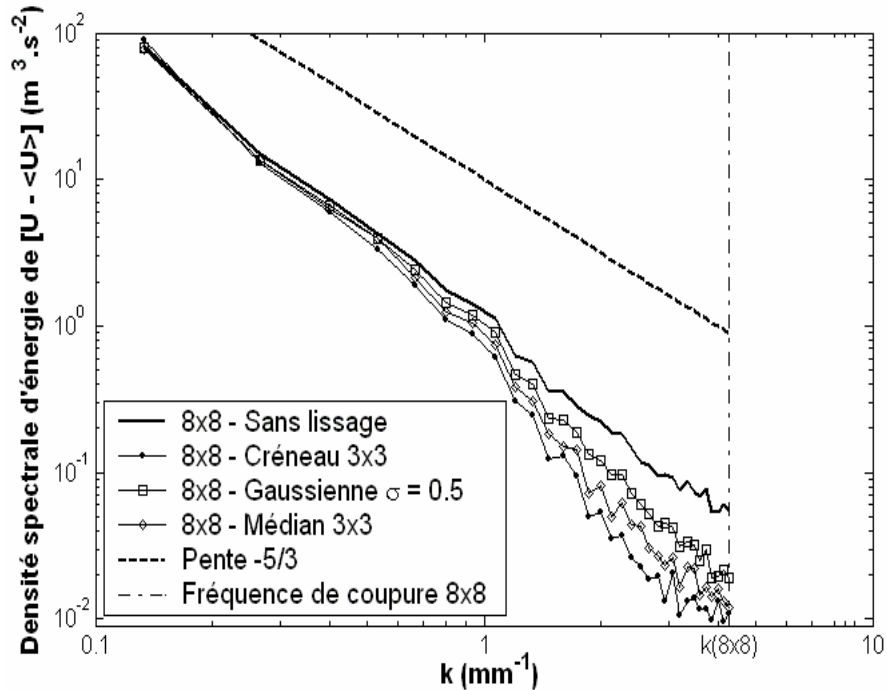


Fig. 6.19: Influence du filtrage sur le spectre – 15 μ m/pixel, 8x8 sans recouvrement

6.3.3 Extraction du champ de vitesse turbulent

Pour chaque point de fonctionnement étudié, un ensemble de 16 tirs est disponible. Chaque tir comprend une séquence de plusieurs centaines de champs de vitesse, qui représentent une durée d'environ 75ms par tir. Les coordonnées du champ de vitesse $U...$ sont notées ($u...$, $v...$) dans le plan (x , y) étudié (cf. Fig. 6.1). Par ailleurs, la moyenne et la variance d'une fonction F par rapport à une variable x sont notées respectivement $\langle F \rangle_x$ et $F_x'^2$.

$$\text{Éq. 6.7} \quad \langle F \rangle_x = \frac{\sum_x F(x)}{N_x} \quad F_x'^2 = \langle [F(x) - \langle F \rangle_x]^2 \rangle_x$$

où N_x désigne le nombre de valeurs considérées dans le calcul de la moyenne.

Approche statistique

Afin d'étudier l'aérodynamique interne de la chambre, la turbulence est séparée du mouvement d'ensemble. D'après la décomposition de Reynolds, on considère classiquement que chaque champ de vitesse U est la somme d'un champ moyen $\langle U \rangle$ et d'un champ fluctuant $[U - \langle U \rangle]$.

L'évaluation correcte du champ moyen requiert un nombre important de tirs, comme vu précédemment (cf. Fig. 6.16). Par ailleurs, cette méthode exploite la similitude de l'écoulement d'un tir à l'autre : elle est donc susceptible d'inclure les fluctuations cycliques dans la turbulence, comme l'indique [Floch, 1990]. De ce fait, elle n'est pas appropriée à notre étude.

Approche « traitement du signal »

Une alternative à la décomposition de Reynolds consiste à scinder le champ fluctuant en deux parties. La partie basse fréquence – au sens spatial – contient les structures attribuées aux fluctuations cycliques, alors que la partie haute fréquence est constituée uniquement par la turbulence. Le champ de vitesse U du tir i à l'instant t est ainsi décomposé comme la somme de trois champs.

$$\text{Éq. 6.8} \quad U(x, y, t, i) = \langle U \rangle(x, y, t, i) + U_{BF}(x, y, t, i) + U_{HF}(x, y, t, i)$$

Le champ moyen $\langle U \rangle$ peut être évalué de plusieurs façons, ce point est traité dans la suite. À l'exemple de [Reuss et al., 1989], le champ basse fréquence U_{BF} est ensuite calculé à partir du champ fluctuant $[U - \langle U \rangle]$ par filtrage spatial. C'est en fait l'équivalent du filtrage employé pour le traitement des signaux temporels de vitesse obtenus par LDV. Le champ haute fréquence U_{HF} est enfin calculé par différence à partir des autres champs.

Le filtre passe-bas retenu est de type Hamming. [Pajot, 2000] montre en effet qu'il est plus approprié qu'un filtre de type créneau ou FFT, pour séparer les petites structures des grandes. L'échelle de coupure du filtre Hamming est prise égale à 4mm, ce qui correspond au diamètre du fluxmètre employé. 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. En réalité, le filtrage de type Hamming ne permet pas de fixer strictement une échelle de séparation : c'est l'échelle de coupure du filtre à -3dB qui vaut 4mm.

6.3.4 Indicateurs du champ aérodynamique

Le champ turbulent étant connu, on peut évaluer la fluctuation turbulente u' (resp. v') comme l'écart-type spatial de la coordonnée u_{HF} (resp. v_{HF}) du champ turbulent U_{HF} . n_x et n_y dépendent du domaine spatial où est évaluée la fluctuation turbulente.

$$\text{Éq. 6.9} \quad u'_{x,y}(t,i) = \frac{\sum_x \sum_y [u_{HF}(x,y,t,i) - \langle u_{HF} \rangle_{x,y}(x,y,t,i)]^2}{n_x \cdot n_y}$$

Toutefois, on peut aussi évaluer la fluctuation turbulente comme l'écart-type temporel du champ de vitesse turbulente. n_t est le nombre d'instant de la fenêtre temporelle considérée : on opte par la suite pour une fenêtre de 5ms (cf. § 6.3.5.1) ce qui représente 25 champs de vitesse, pour la PIV haute cadence à 5kHz.

$$\text{Éq. 6.10} \quad u'_t(t,i) = \frac{\sum_t [u_{HF}(x,y,t,i) - \langle u_{HF} \rangle_t(x,y,t,i)]^2}{n_t}$$

La fluctuation turbulente $u'(t)$ (resp. v') est finalement moyennée sur $N_i=16$ tirs.

$$\text{Éq. 6.11} \quad u'(t) = \frac{\sum_i u'(t,i)}{N_i}$$

Pour tenir compte des fluctuations turbulentes dans chaque direction, on définit l'intensité de turbulence q' à partir de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse q'^2 .

$$\text{Éq. 6.12} \quad q'(t) = \sqrt{\frac{1}{2}(u'(t)^2 + v'(t)^2 + w'(t)^2)}$$

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 donc 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 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. On peut donc supposer que les composantes selon y et z ont même fluctuation, i.e. $v' \approx w'$. Par la suite, cette hypothèse est vérifiée expérimentalement sur un profil de vitesse, grâce à des mesures du champ de vitesse dans des plans orthogonaux (cf. § 6.3.5.2) : on vérifie ainsi que $v' \approx w'$ et que la composante v' commune aux deux plans de mesure est identique dans ces deux plans.

Pour étudier le champ aérodynamique en proche paroi, on recourt à un fort grandissement optique qui permet d'observer une zone de 7×7 mm devant le fluxmètre. Or, au tumble peuvent se superposer des fluctuations cycliques de dimension supérieure à 7mm, susceptibles d'être confondues avec le mouvement moyen. Un champ de vitesse \underline{U}

représentatif des grandes échelles est donc défini pour représenter les structures cohérentes de l'écoulement.

$$\text{Éq. 6.13} \quad \begin{cases} U = \underline{U} + U_{HF} \\ \underline{U} = \langle U \rangle + U_{BF} \end{cases}$$

Chaque champ de vitesse U se décompose finalement en une partie basse fréquence \underline{U} et une partie haute fréquence U_{HF} . L'écart-type q' du champ U_{HF} caractérise le niveau de turbulence. L'amplitude du champ \underline{U} , qui représente les grandes échelles de l'écoulement, est notée V .

6.3.5 Options de traitement retenues

Pour choisir le traitement le plus adapté, les paramètres seront couramment comparés sur 16 tirs et 4×4 mm devant le fluxmètre. La résolution des mesures de PIV est égale à la distance qui sépare deux mailles d'intercorrélation, i.e. $120 \mu\text{m}$ entre deux vecteurs vitesse. 4 mm représentent donc 32 vecteurs vitesse, ce qui est un nombre suffisant pour atteindre une valeur stable des paramètres étudiés. En outre, 4 mm est la dimension du fluxmètre : les valeurs des paramètres étudiés sont donc représentatives de l'écoulement « vu » par le fluxmètre.

6.3.5.1 Évaluation du champ moyen

Pour calculer le champ moyen $\langle U \rangle$, différentes méthodes peuvent être envisagées. La plus répandue est basée sur l'approche statistique : la moyenne est identifiée au mouvement d'ensemble et l'écart-type à la turbulence. Dans ces conditions, le champ moyen à l'instant t est calculé comme la moyenne de phase des champs de vitesse mesurés à l'instant t . On parle d'une analyse d'ensemble.

$$\text{Éq. 6.14} \quad \langle U \rangle_i(x, y, t) = \frac{\sum_{i=1}^N U(x, y, t, i)}{N_i}$$

où N_i est le nombre de tirs considérés pour calculer le champ moyen : 16 ici.

L'analyse d'ensemble est illustrée par la décomposition de Reynolds d'un champ de vitesse enregistré à la fermeture des injecteurs devant le fluxmètre latéral (cf. Fig. 6.20).

Le champ moyen $\langle U \rangle$ donne une idée assez précise du mouvement d'ensemble devant le fluxmètre. En revanche, le champ fluctuant $[U - \langle U \rangle]$ présente une anisotropie

et une hétérogénéité incompatibles avec un champ de turbulence. Il faut donc écarter l'analyse d'ensemble et passer à une décomposition triple basée sur le traitement du signal.

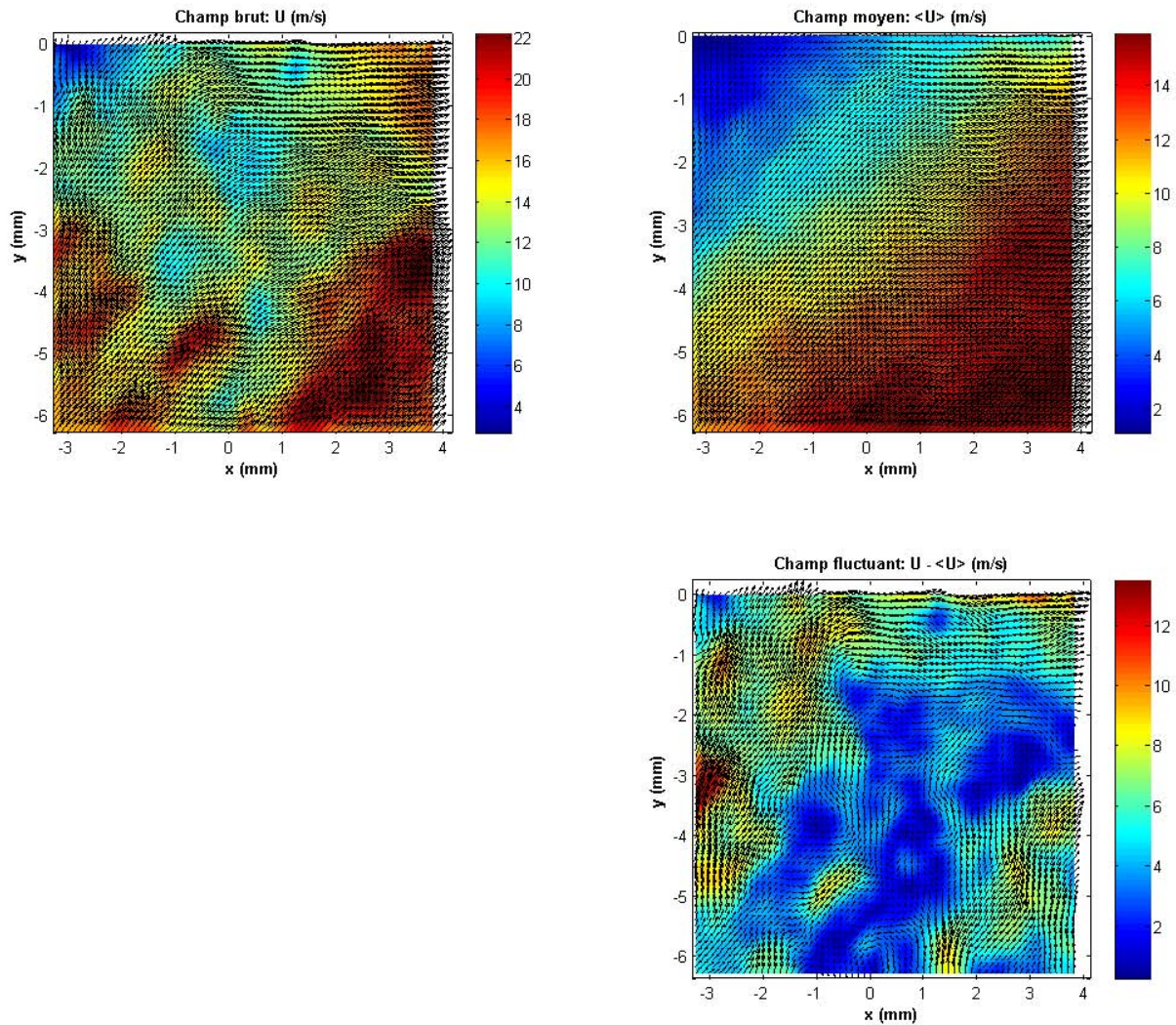


Fig. 6.20: Décomposition d'un champ par analyse d'ensemble – $t=125ms$, $P=0,2MPa$

Pour cela, une solution consiste à prendre, pour champ moyen, la moyenne spatiale du champ considéré. Le champ moyen est alors uniforme. On parle d'une analyse spatiale (cf. Fig. 6.21).

Éq. 6.15
$$\langle U \rangle_{x,y}(x,y,t,i) = \frac{\sum_x \sum_y U(x,y,t,i)}{N_x \cdot N_y}$$

où N_x , N_y sont resp. le nombre de vecteurs vitesse du champ dans les directions x et y .

L'analyse spatiale est illustrée par la décomposition triple du même champ de vitesse que précédemment (cf. Fig. 6.21).

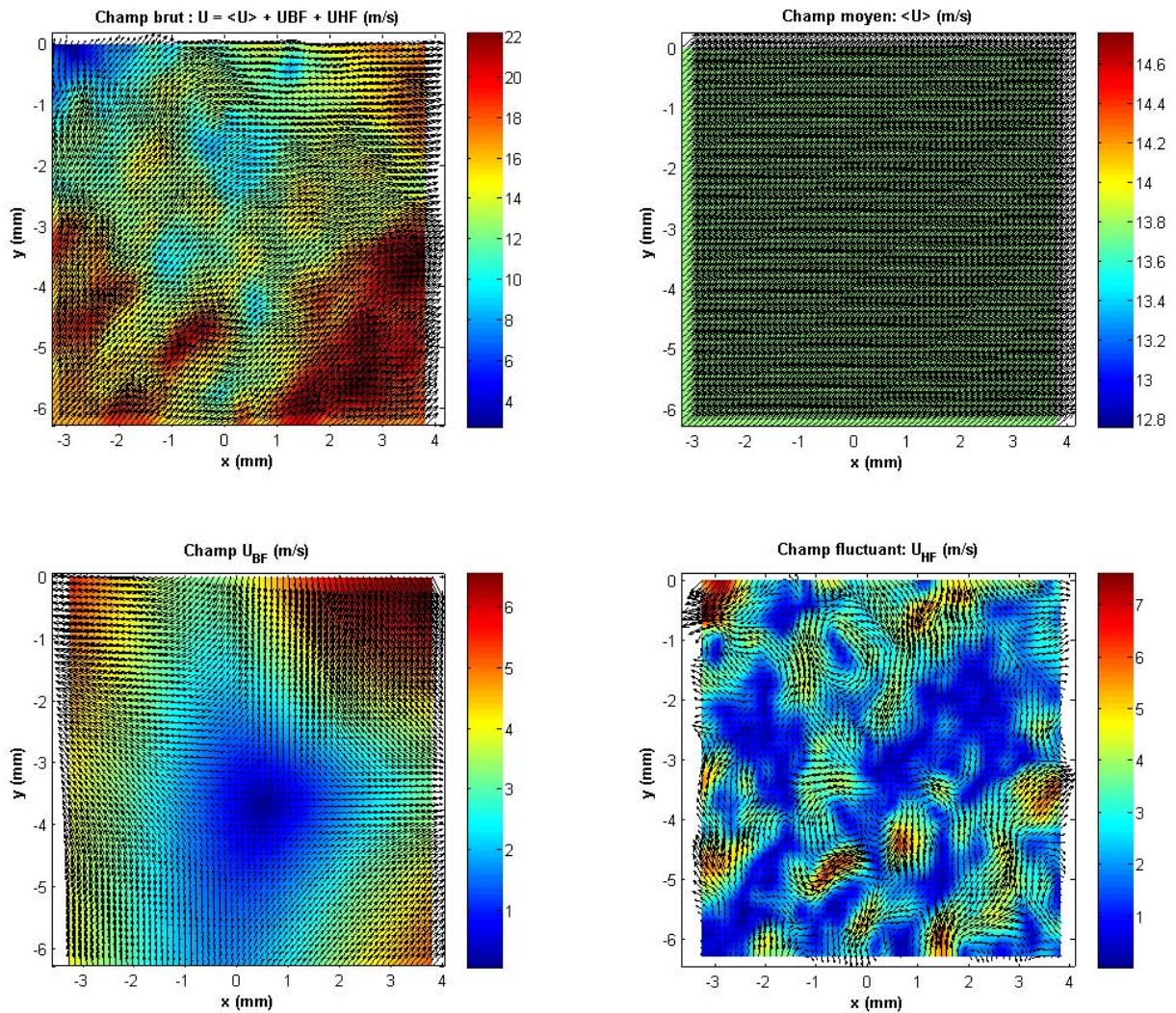


Fig. 6.21: Décomposition d'un champ par analyse spatiale – $t=125ms$, $P=0,2MPa$

Cette méthode exploite la similitude spatiale de l'écoulement avec lui-même : elle donne ainsi des résultats satisfaisants pour l'étude de champs de vitesse situés au cœur de l'écoulement. Elle a été employée notamment dans une machine à compression rapide par [Lecordier, 1997], ainsi que dans un cylindre de moteur à allumage commandé par [Reuss et al., 1989], [Pajot, 2000] et [Foucher, 2002]. Toutefois, elle ne rend pas forcément compte des écoulements secondaires, et en particulier des gradients de vitesse occasionnés par la présence des parois. Ainsi le gradient pariétal de vitesse est localement surestimé dans le champ U_{HF} (cf. Fig. 6.21) : ce gradient est considéré par l'analyse spatiale comme de la turbulence. Dans le cadre de notre étude, cette limitation est gênante car elle pénalise l'observation du champ de vitesse en proche paroi.

Une alternative, issue du traitement de données LDV, exploite la similitude temporelle de l'écoulement avec lui-même. Elle consiste à 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. Une fenêtre de 5ms a finalement été retenue, d'après le traitement des données LDV par [Sotton, 2003]. On parle d'une analyse de cycle résolu, par analogie aux moteurs à pistons.

Éq. 6.16
$$\langle U \rangle_t (x, y, t, i) = \frac{\sum U(x, y, t, i)}{n_t}$$

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

L'analyse de cycle résolu est illustrée par la décomposition triple du même champ de vitesse que précédemment (cf. Fig. 6.22).

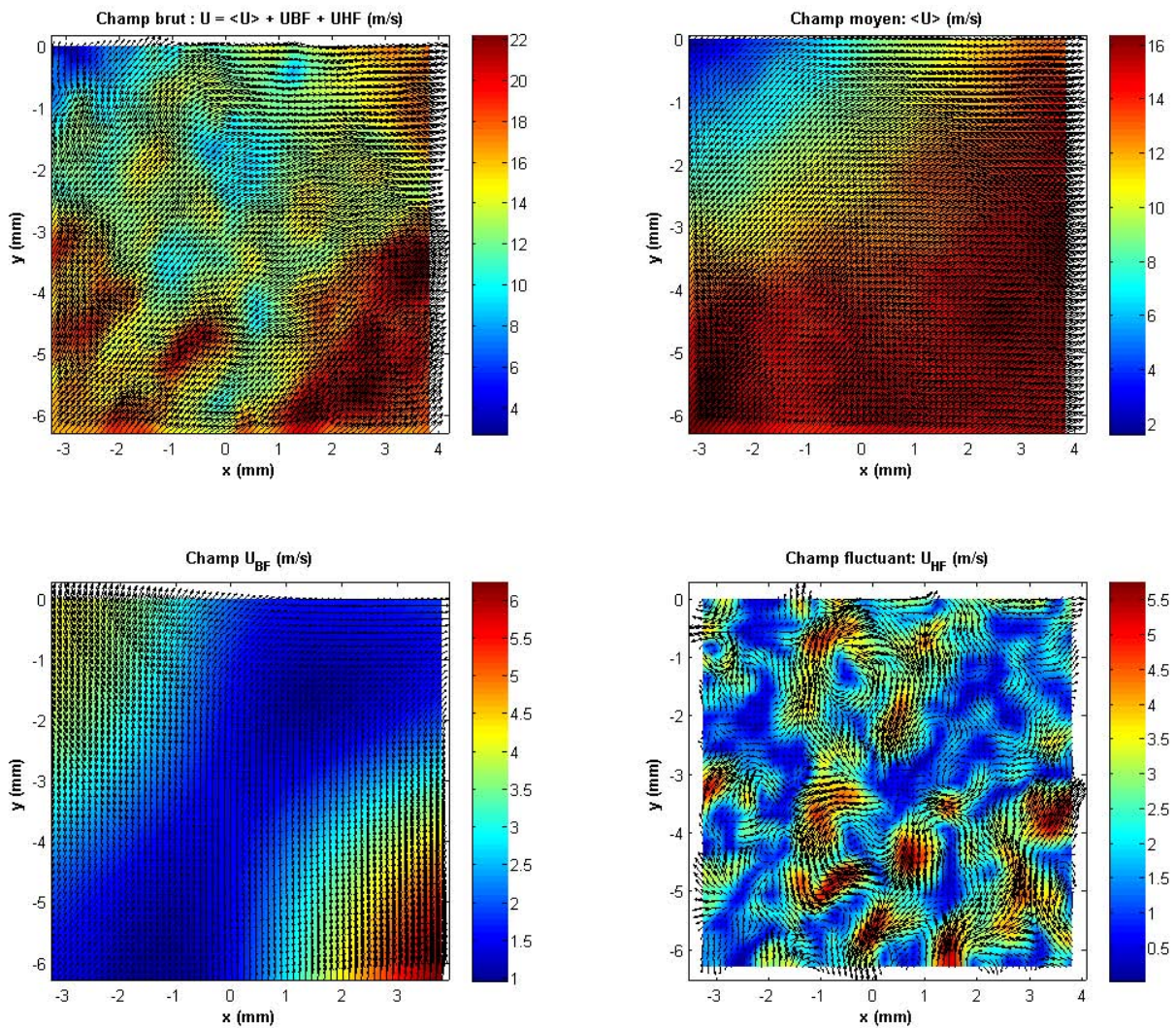


Fig. 6.22: Décomposition d'un champ par analyse de cycle – $t=125ms, P=0,2MPa$

À première vue, le champ turbulent présente des caractéristiques qualitatives (isotropie et hétérogénéité) satisfaisantes aussi bien pour l'analyse spatiale que pour l'analyse de cycle résolu. L'étude quantitative des profils de vitesse V et d'intensité de turbulence q' peut aider à choisir l'analyse la mieux adaptée aux données expérimentales. Pour cela, la comparaison est faite à partir des profils de V et q' devant le fluxmètre central, moyennés selon x et sur 16 tirs (cf. Fig. 6.23). q' est calculé comme l'écart-type spatial du champ turbulent.

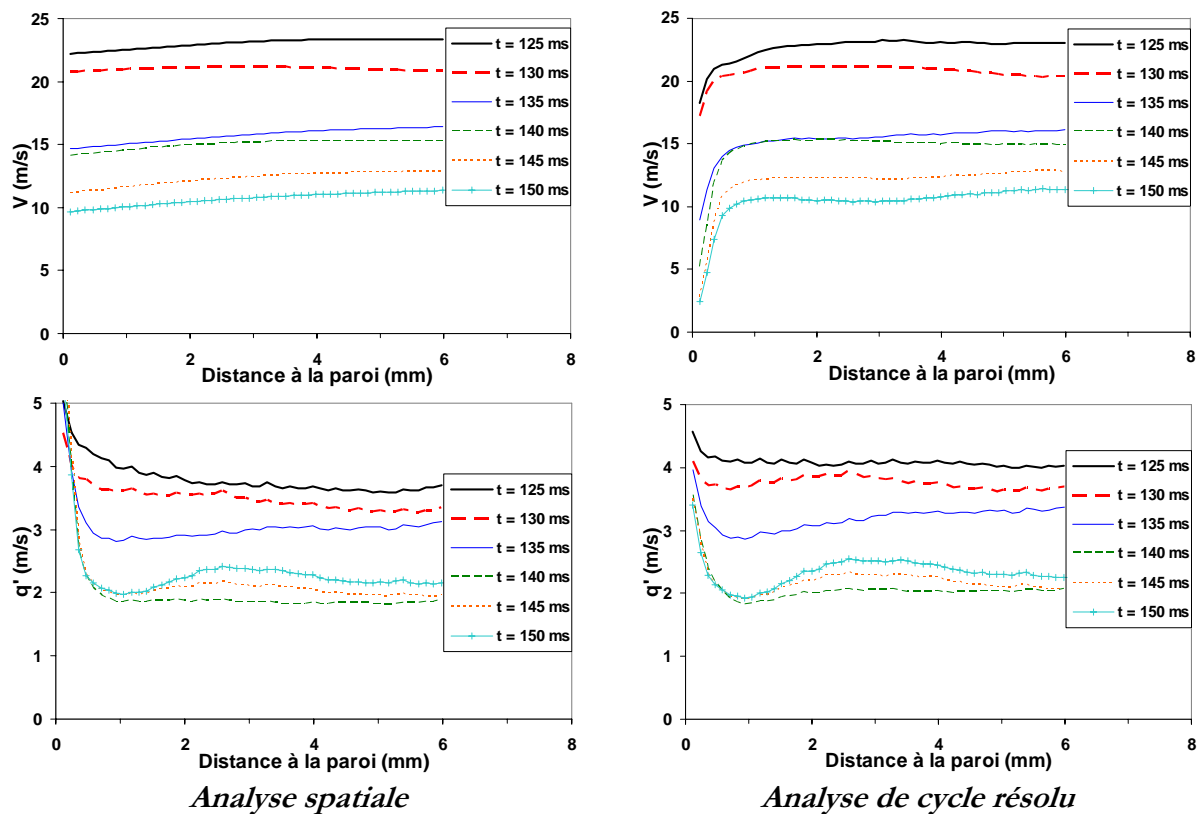


Fig. 6.23: Profils moyens de vitesse V et d'intensité de turbulence q' – Fluxmètre central

Le gradient pariétal de V observé dans l'analyse de cycle résolu n'apparaît pas dans l'analyse spatiale. Ainsi, l'épaisseur de la couche limite peut être mesurée en combustion grâce à au moins 4 vecteurs : de 0,35mm dans les gaz frais, elle s'épaissit à 0,85mm sous l'effet d'une viscosité accrue dans les gaz brûlés. Les mêmes tendances sont obtenues par [Foster & Witze, 1987] à l'aide de mesures LDV en proche paroi dans un cylindre de moteur à pistons à fort taux de swirl. L'épaisseur de la couche limite y augmente aussi d'un facteur 2–3 lors de la combustion.

Chaque analyse met en évidence une intensité de turbulence q' accrue en proche paroi. Cette augmentation est surestimée par l'analyse spatiale, ce qui s'explique par

l'absence d'un gradient pariétal de vitesse V . En réalité, l'analyse spatiale considère la couche limite comme une petite structure, i.e. de la turbulence ; d'où un gradient disproportionné de q' . L'augmentation naturelle de q' en proche paroi est due au cisaillement pariétal. Un tel gradient pariétal de turbulence est aussi observé dans les cylindres de moteurs à pistons. [Hall & Bracco, 1986] l'observent dans les gaz frais puis brûlés, grâce à des mesures LDV à $500\mu\text{m}$ de la paroi. [Foster & Witze, 1987] l'observent aussi par des mesures LDV à $100\mu\text{m}$ de la paroi, mais uniquement dans les gaz frais.

C'est finalement l'analyse de cycle résolu qui est retenue dans la suite pour caractériser l'aérodynamique interne car elle donne entière satisfaction, en particulier au voisinage des parois.

6.3.5.2 Évaluation de la fluctuation turbulente

Les données issues de la PIV haute cadence, résolues dans le temps et l'espace, permettent d'envisager une évaluation de la fluctuation turbulente à partir de l'écart-type spatial ou temporel des fluctuations du champ turbulent. Ces grandeurs sont comparées sur l'axe de symétrie du fluxmètre central où u' , v' et w' sont mesurées dans des plans orthogonaux (cf. Fig. 6.24). Les résultats sont moyennés sur 16 tirs dans une zone de $4\times 4\text{mm}$ en paroi.

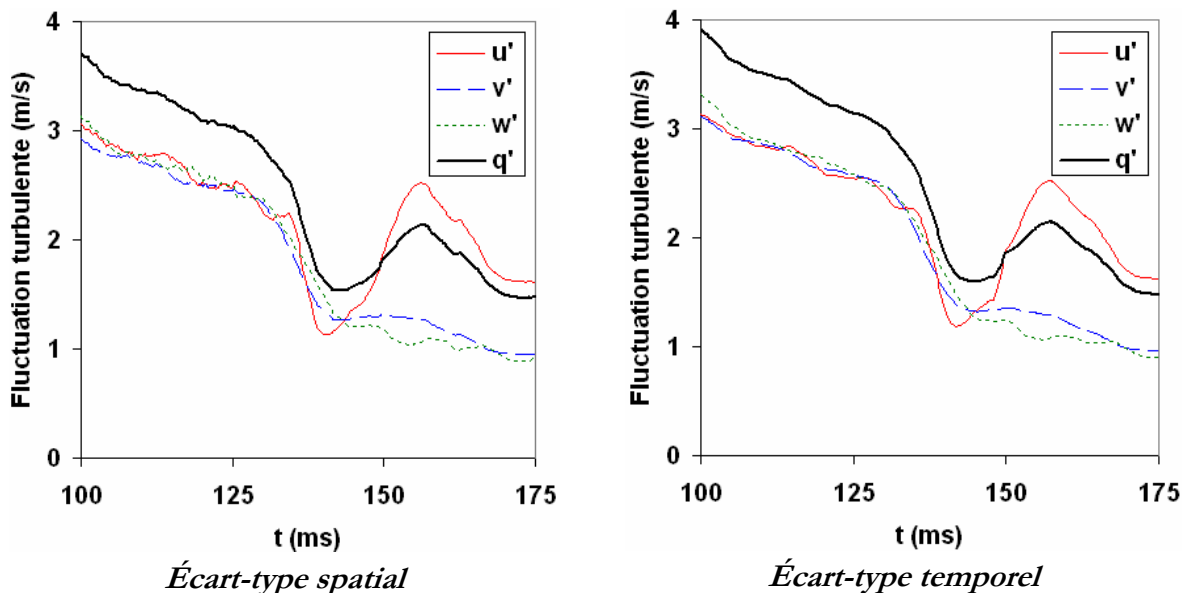


Fig. 6.24 : Fluctuation turbulente moyenne devant le fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$

La méthode utilisée pour calculer les fluctuations turbulentes a peu d'effet sur l'évolution et l'amplitude de u' , v' , w' et q' . En effet, un filtrage spatial est appliqué à des

données issues de l'analyse de cycle résolu : le champ de turbulence est ainsi filtré dans le domaine temporel puis spatial, c'est pourquoi les écarts-types spatial et temporel diffèrent de moins de 5%. Pour des raisons de cohérence avec le filtrage spatial, c'est l'écart-type spatial qui est retenu dans la suite.

Avant l'allumage, la turbulence est isotrope dans les gaz frais. À partir de $t=125\text{ms}$, la combustion entraîne une compression qui réduit la fluctuation turbulente dans chaque direction. L'augmentation soudaine de la fluctuation longitudinale u' à $t=140\text{ms}$ est due au passage de la flamme dans le champ PIV en proche paroi. Les autres composantes v' et w' continuent de décroître, ce qui confirme l'aspect purement latéral du coincement de flamme sur le fluxmètre central. On vérifie ainsi que la composante v' mesurée dans les deux plans (x,y) et (y,z) est identique dans ces deux plans de mesure. On vérifie également à tout moment l'hypothèse $v' \approx w'$. Cette hypothèse est aussi confirmée par [Sotton, 2003] à l'aide de mesures LDV 3 composantes sur un mouvement de rotation dans une machine à compression rapide.

Cet accroissement de la turbulence au passage de la flamme a été mis en évidence également dans les moteurs à pistons. Ainsi un pic de turbulence qui n'apparaît pas en régime entraîné est identifié, au passage de la flamme, par [Liu et al., 1999] grâce à des mesures LDV dans un cylindre à fort swirl. En outre, le niveau de turbulence à l'allumage (3m/s) est comparable aux mesures LDV effectuées au PMH par [Hall & Bracco, 1986] et [Liu et al., 1999].

6.3.5.3 Échelles caractéristiques de l'écoulement

Pour caractériser entre autres la structure de l'écoulement turbulent et le régime de combustion, il est souhaitable d'évaluer les échelles intégrales spatiale et temporelle. Ces échelles permettent d'estimer respectivement la taille des tourbillons et leur temps caractéristique, à partir du degré d'autosimilarité de l'écoulement dans l'espace et dans le temps. Leur évaluation numérique repose sur le calcul de la fonction d'autocorrélation eulérienne R , dont on considère l'expression générale normalisée pour la coordonnée u (resp. v) d'un champ de vitesse U .

$$\text{Éq. 6.17} \quad R_u(\Delta x, \Delta y, \Delta t) = \frac{\langle u(x, y, t) \cdot u(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(x, y, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u^2(x + \Delta x, y + \Delta y, t + \Delta t) \rangle}}$$

Dans la pratique, on s'intéresse principalement à la structure du champ turbulent U_{HF} , c'est donc u_{HF} (resp. v_{HF}) dont on calcule l'autocorrélation R_u (resp. R_v). L'échelle temporelle de la composante u (resp. v) est ensuite obtenue en intégrant la fonction d'autocorrélation pour un déplacement nul : $\Delta x = \Delta y = 0$. Les échelles spatiales sont obtenues pour un retard nul : $\Delta t = 0$.

Éq. 6.18

$$\begin{aligned}
 \text{Échelle temporelle de } u & \quad L_{u,t} = \int_{\Delta t=0}^{\infty} R_u(0,0,\Delta t) d(\Delta t) \\
 \text{Échelle longitudinale de } u & \quad L_{u,x} = \int_{\Delta x=0}^{\infty} R_u(\Delta x,0,0) d(\Delta x) \\
 \text{Échelle transversale de } u & \quad L_{u,y} = \int_{\Delta y=0}^{\infty} R_u(0,\Delta y,0) d(\Delta y)
 \end{aligned}$$

L'intégration de la fonction d'autocorrélation jusqu'à l'infini est expérimentalement impossible à cause de l'extension finie du domaine de mesure, que ce soit en temps ou en espace. Diverses méthodes sont envisagées pour approcher au mieux les intégrales considérées (cf. Fig. 6.25).

En supposant que R suit une décroissance exponentielle, [Kang & Beck, 1998] proposent de prendre comme échelle le déplacement (resp. le retard) pour lequel $R=1/e$: ce critère est adapté notamment au cas où R ne vient pas tangenter 0. À l'inverse, lorsque R atteint des valeurs négatives, [Pajot, 2000] suggère d'arrêter l'intégration au déplacement pour lequel $R=0$.

La micro-échelle de Taylor λ est également calculée, par interpolation parabolique de R au voisinage de 0. Cette interpolation revient à effectuer un développement limité de R au 2nd ordre au voisinage de 0. La détermination expérimentale de λ consiste à trouver le déplacement qui annule la parabole osculatrice :

Éq. 6.19

$$\begin{aligned}
 R & \rightarrow 1 - \frac{x^2}{\lambda^2} \\
 x & \rightarrow 0
 \end{aligned}$$

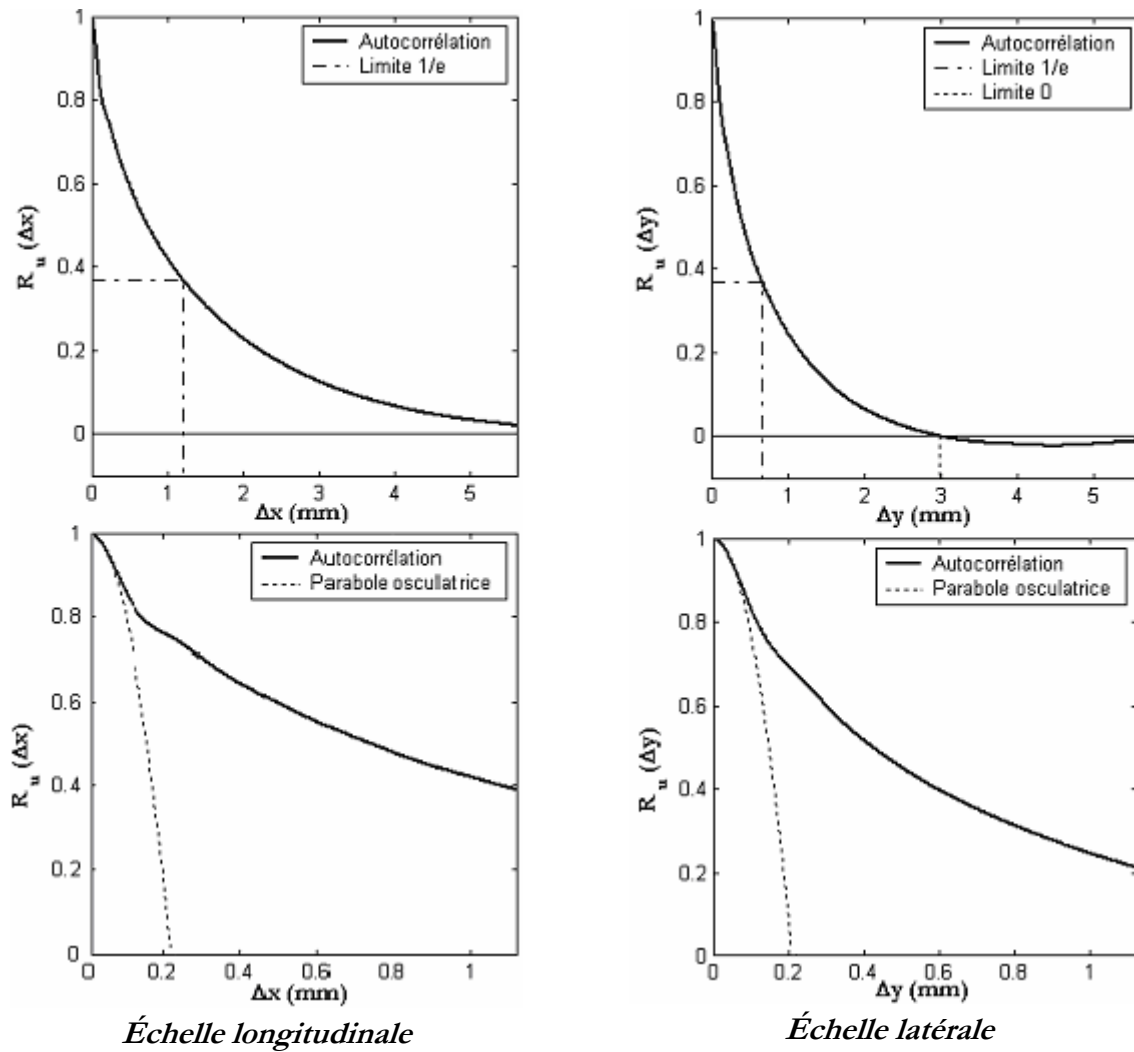


Fig. 6.25: Échelles intégrales et micro-échelle de Taylor de la composante u

Choix d'une échelle intégrale

Pour déterminer la méthode d'intégration la mieux adaptée, les différentes méthodes présentées auparavant sont évaluées à titre d'exemple dans le cas des échelles spatiales de u (cf. Fig. 6.26). Il s'agit d'une moyenne sur 16 tirs et 4×4 mm devant le fluxmètre central.

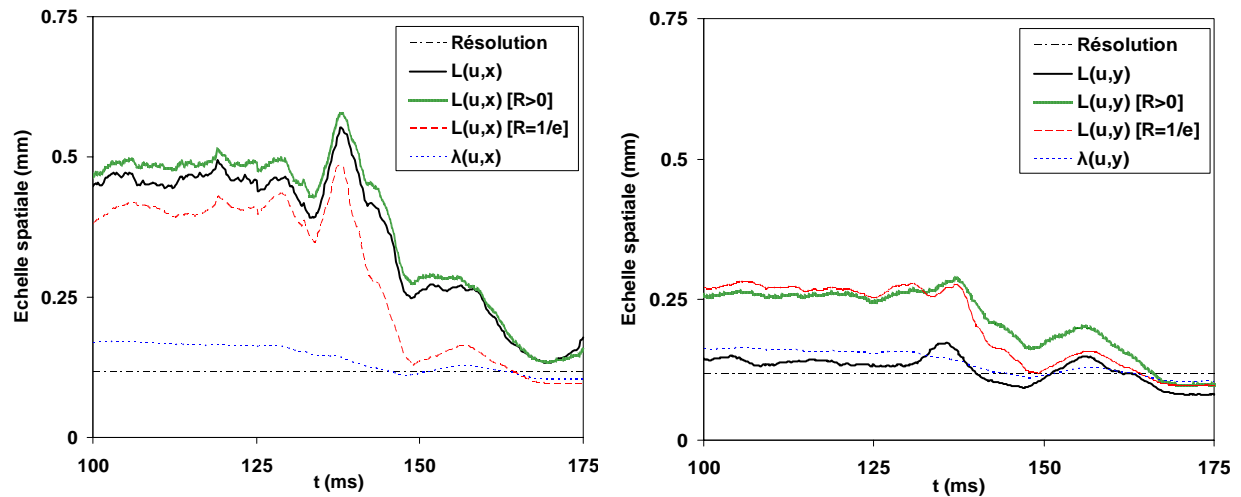


Fig. 6.26: Échelles spatiales devant le fluxmètre central – CH₄-air $\Phi=0,7$

Les échelles longitudinales $L(u,x)$ issues de l'intégration totale et de l'intégration partielle ($R>0$) sont très proches et contiennent une information consistante car elles sont supérieures à la résolution physique de la mesure. Ce n'est pas le cas de l'intégration par le critère $1/e$, qui finit par tangenter la droite de résolution physique.

Pour les échelles latérales $L(u,y)$, seule l'intégration partielle et le critère $1/e$ permettent d'obtenir une information consistante. L'intégration totale est proche de la résolution car l'autocorrélation R_u s'annule rapidement (cf. Fig. 6.25).

Pour ces deux échelles, c'est l'intégration partielle de l'autocorrélation sur sa partie positive ($R>0$) qui fournit les meilleurs résultats pour l'échelle intégrale. En effet, elle restreint le calcul au lobe principal de l'autocorrélation, qui constitue sa partie la plus reproductible. De par sa définition, la micro-échelle de Taylor prend des valeurs plus proches de la résolution physique que les échelles intégrales. C'est donc l'échelle intégrale partielle ($R>0$) qui est seule retenue dans la suite.

Analyse des échelles de turbulence

Les échelles intégrales partielles de la composante u sont reportées sur un même graphe, ainsi que la pression P et la composante selon x de la vitesse moyenne, V_x (cf. Fig. 6.27). Il s'agit d'une moyenne sur 16 tirs et 4×4 mm devant le fluxmètre central. L'échelle intégrale temporelle $L(u,t)$ provient des mesures par LDV.

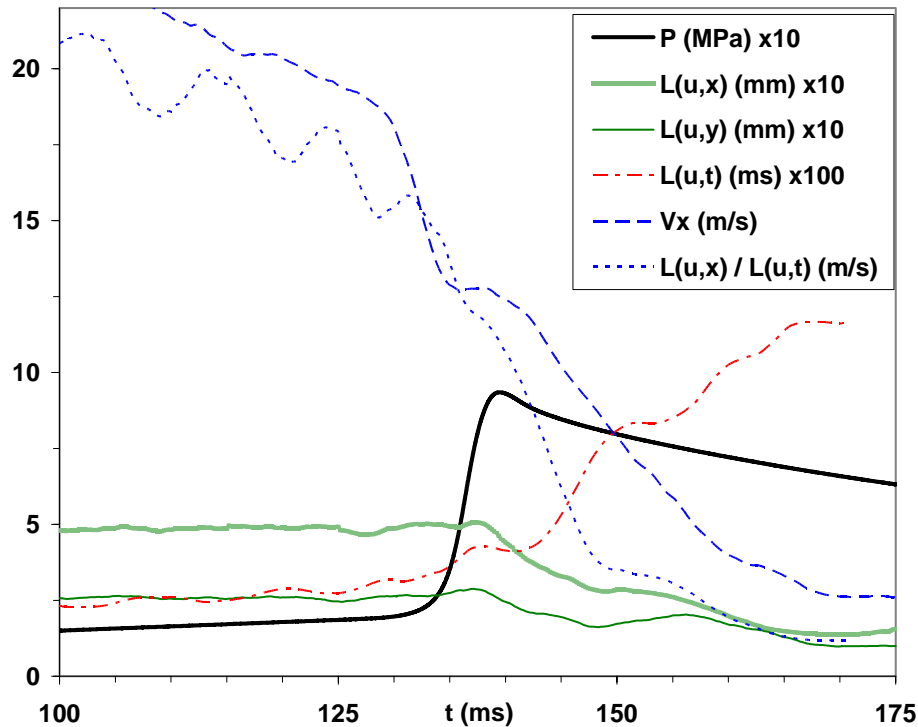


Fig. 6.27 : Échelles intégrales moyennes devant le fluxmètre central – CH₄-air $\Phi=0,7$

Les échelles spatiales $L(u,x)$ et $L(u,y)$ sont constantes jusqu'à l'instant d'allumage $t=125\text{ms}$. Elles décroissent ensuite durant la combustion, qui comprime la taille des structures de l'écoulement. Elles continuent de décroître après $t=140\text{ms}$ à cause de la dissipation visqueuse, accrue dans les gaz brûlés. L'équation (Éq. 6.20) liant les échelles longitudinale et latérale est ainsi vérifiée jusqu'à $t=150\text{ms}$ (cf. Tab. 6.5). Cela découle de l'isotropie de la turbulence, qui est vérifiée jusqu'au passage de la flamme (cf. Fig. 6.24) :

$$\text{Éq. 6.20} \quad L(u, x) = 2 L(u, y)$$

Or, les échelles temporelles calculées à partir des mesures de PIV temporelle sont inférieures à la résolution des données ($200\mu\text{s}$), ce qui indique que la cadence d'acquisition des mesures de PIV n'est pas suffisante. Pour accéder à une résolution temporelle supérieure, des mesures de LDV sont effectuées sur l'axe du fluxmètre à 3mm de sa surface, i.e. au centre du champ PIV. Le taux d'acquisition obtenu peut alors excéder 50kHz , contre 5kHz en PIV rapide. L'échelle temporelle $L(u,t)$ moyennée sur 8 tirs passe ainsi de $25\mu\text{s}$ dans les gaz frais à plus de $100\mu\text{s}$ dans les gaz brûlés. La réduction de taille des structures turbulentes par dissipation visqueuse s'accompagne donc d'un ralentissement global des fluctuations de vitesse.

	V (m/s)	q' (m/s)	$L(u,x)$ (mm)	$L(u,y)$ (mm)	$L(u,t)$ (ms)
<i>Diagnostic</i>	<i>PIV</i>	<i>PIV</i>	<i>PIV</i>	<i>PIV</i>	<i>LDV</i>
$t = 125$ ms	19,8	3,0	0,49	0,26	0,027
$t = 145$ ms	9,7	1,6	0,37	0,18	0,050

Tab. 6.5 : Échelles intégrales devant le fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$

Les données disponibles permettent d'évaluer l'hypothèse de Taylor (Éq. 6.21) : si la turbulence est figée, alors une mesure décalée dans le temps équivaut à une mesure décalée dans l'espace. Cette hypothèse repose donc sur une condition de stationnarité. Cependant, elle est souvent invoquée dans les conditions instationnaires des moteurs à pistons. Pour tester cette hypothèse, le rapport $L(u,x)/L(u,t)$ est comparé à la composante selon x de la vitesse d'advection, V_x (cf. Fig. 6.27). La comparaison valide l'équation dans les gaz frais, mais un écart apparaît au passage de la flamme à $t=140$ ms. L'hypothèse de Taylor est donc vérifiée dans les gaz inertes ; cependant, l'apparition d'instationnarités lors de la combustion la met en défaut.

Éq. 6.21
$$L(u, x) = V_x \cdot L(u, t)$$

Les échelles intégrales mesurées dans notre configuration sont en accord avec les mesures LDV réalisées au PMH dans des cylindres de moteurs où règne une aérodynamique structurée. [Liou & Santavicca, 1985] mesurent une échelle longitudinale de 0,40mm en swirl ; [Kang & Beck, 1998] l'évaluent à 0,55mm en tumble.

En revanche, [Foucher, 2002] mesure une échelle longitudinale de 2mm par PIV dans un moteur. [Lecordier, 1997] l'évalue à 1mm par PIV dans une machine à compression rapide, pour une échelle de coupure de 4mm. Dans cette étude toutefois, [Lecordier, 1997] met en évidence la dépendance entre l'échelle intégrale et l'échelle de coupure. Les valeurs de l'échelle intégrale doivent donc être interprétées avec précaution.

6.3.5.4 Synthèse des paramètres de l'écoulement

En somme, l'utilisation de la PIV rapide (5kHz) permet d'évaluer les échelles spatiales de l'écoulement, alors que les échelles temporelles ne sont accessibles que par LDV pour le moment.

En outre, la mesure PIV en proche paroi est utilement complétée par les mesures globales exposées auparavant (cf. § 6.2.1.3). D'une part, la comparaison de ces mesures confirme à 10% près la valeur de la vitesse moyenne V et de l'intensité de turbulence q' (cf. Tab. 6.6). D'autre part, la mesure PIV dans la chambre entière fournit une mesure du taux de rotation des gaz, N , au cours de la combustion. On ne peut pourtant pas faire l'économie d'une étude en proche paroi, car les échelles spatiales ne peuvent être évaluées avec des mailles PIV trop grandes.

Champ (mm)	Maille (mm)	V (m/s)	q' (m/s)	$L(u,x)$ (mm)	$L(u,y)$ (mm)
65×65	0,60	19,2	3,2	0,52	0,47
7×7	0,12	19,8	3,0	0,49	0,26

Tab. 6.6 : Paramètres mesurés par PIV devant le fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$

On synthétise les paramètres de l'écoulement en proche paroi, en rassemblant les données issues des mesures PIV globales et locales, et des mesures LDV (cf. Fig. 6.28).

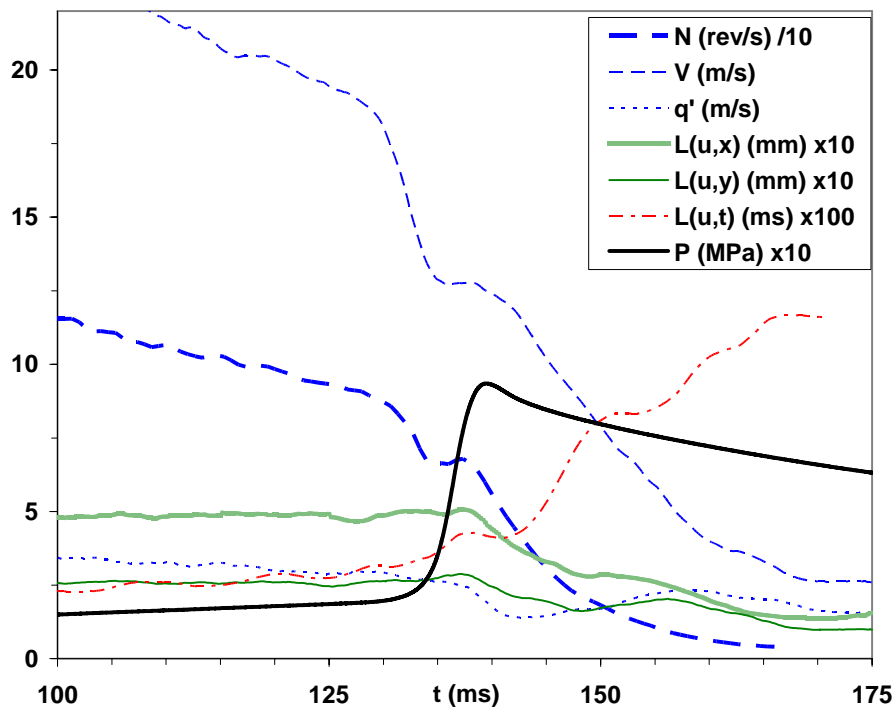


Fig. 6.28 : Paramètres de l'écoulement devant le fluxmètre central – CH_4 -air $\Phi=0,7$

Pour réduire la quantité de données à analyser, on se propose de sélectionner un ensemble de paramètres représentatifs de l'écoulement. Apparemment, N et V varient de façon similaire et traduisent le même phénomène ; de même pour $L(u,x)$ et $L(u,y)$. Quant

à $L(u,t)$, on peut l'estimer via $L(u,x)$ dans les gaz frais grâce à l'hypothèse de Taylor. Il semble donc que l'étude quantitative de l'écoulement en proche paroi puisse être menée à partir de la vitesse moyenne V , l'intensité de turbulence q' et l'échelle longitudinale $L(u,x)$.

Fluxmètre	CH_4 -air $\Phi = 0,7$				CH_4 -air $\Phi = 1$	
	Central	Central	Latéral	Latéral	Latéral	Latéral
t^* (ms)	125	155	125	155	125	155
Q_w (MW/m ²)	0,91	0,67	1,25	1,15	1,70	1,42
P (MPa)	1,02	0,98	1,02	0,98	1,27	1,22
T_{gf} (K)	479	474	472	483	510	496
ρ_{gf} (kg/m ³)	6,5	6,5	6,6	6,6	7,8	7,5
λ (W/m.K)	0,035	0,034	0,034	0,035	0,037	0,036
c_p (kJ/kg.K)	1116	1114	1114	1118	1127	1122
S_l (m/s)	0,24	0,24	0,24	0,24	0,44	0,43
δ_l (μ m)	20	20	19	19	9,2	9,8
δ_q (μ m)	56	86	35	50	37	47
V (m/s)	11,8	5,2	4,5	1,8	3,9	1,2
q' (m/s)	1,48	0,88	1,55	0,93	2,02	1,21
$L_{u,x}$ (μ m)	592	357	688	545	463	242
q'/S_l	6,4	3,7	6,5	3,9	4,5	2,8
L/δ_l	29	18	35	28	50	25
Da	4,6	4,8	5,3	7,2	11,3	8,9
Ka	2,9	1,7	2,8	1,4	1,6	1,8
Re_t	87	32	106	51	98	12

Tab. 6.7 : Synthèse des paramètres lors de l'interaction flamme-paroi turbulente

En vue de simuler les pertes thermiques, on retient le mode calcul suivant pour les paramètres aérodynamiques. La vitesse d'ensemble V et l'échelle spatiale de turbulence L , qui sont relativement uniformes, sont moyennées sur $4 \times 4 \text{ mm}$. Cette zone de 32×32 vecteurs vitesse assure la stabilité de ces paramètres, et correspond à la dimension du fluxmètre. L'intensité de turbulence q' , qui est une grandeur fluctuante dans l'espace, est moyennée dans une zone de $1 \times 1 \text{ mm}$ sur l'axe du fluxmètre, i.e. 8×8 vecteurs vitesse devant le thermocouple de surface. Auparavant, q' a été évaluée sur $4 \times 4 \text{ mm}$ pour des raisons de stabilité, en vue de comparer des données d'origines diverses ; mais à présent, on souhaite mettre à profit la haute définition spatiale des mesures pour capter localement les variations temporelles de la turbulence.

Les principaux paramètres de l'interaction flamme-paroi sont récapitulés pour les différentes conditions explorées (cf. Tab. 6.7). En plus des paramètres aérodynamiques, on reporte la distance de coincement calculée à l'aide du modèle de coincement de flamme laminaire établi au Chapitre 4. Comparativement à l'instant d'allumage, V , q' et L sont plus faibles car on considère ici leurs valeurs à l'instant de l'interaction flamme-paroi. La flamme a alors consommé l'essentiel des gaz frais, comprimant ainsi l'écoulement et réduisant la taille et la vitesse des structures tourbillonnaires. Pour quantifier ce phénomène, on introduit le nombre de Reynolds turbulent Re_t qui compare les effets turbulents aux effets de viscosité :

$$\text{Éq. 6.22} \quad Re_t = \frac{\sqrt{k}L}{\nu} = \frac{q'L}{\nu}$$

avec k l'énergie cinétique turbulente, q' l'intensité de turbulence, L l'échelle intégrale de turbulence et ν la viscosité cinématique.

Les nombres de Reynolds obtenus sont assez proches de $Re_t=1$, i.e. du régime laminaire. Cela montre que la compression subie par les gaz frais dans une enceinte à volume constant contribue à relaminariser la flamme en proche paroi, tout comme la forte viscosité des gaz brûlés ou la limitation géométrique imposée par la paroi. Ce trait est particulièrement marqué pour les mélanges allumés à $t^*=155 \text{ ms}$, car la combustion comprime des gaz frais déjà ralentis par la relaxation de l'écoulement.

Pour caractériser la structure du front de flamme, on fait appel d'une part au nombre de Damköhler Da , qui compare le temps caractéristique de la turbulence t_k à celui

de la réaction chimique t_c . D'autre part, on utilise le nombre de Karlovitz Ka , qui compare le temps caractéristique de la réaction chimique t_c à celui des tourbillons correspondant à l'échelle de Kolmogorov t_η .

$$\text{Éq. 6.23} \quad Da = \frac{t_k}{t_c} = \frac{L}{\delta_\ell} \cdot \frac{S_\ell}{q'} \quad Ka = \frac{t_c}{t_\eta} = \left(\frac{q'}{S_\ell} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{L}{\delta_\ell} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Ces paramètres permettent de déterminer l'évolution du régime de combustion, de l'allumage à l'interaction flamme-paroi (cf. Fig. 6.29). L'ensemble des mesures réalisées correspond à un régime de flammes plissées épaissies avec extinctions locales, ce qui est représentatif de certains points de fonctionnement rencontrés dans les moteurs à pistons. Conformément au choix des points de fonctionnement, le rapport q'/S_ℓ est effectivement plus grand à richesse 0,7 qu'à richesse 1. De même, l'allumage à $t^*=155\text{ms}$ donne lieu à un rapport L/δ_ℓ plus faible que pour $t^*=125\text{ms}$, à cause de la relaxation de l'écoulement sur $t=125\text{--}155\text{ms}$. Les différentes conditions envisagées permettent donc de parcourir plusieurs points distincts appartenant au régime de combustion des flammes plissées épaissies avec extinctions locales.

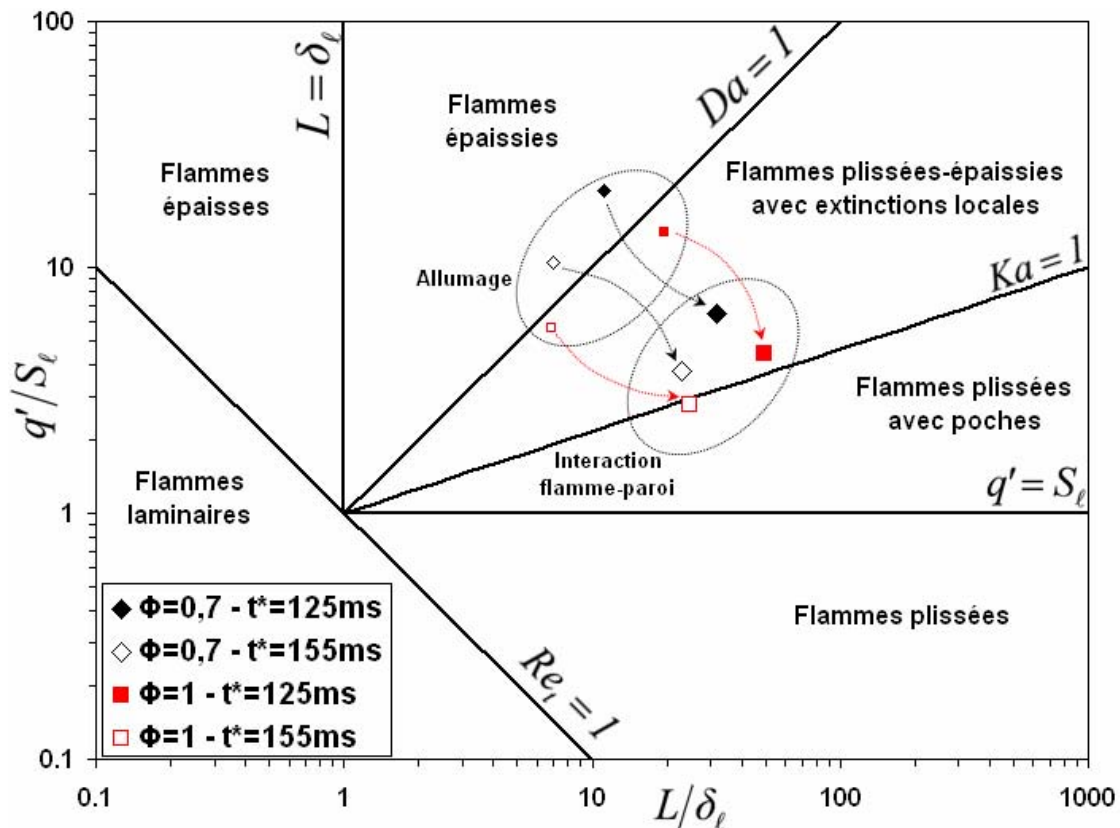


Fig. 6.29 : Régime de combustion des essais réalisés, de l'allumage au coincement

6.3.6 Conclusion sur le traitement des données PIV

Des mesures couplées de flux thermique et de PIV ont été réalisées en proche paroi, dans les gaz frais puis dans les gaz brûlés. À cet effet, des outils de post-traitement adaptés ont été développés pour prendre en compte le caractère spécifique des mesures de champ de vitesse résolues temporellement en proche paroi.

Au cours de ce processus, on recourt au traitement du signal et à une analyse de cycle résolu pour séparer la turbulence, le champ moyen et les fluctuations cycliques. Puis un certain nombre d'indicateurs du champ aérodynamique sont choisis : la vitesse représentative des grandes échelles, l'intensité de turbulence, l'échelle intégrale partielle de temps et d'espace... Entre autres résultats de cette analyse, on établit l'équivalence entre une approche spatiale ou temporelle pour calculer l'intensité de turbulence. Par ailleurs, l'hypothèse de Taylor, validée en conditions inertes, est mise en défaut en combustion.

La base de données ainsi obtenue peut être mise à profit pour établir une relation qualitative voire quantitative entre les pertes thermiques pariétales et les principaux paramètres du champ aérothermique.

6.4 Modélisation des pertes thermiques en régime turbulent

Cette partie présente une étude des pertes thermiques pariétales en combustion turbulente. Cette étude fait suite aux mesures expérimentales de flux thermique, pression et champ de vitesse réalisées dans une chambre de combustion représentative d'un cylindre de moteur à pistons.

Il s'agit tout d'abord d'identifier les phénomènes clés du transfert thermique pariétal, à partir des données expérimentales. Ensuite, les modèles de pertes thermiques existants sont mis en œuvre, afin de confronter leurs prédictions aux mesures expérimentales. L'objectif est de proposer un modèle qui soit adapté aux besoins de la simulation numérique 3D et qui rende compte des observations expérimentales.

6.4.1 Identification des paramètres qui pilotent les pertes thermiques[†]

Les données expérimentales disponibles permettent d'étudier sous plusieurs angles les pertes thermiques dues à l'interaction flamme-paroi. De par les nombreux points de fonctionnement étudiés, la quantité de données recueillies est considérable. Aussi dans ce qui suit, on présente les résultats à l'aide d'un nombre restreint d'exemples, bien que les observations soient répétées sur l'ensemble des données expérimentales. De ce fait, une approche ciblée permet de repérer les paramètres qui gouvernent les pertes de chaleur au premier ordre.

6.4.1.1 Comparaison aux études réalisées en conditions moteur

Dans la présente étude, on choisit d'utiliser le flux thermique instantané pour quantifier les pertes thermiques. Dans les moteurs à pistons, ces pertes sont généralement intégrées sur l'ensemble du cycle, afin d'établir le bilan énergétique. On montre ici que l'étude des pertes thermiques peut être menée indifféremment à partir du flux thermique maximal Q_w mesuré lors de l'interaction flamme-paroi, ou de l'énergie thermique E_w intégrée durant le temps de combustion. À cet effet, on reporte pour une même condition d'allumage les valeurs expérimentales de Q_w , et les valeurs correspondantes de E_w calculées par intégration du flux durant le temps de combustion (cf. Fig. 6.30).

[†] Les résultats présentés dans ce paragraphe ont fait l'objet d'une publication au 31st Symposium on Combustion, organisé par le Combustion Institute, sous la référence [Boust et al., 2006]d.

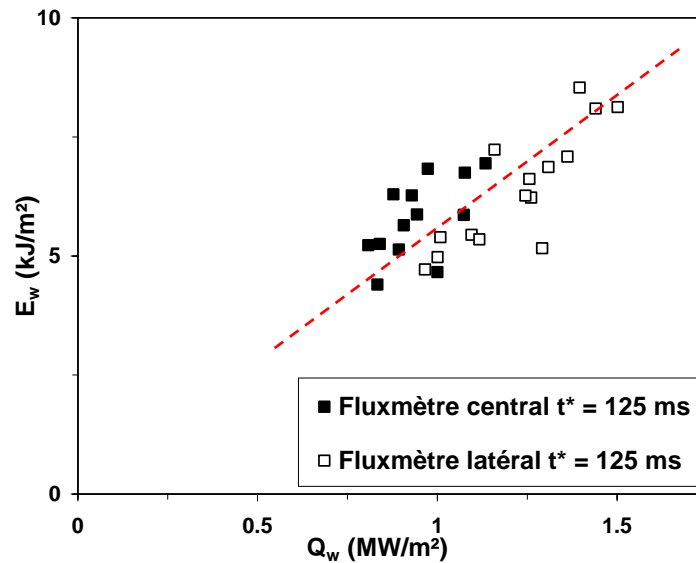


Fig. 6.30 : Corrélation entre le flux thermique instantanée et intégrée – CH₄-air $\Phi=0,7$

De toute évidence, les pertes thermiques intégrées E_w augmentent quasi-linéairement avec le flux thermique maximal Q_w . Autrement dit, l'étude des pertes thermiques en combustion peut être menée aussi bien à l'aide du flux instantané Q_w mesuré lors de l'interaction flamme-paroi, ou de l'énergie E_w intégrée durant le temps de combustion. Les tendances et les corrélations empiriques obtenues à partir des pertes thermiques intégrées sur le cycle moteur sont ainsi comparables à celles que l'on peut déduire à partir du flux thermique instantané.

Toutefois, le flux thermique maximal Q_w est un meilleur indicateur des caractéristiques de l'interaction flamme-paroi, puisqu'il est mesuré à un instant où les gaz frais occupent encore la zone pariétale. Q_w est donc mesuré dans des conditions assez bien maîtrisées : c'est en effet lors du premier pic de flux que la température des gaz brûlés est la mieux connue. Q_w fournit donc des informations sur la distance de coincement notamment. L'énergie thermique intégrée E_w est en revanche plus adaptée à l'étude des pertes thermiques gaz brûlés-paroi, puisqu'elle est mesurée principalement lorsque les gaz frais ont été chassés de la zone pariétale.

6.4.1.2 Influence de la pression

Pour chaque point de fonctionnement, on dispose de l'évolution de la vitesse d'ensemble V , l'intensité de turbulence q' , l'échelle longitudinale L , la pression P et le flux thermique Q_w . Leur moyenne d'ensemble a été calculée pour 16 essais (cf. Fig. 6.31).

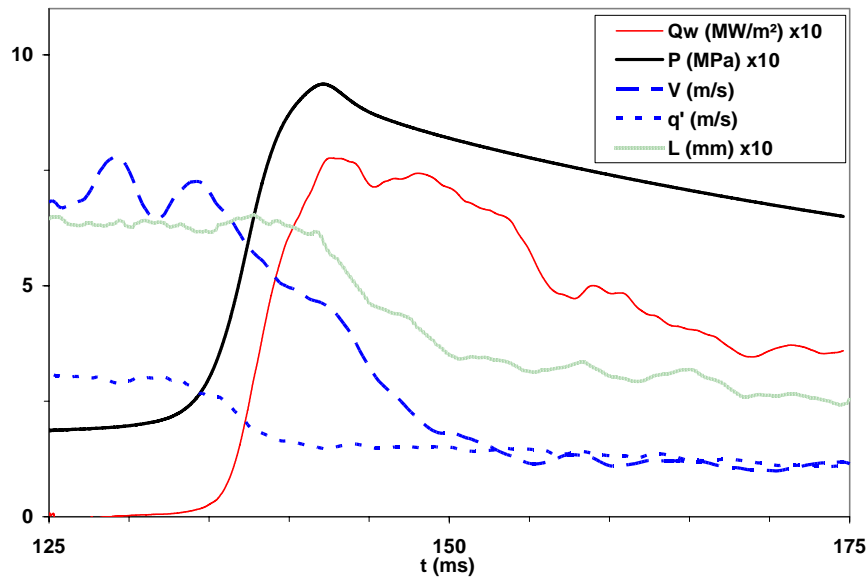


Fig. 6.31 : Paramètres moyennés sur 16 essais devant le fluxmètre latéral – CH_4 -air $\Phi=0,7$

L'évolution moyenne des paramètres de l'interaction flamme-paroi montre qu'au premier ordre, l'évolution « basse fréquence » du flux thermique Q_w suit la pression P . Ceci indique l'effet sur les pertes thermiques de la pression ou plutôt de la masse volumique, car celle-ci est liée directement à la quantité de chaleur disponible par unité de volume. Cette observation expérimentale est en accord avec l'hypothèse de convection forcée, invoquée par plusieurs modèles de pertes thermiques comme [Woschni, 1967], [Hohenberg, 1979] ou [Chiodi & Bargende, 1991] :

$$Nu \propto Re^n \quad \text{où} \quad Nu = \frac{h \cdot D}{\lambda} \quad \text{et} \quad Re = \frac{\rho \cdot V \cdot D}{\mu}$$

avec h le coefficient d'échange, D une dimension caractéristique, λ la conductivité thermique, ρ la masse volumique, V la vitesse d'écoulement, μ la viscosité dynamique.

Après l'interaction flamme-paroi, la courbe de Q_w décroît progressivement au contact des gaz brûlés, sans qu'apparaisse clairement l'influence de V , q' ou L . La baisse de flux thermique peut être liée à la diminution de V , i.e. à la diminution du débit de chaleur impactant la paroi ; elle peut être à la fois liée au refroidissement progressif des gaz brûlés, qui cèdent de moins en moins de chaleur à la paroi.

6.4.1.3 Influence de l'aérodynamique

L'évolution des paramètres au cours d'un essai individuel (cf. Fig. 6.32) explique les fortes oscillations du flux thermique pendant et après la combustion. Une fois la

combustion terminée, l'interaction est de type gaz inerte-paroi. C'est donc le champ de vitesse qui est responsable des fluctuations « haute fréquence » du flux, puisque les pics de Q_w après $t=140\text{ms}$ correspondent à des pics de V , des pics de q' ou des pics simultanés de V et q' . Un léger retard existe entre ces pics car les paramètres aérodynamiques sont détectés sur une zone de $4\times 4\text{mm}$, alors que la mesure de Q_w est faite en paroi.

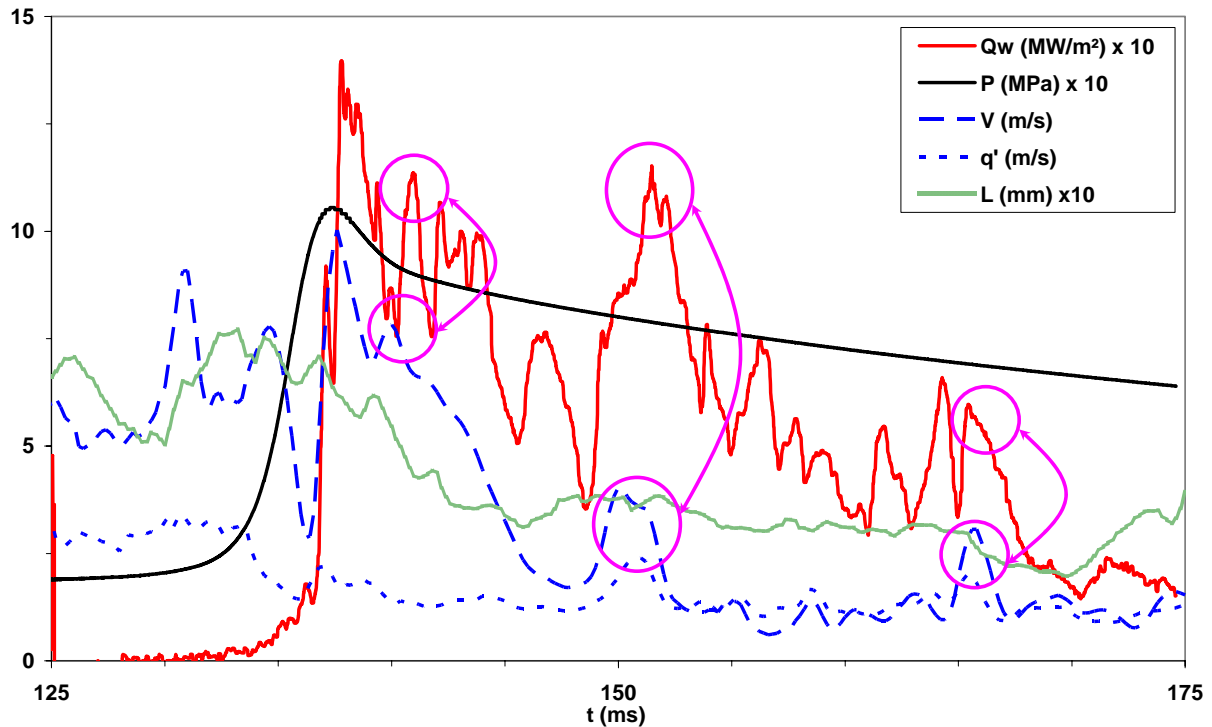


Fig. 6.32 : Paramètres instantanés sur 1 essai devant le fluxmètre latéral – CH_4 -air $\Phi=0,7$

De ces observations, il ressort que l'échelle spatiale des structures turbulentes L n'a pas d'effet direct sur les pertes thermiques. V semble avoir un effet quantitatif sur Q_w aussi bien sur un tir individuel qu'en moyenne, bien qu'il reste difficile de distinguer l'influence respective de V et q' . Ceci tend à confirmer que le flux thermique dépend sensiblement de la vitesse d'ensemble, ce qui constitue une hypothèse classique des modèles de pertes thermiques basés sur l'hypothèse de convection forcée : [Woschni, 1967], etc... Toutefois, à la différence de ces modèles, ce n'est pas une vitesse de piston qui pilote l'échange thermique mais la valeur instantanée et locale de la vitesse d'ensemble.

6.4.1.4 Influence de la vitesse de l'écoulement

Ayant mis en évidence l'effet de l'aérodynamique sur les pertes thermiques en temps réel, on cherche à établir la forme de cette dépendance. Pour cela, on reporte l'amplitude du premier pic de flux, dû à l'interaction flamme-paroi, en fonction de la

vitesse locale d'advection V de l'écoulement (cf. Fig. 6.33). Pour simplifier l'interprétation des résultats, la comparaison ne concerne que le fluxmètre central devant lequel les gaz s'écoulent en moyenne parallèlement à la paroi, et où le coincement est de type latéral. Il n'y a donc pas d'effet tridimensionnel, comme on en rencontre dans l'écoulement de coin devant le fluxmètre latéral.

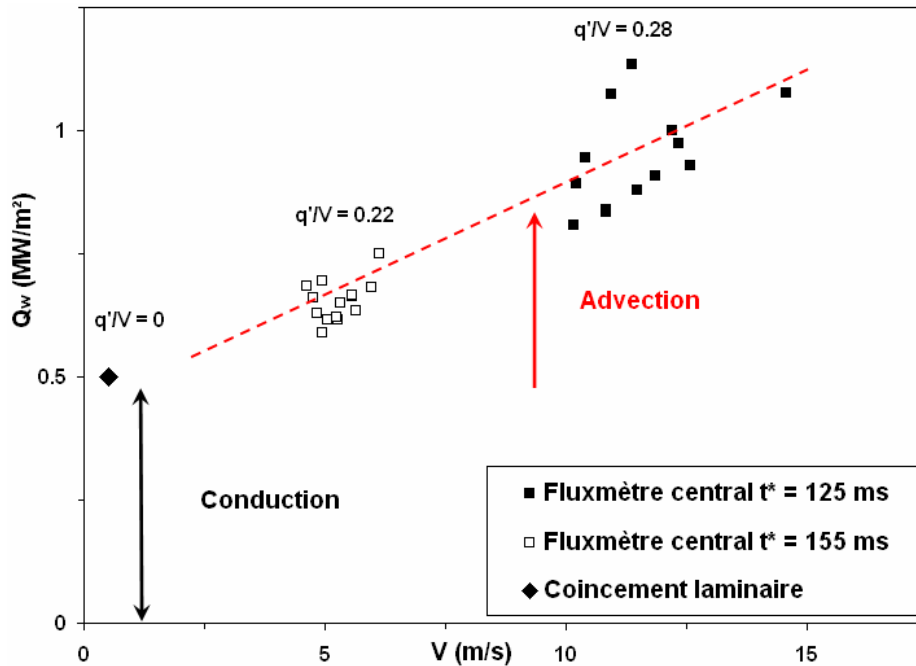


Fig. 6.33 : Effet de la vitesse d'écoulement sur le flux – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,95$ MPa

Les deux conditions d'allumage permettent de faire varier V jusqu'à 15m/s, alors que la vitesse moyenne de piston excède rarement 10m/s dans les conditions ordinaires d'opération d'un moteur de recherche. La chambre de combustion utilisée ici accroît donc considérablement le champ d'exploration des pertes thermiques. On reporte également la valeur du flux thermique mesuré lors du coincement latéral d'une flamme laminaire à pression identique ; la vitesse considérée est alors la vitesse de propagation de la flamme, parallèlement à la paroi.

On observe une nette dépendance du flux thermique envers la vitesse de l'écoulement, laminaire ou turbulent : cette augmentation du flux est due principalement à la vitesse. En effet, d'une part la comparaison est faite à iso-pression ; d'autre part, le taux de turbulence q'/V n'augmente que de 27% alors que la vitesse double entre les deux conditions d'allumage. Comme q' et V ne sont pas des paramètres contrôlables indépendamment dans les conditions de l'expérience, q' varie en même temps que V ; il

est donc impossible en toute rigueur de séparer la contribution de la vitesse d'ensemble et de la turbulence. Il semble finalement que la vitesse d'advection ait un effet de premier ordre sur les pertes thermiques, et que la turbulence ait un effet de second ordre.

La continuité des valeurs de flux thermique sur l'intervalle de vitesse considéré suggère que le phénomène de conduction thermique, qui régit le coincement de flamme laminaire, pilote aussi l'interaction flamme-paroi en régime turbulent. La contribution thermique de l'advection, couramment appelée « convection », vient donc s'ajouter à celle de la conduction. Cette observation expérimentale met en évidence la phénoménologie des échanges thermiques durant l'interaction flamme-paroi, que ce soit en régime laminaire ou turbulent.

Dans l'hypothèse de convection forcée, le nombre de Nusselt suit une loi puissance en fonction du Reynolds, donc le coefficient d'échange suit une loi puissance en fonction de la vitesse moyenne du piston : cela revient à négliger, dans le graphe $Q_w(V)$, l'ordonnée à l'origine due à la conduction pure (cf. Fig. 6.33). Comme les données moteur ne peuvent fournir des vitesses moyennes de piston nulles, il est impossible de mesurer la contribution de la conduction, i.e. de l'interaction flamme-paroi proprement dite.

6.4.1.5 Influence de la direction de l'écoulement

L'effet de la vitesse d'ensemble V ne suffit pas à rendre compte des différences de pertes thermiques reçues par les fluxmètres central et latéral. Par rapport au fluxmètre central, le flux thermique mesuré sur le fluxmètre latéral est plus important (jusqu'à 50%), alors que la vitesse y est moitié moins élevée.

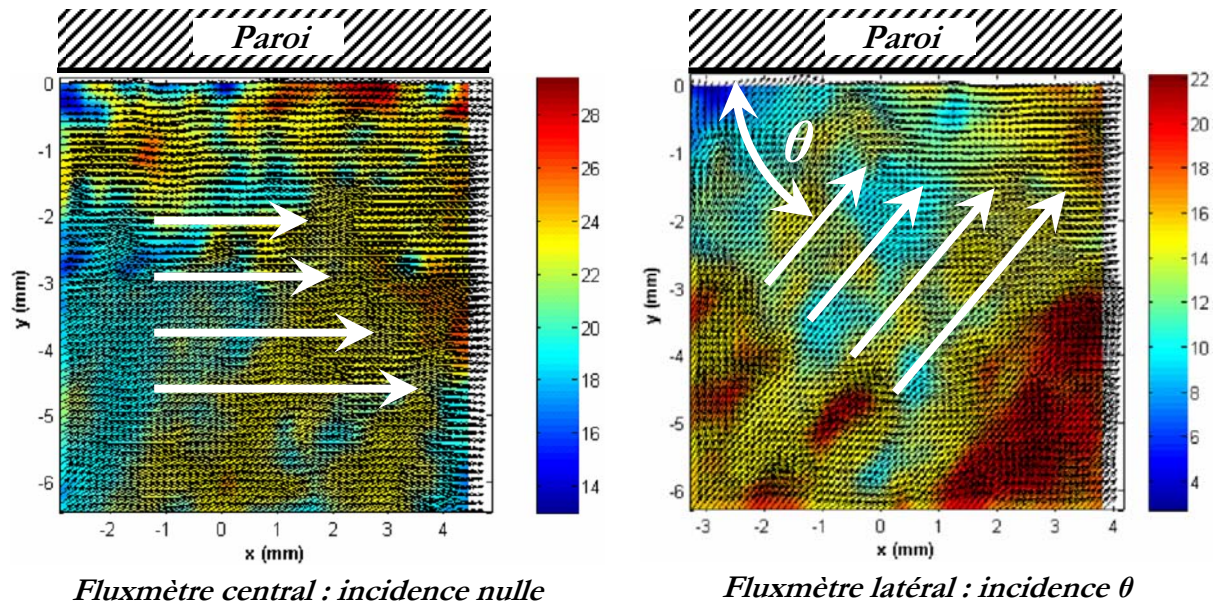


Fig. 6.34 : Géométries d'interaction fluide-paroi rencontrées devant les fluxmètres

La géométrie de l'interaction fluide-paroi est donc en jeu, puisque les flux les plus importants sont mesurés sur le fluxmètre où la géométrie d'interaction se rapproche le plus du coincement frontal (cf. Fig. 6.34). En outre, l'écoulement semble assez étiré devant le fluxmètre latéral, ce qui doit entraîner des pertes thermiques supérieures d'après la DNS de [Bruneaux, 1996].

Pour confirmer cette hypothèse, on reporte l'amplitude du premier pic de flux, dû à l'interaction flamme-paroi, en fonction de l'incidence moyenne de l'écoulement, notée θ (cf. Fig. 6.35). On donne également la valeur du flux thermique lors du coincement latéral d'une flamme laminaire ; la propagation de la flamme parallèlement à la paroi impose alors une incidence nulle $\theta=0^\circ$.

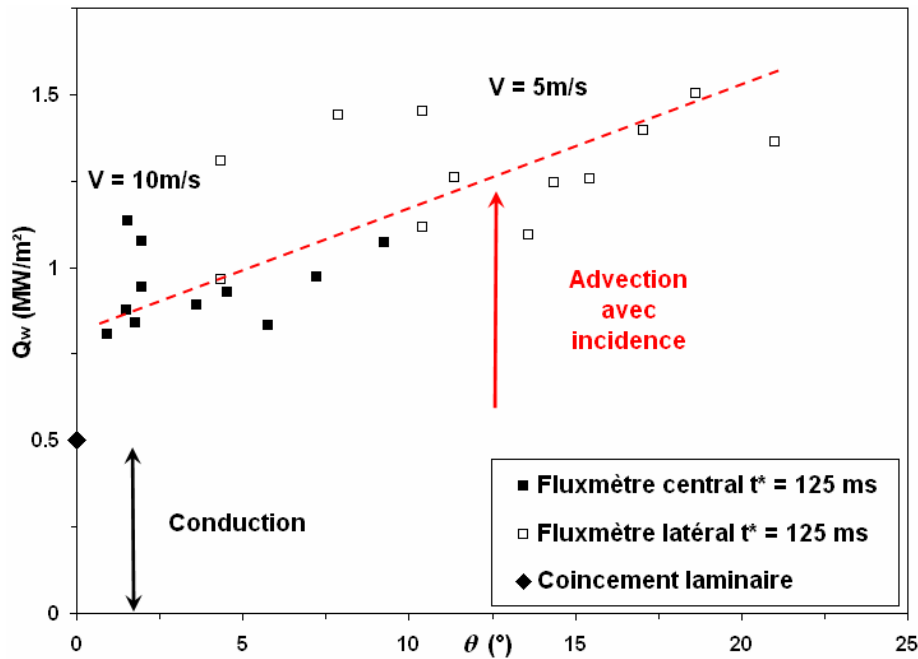


Fig. 6.35 : Effet de la direction d'écoulement sur le flux – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,95MPa$

Le flux thermique mesuré lors de l'interaction flamme-paroi augmente manifestement lorsque l'incidence de l'écoulement augmente. Ce résultat obtenu pour des mesures en régime turbulent est comparable au coincement de flamme laminaire : le flux reçu lors du coincement est plus important en interaction frontale qu'en interaction latérale.

Les mesures de flux thermique sont comparées pour un même instant d'allumage : la pression et la turbulence sont donc identiques. La vitesse d'advection V vaut respectivement 10m/s et 5m/s pour les fluxmètres central et latéral, ce qui permet d'affirmer que l'augmentation du flux sur le graphe $Q_w(\theta)$ n'est due qu'à l'incidence. En outre, la dépendance du flux envers la direction d'écoulement est plus forte qu'envers la vitesse d'écoulement.

La mesure de flux en coincement de flamme laminaire n'est pas dans la continuité des mesures de flux en régime turbulent. Cela tient au fait que les mesures de flux thermique avec incidence sont réalisées à vitesse non nulle, en l'occurrence supérieure à 5m/s. L'écart de flux entre régime laminaire et turbulent à $\theta=0^\circ$ est donc dû principalement à l'advection. Le flux thermique augmente ensuite régulièrement avec l'incidence pour $\theta>0^\circ$.

Ces observations mettent en évidence le rôle de l'incidence dans les pertes thermiques. Elles montrent donc l'importance du caractère localement 3D de l'écoulement, i.e. de la composante de vitesse normale à la paroi, V_y . Ces conclusions ont été confirmées par une étude du flux thermique Q_w en fonction de cette composante V_y , en fixant la pression et la composante parallèle à la paroi V_x (cf. Fig. 6.36). Le flux thermique est ainsi influencé principalement par la composante de vitesse normale à la paroi V_y , quelle que soit la valeur prise par la composante parallèle à la paroi V_x .

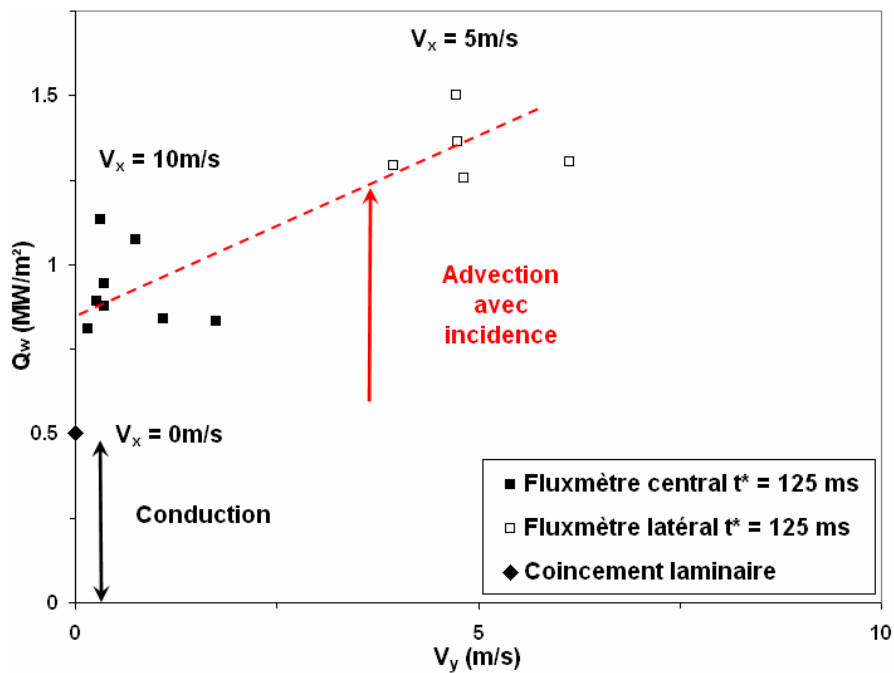


Fig. 6.36 : Effet de la vitesse normale sur le flux thermique – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $P=0,95MPa$

Une conséquence pratique concerne les modèles de pertes thermiques basés sur une loi de paroi, comme [Yang & Martin, 1990] ou [Han & Reitz, 1997]. Ces modèles utilisent l'hypothèse d'un écoulement parallèle à la paroi, afin de simplifier la résolution analytique du bilan d'énergie local. De ce fait, il est probable que l'augmentation de flux thermique liée à l'incidence ne soit pas reproduite par ces modèles.

6.4.1.6 Conclusion sur l'étude des paramètres qui pilotent les pertes thermiques

Au vu des observations expérimentales, il apparaît que certains paramètres ont une influence directe sur les pertes de chaleur aux parois. C'est le cas notamment de la masse volumique (ou de la pression), qui détermine le comportement basse-fréquence des pertes thermiques. C'est aussi le cas de la vitesse locale de l'écoulement : ce phénomène d'advection ajoute une contribution thermique dite « de convection » au

coincement de flamme par conduction thermique. L'incidence de l'écoulement par rapport à la paroi a aussi une forte influence sur les pertes thermiques.

Ces paramètres qui pilotent au premier ordre l'échange thermique masquent peut-être l'effet de paramètres de second ordre, comme la turbulence. Mais l'effet de l'intensité de turbulence – s'il existe – n'a pu être identifié indépendamment de l'effet d'advection, les deux effets étant très liés dans ce type de configuration et d'écoulement.

6.4.2 Évaluation comparée des modèles de pertes thermiques

Les observations expérimentales ont permis de relever un certain nombre de paramètres dont l'influence gouverne l'amplitude des pertes thermiques. Il est donc souhaitable de faire un point sur l'état de l'art, en ce qui concerne la modélisation des pertes thermiques dans les chambres de combustion.

Pour cela, on se propose de comparer les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles les plus adaptés. Ces modèles proviennent d'études expérimentales ou numériques, réalisées en vue d'une application aux chambres de combustion des moteurs à pistons.

6.4.2.1 Comparaison des modèles à l'expérience

Il s'agit de comparer à l'expérience les prédictions des modèles les plus couramment utilisés, que ce soit dans le cadre du calcul multi-zone ou de la simulation numérique 3D. On cherche ainsi à évaluer le degré de précision atteint aujourd'hui par la modélisation des pertes thermiques aux parois des chambres de combustion.

Modèles de pertes thermiques considérés

On ne prend ici en considération que les modèles les plus représentatifs et les plus pertinents pour notre configuration expérimentale : ces modèles et les notations correspondantes sont exposés en détail au Chapitre 1 (cf. § 1.4). Parmi les modèles basés sur l'hypothèse de convection forcée, on considère les corrélations empiriques de :

- [Woschni, 1967], qui sert de base à de nombreuses évolutions postérieures :

$$\text{Éq. 6.24} \quad \begin{cases} h = 130D^{-0,2} P^{0,8} T^{-0,53} w^{0,8} \\ w = 2,28 < V_{piston} > + 0,00324 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P - P_0) \end{cases}$$

- [Hohenberg, 1979], qui prend en compte sommairement la turbulence de l'écoulement :

$$\text{Éq. 6.25} \quad \begin{cases} h = 130 V_{cyl}^{-0,06} P^{0,8} T^{-0,4} w^{0,8} \\ w = \langle V_{piston} \rangle + 1,4 \end{cases}$$

- [Chiodi & Bargende, 1991], qui prend en compte l'écoulement turbulent et réactif :

$$\text{Éq. 6.26} \quad \begin{cases} h = 253 V_{cyl}^{-0,073} P^{0,78} T^{-0,477} w^{0,78} \\ \text{Gaz frais : } w = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8}{3} k + \langle V_{piston} \rangle^2} \\ \text{Gaz brûlés : } w = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8}{3} k + \langle V_{piston} \rangle^2 + u_F^2} \end{cases}$$

Parmi les modèles basés sur l'hypothèse d'une couche limite cinématique, on considère les lois de paroi de :

- [Han & Reitz, 1997], basée sur une approche stationnaire compressible :

$$\text{Éq. 6.27} \quad Q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_w) - (2,1y^+ + 33,4) \langle Q''' \rangle \nu / u^*}{2,1 \ln(y^+) + 2,5}$$

- [Angelberger, 1997], qui s'en distingue par le choix des constantes d'intégration :

$$\text{Éq. 6.28} \quad Q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_w)}{2,1 \ln(y^+) + 3,9}$$

- [Yang & Martin, 1990], basée sur une approche instationnaire compressible et prenant en compte l'existence d'une distance de coincement :

$$\text{Éq. 6.29} \quad \begin{cases} Q_w = \lambda T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{2\gamma-1}{\gamma}} \frac{\kappa \rho_0 u^*}{\mu_w} [a + b + c] \\ a = - \left(\frac{1}{\sqrt{\pi(\tau + \tau_0)}} + 0,082 \left(1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{(\tau + \tau_0)}}{3} \right) \right) \right) f_0 \\ b = - \int_{\theta=0}^{\tau} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi(\tau - \theta)}} + 0,082 \left(1 - \exp \left(- \frac{\sqrt{(\tau - \theta)}}{3} \right) \right) \right) \frac{df}{d\theta} d\theta \\ c = \int_{\theta=0}^{\tau} \left(\sqrt{(\tau - \theta)} + 0,084(\tau - \theta) \right) \exp \left(- \frac{-1,1d^{0,79}}{\sqrt{(\tau - \theta)} + 0,084(\tau - \theta)} \right) \frac{d\dot{Q}}{d\theta} d\theta \end{cases}$$

Enfin, on évalue le modèle de [Rivière, 2005], basé sur une approche originale de la conduction, issue de la théorie cinétique des gaz (cf. Annexe 1) :

$$\text{Éq. 6.30} \quad h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{M} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w} \right)$$

Procédure de test

Une base de données expérimentale a été établie pour plusieurs points de fonctionnement, dans la chambre de combustion dédiée à l'étude des pertes thermiques en régime turbulent. On dispose des principaux paramètres aérothermiques de l'interaction flamme-paroi : la pression, le flux thermique pariétal, les profils de vitesse d'ensemble et d'intensité de turbulence, l'échelle spatiale de turbulence. Considérant un régime de combustion homogène, on suppose que le champ de température est constitué de deux zones à température uniforme : gaz frais et gaz brûlés. Les pertes thermiques par rayonnement sont négligées, afin de se focaliser sur la comparaison des pertes « convectives ».

Pour éviter de passer en revue les modèles sur toutes les conditions expérimentales, une première évaluation est faite dans le cas « académique » du fluxmètre central pour lequel l'écoulement est parallèle à la paroi. Cet écoulement représente en effet la configuration de base des modèles de convection forcée et des lois de paroi basées sur l'hypothèse d'une couche limite cinématique. Seuls les modèles prédictifs dans cette configuration sont susceptibles de l'être dans le cas du fluxmètre latéral, où l'écoulement est tridimensionnel.

Écoulement à incidence nulle : cas du coincement latéral

Les modèles de pertes sont évalués d'abord dans le cas d'un écoulement en moyenne parallèle à la paroi (cf. Fig. 6.37), i.e. vérifiant les hypothèses de ces modèles.

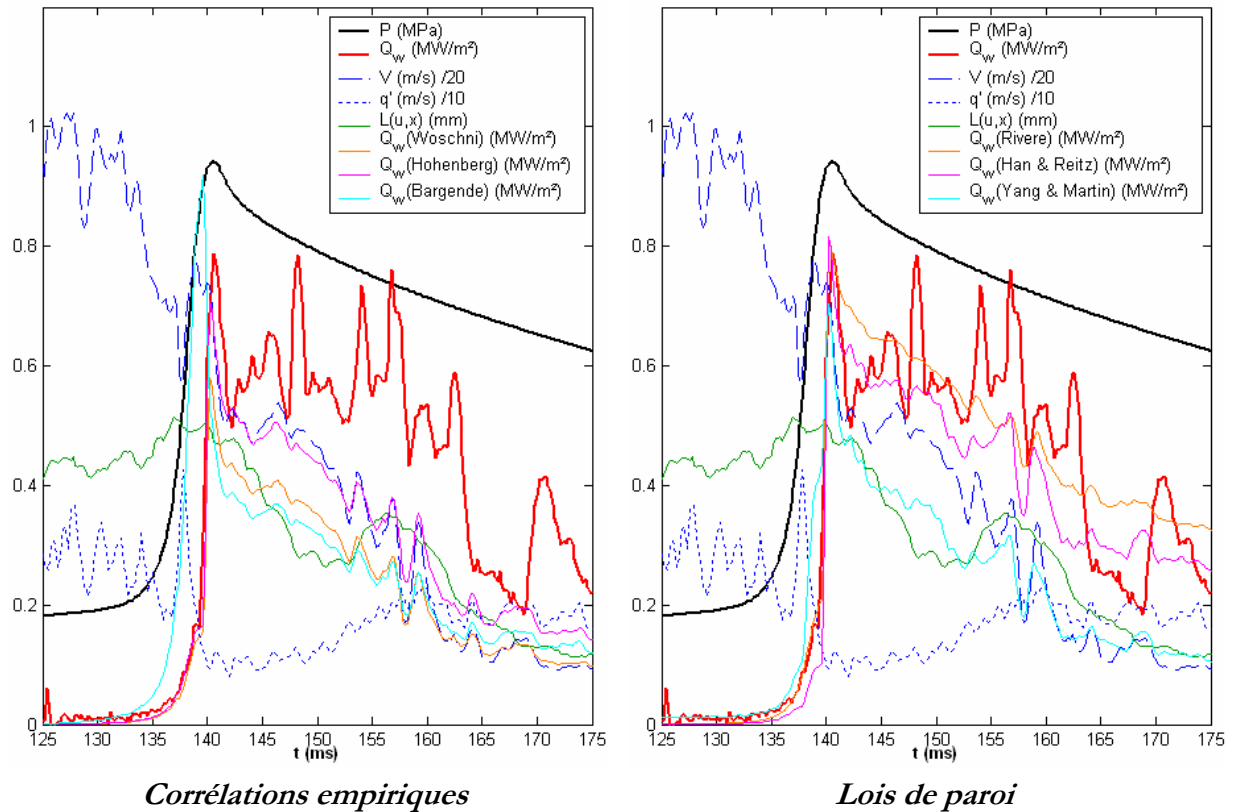


Fig. 6.37: Modèles de pertes (1 tir) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Les simulations des modèles empiriques s'écartent nettement des mesures. Cela signifie que dans les conditions de l'expérience, on ne vérifie pas l'hypothèse de convection forcée, i.e. l'analogie avec les conduites et les plaques. Les lois de paroi considérées simulent bien mieux les pertes expérimentales, à l'exception du modèle de [Yang & Martin, 1990] qui s'en écarte après l'interaction flamme-paroi. Cela montre que l'hypothèse d'instantanéité invoquée par [Yang & Martin, 1990] n'apporte pas d'amélioration significative à la prédiction des pertes thermiques. On ne retient donc dans la suite de l'étude que les modèles de [Rivière, 2005] et de [Han & Reitz, 1997] pour une étude plus approfondie.

Le modèle de [Han & Reitz, 1997] suit assez fidèlement les mesures ; il reproduit remarquablement l'effet instantané de la vitesse d'ensemble et de la turbulence sur les pertes thermiques. Les pics de flux simulés par ce modèle sont en avance sur les pics de flux mesurés, car la détection d'une structure aérodynamique précède nécessairement sa signature thermique en paroi. Par ailleurs, ce modèle reproduit correctement les pics de flux à haute fréquence, alors qu'il est basé sur une hypothèse de stationnarité. Cela montre que l'aspect instationnaire de l'échange thermique n'est pas essentiel dans la modélisation,

pourvu que les données aérodynamiques soient, elles, résolues en temps. [Han & Reitz, 1997] démontrent également, simulation à l'appui, que la contribution du terme instationnaire est négligeable dans le calcul du flux thermique simulé.

Le modèle de [Rivière, 2005] est moins sensible à l'aérodynamique locale, mais prédit mieux l'évolution basse-fréquence du flux thermique au cours du temps, en particulier au cours de l'échauffement des gaz frais par compression à $t < 140\text{ms}$; ce que confirme la moyenne d'ensemble des flux mesurés et simulés, pour 16 tirs (cf. Fig. 6.38).

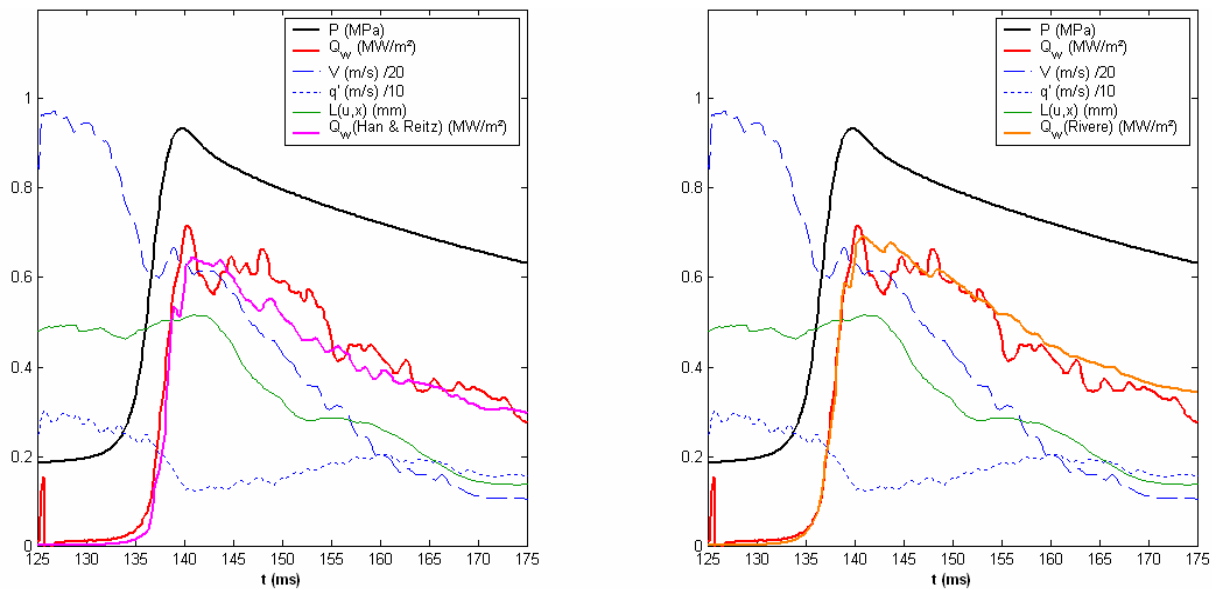


Fig. 6.38: Lois de paroi (moyenne 16 tirs) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125\text{ms}$

Cette configuration d'écoulement permet de retenir deux lois de paroi, qui reproduisent avec succès l'influence de la vitesse d'advection sur les pertes thermiques. Il y a lieu de penser que seuls ces modèles sont susceptibles de simuler aussi l'effet de l'incidence de l'écoulement, qui accroît la complexité de l'interaction flamme-paroi.

Écoulement à incidence non nulle en moyenne : vers le coincement frontal

À présent, les modèles de pertes thermiques jugés satisfaisants sont testés dans le cas du fluxmètre latéral où l'incidence est non nulle, de par le caractère localement tridimensionnel de l'écoulement dans les coins de la chambre (cf. Fig. 6.39).

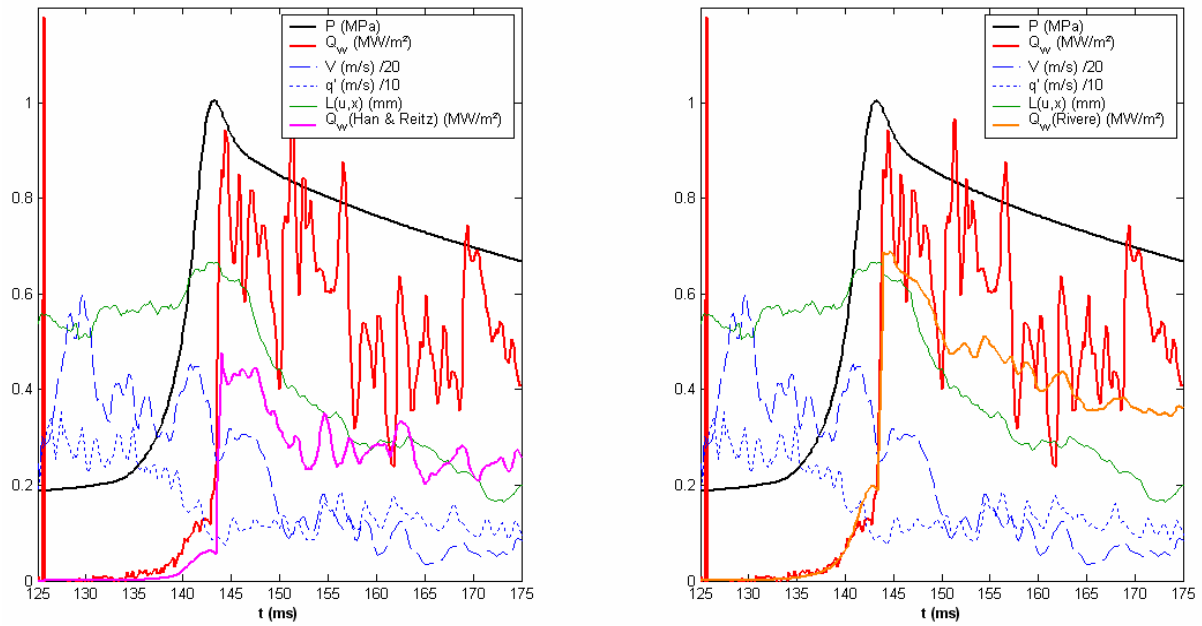


Fig. 6.39: Lois de paroi (1 tir) – Fluxmètre latéral, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Les flux thermiques sont sous-estimés par les deux lois de paroi considérées. En outre, l'amplitude du pic de flux de coincement n'est pas reproduite, alors que ce pic est correctement simulé à incidence nulle. Le modèle de [Han & Reitz, 1997] peine à simuler l'effet de l'aérodynamique, et sous-estime les pertes thermiques d'environ 50%. Peu sensible à l'aérodynamique également, le modèle de [Rivière, 2005] restitue plus fidèlement l'énergie thermique (intégrale du flux) reçue par la paroi au cours du temps.

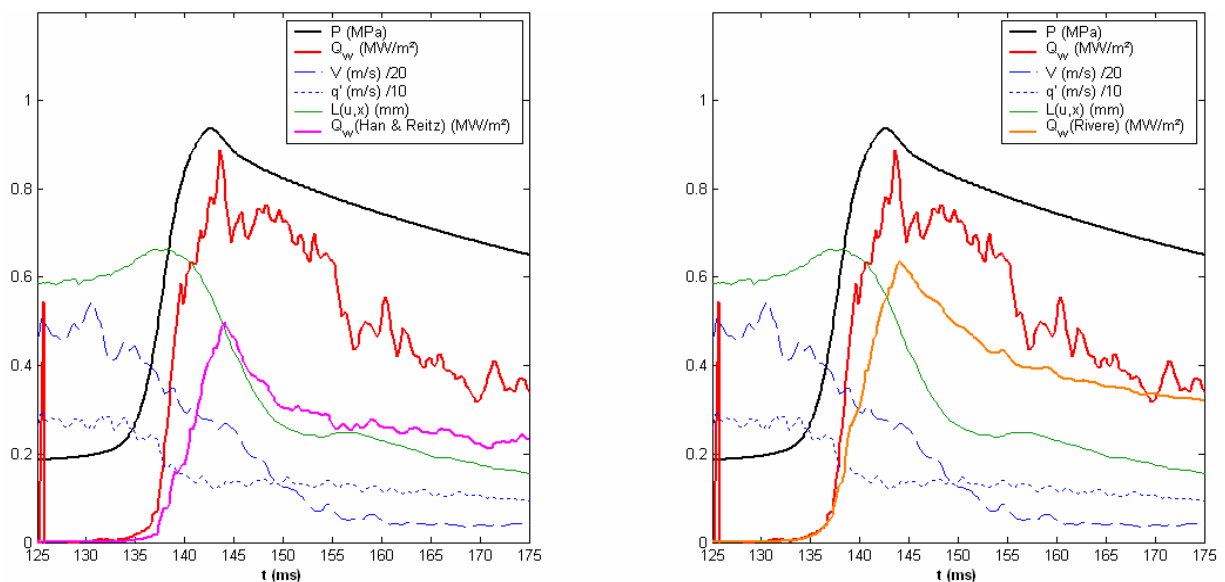


Fig. 6.40: Lois de paroi (moyenne 16 tirs) – Fluxmètre latéral, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Ces observations sont confirmées par la moyenne d'ensemble des flux mesurés et simulés, pour 16 réalisations (cf. Fig. 6.40). L'énergie thermique reçue par la paroi est

globalement sous-estimée de 50% et 25% respectivement par les modèles de [Han & Reitz, 1997] et de [Rivière, 2005].

Ainsi, les lois de paroi de [Han & Reitz, 1997] et [Rivière, 2005] prédisent bien les pertes de chaleur lorsque l'écoulement longe la paroi, mais peinent à les simuler lorsque l'écoulement impacte la paroi. En effet, cette géométrie s'écarte des hypothèses des lois de paroi car elles donne lieu à un coincement plutôt frontal que latéral, bien que l'incidence ne soit pas strictement orthogonale à la paroi. Or, le flux thermique mesuré expérimentalement lors du coincement de flamme laminaire est plus important en coincement frontal que latéral, avec un écart d'environ 20%. Des aménagements sont donc nécessaires pour prendre en compte la spécificité d'un écoulement localement tridimensionnel.

6.4.3 Contribution à la modélisation des pertes thermiques en régime turbulent

Les résultats établis dans ce paragraphe constituent une contribution à la modélisation des pertes thermiques en régime turbulent. Ils permettent de mieux comprendre et, le cas échéant, de mieux simuler le comportement des pertes de chaleur dans les chambres de combustion des moteurs.

6.4.3.1 Méthode d'évaluation de la vitesse de frottement

La vitesse de frottement u^* est définie à partir de la contrainte pariétale de cisaillement τ_w , qui n'est pas une grandeur accessible expérimentalement. On doit donc recourir à des moyens indirects pour l'estimer.

$$\text{Éq. 6.31} \quad u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

Le moyen le plus courant consiste à calculer u^* à partir de l'énergie cinétique turbulente k , i.e. de l'intensité de turbulence q' :

$$\text{Éq. 6.32} \quad u^* = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} = C_\mu^{1/4} q'$$

où $C_\mu=0,09$ est une constante. Cette méthode est utilisée couramment pour l'étude des lois de paroi, notamment par [Yang & Martin, 1990] [Angelberger, 1997] ou [Han & Reitz, 1997]. En effet, à l'inverse de la contrainte pariétale τ_w , l'énergie cinétique k est généralement une donnée disponible à l'issue de l'expérience ou de la simulation

numérique. Si l'évaluation numérique de k est fiable a priori, sa mesure expérimentale est nécessairement moins précise. Dans les cas où l'on cherche à déterminer u^* à partir de données expérimentales, il peut être hasardeux d'introduire une incertitude sur u^* car ce paramètre intervient dans plusieurs paramètres réduits des lois de paroi.

Pour remédier à cela, un autre moyen est proposé par [Alizon, 2005] dans le cadre d'une étude expérimentale des pertes thermiques. Cette méthode consiste à déterminer u^* par résolution de l'équation de [Spalding, 1961] :

$$\text{Éq. 6.33} \quad y^+ = U^+ + \frac{I}{E} \left(e^{\kappa U^+} - 1 - \kappa U^+ - \frac{(\kappa U^+)^2}{2!} - \frac{(\kappa U^+)^3}{3!} \right)$$

avec $\kappa=0,41$ la constante de Von Karman. Si l'on connaît localement le profil de vitesse $U(y)$, on peut remonter à la vitesse de frottement u^* qui est dès lors la seule inconnue de l'équation ; u^* intervient en effet dans $y^+=y \cdot u^*/\nu$ et $U^+=\langle U \rangle / u^*$. Cette loi unique présente l'avantage de décrire toute la couche-limite cinématique dans le cas d'un écoulement turbulent incompressible ; de ce fait, il n'est pas nécessaire de connaître la position absolue des premiers points de mesure au sein de la couche limite. Ainsi, bien que son coût soit supérieur en termes de temps de calcul, on utilise ici (Éq. 6.33) pour éviter d'introduire un éventuel biais expérimental dans le calcul de u^* via (Éq. 6.32).

La comparaison des résultats obtenus en considérant l'une ou l'autre méthode est effectuée à l'aide de la loi de paroi de [Han & Reitz, 1997], pour un écoulement parallèle à la paroi (cf. Fig. 6.41). On constate que l'évolution basse-fréquence de u^* est assez proche dans les deux cas : u^* décroît légèrement à mesure que la vitesse de l'écoulement décroît. Cela confirme que la contrainte pariétale quantifie le frottement fluide-paroi, qui diminue sous l'effet du ralentissement de l'écoulement. Mais l'évolution haute-fréquence de u^* est très différente, de sorte que le flux thermique simulé est bien plus fidèle aux mesures pour (Éq. 6.33) que pour (Éq. 6.32).

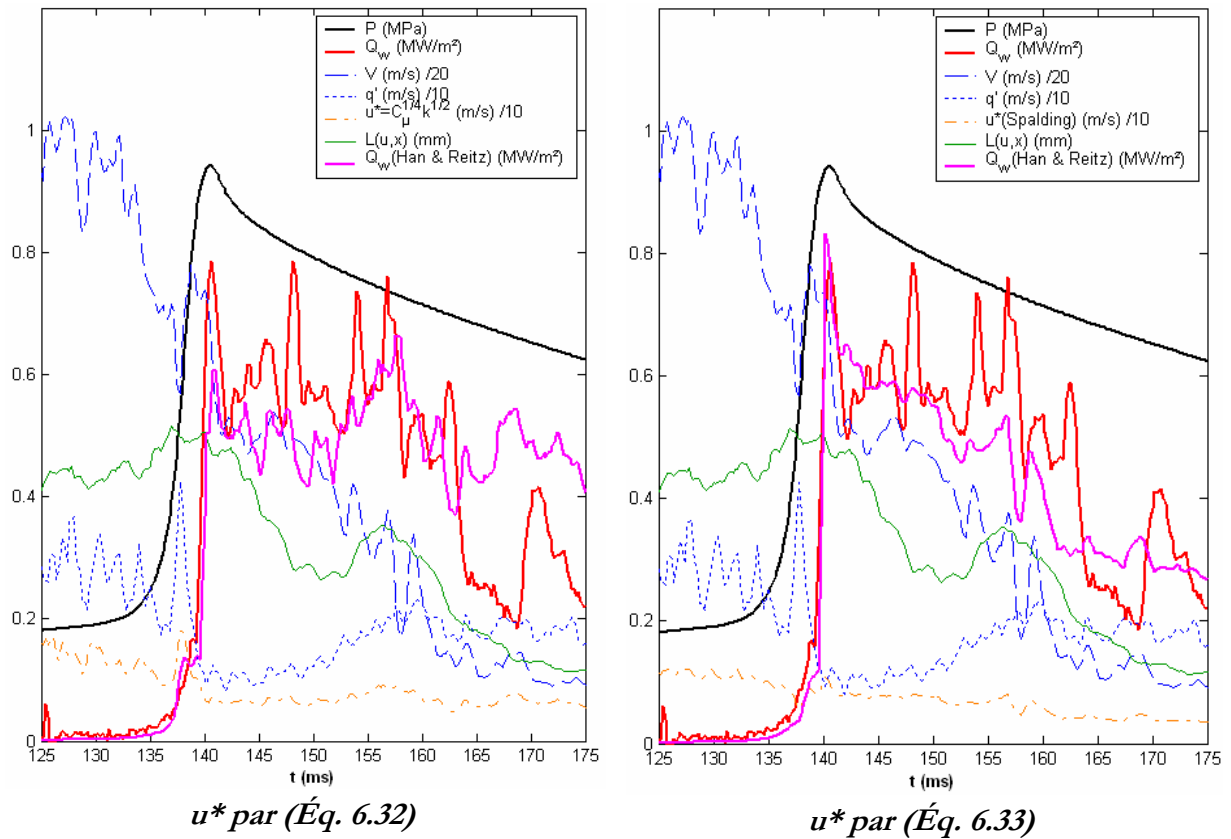


Fig. 6.41 : Influence du calcul de u^* (1 tir) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Cette observation est confirmée par la moyenne d'ensemble des paramètres calculés ci-dessus, sur 16 réalisations (cf. Fig. 6.42). En moyenne, l'utilisation de (Éq. 6.32) sous-estime le pic de flux durant l'interaction flamme-paroi, et surestime les pertes durant l'échange gaz brûlés-paroi.

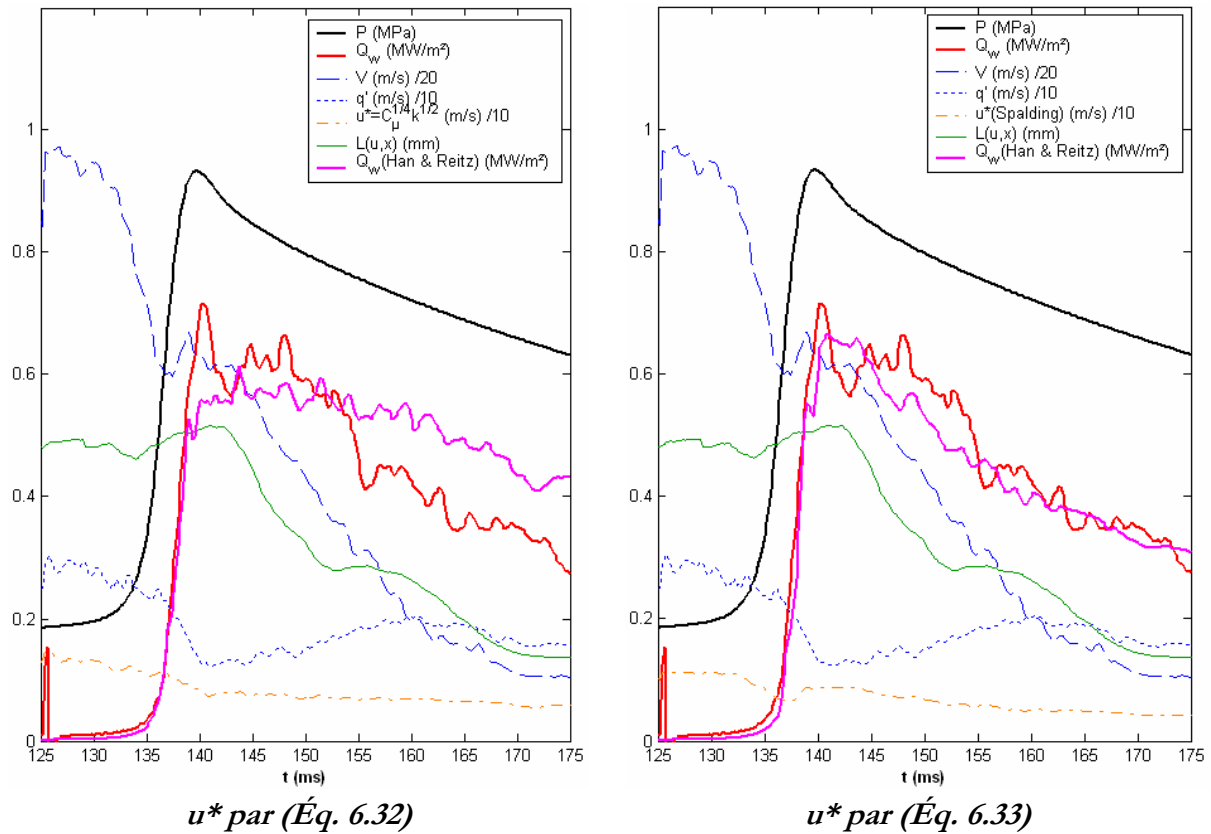


Fig. 6.42 : Influence du calcul de u^* (moyenne de 16 tirs) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7, t^*=125ms$

L’utilisation de (Éq. 6.32) mène ainsi à des résultats moins fiables que (Éq. 6.33), alors même qu’on observe peu d’écart sur l’amplitude et l’évolution de u^* . Cela montre la grande sensibilité des lois de paroi envers la vitesse de frottement. C’est pourquoi, dans le cadre d’études expérimentales des pertes thermiques, on préconise de déterminer u^* à l’aide de l’équation de [Spalding, 1961].

6.4.3.2 Comparaison des modèles de [Han & Reitz, 1997] et [Angelberger, 1997]

Jusqu’ici, les modèles les plus aptes à simuler les pertes thermiques semblent être ceux de [Rivière, 2005] et de [Han & Reitz, 1997], dont on rappelle la formulation :

Éq. 6.34
$$q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T / T_w) - (2,1y^+ + 33,4) < Q''' > \nu / u^*}{2,1 \ln(y^+) + 2,5}$$

Or, celui-ci est contemporain du modèle d’[Angelberger, 1997], dont la formulation lui est semblable :

Éq. 6.35
$$q_w = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T / T_w)}{2,1 \ln(y^+) + 3,9}$$

Entre ces deux modèles, on remarque deux différences. D'une part, (Éq. 6.34) possède au numérateur un terme lié à la production volumique de chaleur $\langle Q''' \rangle$, absent de (Éq. 6.35). Ce terme joue un rôle relativement bref puisqu'il n'intervient que durant le temps de combustion, et s'annule durant l'interaction gaz brûlés-paroi. D'autre part, la constante d'intégration qui apparaît au dénominateur vaut 2,5 dans (Éq. 6.34) contre 3,9 dans (Éq. 6.35). [Angelberger, 1997] attribue cette différence à la démarche employée pour évaluer cette constante. En effet, la valeur 2,5 dans (Éq. 6.34) provient d'un modèle de la couche limite interne où le nombre de Prandtl turbulent varie avec la distance à la paroi. L'évolution transversale des propriétés physiques du fluide est ainsi prise en compte, en accord avec le gradient thermique flamme-paroi ou gaz brûlés-paroi. En revanche, la valeur 3,9 dans (Éq. 6.35) est une moyenne issue de mesures expérimentales dans le cas quasi-isotherme, i.e. lorsque le gradient thermique pariétal est suffisamment faible pour négliger l'évolution transversale des propriétés du fluide.

Comme ces modèles proviennent tous deux d'études sur moteur, on souhaite connaître la formulation la plus adaptée à la présente étude. Pour cela, on compare les prédictions des deux modèles à l'expérience (cf. Fig. 6.43). On constate que le modèle d'[Angelberger, 1997] sous-estime le flux thermique durant toute la durée d'observation. Il en est de même pour la moyenne d'ensemble de 16 simulations (cf. Fig. 6.44). Dans ces deux comparaisons, on reporte la contribution du terme lié à la production volumique de chaleur $\langle Q''' \rangle$ dans (Éq. 6.34). Ce terme atteint au plus 0,5% du flux thermique en moyenne, ce qui permet d'affirmer qu'il est négligeable en première approche.

Par conséquent, la présence d'une constante d'intégration plus grande au dénominateur du modèle d'[Angelberger, 1997] l'amène manifestement à sous-estimer le flux thermique pariétal durant l'interaction flamme-paroi ou gaz brûlés-paroi, i.e. dans le cas d'une couche limite anisotherme. Cette observation confirme que la constante d'intégration 3,9 dans (Éq. 6.35) est adaptée aux situations quasi-isothermes, que l'on rencontre dans les moteurs à pistons au niveau des pipes d'admission ou dans le cylindre en début de compression.

Le modèle d'[Angelberger, 1997] est donc moins adapté que celui de [Han & Reitz, 1997] à la partie combustion-détente du cycle moteur. Parmi les lois de paroi les plus efficaces, on retiendra dans la suite le modèle de [Han & Reitz, 1997].

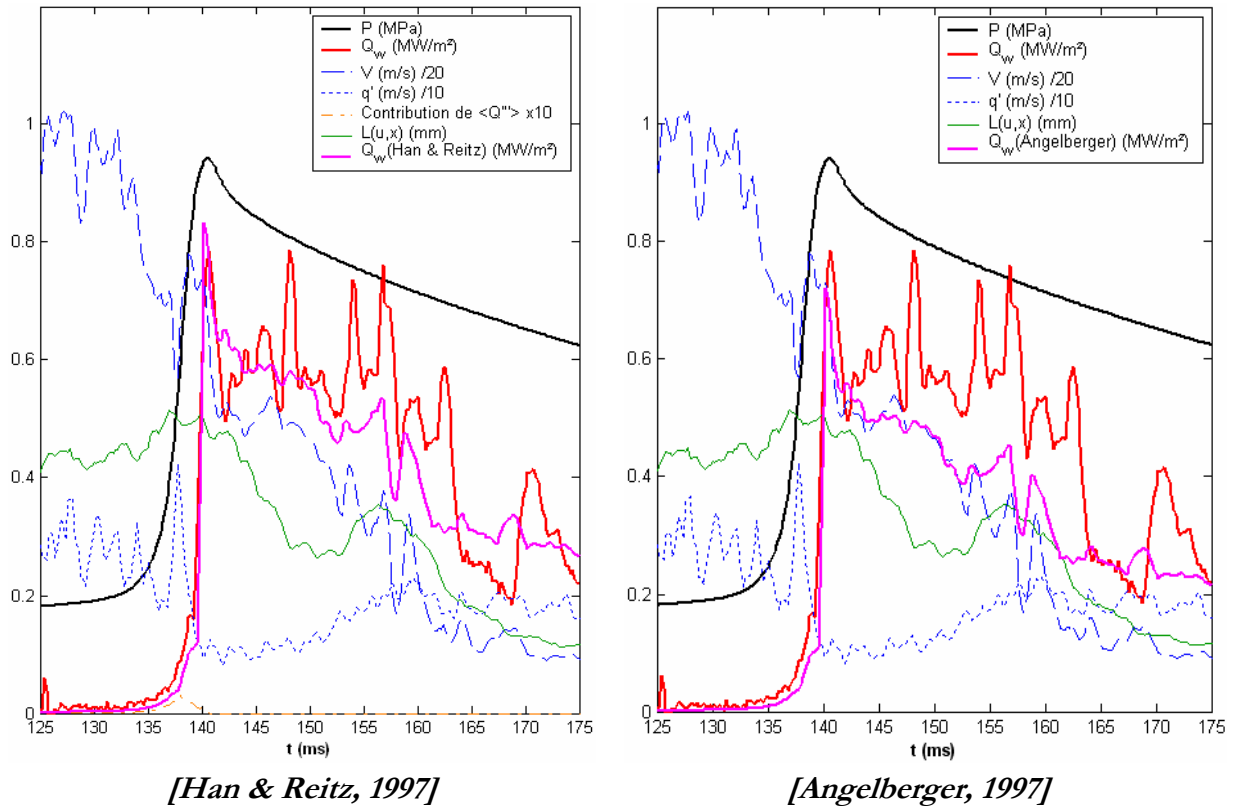


Fig. 6.43 : Comparaison de modèles (1 tir) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

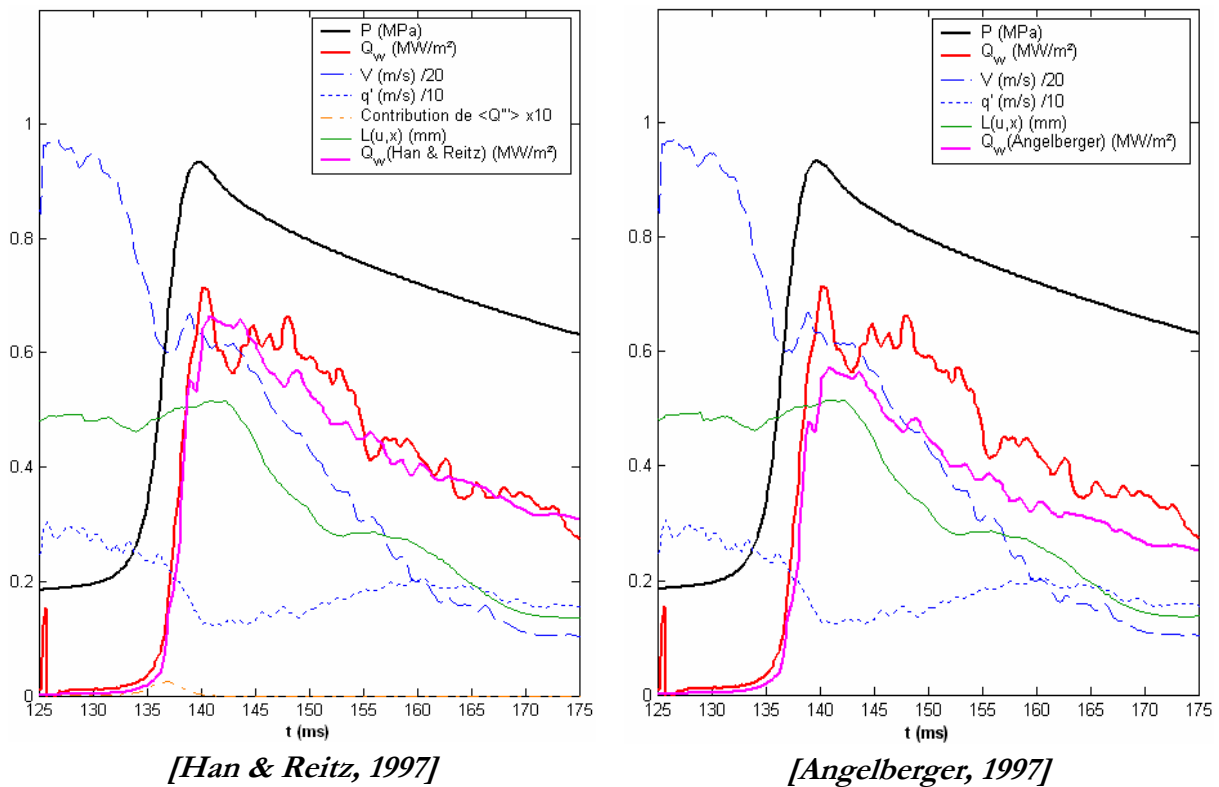


Fig. 6.44 : Comparaison de modèles (moyenne de 16 tirs) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

6.4.3.3 Intégration des effets cinématiques sur la couche limite thermique

Le modèle de pertes thermiques de [Rivière, 2005] fait intervenir une grandeur K , qui représente la fraction d'énergie cédée à la paroi par les particules qui l'impactent.

$$\text{Éq. 6.36} \quad K = \eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_g}} - \frac{\lambda}{T_g}$$

Les constantes d'intégration η , κ et λ sont déterminées par recalage sur un grand nombre de cycles moteur, qu'ils soient à allumage commandé ou par compression. κ et λ dépendent du matériau de paroi. Ils traduisent l'influence de la température T_g , i.e. de l'agitation des gaz, sur la fraction d'énergie cédée à la paroi. η traduit l'influence des phénomènes de transport capables d'accroître l'énergie cédée à la paroi, comme l'advection ou la turbulence. η est donc nulle en l'absence d'écoulement, et positive dans les écoulements laminaires ou turbulents. Cependant, la présence d'une couche-limite cinématique dans ces écoulements est susceptible d'épaissir la couche-limite thermique et donc d'isoler la paroi. En d'autres termes, η et K diminuent quand l'épaisseur de couche-limite cinématique augmente.

Hypothèse de modélisation

Pour étudier ce phénomène en première approche, on suppose que η est inversement proportionnelle à l'épaisseur de couche-limite cinématique δ :

$$\text{Éq. 6.37} \quad \eta \propto \frac{1}{\delta}$$

D'après les différentes visualisations et mesures entreprises en combustion, on sait que l'écoulement est turbulent au moment de l'allumage, avec une intensité de turbulence q' supérieure à 3m/s et des vitesses V supérieures à 5–10m/s quel que soit le point de fonctionnement étudié. Lors de la combustion, le champ de vitesse en proche paroi est affecté par l'expansion des gaz brûlés à volume constant, et par leur forte viscosité. L'effet de viscosité est aussi constaté numériquement durant l'interaction flamme-paroi turbulente dans un canal à pression constante [Bruneaux, 1996]. Cette DNS indique, en accord avec les observations expérimentales (cf. Fig. 6.41), que l'intensité de turbulence q' et la vitesse de frottement u^* augmentent brutalement après l'interaction flamme-paroi puis décroissent. La limitation géométrique imposée à la flamme par la paroi et le frottement visqueux participent tous deux à relaminariser localement la flamme

et l'écoulement au voisinage de la paroi. De ce fait, il est probable que la couche-limite cinématique turbulente devienne laminaire à l'issue de l'interaction flamme-paroi.

On rappelle l'épaisseur de la couche limite δ qui s'établit sur une plaque plane, pour un écoulement de vitesse V en un point donné x :

$$\text{Éq. 6.38} \quad \delta_{\text{laminaire}} = \frac{5x}{Re_x^{0,5}} \propto V^{-0,5} \quad \delta_{\text{turbulent}} = \frac{0,38x}{Re_x^{0,2}} \propto V^{-0,2}$$

En régime turbulent, l'épaisseur de couche-limite peut être écrite à partir de la vitesse de frottement u^* et de la vitesse d'advection V [Landau & Lifchitz, 1971] :

$$\text{Éq. 6.39} \quad \delta_{\text{turbulent}} \propto \frac{u^* \cdot x}{V}$$

Formulation de η

Le recalage sur moteur fournit une loi de variation affine en fonction de V , pour la constante d'intégration η (Éq. 6.40). Les régimes considérés sont 800–4000tr/min, soit une vitesse moyenne de piston $\langle V_{\text{piston}} \rangle$ de 2–10m/s.

$$\text{Éq. 6.40} \quad \eta_{\text{moteur}} = a + b \langle V_{\text{piston}} \rangle$$

avec $a=7 \cdot 10^{-4}$ et $b=7 \cdot 10^{-5} \text{ (m/s)}^{-1}$.

Comme η est estimée sur une plage limitée de régimes moteur, on dispose finalement d'une approximation globale de η ; sa précision est difficile à quantifier car la vitesse moyenne de piston diffère de la vitesse effective en paroi. On se propose donc de rechercher une formulation de η en accord avec le comportement de la couche-limite cinématique, que ce soit en régime laminaire ou turbulent. Pour cela, on compare l'évolution du rapport V/u^* avec la loi affine de η obtenue par recalage sur les données moteur (cf. Fig. 6.45). Le rapport V/u^* est issu des données expérimentales, pour tous les mélanges et conditions d'allumage étudiés.

On constate que sur la plage de $\langle V_{\text{piston}} \rangle$, 2–10m/s, le rapport V/u^* (« données chambre ») croît comme les valeurs expérimentales de η (« données moteur »). Comme V/u^* représente bien l'épaisseur de couche-limite δ en régime turbulent, on vérifie l'hypothèse selon laquelle η varie comme l'inverse de δ (Éq. 6.37). Cette observation est en accord avec l'épaississement du gradient de vitesse pariétal au cours des essais, qui a été constaté sur les profils de vitesse (cf. § 6.3.5.1).

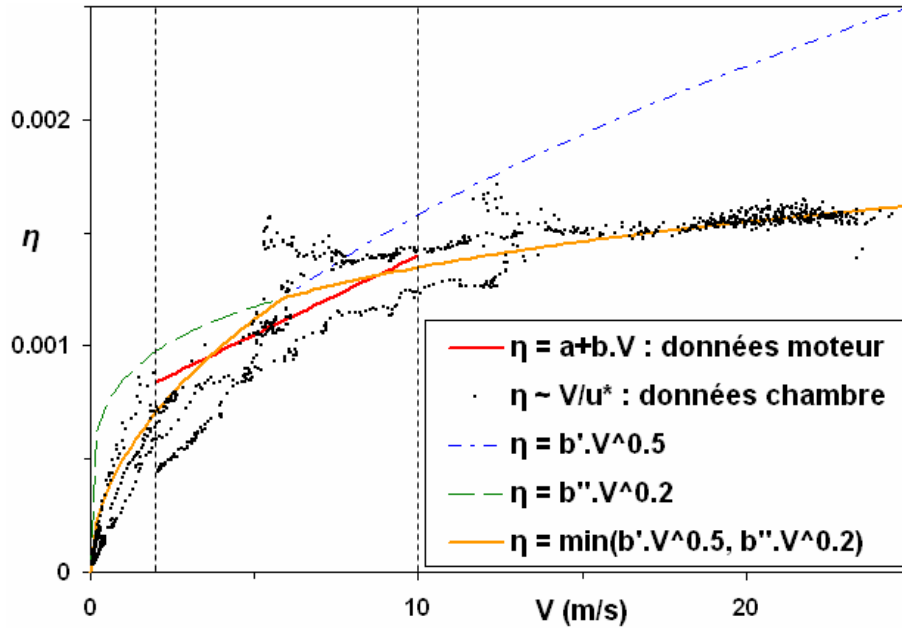


Fig. 6.45 : Recalage et modèle de η – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Constatant que cette hypothèse permet de relier la constante d'intégration η à des paramètres de l'écoulement, on modélise l'évolution de η par ajustement aux données de recalage sur moteur (cf. Fig. 6.45) en supposant que η varie en raison inverse de δ :

- en régime laminaire, avec $b'=5.10^{-4} (m/s)^{-0,5}$:

$$\text{Éq. 6.41} \quad \eta_{\text{laminaire}} \propto \frac{1}{\delta_{\text{laminaire}}} \Rightarrow \eta_{\text{laminaire}} = b' V^{0,5}$$

- en régime turbulent, avec $b''=8.10^{-4} (m/s)^{-0,2}$:

$$\text{Éq. 6.42} \quad \eta_{\text{turbulent}} \propto \frac{1}{\delta_{\text{turbulent}}} \Rightarrow \eta_{\text{turbulent}} = b'' V^{0,2}$$

Ces lois de variation se raccordent pour une vitesse voisine de 5m/s, qui indique certainement la transition entre régime laminaire et turbulent. Pour rendre compte de l'évolution de η sur la plage de vitesses rencontrées dans les conditions de l'expérience, 0–25m/s, on raccorde les deux expressions de η à l'aide d'une expression simple :

$$\text{Éq. 6.43} \quad \eta = \min(b' V^{0,5}, b'' V^{0,2})$$

avec $b'=5.10^{-4} (m/s)^{-0,5}$ et $b''=8.10^{-4} (m/s)^{-0,2}$.

Discussion

Cette formulation fournit finalement une dépendance des pertes thermiques en $V^{0,5}$ aux vitesses inférieures à 5m/s, en $V^{0,2}$ au-delà. Cette évolution contraste avec les

modèles empiriques basés sur une approche de convection forcée, par exemple [Woschni, 1967], où les pertes thermiques dépendent de $V^{0,8}$. En réalité, ces modèles se fondent sur une étude de la vitesse moyenne de piston, qui dépasse rarement 10m/s dans les moteurs de recherche. L'expérience montre que sur cette plage de vitesses, on peut faire passer des courbes de régression en loi puissance avec des exposants variés : 0,2, 0,5 ou 1 par exemple (cf. Fig. 6.45). La dépendance des pertes thermiques en $V^{0,8}$ observée par ces auteurs s'explique donc principalement par un manque de données expérimentales.

La chambre de combustion utilisée dans cette étude permet ainsi d'étendre le domaine de vitesses explorées et d'affiner la description du transfert thermique. Le rôle de l'écoulement dans les pertes thermiques est introduit par l'intermédiaire de la couche-limite cinématique, qui épaissit la couche-limite thermique et apparaît donc comme une résistance thermique. La couche-limite cinématique permet de décrire le comportement du coefficient η dans le modèle de [Rivière, 2005], et d'expliquer simplement les valeurs de η mesurées sur moteur. L'expression proposée pour η fait donc intervenir de manière explicite la vitesse d'advection, et non l'intensité de turbulence. Mais en réalité, l'influence de la turbulence est présente de façon implicite dans le terme en $V^{0,2}$, qui traduit l'existence d'une couche-limite turbulente. Tout comme pour les lois de paroi cinématiques, cette couche-limite est supposée établie ; cette hypothèse peut poser des difficultés dans les écoulements rencontrés à l'intérieur des chambres de combustion, qui sont le siège de fortes instationnarités.

6.4.3.4 Simulation des pertes thermiques dans diverses conditions de combustion

On souhaite à présent évaluer l'efficacité des modèles de pertes thermiques les plus aboutis, dans différentes conditions d'allumage, de richesse, d'écoulement. Pour cela, on compare à l'expérience le flux thermique prédit par le modèle de [Rivière, 2005], en intégrant l'expression de η présentée précédemment (Éq. 6.43). Les résultats du modèle de [Han & Reitz, 1997] sont présentés à titre indicatif, pour mettre en relief les différences entre ces deux modèles, les plus aboutis à l'heure actuelle.

Rappelons que d'après l'étude du régime de combustion (cf. § 6.3.5.4), les flammes étudiées sont de même type, à savoir plissées-épaissies avec extinctions locales. Ce paragraphe donne donc un aperçu de l'aptitude des modèles à évaluer les pertes thermiques dans des conditions représentatives des moteurs, en termes de combustion.

À titre d'exemple, on compare les pertes thermiques mesurées et simulées dans le cas du fluxmètre central, pour l'allumage à $t^*=125\text{ms}$ d'un mélange méthane-air de richesse 0,7. Au cours d'un essai individuel (cf. Fig. 6.46), on constate que les deux modèles simulent convenablement la forme et l'amplitude du premier pic de flux, dû à l'interaction flamme-paroi proprement dite. Ensuite, durant l'interaction gaz brûlés-paroi, les deux modèles simulent bien l'évolution « basse-fréquence » des pertes thermiques, mais le modèle de [Han & Reitz, 1997] reproduit plus fidèlement les fluctuations de flux thermique dues à l'aérodynamique. La moyenne d'ensemble de 16 simulations (cf. Fig. 6.47) montre que les pertes thermiques moyennes sont bien reproduites, tant en ce qui concerne l'amplitude maximale du flux que son intégrale au cours du temps, i.e. l'énergie reçue par la paroi.

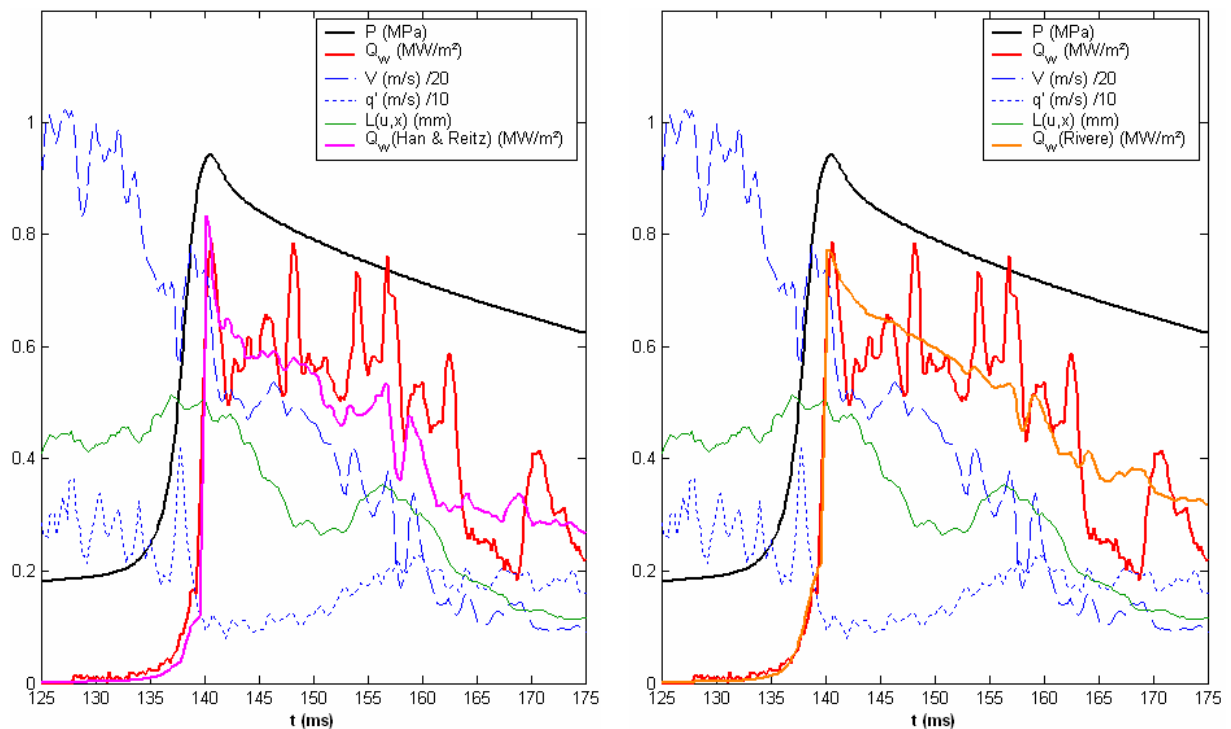


Fig. 6.46: Lois de paroi (1 tir) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^=125\text{ms}$*

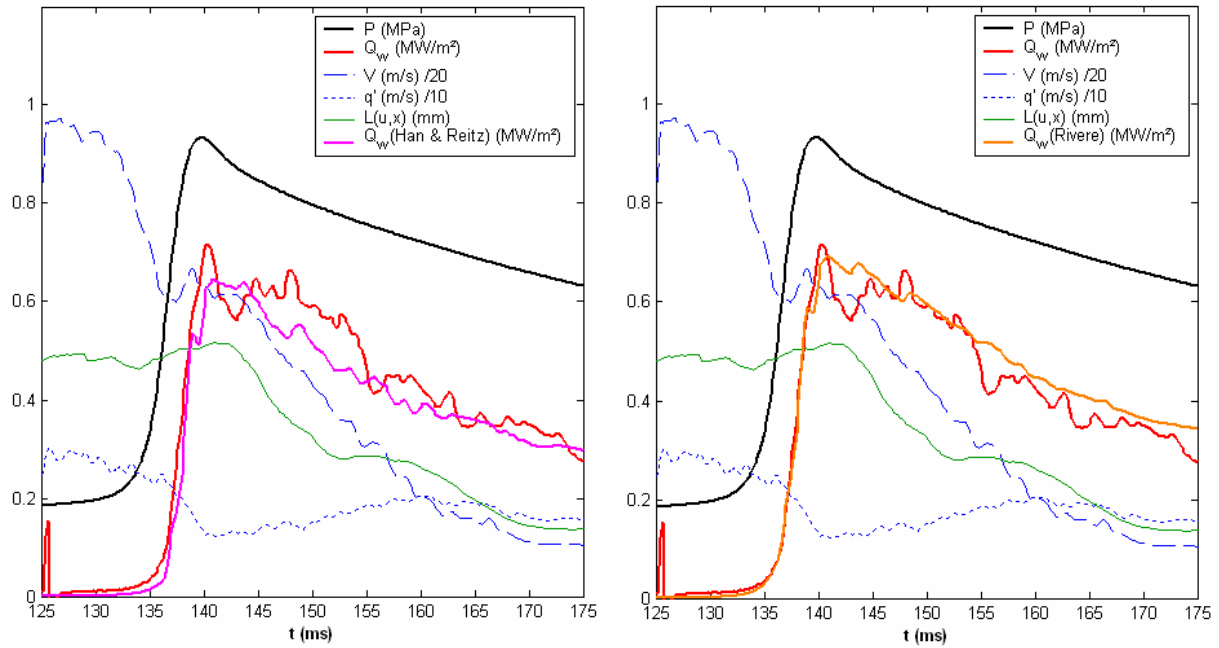


Fig. 6.47: Lois de paroi (moyenne 16 tirs) – Fluxmètre central, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

On évalue à présent l’aptitude des modèles à prévoir les pertes expérimentales pour l’ensemble des mélanges et des instants d’allumage envisagés (cf. Tab. 6.8). L’écart entre les modèles et l’expérience est évalué à l’aide de la chaleur E reçue par la paroi, i.e. le flux thermique intégré au cours du temps. C’est en effet cette énergie thermique qui compte, à l’échelle d’un cycle moteur, pour prévoir l’apparition de points chauds. E_w et E_{sim} désignent respectivement l’énergie thermique intégrée à partir du flux expérimental et du flux simulé.

				Expérience	Han & Reitz	Rivière
Fluxmètre	Φ	$t^* (ms)$	$P_{max} (MPa)$	$Q_w (MW/m^2)$	$ E_w - E_{sim} / E_w$	$ E_w - E_{sim} / E_w$
Central	0,7	125	1,02	0,91	0,12	0,11
	0,7	155	0,98	0,67	0,12	0,35
Latéral	0,7	125	1,02	1,25	0,41	0,22
	0,7	155	0,98	1,15	0,47	0,12
	1	125	1,27	1,70	0,62	0,52
	1	155	1,22	1,42	0,73	0,61

Tab. 6.8 : Comparaison des modèles de pertes thermiques à l’expérience

Dans le cas du fluxmètre latéral, les pertes thermiques simulées sont inférieures aux valeurs mesurées (cf. Fig. 6.48) car l'écoulement est localement tridimensionnel et possède une incidence non nulle par rapport à la paroi. L'écoulement est donc étiré devant le fluxmètre latéral, ce qui accroît les pertes thermiques. La contribution thermique de cette incidence ou de l'étirement, mise en évidence expérimentalement (cf. § 6.4.1.5), n'est pas prise en compte par l'un ou l'autre modèle.

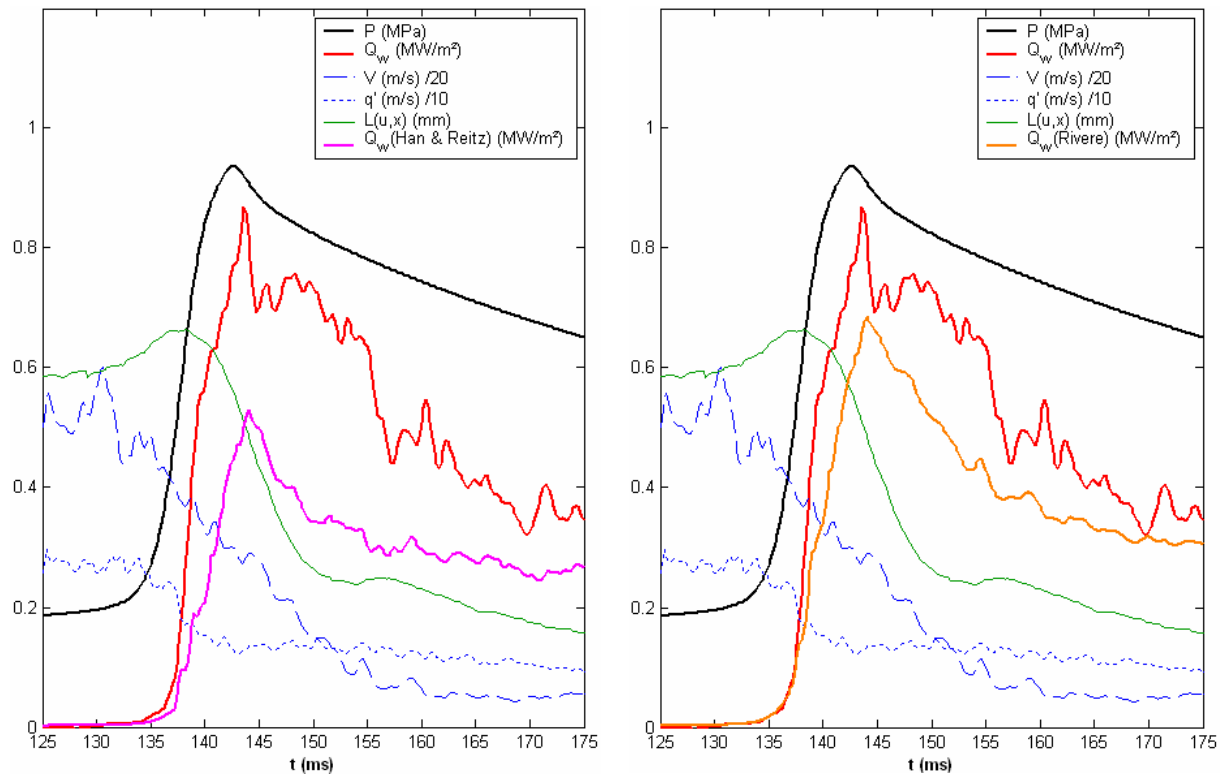


Fig. 6.48: Lois de paroi (moyenne 16 tirs) – Fluxmètre latéral, CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^*=125ms$

Dans ces conditions qui sortent des hypothèses de la simulation, le modèle de [Rivière, 2005] fournit une meilleure évaluation des pertes thermiques que [Han & Reitz, 1997]. Cela provient du fait que le modèle de [Han & Reitz, 1997] repose sur l'hypothèse d'une couche-limite cinématique, que l'on peut mettre en doute au niveau du fluxmètre latéral étant donné le caractère fortement 3D de l'écoulement (cf. Fig. 6.11). Le modèle de [Rivière, 2005] est basé sur l'hypothèse d'une couche-limite thermique, de sorte qu'il simule également les pertes thermiques en l'absence d'écoulement : il est donc moins altéré par le caractère fortement 3D de l'écoulement, bien que celui-ci perturbe aussi la couche-limite thermique, encerclée en rouge sur une visualisation par strioscopie (cf. Fig. 6.49). C'est donc précisément cet écrasement de la couche-limite thermique par l'incidence de l'écoulement qui n'est pas simulé par le modèle.

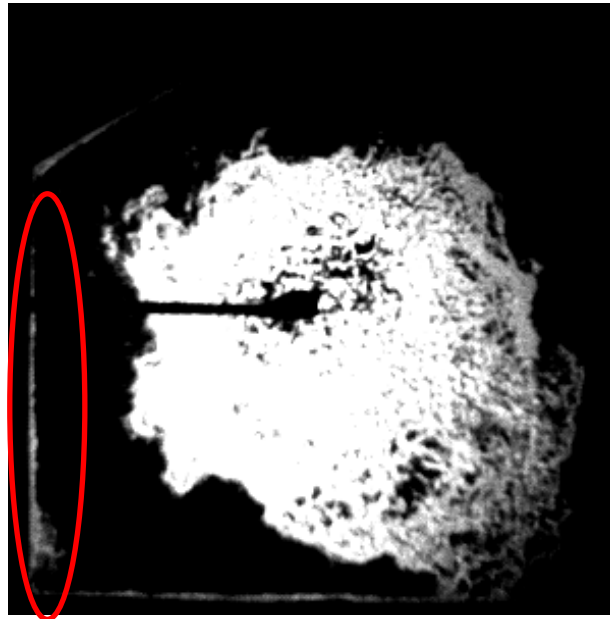


Fig. 6.49 : Observation strioscopique d'une combustion – CH_4 -air $\Phi=0,7$, $t^=125ms$*

L'étude du mélange méthane-air stœchiométrique a été réalisée uniquement sur le fluxmètre latéral. Le nombre d'essais réalisés dans ces conditions ne permet pas d'en étudier la moyenne. Dans ce cas, les deux modèles sous-estiment les pertes thermiques de moitié (cf. Fig. 6.50). Comme dans le cas du fluxmètre latéral à richesse 0,7, le modèle de [Rivière, 2005] simule mieux les pertes malgré l'aspect tridimensionnel de l'écoulement.

Pour ce mélange, la vitesse V décroît très fortement lors de l'interaction flamme-paroi. Comparativement au cas à richesse 0,7, cette chute de vitesse est très brutale car la flamme impose sa dynamique à l'écoulement avec une puissance de flamme qui est trois fois plus grande à richesse 1 qu'à richesse 0,7. La vitesse devient alors inférieure à 1m/s, et l'intensité de turbulence supérieure à la vitesse. Ainsi, la combustion d'un mélange à forte puissance de flamme dans un écoulement tridimensionnel rend difficile la prédiction des pertes thermiques aux parois.

On constate que, dans le modèle de [Rivière, 2005], le terme en η reproduisant l'influence de l'écoulement devient pratiquement nul du fait des faibles vitesses. Ceci pose la question du rôle de l'intensité de turbulence dans le modèle de [Rivière, 2005] : le modèle ne peut rendre compte des pertes thermiques lorsque la vitesse s'annule et que la turbulence demeure substantielle, ce qui arrive usuellement au PMH dans les moteurs. Le modèle doit donc encore être affiné pour reproduire l'effet de la turbulence à vitesse nulle, i.e. en l'absence de couche-limite cinématique.

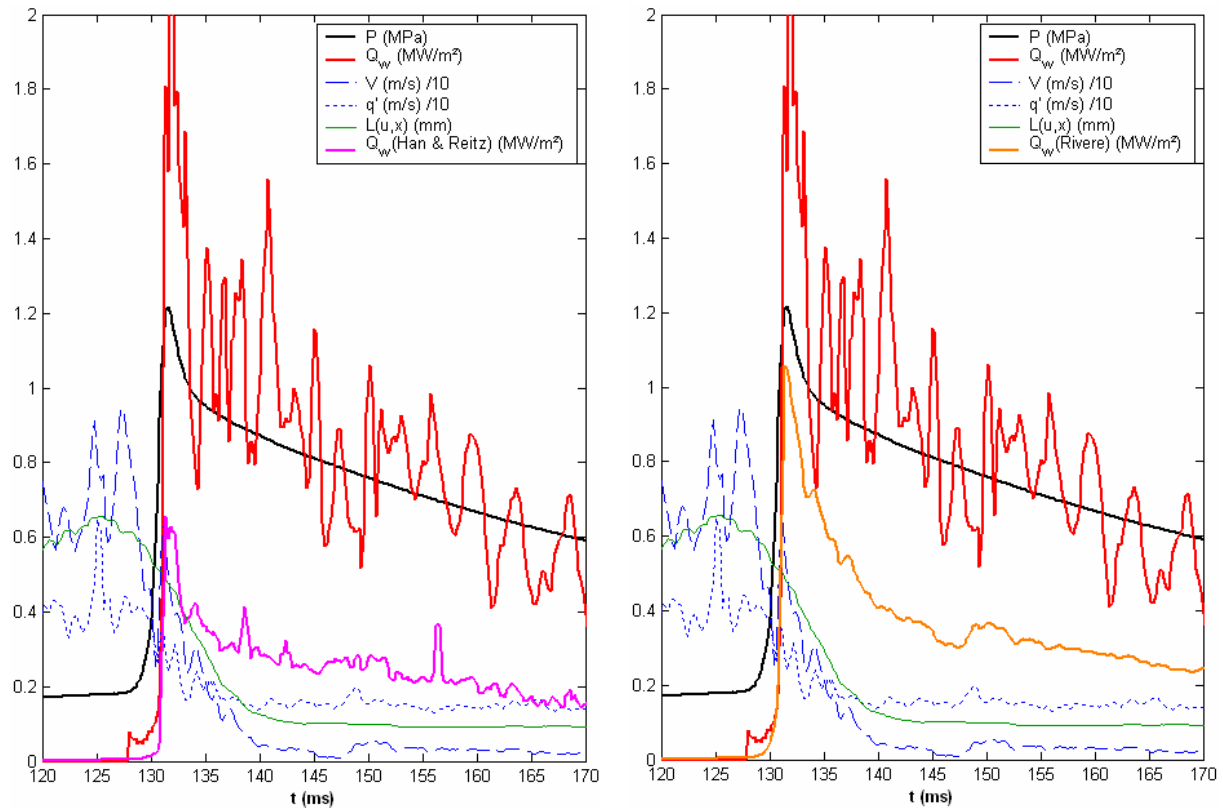


Fig. 6.50 : Lois de paroi (1 tir) – Fluxmètre latéral, CH_4 -air $\Phi=1$, $t^*=125ms$

Synthèse des conditions explorées

L'étude de ces diverses conditions de richesse, d'écoulement et d'allumage permet de connaître le domaine de validité des modèles de pertes thermiques disponibles.

D'une part, les modèles les plus élaborés simulent convenablement les pertes thermiques pour un écoulement globalement parallèle à la paroi. À l'inverse, la simulation des pertes thermiques dans un écoulement localement tridimensionnel mène à des écarts qui dépassent 50% dans les cas les plus défavorables. D'autre part, on observe que les pertes thermiques sont mieux simulées lorsque la vitesse et l'intensité de turbulence prennent des valeurs substantielles, i.e. en régime pleinement turbulent.

Enfin, dans les conditions étudiées, le modèle de [Han & Reitz, 1997] a tendance à mieux simuler les instationnarités du flux thermique. En revanche, par rapport à [Han & Reitz, 1997] le modèle de [Rivière, 2005] simule mieux l'amplitude et l'évolution basse-fréquence du flux au cours du temps, en particulier lorsque l'écoulement est non parallèle à la paroi ; il sous-estime toutefois les pertes thermiques lorsque la vitesse s'annule et que la turbulence demeure substantielle.

6.4.3.5 Conclusion sur la modélisation des pertes thermiques

Plusieurs contributions ont été apportées à la modélisation des pertes thermiques. Il a d'abord été montré que la vitesse de frottement, qui joue un rôle crucial dans les lois de paroi cinématiques, gagne à être évaluée à l'aide de l'équation de [Spalding, 1961] lorsque le profil pariétal de vitesse est connu. La vitesse de frottement ainsi déterminée est alors moins tributaire de la qualité des mesures.

Ensuite, il est montré que le modèle de [Han & Reitz, 1997] est plus approprié aux données expérimentales disponibles que le modèle d'[Angelberger, 1997], qui lui est semblable. Le modèle d'[Angelberger, 1997], compatible avec une couche-limite isotherme, semble moins adapté au cas d'une paroi froide.

Enfin, un modèle a été proposé pour restituer l'effet de l'écoulement turbulent sur l'épaisseur de couche-limite thermique. Ce modèle, basé sur l'épaisseur de couche-limite cinématique, permet de mieux reproduire l'effet de l'écoulement sur les pertes thermiques. Muni de cette amélioration, le modèle de [Rivière, 2005] simule mieux les pertes thermiques que le modèle de [Han & Reitz, 1997] dans les différentes conditions de combustion envisagées, y compris dans le cas d'un écoulement localement tridimensionnel. Il sous-estime cependant les pertes thermiques lorsque la vitesse s'annule, car l'effet de la turbulence sans advection n'est pas pris en compte.

6.5 Conclusions et perspectives

Une chambre de combustion à volume constant a été utilisée pour étudier expérimentalement l'interaction flamme-paroi puis gaz brûlés-paroi, dans des conditions représentatives des moteurs. On constate que les pertes thermiques mesurées dans cette chambre ne peuvent être expliquées sans l'intervention de l'aérodynamique locale. Aussi, des mesures de PIV sont effectuées à haute cadence, et couplées à la mesure de flux thermique. Toutefois, le dépouillement et l'interprétation des données issues de la PIV rapide ont nécessité le développement d'un outil de post-traitement, adapté à la résolution temporelle du diagnostic ainsi qu'à son utilisation en proche paroi. En particulier, la résolution à la fois spatiale et temporelle des données a été mise à profit pour affiner la description du champ de turbulence.

Les données collectées dans cette configuration expérimentale fournissent une base de données en termes de flux thermique, pression, richesse, vitesse, turbulence, géométrie d'interaction... Ces résultats mettent en relief l'influence de certains paramètres sur les pertes thermiques : la pression, la vitesse et l'incidence de l'écoulement. À partir des données expérimentales disponibles, les modèles de pertes les plus usités sont comparés à l'expérience : seuls les modèles de [Han & Reitz, 1997] et de [Rivière, 2005] donnent satisfaction. Un effort est donc fait pour accroître la précision des lois de paroi cinématiques, par un calcul approprié de la vitesse de frottement. On introduit également, dans le modèle de [Rivière, 2005], un sous-modèle reproduisant l'influence des effets cinématiques sur la couche-limite thermique. On évalue ainsi le domaine de validité des modèles de pertes thermiques de [Han & Reitz, 1997] et de [Rivière, 2005], à savoir les écoulements turbulents parallèles à la paroi et à vitesse non nulle. Dans les cas où l'écoulement est localement tridimensionnel, c'est le modèle de [Rivière, 2005] qui donne les meilleures prédictions. On retiendra donc que ce modèle est capable de simuler les pertes thermiques en régime laminaire (cf. Chapitre 5) comme en régime turbulent (cf. Chapitre 6), mais nécessite encore des aménagements pour mieux prendre en compte l'effet de la turbulence proprement dite.

En termes de perspectives, il est indispensable d'améliorer les modèles existants pour prendre en compte la structure réelle des écoulements réactifs et en particulier la distance de coincement, qui influence considérablement les pertes de chaleur lors de l'interaction flamme-paroi. En effet, les écoulements avec incidence sont à l'origine de flux thermiques bien supérieurs aux flux recueillis lorsque l'écoulement est parallèle à la paroi. Ces écoulements « de coin » sont ainsi susceptibles de favoriser l'apparition de points chauds, alors même que les modèles y sous-estiment les pertes thermiques. Ce point mérite donc un effort supplémentaire de modélisation.

Pour aborder ce problème, on rappelle que les écoulements réels sont, sauf cas particulier, non parallèles à la paroi et fortement étirés par leur structure tridimensionnelle. Il est donc hasardeux de s'acheminer vers une nouvelle approche monodimensionnelle de l'échange thermique, d'autant que la présence intempestive de points d'arrêt, observés expérimentalement dans les coins des chambres de combustion, condamne la possibilité d'une couche-limite établie en tout point. Pareillement, la vitesse

peut s'annuler localement au PMH du cycle moteur, auquel cas les pertes thermiques ne sont plus influencées par l'advection mais par la turbulence, qui a un effet de second ordre sur ces pertes. Une solution consiste probablement à rechercher une combinaison des approches « écoulement parallèle à la paroi » et « écoulement à point d'arrêt ». La configuration d'un écoulement impactant une paroi présente en outre l'avantage d'être bien documentée dans le cas fondamental des brûleurs : [Cleary, 1994], [Baukal & Gebhart, 1997]... Cependant, cette configuration est comparable uniquement à l'interaction gaz brûlés-paroi, car l'interaction flamme-paroi fait intervenir des gaz frais en paroi dans les moteurs.

**CONCLUSIONS
&
PERSPECTIVES**

Les travaux qui font l'objet de ce manuscrit ont été entrepris afin de caractériser l'interaction flamme-paroi instationnaire, et plus particulièrement les pertes thermiques qu'elle produit en régime laminaire ou turbulent. Cette étude à dominante expérimentale a permis d'aborder, sous l'angle de la modélisation, le coincement de flamme ainsi que les pertes thermiques aux parois des chambres de combustion. L'accent a été mis sur l'étude de ces phénomènes pariétaux dans le cadre particulier des moteurs à pistons. À cet effet, un dispositif expérimental conçu pour l'occasion 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 et les anomalies de combustion. Cette étude a donc également permis de sélectionner et d'optimiser un modèle de pertes thermiques utilisable directement par les codes de simulation numérique.

Conclusions

Dans un premier temps, une synthèse bibliographique a permis d'identifier les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs : environ 1MPa de pression, 5–10m/s de vitesse, 2–3m/s d'intensité de turbulence, 1MW/m² de flux thermique pariétal. Les modèles disponibles pour décrire l'interaction flamme-paroi ont aussi été passés en revue : si les pertes thermiques sont modélisées assez finement dans les chambres de combustion, les modèles de coincement de flamme sont en revanche très approximatifs. De nouveaux modèles ont donc été proposés dans ce manuscrit afin de mieux décrire les phénomènes pariétaux. C'est également l'ambition d'une récente formulation basée sur la théorie cinétique des gaz [Rivière, 2005], capable de prévoir les pertes thermiques en régime laminaire et turbulent.

Suite à l'étude bibliographique, une chambre de combustion dédiée a été conçue pour reproduire, dans une configuration simplifiée, les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs. L'aérodynamique de type tumble générée durant le remplissage permet d'atteindre dans cette chambre les conditions de pression, vitesse, turbulence et flux thermique représentatives d'un moteur. Cette enceinte à volume constant présente une bonne répétitivité cycle-à-cycle, 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. Son fonctionnement mono-coup en fait un outil capable de simuler expérimentalement l'interaction flamme-paroi instationnaire dans les moteurs.

Lorsqu'on évoque la problématique des pertes thermiques pariétales dans les moteurs à pistons, il faut distinguer d'une part la phase d'interaction flamme-paroi qui intervient autour du point mort haut, et d'autre part la phase d'interaction gaz brûlés-paroi qui occupe schématiquement le reste de la détente. Grâce à la chambre de combustion dédiée, la contribution thermique de chacune de ces phases a pu être estimée expérimentalement. Moyennant certaines hypothèses, la chaleur cédée aux parois durant l'interaction flamme-paroi représenterait 25% de la chaleur totale cédée aux parois durant les phases de combustion – détente, et l'interaction flamme-paroi interviendrait à hauteur de 5% du bilan énergétique d'un moteur. Ce calcul montre l'importance de bien prendre en compte le phénomène spécifique qu'est l'interaction fluide-paroi en milieu inerte ou réactif. Ainsi, l'interaction flamme-paroi met en jeu un milieu réactif et une paroi séparés par des gaz frais ; le coincement de flamme est régi par la dynamique de la flamme, les pertes thermiques conductives et la paroi, qui relaminarise localement l'écoulement. À l'inverse, l'interaction gaz brûlés-paroi intervient en présence de gaz inertes en proche paroi, et est pilotée par des mécanismes de conduction, d'advection et de turbulence.

Ceci étant admis, on a choisi d'étudier l'interaction flamme-paroi en régime laminaire, afin de s'affranchir de l'écoulement turbulent rencontré dans les moteurs. L'étude expérimentale du coincement de flamme laminaire s'est basée sur des mesures couplées de flux thermique pariétal (par thermocouple de surface) et de distance de coincement (par caméra intensifiée). Ces mesures inédites, complétées par des visualisations rapides (par caméra intensifiée) fournissent une description spatio-temporelle du coincement de flamme. Un critère simple du coincement a ainsi été défini et incorporé dans un modèle du coincement de flamme, basé sur un bilan de flux thermique à travers la couche de gaz frais. Ce modèle a été comparé avec succès aux mesures pour plusieurs conditions de richesse (0,7–1) et de pression (0,05–0,25MPa), dans les cas de faible étirement du front de flamme. La formulation analytique du modèle relie le nombre de Peclet Pe au flux thermique adimensionné φ , sans nécessiter un

recalage empirique :

$$\varphi = \frac{1}{Pe + 1} \Leftrightarrow Pe = \frac{1 - \varphi}{\varphi}$$

En complément de cette modélisation, une étude numérique a été menée pour simuler les aspects thermiques de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire, dans le cas d'une flamme de prémélange en propagation sphérique. Pour cela, un modèle nodal de diffusion thermique dans les gaz a été implémenté, ainsi que des modèles de pertes thermiques par conduction et rayonnement. Grâce au calcul, il est avéré que la distance de coïncement détermine directement la forme et l'amplitude du pic de flux dû au coïncement, et que le rayonnement intervient surtout lors du refroidissement des gaz après la combustion. Les résultats du code de calcul ont été comparés avec succès au modèle de coïncement et aux mesures expérimentales (par visualisation et par sonde d'ionisation) dans diverses conditions de pression (1–4MPa), richesse (0,7–1) et carburant (méthane, hydrogène). Cet outil de calcul, entièrement prédictif, a permis de valider le modèle de coïncement de flamme développé précédemment, ainsi que le modèle de pertes thermiques de [Rivière, 2005] en l'absence d'écoulement à la paroi. Le bon accord observé entre la simulation thermique du coïncement et l'expérience confirme que le coïncement de flamme est un phénomène piloté principalement par les pertes thermiques conductives, dans le cas d'une paroi « froide ». Par ailleurs, le code de calcul a été mis à profit pour établir une loi de la distance de coïncement pour deux mélanges méthane-air :

$$\begin{array}{l} CH_4 - \text{air, richesse } 1 \\ CH_4 - \text{air, richesse } 0,7 \end{array} \begin{cases} \delta_q = 20 \cdot P^{-1,0}, P < 0,3MPa \\ \delta_q = 50 \cdot P^{-0,45}, P > 0,3MPa \\ \delta_q = 60 \cdot P^{-0,85}, P < 0,3MPa \\ \delta_q = 100 \cdot P^{-0,45}, P > 0,3MPa \end{cases}$$

avec δ_q la distance de coïncement en μm et P la pression en MPa.

Après cette étude du coïncement de flamme laminaire, les pertes thermiques ont été étudiées dans la chambre dédiée à la combustion turbulente en conditions moteur. À cet effet, un couplage de diagnostics a été mis en œuvre pour connaître localement l'évolution du flux thermique (par thermocouple de surface) en fonction des conditions aérodynamiques de l'échange thermique : vitesse, intensité et échelles de turbulence (par PIV rapide). Un outil de post-traitement des données de PIV a également été développé pour tenir compte des spécificités du diagnostic, i.e. en proche paroi et à haute cadence. Grâce à la bonne résolution spatio-temporelle des données, une analyse de cycle résolu est mise en œuvre par analogie avec le traitement des données LDV. Le champ turbulent est

extrait à l'aide d'une décomposition triple du champ de vitesse brut ; cette décomposition, basée sur un filtrage spatial, permet de s'affranchir des « grands nombres » d'essais nécessaires pour faire converger les paramètres statistiques de l'écoulement. L'équivalence d'un traitement spatial ou temporel de la turbulence est ainsi démontrée.

Ces mesures couplées ont permis de mieux appréhender le comportement de l'écoulement réactif en proche paroi. L'écoulement a été identifié localement comme étant parallèle à la paroi dans la majeure partie de la chambre, ou formant une incidence voire un point d'arrêt au voisinage des coins de la chambre. L'épaississement des gradients pariétaux de vitesse et d'intensité de turbulence a aussi été quantifié durant la combustion. Il apparaît également que la compression des gaz frais durant la combustion produit l'effet d'un piston sur les structures turbulentes de l'écoulement, dont la taille et la vitesse diminuent. Par ailleurs, l'hypothèse de Taylor, vérifiée dans les gaz frais (par PIV et LDV), est mise en défaut au passage de la flamme instationnaire.

L'ensemble des mesures couplées constitue une base de données expérimentale : flux thermique – pression – richesse – vitesse – turbulence – géométrie d'interaction... Son exploitation a mis en relief l'influence en temps réel de certains paramètres sur les pertes thermiques, comme la pression, la vitesse et l'incidence de l'écoulement ; le rôle de la turbulence n'a pas pu être dissocié de la vitesse. La base de données a aussi permis de tester la pertinence des modèles de pertes thermiques de la littérature. Ainsi, la majeure partie des corrélations empiriques et des lois de paroi sous-estime nettement les pertes. Dans notre configuration, la loi de paroi de [Han & Reitz, 1997] donne une meilleure estimation des pertes que celle d'[Angelberger, 1997], qui lui est semblable. C'est le modèle de [Han & Reitz, 1997] qui restitue le mieux les fluctuations temporelles du flux thermique. En revanche, c'est le modèle de [Rivière, 2005] qui simule le mieux l'amplitude et l'énergie des pertes thermiques. Fondé sur l'hypothèse d'une couche-limite thermique, ce modèle est plus efficace que [Han & Reitz, 1997] dans le cas d'écoulements localement tridimensionnels. Ces deux modèles peinent toutefois à prévoir les pertes aux faibles vitesses. Le modèle de [Rivière, 2005], aménagé pour prendre en compte l'effet d'un écoulement turbulent sur les pertes thermiques, sous-estime ces pertes dans le cas du régime turbulent sans mouvement d'ensemble.

Perspectives

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ouvrent des perspectives pour des études à venir. Ces voies de recherche concernent l'interaction flamme-paroi et les pertes thermiques aux parois des chambres de combustion.

Le niveau de modélisation atteint aujourd'hui pour l'interaction flamme-paroi permet de prédire la distance de coincement pour le seul régime laminaire, aux faibles étirements. La validation expérimentale de ce modèle constitue une priorité, afin d'embrasser un domaine de pression, de richesse et de carburants suffisamment vaste. Il est envisageable d'intégrer à ce modèle l'effet de l'étirement de flamme, ce qui peut être considéré à partir d'un bilan énergétique en proche paroi tenant compte de la flamme étirée.

La simulation monodimensionnelle et purement thermique du coincement de flamme laminaire, déjà encourageante, suggère que la modélisation de l'interaction flamme-paroi réside simplement dans une évaluation juste de la température des gaz frais. Simuler correctement le caractère capacitif de cette couche de gaz frais semble ainsi être la clé du problème. Pour cela, il est souhaitable de raffiner la zone de gaz frais et la zone de préchauffage à l'aide de plusieurs mailles de calcul, étant donné les gradients thermiques abrupts rencontrés dans ces zones.

Sur un plan expérimental, des études supplémentaires sont également nécessaires en régime laminaire et turbulent pour établir une relation entre distance de coincement, flux thermique et étirement de flamme. Une telle étude est aujourd'hui techniquement possible à condition de coupler fluxmétrie, PIV rapide et mesure de distance de coincement par visualisation ou sonde d'ionisation. Mais en régime turbulent et/ou à haute pression, les diagnostics optiques en proche paroi posent des problèmes expérimentaux, liés notamment à la proximité de la paroi et à la résolution spatiale du système optique.

La prédiction des pertes thermiques pariétales a fait l'objet d'une avancée remarquable grâce au modèle de [Rivière, 2005] qui unifie la physique des transferts thermiques conductifs en régime laminaire et turbulent (cf. Annexe 1).

La simulation réussie du coincement de flamme montre que le modèle de [Rivière, 2005] est parfaitement adapté en l'état au calcul des pertes thermiques en l'absence d'écoulement pariétal. Le problème des échanges thermiques fluide-paroi est donc manifestement résolu en ce qui concerne le coincement de flamme laminaire.

En régime turbulent, ce modèle a été amélioré pour prendre en compte l'épaississement de la couche-limite thermique par les phénomènes de transport, i.e. l'advection et la turbulence. Cependant, on invoque pour cela l'hypothèse d'une couche-limite cinématique, de sorte que le modèle est mis en défaut à vitesse nulle. Il est donc crucial de faire en sorte que ce modèle, qui prend déjà en compte la conduction pure et l'advection à l'interface fluide-paroi, prenne aussi en compte l'échange thermique turbulent sans mouvement d'ensemble. Il est ainsi probable que cette contribution de turbulence pure implique des grandeurs telles que l'intensité de turbulence ou l'échelle spatiale de turbulence, qui est susceptible d'épaissir la couche-limite thermique. Un travail est donc à mener pour quantifier l'effet de l'intensité de turbulence, à iso-paramètres. Ceci peut être envisagé à partir de la base de données expérimentale, par exemple.

Le modèle de [Rivière, 2005] doit aussi être aménagé pour prendre en compte spécifiquement l'effet d'un écoulement avec incidence sur la paroi, voire à point d'arrêt. Ce type d'écoulement localement tridimensionnel est caractérisé par de forts taux d'étirement, ce qui permet de rapprocher cette problématique de l'interaction flamme-paroi. En outre, le sujet des écoulements impactant la paroi présente l'avantage d'être bien documenté par les études impliquant des brûleurs.

ANNEXES

ANNEXE 1

MODÈLE DE [RIVÈRE, 2005]

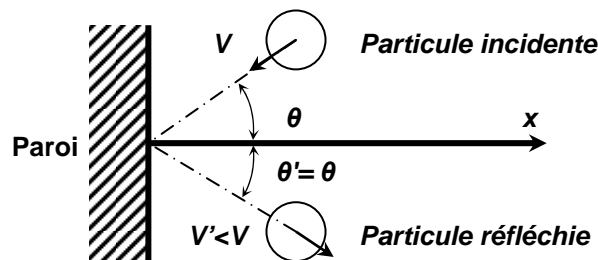
Le modèle synthétisé dans cette annexe est le fruit du travail de J.P. Rivère, ingénieur de la Direction de l'Ingénierie Mécanique RENAULT. Ce modèle est exposé en détail dans un rapport interne RENAULT, et cité ici sous la référence [Rivière, 2005].

Principe

Le flux thermique reçu par la paroi est modélisé par une approche originale de la conduction thermique à l'interface fluide-paroi, issue de la théorie cinétique des gaz. Le flux de chaleur apparaît comme le résultat statistique du rebond des molécules de gaz sur la paroi. La réflexion est supposée spéculaire en direction, non en module. Chaque molécule de gaz cède ainsi une partie de son énergie cinétique ΔE_c lors de son choc avec la paroi, ce que caractérise la fraction K :

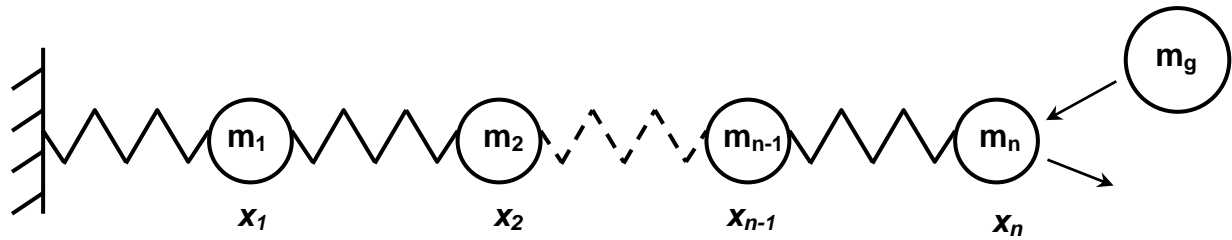
$$\Delta E_c = E_c - E_c' = \frac{1}{2} m_g \cos(\theta) (V^2 - V'^2) \quad K = \frac{E_c - E_c'}{E_c} = \frac{V^2 - V'^2}{V^2}$$

avec m_g la masse d'une molécule, θ son incidence, V et V' la vitesse incidente et réfléchie.



Fraction d'énergie reçue par la paroi

Pour connaître la fraction d'énergie cinétique K cédée par une molécule de gaz lors du rebond, la paroi est modélisée par une chaîne linéaire d'atomes vibrant uniquement par translation selon x . Le calcul montre que $n=2$ atomes suffisent à rendre compte du phénomène. Les cas d'un système harmonique ou anharmonique sont considérés.



À l'issue de ce calcul, le coefficient de transfert K obtenu est de l'ordre de 2%. Il dépend de la température des gaz, qui détermine l'épaisseur de couche-limite thermique.

$$K = \eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_g}} - \frac{\lambda}{T_g}$$

avec η , κ et λ des constantes d'intégration à déterminer à l'aide de mesures expérimentales.

Flux de chaleur élémentaire

Les gaz, animés d'une vitesse moyenne U_0 selon x , sont supposés suivre la distribution de vitesses de Maxwell-Boltzmann. La densité volumique dn_g des particules dont la vitesse d'agitation thermique se trouve dans $[V ; V+dV]$ est alors :

$$dn_g = n_g \cdot \left(\frac{a_g}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot V^2 \cdot e^{-a_g(\vec{V}-\vec{U}_0)^2} \cdot dV$$

avec $a_g = \frac{M}{2RT}$, M la masse molaire du gaz, R la constante des gaz parfaits.

Le nombre dN_g de particules de vitesse V impactant une surface dS durant dt est:

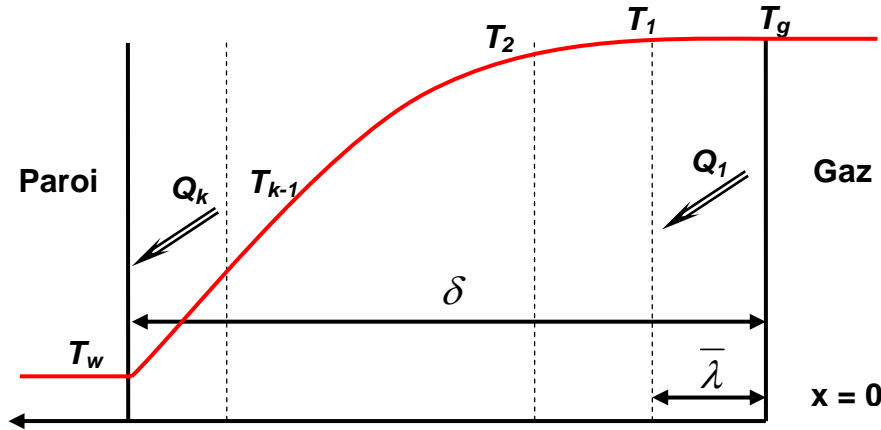
$$dN_g = \frac{1}{2} \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot V \cdot dt \cdot dn_g \cdot dS \cdot d\theta$$

Le flux thermique élémentaire échangé est donc :

$$dQ = \Delta E_c \cdot dN_g = \rho_g \sin(\theta) \cdot \cos^3(\theta) \cdot \left(\frac{a_g}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \pi \cdot K \cdot V^5 \cdot e^{-a_g(V-U_0)^2} \cdot dV \cdot dt \cdot dS \cdot d\theta$$

Intégration du flux de chaleur élémentaire

Pour remonter au flux thermique effectivement reçu par la paroi, le flux élémentaire dQ doit être intégré sur l'épaisseur de couche-limite thermique δ . Pour cela, cette épaisseur est discrétisée avec un pas égal au libre parcours moyen $\bar{\lambda}$ des molécules de gaz :



L'épaisseur δ est également estimée à partir du libre parcours moyen $\bar{\lambda}$:

$$\delta = \frac{4}{3} \frac{\bar{\lambda}}{K} \sqrt{\frac{T_w}{T_g}}$$

Le profil de température dans la couche-limite thermique est approché par un profil linéaire. L'intégration du flux pariétal Q_w à partir du flux élémentaire dQ fait apparaître la différence de température entre gaz et paroi $\Delta T = T_g - T_w$:

$$Q_w = \rho_g \cdot a \left(\frac{\eta}{\sqrt{\omega}} + \frac{\kappa}{\omega \sqrt{T_g}} - \frac{\lambda}{\omega^{3/2} T_g} \right) \left(\sqrt{\frac{a \omega T_g}{4\pi}} + \frac{15}{32} U_0 \left(1 + \frac{\alpha \Delta T}{4 \omega T_g} \right) \right) \Delta T$$

avec a , α et ω des paramètres intermédiaires du calcul.

Un coefficient d'échange h est donc défini, tel que $Q_w = h \cdot \Delta T$. Comme le terme en U_0 , représentatif du mouvement d'ensemble, est négligeable devant le terme lié à l'agitation thermique en T_g , l'expression se simplifie :

$$h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{M} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w} \right)$$

avec ρ_g , T_g et M respectivement la masse volumique, la température et la masse molaire des gaz, T_w la température de paroi, κ et λ des constantes relatives au matériau et η une fonction des conditions aérodynamiques.

Évaluation des constantes d'intégration

κ , λ et η ont été déterminées à partir d'un grand nombre de mesures réalisées sur moteur, pour différents points de fonctionnement et différents modes de combustion : allumage commandé, allumage par compression, CAI...

κ et λ sont des constantes « côté paroi », elles sont donc identiques pour tous les essais moteur. En revanche, η dépend de l'écoulement et suit une loi de variation selon les conditions d'opération. D'après les essais moteur, l'évolution de η est linéaire en fonction du régime moteur, i.e. de la vitesse moyenne de piston :

$$\eta_{\text{moteur}} = a + b \langle V_{\text{piston}} \rangle$$

avec $a=7.10^{-4}$, $b=7.10^{-5} \text{ (m/s)}^{-1}$, $\langle V_{\text{piston}} \rangle$ la vitesse moyenne de piston sur 2–10m/s.

Les travaux mentionnés dans ce mémoire de thèse (cf. § 6.4.3.3) ont permis de définir l'évolution de η , non plus à partir d'une vitesse moyenne de piston, mais à partir de la vitesse « fluide » vue par la paroi :

$$\eta = \min(b' V^{0,5}, b'' V^{0,2})$$

avec $b'=5.10^{-4} \text{ (m/s)}^{-0,5}$ et $b''=8.10^{-4} \text{ (m/s)}^{-0,2}$, V la vitesse locale sur 0–25m/s.

Forme finale du modèle

Le modèle de pertes par conduction thermique s'écrit finalement sous la forme d'un flux thermique Q_w , qui fait appel au coefficient d'échange h :

$$Q_w = h \cdot (T_g - T_w) \quad \text{avec} \quad h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{M} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w} \right)$$

avec ρ_g en kg/m^3 la masse volumique locale des gaz

T_g en K la température locale des gaz

$R=8,314 \text{ J/mol.K}$ la constante des gaz parfaits

M en kg/mol la masse molaire locale des gaz

T_w en K la température locale de paroi

$\kappa=0,0318 \text{ K}^{1/2}$ et $\lambda=0,37 \text{ K}$ des constantes relatives au matériau de paroi

$$\textbf{Moteur : } \eta_{\text{moteur}} = a + b \langle V_{\text{piston}} \rangle$$

$a=7.10^{-4}$, $b=7.10^{-5} \text{ (m/s)}^{-1}$, $\langle V_{\text{piston}} \rangle$ la vitesse moyenne de piston sur 2–10m/s

$$\textbf{Hors moteur : } \eta = \min(b' V^{0,5}, b'' V^{0,2})$$

$b'=5.10^{-4} \text{ (m/s)}^{-0,5}$, $b''=8.10^{-4} \text{ (m/s)}^{-0,2}$, V la vitesse locale sur 0–25m/s

ANNEXE 2

CORRÉLATION DE [LECKNER, 1972]

On s'intéresse ici à l'émissivité de gaz brûlés, composés dans la plupart des cas d'un mélange de vapeur d'eau H₂O et de dioxyde de carbone CO₂ ; les autres gaz étant généralement neutres au sens du rayonnement (O₂, N₂) ou en quantité négligeable.

Le flux thermique radiatif émis par des gaz chauds peut être calculé en considérant ces gaz comme un corps gris de température uniforme T_g et d'émissivité totale ε calculée à partir des contributions de chaque espèce. Comme les bandes spectrales d'émission de ces espèces ne sont pas disjointes, un terme de recouvrement Δε est retranché à la somme de leurs émissivités. La corrélation de [Leckner, 1972] fournit les trois termes nécessaires au calcul de l'émissivité ε.

$$\varepsilon = \varepsilon_{CO_2} + \varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon$$

Calcul de l'émissivité de chaque espèce

Pour chaque espèce, la corrélation reproduit l'influence de la température des gaz rayonnants T_g, de la pression partielle p_a et de la longueur du rayon moyen L à partir des conditions de référence p₀ = 1bar et (p_aL)₀ = 1bar.cm.

$$\varepsilon_0(p_a L, p_0, T_g) = \exp \left[\sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n c_{ji} \left(\frac{T_g}{T_0} \right)^j \left(\log_{10} \frac{p_a L}{(p_a L)_0} \right)^i \right]$$

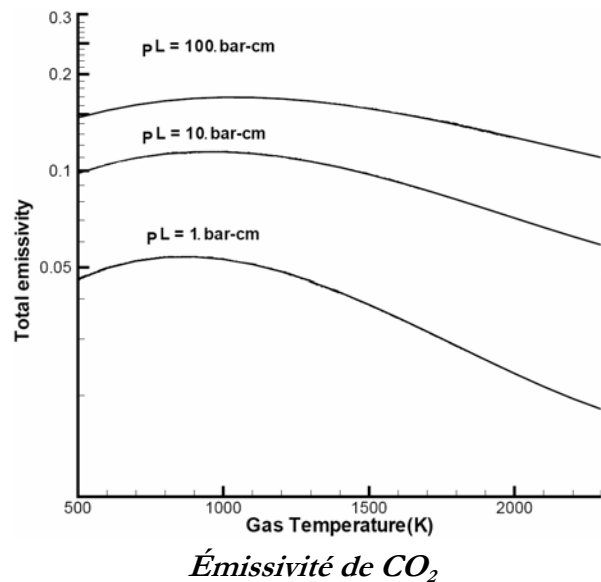
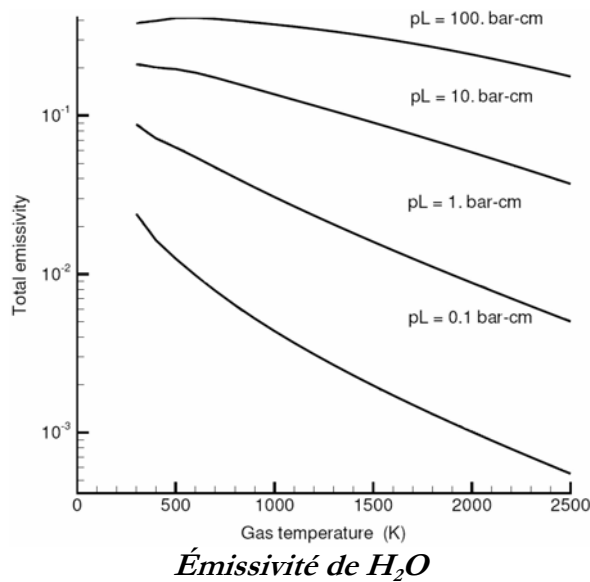
$$\frac{\varepsilon(p_a L, p, T_g)}{\varepsilon_0(p_a L, p_0, T_g)} = 1 - \frac{(a-1)(1-p_E)}{a+b-1+p_E} \exp \left[-c \left(\log_{10} \frac{(p_a L)_m}{p_a L} \right)^2 \right]$$

Calcul du recouvrement

Le recouvrement Δε est calculé à partir des pressions partielles de chaque espèce.

$$\begin{cases} \Delta\varepsilon = \left(\frac{\zeta}{10.7 + 101\zeta} - \frac{\zeta^{10.4}}{111.7} \right) \left(\log_{10} \frac{(p_{H_2O} + p_{CO_2})L}{(p_a L)_0} \right)^{2.76} \\ \zeta = \frac{p_{H_2O}}{p_{H_2O} + p_{CO_2}} \end{cases}$$

	H ₂ O	CO ₂
n, m	2, 2	3, 2
$(c_{ji}) = \begin{pmatrix} c_{00} & \cdots & c_{0m} \\ \vdots & \ddots & \\ c_{n0} & & c_{nm} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -2.2118 & 0.85667 & -0.10838 \\ -1.1987 & 0.93048 & -0.17156 \\ 0.035596 & -0.14391 & 0.045915 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -3.9893 & 1.2710 & -0.23678 \\ 2.7669 & -1.1090 & 0.19731 \\ -2.1081 & 1.0195 & -0.19544 \\ 0.39163 & 0.21897 & 0.044644 \end{pmatrix}$
p^E	$(p+2.56 p_a/t^{0.5})/p_0$	$(p + 0.28 p_a)/p_0$
$(p_a L)_m / (p_a L)_0$	$13.2 t^2$	$0.054/t^2, t < 0.7$ $0.225 t^2, t > 0.7$
a	$2.479, t < 0.75$ $1.888 - 2.053 \log_{10} t, t > 0.75$	$1 + 0.1/t^{1.45}$
b	$1.10/t^{1.4}$	0.23
c	0.5	1.47
$T_0 = 1000K, p_0 = 1bar, t = T_g/T_0, (p_a L)_0 = 1bar.cm$		



BIBLIOGRAPHIE

- Alizon F., 2005**, “Transferts de chaleur convectifs dans la chambre de combustion des moteurs à combustion interne : influence de l’aérodynamique interne”, Thèse de l’Université Paris VI.
- Angelberger C., 1997**, “Contributions à la modélisation de l’interaction flamme-paroi et des flux pariétaux dans les moteurs à allumage commandé”, Thèse de l’Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Ardonceanu P., 1974**, “Application de l’Anémométrie Doppler Laser à l’aérodynamique supersonique”, Thèse de l’Université de Poitiers.
- Baukal C. E., Gebhart B., 1997**, “Surface condition effects on flame impingement heat transfer”, *Experimental Thermal and Fluid Science* (15) 323-335.
- Bellenoue M., Labuda S., Sotton J., 2003**, “Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, (27) 323-331.
- Bellenoue M., Labuda S., Sotton J., 2004**, “Measurements of laminar flame quenching distance in a closed vessel”, WIP of the 30th Symposium on Combustion.
- Boust B., Sotton J., Labuda S.A., Bellenoue M., 2005**, “Simultaneous measurements of laminar flame head-on quenching distance and wall heat flux for methane-air mixtures”, *Proceedings of the European Combustion Meeting ECM2005*.
- Boust B., Sotton J., Labuda S.A., Bellenoue M.**, “A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames”, soumis à *Combustion & Flame*.
- Boust B., Sotton J., Bellenoue M., 2006 a**, “Caractérisation expérimentale de l’échange thermique instationnaire entre une flamme de prémélange et la paroi d’une chambre de combustion à volume constant”, *Congrès Français de Thermique*.
- Boust B., Sotton J., Bellenoue M., 2006 b**, “Experimental study by high-speed particle image velocimetry of unsteady flame-wall interaction in turbulent combustion”, 13th Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- Boust B., Sotton J., Bellenoue M., 2006 c**, “Étude expérimentale de l’interaction flamme-paroi instationnaire par PIV temporelle en milieu turbulent”, *Congrès Francophone de Techniques Laser CFTL2006*.

- Boust B., Sotton J., Bellenoue M., 2006 d**, “Unsteady heat transfer during the turbulent combustion of a lean premixed methane-air flame: effect of pressure and gas dynamics”, Proceedings of the 31st Symposium on Combustion.
- Boutier A., Royer H.**, “Visualisation et mesures optiques en aérodynamique”, Techniques de l’Ingénieur.
- Bradley D., Gaskell P. H., Gu X.J., 1996**, “Burning velocities, Markstein lengths and flame quenching for spherical methane-air flames: a computational study”, Combustion and Flame (104) 176-198.
- Bruneaux G., 1996**, “Étude asymptotique, simulation numérique directe et modélisation de l’interaction flamme turbulente prémélangée-paroi”, Thèse de l’École Centrale Paris.
- Chang J., Güralp O., Filipi Z., Assanis D., Kuo T., Najt P., Rask R., 2004**, “New heat transfer correlation for an HCCI engine derived from measurements of instantaneous surface heat flux”, SAE Technical Paper 2004-01-2996.
- Chiodi M., Bargende M., 2001**, “Improvement of engine heat-transfer calculation in the three-dimensional simulation using phenomenological heat transfer model”, SAE Technical Paper 2001-01-3601.
- Clavin P., 1985**, “Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows”, Progress in Energy and Combustion Science (11) 1-59.
- Cleary D. J., 1994**, “An experimental investigation of single-surface flame quenching”, Ph.D. University of Wisconsin-Madison.
- Corcione F.E., Valentino G., 1994**, “Analysis of in-cylinder flow processes by LDA”, Combustion and Flame (99) 387-394.
- Ezekoye O. A., Greif R., Lee D., 1992**, “Increased surface temperature effects on wall heat transfer during unsteady flame quenching”, Proceedings of the 24th Symposium on Combustion, 1465-1472.
- Fergusson C.R., Keck J.C., 1977**, “On laminar flame quenching and its applications to spark ignition engines”, Combustion and Flame (28) 197-205.

- Floch A., 1990**, “Étude de la turbulence instationnaire dans une chambre de combustion à volume constant – Interaction avec la propagation d’une flamme allumée par étincelle”, Thèse de l’Université de Rouen.
- Foucher F., 2002**, “Étude expérimentale de l’interaction flamme-paroi : application au moteur à allumage commandé”, Thèse de l’Université d’Orléans.
- Foster D.E., Witze P.O., 1987**, “Velocity measurements in the wall boundary layer of a spark-ignited research engine”, SAE Technical Paper 872105.
- Gordon S., McBride J., 1971**, “Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, incident and reflected shocks, and Chapman-Jouguet detonations”, Scientific and Technical Information Office, NASA.
- Hall M.J., Bracco F.V., 1986**, “Cycle-resolved velocity and turbulence measurements near the cylinder wall of a firing S.I. engine”, SAE Technical Paper 861530.
- Han Z., Reitz R.D., 1997**, “A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine heat transfer modeling”, *Int. J. Heat Mass Transfer* (40) 613-625.
- Heuzé O., Presles H.-N., Bauer P., 1985**, “Computation of chemical equilibria”, *Journal of Chemistry and Physics* (83) 4734-4737.
- Hohenberg H., 1979**, “Advanced approaches for heat transfer calculations”, SAE Technical Paper 790825.
- Huang W.M, Vosen S.R., Greif R., 1986**, “Heat transfer during laminar flame quenching: effect of fuels”, *Proceedings of the 21st Symposium on Combustion*, 1853-1860.
- Jarosinski J., 1983**, “Flame quenching by a cold wall”, *Combustion and Flame* (50) 167-175.
- Jennings M., Morel T., 1991**, “A computational study of wall temperature effects on engine heat transfer”, SAE Technical Paper 910459.
- Kang K.Y., Baek J.H., 1998**, “Turbulence characteristics of tumble flow in a four-valve engine”, *Experimental Thermal and Fluid Science* (18) 231-243.

- Lacoste D., 2002**, Étude expérimentale de la combustion de mélanges stratifiés globalement pauvres en chambre à volume constant”, Thèse de l’Université de Poitiers, 72-77.
- Landau L., Lifchitz E., 1971**, “Mécanique des fluides”, Éditions Mir.
- Leckner B., 1972**, “Spectral and total emissivity of water vapor and carbon dioxide”, *Combustion and flame* (19) 33–48.
- Lecordier B., 1997**, “Étude 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”, Thèse de l’Université de Rouen.
- Lyford-Pike E.J., Heywood J.B., 1984**, “Thermal boundary layer thickness in the cylinder of a spark ignition engine”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (27) 1873-1878.
- Malheiro S., 2002**, “Étude expérimentale de la combustion d’un mélange méthane-air hétérogène globalement pauvre”, Thèse de l’Université de Poitiers, 84-93.
- Maroteaux D., 1987**, “Détermination de la vitesse fondamentale de flamme et étude de l’inflammation de mélanges pauvres d’hydrocarbures saturés et d’air additionnés ou non d’éthylène”, DEA de l’Université de Poitiers.
- Metghalchi M., Keck J.C., 1980**, “Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure”, *Combustion and Flame* (48) 191-210.
- Mukai K., Miyazaki H., Yashuara S., 2003**, “Measuring technique of the cooling loss and the influences of the operating variables on heat balance in a gasoline engine”, SAE Technical Paper 2003-04-0065.
- Pajot O., 2000**, “Étude expérimentale de l’influence de l’aérodynamique sur le comportement et la structure du front de flamme dans les conditions d’un moteur à allumage commandé”, Thèse de l’Université d’Orléans, 80-92.
- Poinsot T., Haworth D.C., Bruneaux G., 1993**, “Direct simulation and modeling of flame wall interaction for premixed turbulent combustion”, *Combustion and Flame* (95) 118-132.
- Potter, Jr., A.E., Berlad, A.L., 1955**, “A thermal equation for flame quenching”, NASA TN 3398.

- Reeves M., Towers D.P., Tavender B., Buckberry C.H., 1999**, “A high-speed all-digital technique for cycle-resolved 2D flow measurement and flow visualisation within SI engine cylinders”, *Optics and Lasers in Engineering* (31) 247-261.
- Reichelt L., Meingast U., Renz U., 2002**, “Calculating transient wall heat flux from measurements of surface temperature”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (45) 579-584.
- Reuss D.L., Adrian R.J., Landreth C.C., French D.T., Fansler T.D., 1989**, “Instantaneous planar measurements of velocity, large-scale vorticity and strain rate in an engine using PIV”, SAE Technical Paper 890616.
- Rivière J.P., Mechkor M., 2005**, Modélisation des échanges thermiques sur la paroi de la chambre de combustion, Rapport RENAULT.
- Siegel R., Howell J.R., 1981**, “Thermal radiation heat transfer”, Taylor & Francis, 619-627.
- Söderberg F., Johansson B., Lindoff B., 1998**, “Wavelet analysis of in-cylinder LDV measurements and correlation against heat-release”, SAE Technical Paper 980483.
- Soika A., Dinkelacker F., Leipertz A., 2003**, “Pressure influence on the flame front curvature of turbulent premixed flames: comparison between experiment and theory”, *Combustion and Flame* (132) 451–462.
- Sotton J., 2003**, “Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée”, Thèse de l’Université de Poitiers.
- Sotton J., Boust B., Labuda S.A., Bellenoue M., 2005**, “Head-on quenching of transient laminar flame: heat flux and quenching distance measurements”, *Combustion Science and Technology* (177) 1305-1322.
- Spalding D.B., 1961**, “A single formula for the law of the wall”, *J. Appl. Mech.* (28) 455.
- Taillefet T., 1999**, “Combustion en milieu confiné d’un mélange pauvre initiée par un jet de gaz chauds”, Thèse de l’Université de Poitiers, 27-43.
- Verhelst S., Woolley R., Lawes M., Sierens R., 2004**, “Laminar and unstable burning velocities and Markstein lengths of hydrogen–air mixtures at engine-like conditions”, *Proceedings of the 30th Symposium on Combustion*, 209-216.

- Von Karman T., Millan G., 1953**, “Thermal theory of a laminar flame front near a cold wall”, Proceedings of the 4th Symposium on Combustion, 173-177.
- Vosen S.R., Greif R., Westbrook C.K., 1984**, “Unsteady heat transfer during laminar flame quenching, Proceedings of the 20th Symposium on Combustion, 75-83.
- Westbrook C.K., Adamczyk A.A., Lavoie G.A., 1981**, “A numerical study of laminar flame wall quenching”, Combustion and Flame (40) 81-99.
- Westbrook, C.K. Dryer, F.L., 1981**, “Simplified reaction mechanism for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames”, Combustion Science and Technology (27) 31-43.
- Woschni G., 1967**, “A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine”, SAE Technical Paper 670931.
- Yang J., Martin J.K., 1990**, “Predictions of the effects of high temperature walls, combustion and knock on heat transfer in engine-type flows”, SAE Technical Paper 900690.

Étude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme–paroi instationnaire

Auteur : Bastien BOUST

Directeurs de thèse : Marc BELLENOUE et Julien SOTTON

Résumé

Au cours de ces travaux, l'interaction flamme-paroi instationnaire a été étudiée expérimentalement en régime laminaire et turbulent, pour comprendre les phénomènes mis en jeu et fournir des données de référence pour la modélisation et la simulation. D'une part, le coincement frontal d'origine thermique a été décrit à l'aide d'un modèle basé sur un bilan d'énergie dans les gaz frais. Cette modélisation purement conductive du coincement de flamme a été confirmée par une simulation de la combustion de prémélange dans une enceinte sphérique. D'autre part, un modèle de pertes thermiques pariétales a été proposé via une approche originale de la conduction thermique, qui apparaît comme le résultat statistique du rebond des molécules de gaz sur la paroi. Développé en collaboration avec RENAULT, ce modèle validé en régime laminaire et turbulent a fait l'objet d'améliorations pour tenir compte de l'aérodynamique locale qui pilote les échanges thermiques aux parois des chambres de combustion.

Mots-clés

Combustion – Chaleur – Turbulence – Mesures optiques

Experimental study and modelling of wall heat losses during unsteady flame–wall interaction

Abstract

Throughout this work, unsteady flame–wall interaction is studied experimentally in both laminar and turbulent regimes, in order to improve current knowledge and provide reference data for modelling and simulation. First, an equation for thermal head-on flame quenching is derived from the energy balance in quenched zone. Based on heat conduction, this model is confirmed by simulating the combustion of gaseous mixture in a spherical vessel. Additionally, a model for wall heat losses is developed in collaboration with RENAULT, based on a new approach of heat conduction resulting from gas–wall collisions. This model is validated in both laminar and turbulent regimes, and improved in order to account for the influence of gas dynamics on wall heat losses in combustion chambers.