



HAL
open science

Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre de méthane-air

Thierry Lachaux

► **To cite this version:**

Thierry Lachaux. Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre de méthane-air. Energie électrique. Université d'Orléans, 2004. Français. NNT: . tel-00010401

HAL Id: tel-00010401

<https://theses.hal.science/tel-00010401>

Submitted on 5 Oct 2005

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

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



**THESE
PRESENTEE
A L'UNIVERSITE D'ORLEANS
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS**

Discipline : Energétique - Mécanique des fluides

Par

Thierry LACHAUX

**Etude des effets de la haute pression sur la structure et
la dynamique des flammes turbulentes de prémélange
pauvre de méthane-air**

Soutenue publiquement le 2 juin 2004

MEMBRES DU JURY

M. DE IZARRA C.	Président du Jury / Membre de l'école Doctorale / Professeur à l'université d'Orléans
M. VEYNANTE D.	Rapporteur / Directeur de Recherche CNRS-EM2C, Châtenay Malabry
M. BOUKHALFA A.	Rapporteur / Professeur, INSA de Rouen
M. BERAT C.	Examineur / Ingénieur responsable de groupe combustion à Turboméca-SNECMA, Bordes
M. BERNARD M.	Examineur / Management Director à Auxitrol Aerospace, Bourges
M. GOKALP I.	Directeur de thèse / Directeur du LCSR

Remerciements

Je remercie Michel Cathonnet de m'avoir accueilli au LCSR, Iskender Gökalp, Christian Chauveau et Brahim Sarh de m'avoir accueilli dans l'équipe CT pour réaliser cette thèse, je remercie également la société Auxitrol S.A et la Région Centre pour leur financement.

Je remercie Charles de Izarra d'avoir présidé ce Jury ; les rapporteurs Denis Veynante pour notre entrevue très enrichissante et Mourad Boukhalifa pour les discussions et la visite de son laboratoire ; les examinateurs Marc Bernard d'Auxitrol S.A. et Claude Berat de Turboméca pour l'intérêt scientifique et industriel qu'ils ont portés sur ce travail.

Durant toutes ces années, Henry Peyroux fût d'une grande aide, travaillant parfaitement la matière à la demande pour les très nombreuses pièces nécessaires. Merci également à Jacques Sabatier et Fabrice Peyroux pour leur travail bien fait , l'aménagement de la salle de manip ne fût pas une mince affaire ; à Lionnel Vandembulcke, à Jean-Lois Delfau et Alain Quilgars pour leur aide et travaux. Dmitri Davidenko a réalisé les calculs sur la flamme laminaire, sa disponibilité, ses commentaires et ses connaissances scientifiques ont été très enrichissants. Merci à Nabiha Chaumeix et Nathalie Lamoureux pour la bonne entente entre nous, les prêts et les bons conseils. Merci à Marcelline Reuillon pour la relecture attentive de la thèse, Murielle Chevrier et Renée Herbin pour leurs aides multiples et efficaces.

Je remercie également, Denise De Plinval, Jeanine Clinard, Nadège Oriol, Claude Fougère, Michel Roblain et Yvan Fedioun pour leur collaboration et leur gentillesse.

Merci à Fabien Halter et à Andrea Olivani pour les bons moments passés et notre collaboration, à Cécile Pichard pour ces trois années dans le même bureau avec sa gentillesse et son aide, à Emmanuel Bodéle pour sa sympathie et ses connaissances informatique, à Pablo Escot-Bocanegra, Romain Grossier et Claire Nanot avec qui j'ai apprécié de travaillé, à David Pavé mon prédécesseur de qui la thèse a été utile.

Merci également à Christine Rousselle, Fabrice Foucher et Bruno Moreau pour le prêt de matériel et les conseils.

Amitié aux actuels et ancien thésards : Valérie, Geraldine, Simon, Franck, Jocelyn, Nabil, Joffrey, Cécile, Sandro, Ludivine, Sandra, Pascale, Karim, Wahid, Frédéric, Fouzi, Alexa, Nicolas, Angélique, Antoine, Fatima, Bruno et Clotilde.

Enfin, j'ai été très heureux de rencontrer, d'échanger en anglais et de travailler avec des personnalités en séjour au laboratoire qui ont beaucoup compté : Adina Bosoaga, Robert .J. Santoro , Brad Bruno, Janusz Kozinsky et Ian Shepherd.

Merci à ma famille d'avoir toujours été à mes côtés.

Sommaire

<i>Introduction générale</i>	5
<i>Chapitre 1</i>	7
<i>Turbulence, caractéristiques et modèle de la flamme de prémélange</i>	7
1.1 Introduction	7
1.2 Echelles dynamiques de la turbulence	7
1.2.1 Les échelles intégrales	8
1.2.2 L'auto-corrélation	9
1.2.3 Discrétisation et calcul du coefficient d'auto-corrélation	10
1.2.4 Les paramètres mesurés par la l'anémométrie laser Doppler	11
1.2.5 Les échelles de Kolmogorov	12
1.2.6 Les échelles de Taylor	12
1.2.7 Taux de dissipation et relations entre les différentes échelles	12
1.2.8 Echelle de Gibson	13
1.3 Les échelles scalaires	14
1.4 Caractéristiques de la flamme de prémélange	14
1.4.1 Epaisseurs de flamme laminaire	14
1.4.2 Instabilités du front de flamme	15
1.5 Calculs sur la flamme laminaire CH₄-air sous pression	17
1.6 Diagramme de combustion turbulente	20
1.7 Le modèle BML	22
1.7.1 Le modèle temporel BML	22
1.7.2 Intensité de combustion	24
1.7.3 Le modèle spatial BML et la densité de surface de flamme	25
1.7.4 Fonction densité de probabilité des temps de passage	27
1.8 Etude bibliographique des flammes de prémélange sous pression en laboratoire	28
1.8.1 Les installations	28
1.8.2 Vitesses de combustion turbulente, vitesse de combustion laminaire et intensité de combustion	29
1.8.3 La turbulence	30
1.8.4 Les instabilités et structure du front de flamme	31
<i>Chapitre 2</i>	32
<i>L'installation haute pression</i>	32
2.1 Introduction	32
2.2 La chambre de combustion	32
2.3 Le panneau d'alimentation	35
2.3.1 Mélange principal	36
2.3.2 La flamme pilote	37
2.4 Le brûleur	37

2.5 Points de fonctionnement	38
2.6 Choix des paramètres de l'étude	40
Chapitre 3	42
<i>Techniques de mesures expérimentales</i>	42
3.1 Introduction	42
3.2 Dispositif expérimental de mesures de diffusion Rayleigh	42
3.2.1 Mesures de diffusion Rayleigh	42
3.2.2 Dispositif expérimental	44
3.2.3 Traitement des signaux de diffusion Rayleigh	46
3.3 Dispositif expérimental de mesures de vitesses	47
3.3.1 Mesures de vitesses par anémométrie laser Doppler	48
3.3.2 Erreurs de mesure sur les vitesses	50
3.3.3 Dispositif expérimental	51
3.3.4 L'ensemencement	53
3.4 Dispositif expérimental de tomographie laser	55
3.4.1 Dispositif expérimental	55
3.4.2 Traitement des images	57
3.5 Agitation du faisceau	58
Chapitre 4	61
<i>Caractérisation de la turbulence</i>	61
4.1 Introduction	61
4.2 L'ensemencement	61
4.3 Analyse sur les vitesses fluctuantes	62
4.3.1 Homogénéité de la turbulence	62
4.3.2 Isotropie de la turbulence	64
4.3.3 Taux de turbulence	66
4.3.4 Energie cinétique turbulente	67
4.4 Profils de vitesses moyennes	69
4.4.1 Cœur potentiel	70
4.5 Turbulence et vitesses avec flamme	72
4.5.1 Intensités de la turbulence	72
4.5.2 Taux de turbulence	73
4.5.3 Energie cinétique turbulente	74
4.5.4 Profils de vitesses moyennes	75
4.6 Distribution statistique des vitesses	77
4.7 Les échelles caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement non réactif	79
4.7.1 Echelles intégrales	79
4.7.2 Echelles de Kolmogorov	83
4.7.3 Echelles de Taylor et taux de dissipation	85
4.8 Les échelles caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement avec combustion	87
4.9 Les nombres de Reynolds, Damköhler et de Karlovitz	90

4.10 La grille de turbulence	92
4.10.1 Influence de la grille	92
4.10.2 Caractéristiques dans la zone développée du jet	94
4.11 Valeurs de références et comparaisons	96
4.12 Conclusions	98
Chapitre 5	100
Caractérisation de flamme	100
5.1 Introduction	100
5.2 Analyse sur les images de flamme	100
5.3 Analyse sur les îlots de gaz frais et poches de gaz brûlés	102
5.4 Analyse sur la hauteur de flamme et épaisseur de flamme turbulente	107
5.5 Contours iso<C>	109
5.6 Angle d'orientation de la flammelette	112
5.6.1 Méthode de détermination	112
5.6.2 Distribution de l'angle d'orientation	113
5.6.3 Valeurs moyennes de l'angle d'orientation	114
5.7 Longueurs de plissement	116
5.7.1 Méthode de détermination	116
5.7.2 Résultats expérimentaux sur les longueurs de plissements	117
5.7.3 Les échelles caractéristiques de plissement	124
5.7.4 Echelle de Gibson	126
5.8 Densité de surface de flamme	127
5.8.1 Méthodologie	128
5.8.2 Valeurs expérimentales	129
5.8.3 Longueurs et surfaces pour le calcul de Σ et valeurs de Σ moyen	133
5.8.4 Densité locale de surface de flamme	135
5.9 Intensité de combustion	138
5.9.1 Mesures directes de l'intensité de combustion	139
5.9.2 Modèles	142
5.10 Courbures de flammes	144
5.10.1 Méthodologie	145
5.10.2 Analyse statistique des courbures	146
5.10.3 Rayon de courbure moyen, épaisseurs de flamme et échelles de turbulence	152
5.10.4 Analyse de la courbure suivant la hauteur	153
5.11 Instabilités du front de flamme	155
5.11.1 Théorie linéaire sur les instabilités de flamme	156
5.11.2 Analyse des instabilités	159
5.12 Conclusions sur la structure de flamme	161
Chapitre 6	163
Application aux modèles BML	163
6.1 Introduction	163
6.2 Degré d'avancement moyen	163

6.3	Fréquence de passage de la flammelette et temps de transit	167
6.4	Echelle intégrale de temps du champs scalaire	169
6.5	Cosinus directeur et angle aigu d'orientation	171
6.6	Nombre de passages par unité de longueur	173
6.7	Densité de surface de flamme	176
6.8	Intensité de combustion	177
6.9	Taux de combustion	179
6.10	Conclusions	181
	<i>Conclusions générales et perspectives</i>	183
	<i>ANNEXE A</i>	188
	<i>ANNEXE B</i>	190
	B.1 Moments statistiques, coefficient d'applatissage et coefficient d'assymétrie	190
	B.2 Distributions exponentielles, log-normale et gamma-2	190
	B.2.1 Distribution exponentielle	190
	B.2.2 Distribution Log-normale	191
	B.2.3 Distribution Gamma-2	191
	B.3 Exemples d'auto-corrélation de signaux générés artificiellement	191
	<i>ANNEXE C</i>	193
	<i>ANNEXE D</i>	198
	<i>ANNEXE E</i>	200
	<i>BIBLIOGRAPHIE</i>	202

Introduction générale

Les flammes de prémélanges sont d'une utilisation courante et se rencontrent dans de nombreuses applications industrielles comme les moteurs à combustion interne à allumage commandé, et les turbines à gaz modernes. Le combustible peut être injecté gazeux et mélangé au comburant en amont du moteur, mais parfois le combustible est injecté à l'état liquide, se vaporisant presque en totalité et finalement pouvant être considéré comme ne formant qu'une seule phase avec le comburant. Dans cette catégorie de système de combustion de prémélanges, on peut citer les applications dites 3P, pour Pauvre Prévaporisé et Prémélangé (dont l'acronyme est LPP en Anglais pour Lean Prevaporized Premixed), qui sont depuis plusieurs années le sujet de recherches et de développements. Pour ce type d'applications, les études décrites par [Ripplinger et al., 1998] et [Wedlock et al., 1998] font état de prototypes proches d'une configuration réelle en terme de géométrie, de puissance et de conditions de fonctionnement. Ils sont conçus pour des pressions à l'intérieur de la chambre de combustion allant jusqu'à 40 bars, [Correa, 1998] donne ce type de valeur de pression pour une turbine à gaz moderne. Un des intérêts des systèmes de combustion prémélangés est d'obtenir un mélange réactif homogène. Couplés à un mélange pauvre ([Ripplinger et al., 1998]) on peut obtenir un fonctionnement stable jusqu'à une richesse de 0.5. Ces systèmes permettent d'obtenir des températures de combustion plus basses diminuant entre autre la production des oxydes d'azote.

Peu de travaux fondamentaux sont disponibles pour la caractérisation de la combustion sous pression, on peut cependant citer les publications de [Kobayashi et al, 1996] à [Kobayashi et al., 2002] et de [Soika et al., 2003]. Les travaux de cette thèse s'inscrivent naturellement dans la continuité de ceux de [Gagnepain, 1998a] et [Pavé, 2002] (pour ne citer que les plus récentes thèses du LCSR dans le domaine des flammes turbulentes de prémélanges) où la richesse, le taux de turbulence et la vitesse débitante étaient les paramètres étudiés. La géométrie du brûleur y est la même ; nous utilisons également des prémélanges de méthane-air, pour lesquels la littérature est abondante. De plus ce mélange compte pour une grande part dans la composition du gaz naturel et donc utilisé industriellement où il est parfois mélangé à de l'hydrogène et peut contenir du dioxyde de carbone pour certaines applications. Une seule

grille de turbulence, une seule richesse (0.6) et une seule vitesse débitante (2.1 m/s) sont étudiées afin d'analyser en détail le seul impact de la pression jusqu'à 0.9 MPa. Une étude locale et instantanée des flammes est possible par l'utilisation de diagnostics optiques, réputés non intrusifs, de bonne résolution spatiale et temporelle. L'utilisation d'une chambre de combustion à haute pression nécessite l'adaptation de ces diagnostics.

Fournir une banque de données expérimentales exploitable par la simulation numérique des écoulements turbulents réactifs et obtenir une meilleure compréhension des processus apparaissant lors de la combustion sous haute-pression étaient les principaux objectifs de cette thèse qui s'articule autour de six chapitres. Le premier chapitre décrit les grandeurs et modèles qui seront utilisés dans cette thèse et qui caractérisent d'une part la turbulence principalement à travers ses échelles caractéristiques temporelles, échelles caractéristiques spatiales, intensité de turbulence et vitesses moyenne et d'autre part la flamme de prémélange à travers l'intensité de combustion, la densité de surface de flamme, les rayons de courbures, les orientations de flammelettes, épaisseurs et instabilités du front de flamme. Le chapitre deux présente l'installation haute pression dans son ensemble, la chambre de combustion dans un premier temps, puis le panneau d'alimentation et de contrôle, le brûleur, les paramètres de fonctionnement et enfin la justification des divers choix de conception. Le chapitre trois présente les diagnostics optiques utilisés à savoir le dispositif d'anémométrie laser-Doppler, le dispositif de mesure de diffusion Rayleigh induites par laser, le dispositif de mesure de diffusion de Mie induite par laser, leur mise en oeuvre et le traitement associé à ces mesures. Dans les chapitres quatre et cinq sont reportés et analysés les résultats concernant la turbulence et la caractérisation de la flamme. Enfin, le chapitre six présente quelques résultats obtenus à partir du modèle BML afin de les comparer avec les valeurs obtenues par le traitement d'images.

La conclusion finale récapitule les principaux résultats obtenus tout au long des différents chapitres sur l'influence de la pression à la fois sur la turbulence et sur la structure de la flamme turbulente étudiée. Des annexes contiennent les différents paramètres de fonctionnement, les paramètres de réglage des diagnostics optiques, les paramètres thermodynamiques obtenus par calculs, quelques détails sur les calculs statistiques et des photographies d'appareils conçus et utilisés lors de cette thèse.

Chapitre 1

Turbulence, caractéristiques et modèle de la flamme de prémélange

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous définissons les paramètres caractérisant la turbulence et le front de flamme, à savoir : les échelles temporelles et spatiales de turbulence, les échelles scalaires et les épaisseurs de flamme laminaire. Nous décrivons brièvement les instabilités du front de flamme, présentons les résultats des calculs numériques effectués sur la flamme laminaire sous-pression, positionnons nos points de fonctionnement dans le diagramme de combustion turbulente et décrivons le modèle Bray-Moss-Libby dans sa version spatiale et temporelle. Enfin nous présentons une synthèse bibliographique des études de flamme de prémélange sous pression pour des installations de laboratoire proches de celle utilisée pour nos expériences.

1.2 Echelles dynamiques de la turbulence

La turbulence peut être caractérisée en partie par des échelles de vitesse et de longueur. L'énergie cinétique de l'écoulement moyen est transmise aux grosses structures de basse fréquence puis à des structures de plus en plus petites à plus haute fréquence jusqu'à dissipation par effet visqueux. Les échelles ici discutées ne concernent que la composante de vitesse u selon l'axe vertical z représenté figure 1.1. [Hinze, 1975] fait l'inventaire des échelles dynamiques de la turbulence. Nous utilisons les échelles intégrales, les échelles de Taylor et les échelles de Kolmogorov dans leurs versions temporelles et spatiales.

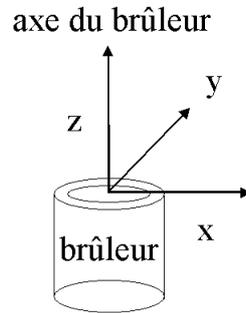


Figure 1.1 : Repère cartésien utilisé pour les expériences. L'origine est fixée sur l'axe du brûleur juste en sortie de celui-ci.

1.2.1 Les échelles intégrales

L'échelle intégrale de temps, T_{iE} , représente la durée sur laquelle les vitesses fluctuantes u' sont corrélées. Elle est définie comme la surface comprise entre l'axe des retards τ et la courbe d'auto-corrélation $R_u(\tau)$ jusqu'au point d'abscisse où $R_u(\tau) = 0$, un exemple est fourni figure 1.2 :

$$T_{iE} = \int_0^{\tau(R_u(\tau)=0)} R_u(\tau).d\tau$$

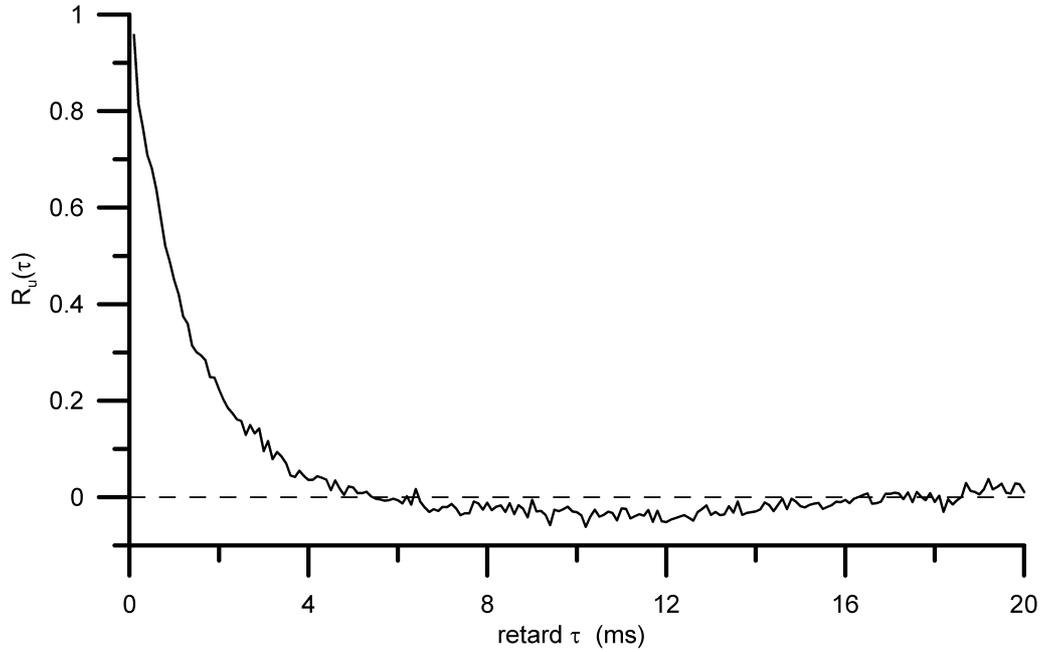


Figure 1.2 : Exemple de courbe d'auto-corrélation des vitesses u' .

L'hypothèse de Taylor et de turbulence figée donne $\frac{\partial}{\partial t} = U \frac{\partial}{\partial x}$; cette hypothèse est valable pour $u' \ll U$. Nous pouvons déterminer l_t , l'échelle intégrale de longueur qui représente la taille des plus grosses structures tourbillonnaires qui sont convectées à la vitesse U , par la relation :

$$l_t = U T_{tE}.$$

1.2.2 L'auto-corrélation

La corrélation est Eulerienne lorsque le point d'observation est fixe ou Lagrangienne (corrélation spatio-temporelle) si le point d'observation suit une particule. Elle permet d'établir s'il existe une relation entre plusieurs grandeurs en fonction du temps ou de l'espace ou des deux ; on parle alors de corrélation temporelle, spatiale ou spatio-temporelle. Nous étudierons l'auto-corrélation Eulerienne de la seule composante de vitesse fluctuante u' . Nous faisons l'hypothèse d'une turbulence stationnaire c'est à dire que u en moyenne ne dépend pas du temps. Nous utilisons également l'hypothèse d'ergodicité qui indique l'équivalence entre les moyennes temporelles et d'ensemble :

$$U(\vec{z}) = \frac{1}{T} \int_0^T u(\vec{z}, t) dt = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u^k(\vec{z}, t)$$

où T est la durée d'acquisition, N le nombre d'échantillons, k un indice et \vec{z} le vecteur position. L'auto-corrélation s'écrit :

$$r_u(\tau) = \overline{u'(t).u'(t+\tau)}$$

où τ est la différence de temps entre deux mesures de u' . On peut noter quelques propriétés :

$$r_u(0) = 1$$

$$r_u(\tau) = r_u(-\tau)$$

Avec un développement limité au voisinage de 0 on vérifie que r_u admet une tangente horizontale et que son équation est celle d'une parabole à $\tau = 0$. Le coefficient d'auto-corrélation est défini comme :

$$R_u(\tau) = \frac{\overline{u'(t).u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2}}$$

Il vient $R_u(0) \sim 1$, lorsque $R_u(\tau) \rightarrow 0$, les vitesses sont décorréliées. Pour une fluctuation totalement aléatoire, $R_u(\tau) = 0$ pour $\tau > 0$. Quelques exemples de coefficient d'auto-corrélation figurent en annexe B.3 pour des signaux générés numériquement. Ce coefficient est aussi appelé fonction d'auto-corrélation.

1.2.3 Discrétisation et calcul du coefficient d'auto-corrélation

Les mesures d'ADL ne sont pas échantillonnées à une fréquence fixe mais dépendent de l'instant de passage des particules dans le volume de mesure. Afin d'obtenir un échantillonnage régulier, on peut ré-échantillonner le fichier d'acquisition à une fréquence moyenne, cependant les fréquences les plus hautes sont perdues et les points manquants sont

interpolés. Une autre méthode utilisée est la méthode des produits à intervalles discrets ou MPID ([Mayo et al., 1974], [Mayo, 1978]), qui évite ce ré-échantillonnage.

L'axe des retards est divisé en M intervalles réguliers de longueur $\Delta\tau$. Les produits $u'(t).u'(t + \tau)$ sont cumulés dans la classe n , avec n tel que :

$$n.\Delta\tau < \tau < (n+1).\Delta\tau$$

Le coefficient d'auto-corrélation de la classe n est obtenu en divisant le cumul de cette classe par son effectif et par $\overline{u'^2}$. M doit être suffisamment grand pour contenir au moins un produit, $\Delta\tau$ doit être beaucoup plus petit que l'intervalle moyen entre deux mesures et plus grand que le plus petit des intervalles entre deux mesures. L'analyse et l'algorithme sont présentés de manière plus approfondie dans [Pichard et al., 2003].

1.2.4 Les paramètres mesurés par la l'anémométrie laser Doppler

La vitesse mesurée instantanée u peut s'écrire :

$u = U + u'$ avec la décomposition de Reynolds où U est la vitesse moyenne de l'écoulement et u' la vitesse fluctuante.

$$U = \frac{\sum_{i=1}^N u.\delta t}{\sum_{i=1}^N \delta t}$$

est la moyenne pondérée par le temps sur N mesures, δt étant la durée de

mesure sur laquelle a été calculée u . En effet, la vitesse instantanée d'une particule en ADL n'est qu'une moyenne de vitesses mesurées sur une durée très courte qui est le temps nécessaire pour passer à travers un nombre minimal de franges (chapitre 3 paragraphe 3.3.1). L'écart type (déviatiion standard) de la série de mesure de u est :

$$\sqrt{|u^2 - \bar{u}^2|} = \sqrt{|u^2 - U^2|} = \sqrt{u'^2}$$

Dans la suite du document, la vitesse fluctuante u' désignera la déviatiion standard définie ci-dessus.

1.2.5 Les échelles de Kolmogorov

[Hinze, 1975] écrit que l'énergie est transférée des grosses structures vers les plus petites et cela ne dépend pas des conditions extérieures qui ont généré ces grosses structures. Les échelles de Kolmogorov sont des échelles de dissipation visqueuse qui ne dépendent que du taux de dissipation total ε et de ν la viscosité cinématique. En prenant une échelle de vitesse v et l'échelle de longueur η on détermine le nombre de Reynolds associé qui est $Re_\eta = v \eta / \nu =$

1. En posant $\eta = \varepsilon^{s_1} \nu^{s_2}$ (avec $\varepsilon = \frac{-3.du'^2}{2.dt}$) et en faisant l'analyse dimensionnelle de cette équation il vient :

$$\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4} \quad (1.1)$$

$$t_\eta = (\nu / \varepsilon)^{1/2}$$

1.2.6 Les échelles de Taylor

[Candel, 1996] écrit que l'échelle de Taylor ne représente pas une échelle de tourbillon mais une échelle de fluctuation qui aurait pour vitesse u' et pour taux de dissipation ε . L'échelle de longueur de Taylor est définie par :

$$\lambda_g^2 = 15 \nu u'^2 / \varepsilon$$

$$t_\lambda = \lambda_g / u' \text{ est l'échelle de temps associée.}$$

1.2.7 Taux de dissipation et relations entre les différentes échelles

Le nombre de Reynolds associé à l'échelle de Taylor et à l'échelle intégrale de longueur sont respectivement :

$$Re_\lambda = u' \lambda_g / \nu$$

et

$$Re_t = u' t_t / \nu \quad (1.2)$$

qui sont reliés entre eux par :

$$\text{Re}_t = \text{Re}_\lambda^2 A/15$$

où A est une constante de l'ordre de l'unité. De même le taux de dissipation s'écrit :

$$\varepsilon = A u'^3 / l_t \quad (1.3)$$

En combinant (1.1), (1.2) et (1.3)

$$\eta = A^{-1/4} l_t \text{Re}_t^{-3/4}$$

L'intérêt principal étant de comparer les différentes échelles entre elles en fonction de la pression, A sera prise constante et égale à 1 dans nos expériences.

1.2.8 Echelle de Gibson

[Peters, 2000] propose que seul les tourbillons de taille l_G qui ont une vitesse tangentielle périphérique V_t égale à la vitesse de combustion laminaire S_L peuvent interagir avec le front de flamme. Les tourbillons de grandes tailles qui ont une vitesse périphérique supérieure à S_L créeront simplement une ondulation sur le front de flamme, les tourbillons plus petit ayant une vitesse périphérique plus petite ne pourront pas plisser le front de flamme. L'échelle de Gibson est définie comme :

$$l_G = S_L^3 / \varepsilon$$

Avec la définition (1.3) de ε , on peut relier l'échelle de Gibson à l'échelle intégrale :

$$l_G / l_t = (S_L / u')^3$$

1.3 Les échelles scalaires

L'échelle intégrale de fluctuation du scalaire, par exemple la densité, est déterminée également par le calcul de l'aire comprise entre la courbe d'auto-corrélation et l'axe des retards. Le signal dont est extrait l'auto-corrélation provient des mesures de diffusion Rayleigh monopoint.

[Tennekes et Lumley, 1972] écrivent que :

$\lambda_\theta / \lambda_g = C (D_{th} / \nu)^{0.5}$ avec C un coefficient de l'ordre de 1 et D_{th} la diffusivité thermique. Le ratio ν / D_{th} étant le nombre de Prandtl et valant environ 0.7 pour les gaz, λ_θ est du même ordre de grandeur que λ_g l'échelle spatiale de Taylor.

De même, [Tennekes et Lumley, 1972] indiquent que :

$$\eta_\theta / \eta = (D_{th} / \nu)^{0.5}$$

Dans ce cas η_θ et η sont du même ordre de grandeur. Avec la pression le ratio D_{th} / ν change peu car le numérateur et le dénominateur évoluent chacun en P^{-1} . Dans ce cas les échelles scalaires η_θ et λ_θ resteraient du même ordre de grandeur que respectivement η et λ .

1.4 Caractéristiques de la flamme de prémélange

Dans ce paragraphe nous définissons les épaisseurs de flammes utilisées dans nos calculs et expliquons les instabilités qui agissent sur le front de flamme.

1.4.1 Epaisseurs de flamme laminaire

L'épaisseur de Zeldovich qui sera appelée dans la suite de ce manuscrit l'épaisseur de flamme laminaire, est une définition couramment rencontrée. Sa définition est :

$$\delta_L = \frac{\lambda_r}{\rho_r C_{pr} S_L}$$

où ρ_r est la masse volumique des gaz frais, λ_r la conductivité thermique des gaz frais, C_{pr} la capacité calorifique à pression constante également des gaz frais et S_L la vitesse de combustion laminaire prise aux conditions des gaz frais.

L'épaisseur de flamme thermique, aussi appelée épaisseur de Spalding, est une image de la distance entre le début et la fin d'inflammation des gaz frais dans le front de flamme. Sa définition est :

$$\delta_s = \frac{T_p - T_r}{(dT/dn)_{\max}}$$

où T_p et T_r sont les températures respectivement des produits et des réactifs, $(dT/dz)_{\max}$ est le gradient de température maximal rencontré le long de la normale n au front de flamme.

Nous avons défini l'épaisseur laminaire totale, δ_{LT} comme l'épaisseur où la température T est comprise entre $T_r + 0.05 (T_p - T_r)$ et $T_r + 0.95 (T_p - T_r)$

1.4.2 Instabilités du front de flamme

Le plissement du front de flamme peut être partiellement expliqué par un équilibre entre les instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau ([Darrieus, 1946], [Landau, 1944]) et les instabilités thermodiffusives étudiées par [Zeldovich, 1944].

Les instabilités hydrodynamiques sont causées par le saut de densité à travers le front de flamme ([Sivashinsky, 1983]). Si l'on considère un front de flamme plan, infiniment mince et u_r , u_p les **vitesse de propagation** respectivement des gaz frais et brûlés comme représenté sur la figure 1.3 a, [Borghini, 1995] écrit qu'en passant à travers le front de flamme, le vecteur vitesse de propagation se rapproche de la normale. La vitesse de propagation est la vitesse relative du front de flamme par rapport à la vitesse de l'écoulement u dans les gaz brûlés et u_0

dans les gaz frais. Si l'on définit la vitesse de déplacement du front de flamme dans un repère fixe (le repère attaché au brûleur par exemple) par u_d alors :

$$u_p = u_d - u$$

et

$$u_r = u_d - u_0$$

Une perturbation du front de flamme initialement plan entraîne un changement de direction des lignes de courant. La conséquence, figure 1.3 b, sera une concentration des gaz brûlés et une pénétration de ces gaz vers les gaz frais et inversement une concentration de gaz frais et une pénétration des gaz frais vers les gaz brûlés ([Clavin, 1985]) : la perturbation s'amplifie. Le front de flamme infiniment mince ne peut pas être stable.

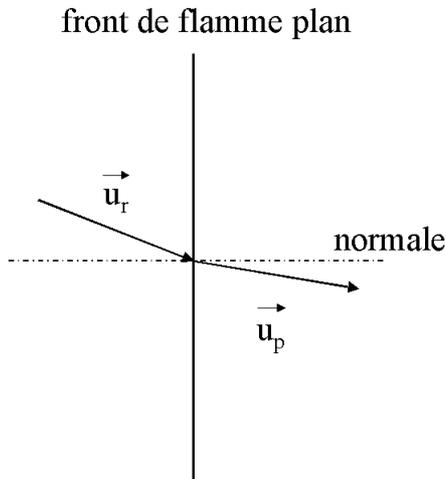


Figure 1.3 a

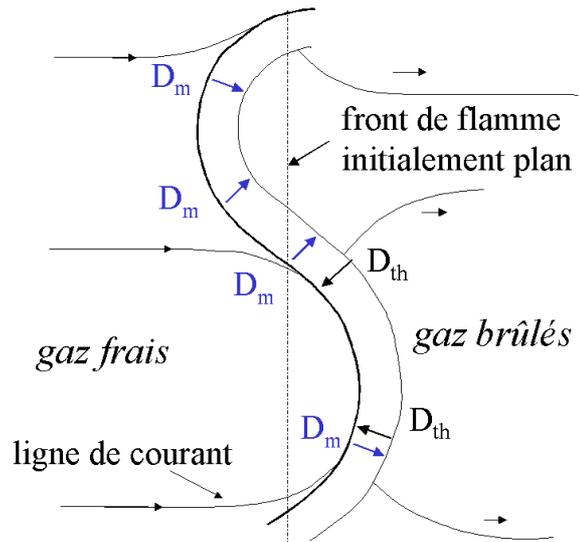


Figure 1.3 b

Figure 1.3 a et b : Déviation de la vitesse de propagation au passage du front de flamme plan infiniment mince (a) et perturbation du front de flamme ([Clavin, 1985]) (b).

Les instabilités thermodiffusives ont leur origine dans la diffusion de chaleur et de masse ([Pelce et Clavin, 1982], [Sivashinsky, 1983], [Clavin, 1985], [Borghini, 1995]). Il y a diffusion massique de combustible de l'amont du front de flamme (côté gaz frais, D_m sur la figure 1.3 b) vers l'aval (côté gaz brûlés). La vitesse de combustion diminue par le déficit en

combustible (réactif limitant) dans les concavités côté gaz frais (le combustible diminue en concentration au sommet). Cette concavité a donc tendance à se creuser d'avantage. L'inverse se produit dans les convexités côté gaz frais (le combustible a tendance à se concentrer au sommet), la vitesse de combustion augmente. La diffusion de masse a un effet déstabilisant sur le front de flamme.

[Zeldovich,1944] a expliqué le rôle de la diffusion de la chaleur dans les instabilités. Une partie de la chaleur va de la zone de réaction vers les gaz frais via la zone de préchauffage. Les zones convexes vers les gaz frais perdent plus de chaleur que la flamme plane, la vitesse de combustion a donc tendance à diminuer, ralentissant l'accentuation de la convexité vers les gaz frais. Inversement, les zones de concavité vers les gaz frais perdent moins de chaleur que dans le cas de la flamme plane, par conséquent la vitesse de combustion augmente et tend à réduire l'accentuation de la concavité. La surface du front de flamme est lissée. La diffusion de la chaleur a donc un effet stabilisant sur le front de flamme. Sur la figure 1.3 b, D_{th} est opposée à D_m .

1.5 Calculs sur la flamme laminaire CH₄-air sous pression

Peu de données existent concernant les vitesses fondamentales de combustion, les épaisseurs de flamme laminaire et les profils de température en fonction de la pression, pour des flammes méthane-air sous pression de richesse 0.6. Ces calculs ont été réalisés dans ce travail avec le code de calcul PREMIX de la bibliothèque de programmes CHEMKIN-II ([Kee et al., 1986]). La cinétique chimique a été modélisée par le mécanisme GRI-Mech v.3.0 ([Smith et al.]) tronqué du sous mécanisme de l'oxydation de N₂. Le modèle original compte 53 espèces et 325 réactions, le modèle simplifié compte 36 espèces et 219 réactions. Le tableau 1.1 donne quelques résultats sur l'impact de cette simplification vis à vis de la température adiabatique de combustion. La température change peu, ce qui montre que la simplification du modèle cinétique n'a pas d'impact thermodynamique sur la combustion.

Pression (atm)	température adiabatique de combustion (K) à richesse 1 modèle initial	température adiabatique de combustion (K) à richesse 0.6 modèle initial	température adiabatique de combustion (K) à richesse 1 modèle simplifié	température adiabatique de combustion (K) à richesse 0.6 modèle simplifié
1	2226	1667	2232	1670
10	2269	1667	2275	1671

Tableau 1.1 : Impact de la simplification du modèle cinétique sur les températures adiabatiques de combustion.

La formulation du mélange moyen sans diffusion thermique a été utilisée comme modèle de transport ([Kee et al., 1986]). La figure 1.4 compare les valeurs de S_L calculées avec et sans diffusion thermique dans la formulation, à pression atmosphérique pour différentes richesses et compare également S_L avec les résultats de [Dong et al., 2002], [Hassan et al.,1998], [Vagelopoulos et Egolfopoulos, 1998], [Rozenchan et al., 2002] et [Gu et al., 2000]. Les résultats sont comparables avec et sans prise en compte de la diffusion thermique dans la formulation. Enfin, des détails concernant le maillage utilisé pour ces calculs sont fournis dans [Lachaux et al., 2003].

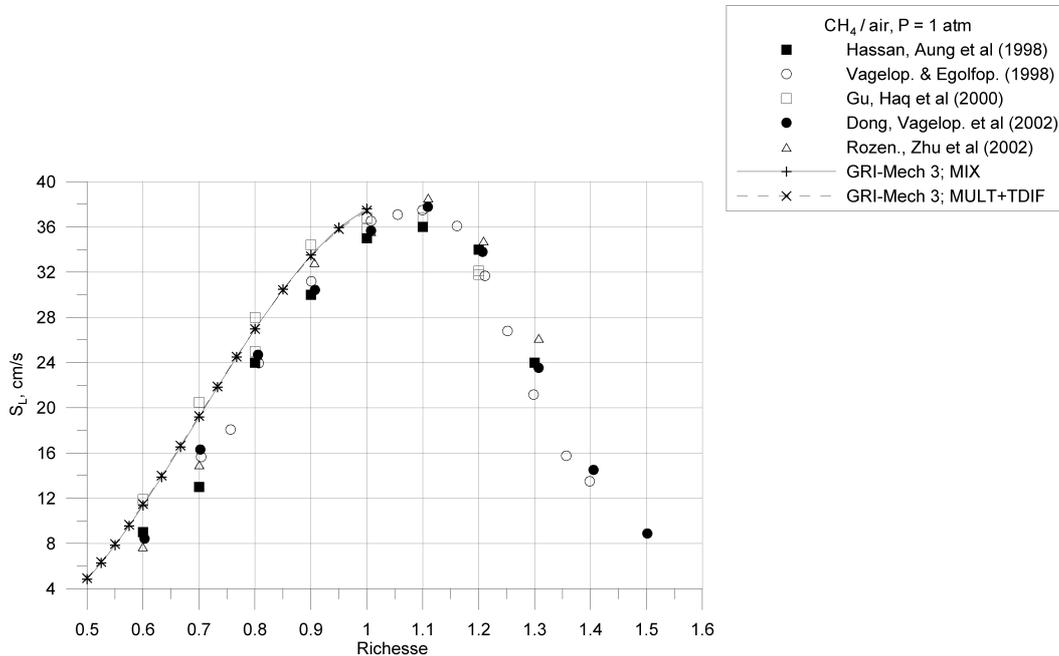


Figure 1.4 : Comparaison de S_L en fonction de la richesse, à 300K avec et sans prise en compte de la diffusion et avec des résultats de la littérature.

Le code de calcul PREMIX est un code 1D dont les hypothèses sont : flamme de propagation libre, laminaire prémélangée stationnaire, adiabatique et isobare. Les calculs fournissent le

profil de température, de concentration, de fraction massique de chaque espèce et le débit massique permettant la stabilisation de cette flamme. Un post traitement donne la vitesse fondamentale de combustion S_L (à 300 K) sans étirement, égale et opposée à la vitesse débitante, le gradient de température maximal $(dT/dz)_{max}$, l'épaisseur thermique δ_s , l'épaisseur de Zeldovitch δ_L , l'angle au sommet et la hauteur h_L d'une flamme conique équivalente. Le tableau récapitulant ces résultats est disponible en annexe C. La température des réactifs est de 300K.

Le tableau 1.2 donne les valeurs de δ_L , δ_s , δ_{LT} , h_L , T_p , pour différentes pressions à richesse 0.6 pour une température des réactifs de 300K. La température adiabatique de combustion reste constante, la hauteur augmente suite à la décroissance de S_L augmentant ainsi la surface en combustion et les épaisseurs décroissent avec la pression. [Pavé, 2002] indique un rapport δ_s / δ_L de 6 pour le prémélange méthane-air, nous trouvons un rapport approximativement constant de 4.5. Le comportement de ces épaisseurs avec la pression sera discuté dans les chapitres suivants. La figure 1.5 montre la décroissance de S_L avec la pression en $P^{-0.6}$. Une formulation approchée est :

$$S_L \text{ (m/s)} = 0.113 (P/P_0)^{-0.6}$$

avec P en Pa et $P_0 = 101325$ Pa. Les résultats montrent une décroissance rapide jusqu'à 0.5 MPa environ puis une décroissance beaucoup plus lente. Les valeurs de S_L pour une pression supérieure à 0.5 MPa sont très faibles, de l'ordre de quelques cm par seconde. La présence d'une flamme pilote permet l'accrochage de la flamme en élevant la valeur de S_L localement. Les valeurs expérimentales disponibles de [Dong et al., 2002], [Hassan et al., 1998], [Vagelopoulos et Egolfopoulos, 1998], [Rozenchan et al., 2002] sont inférieures aux résultats du calcul, l'écart représente environ 50%, à 5 atmosphères, de la valeur du calcul. Malgré nos hypothèses simplificatrices, les résultats de calculs en pression sont identiques à ceux de [Rozenchan et al., 2002] qui utilisaient également GRIMECH et PREMIX et estiment que leurs résultats expérimentaux en pression sont en bon accord avec leurs calculs. De S_L on peut déduire l'évolution de δ_L en $P^{-0.4}$.

P(MPa)	δ_L (mm)	δ_s (mm)	δ_{LT} (mm)	h_L (mm)	T_p (K)	S_L (m/s)
0.1	0.197	0.960	1.61	230	1669	0.113
0.3	0.127	0.576	0.82	445	1670	0.059
0.5	0.106	0.475	0.66	622	1670	0.042
0.7	0.093	0.416	0.57	764	1670	0.034
0.9	0.083	0.372	0.52	879	1670	0.03

Tableau 1.2 : Valeurs de δ_L , δ_s , δ_{LT} , h_L , T_p , pour différentes pressions à richesse 0.6 et température des réactifs de 300K.

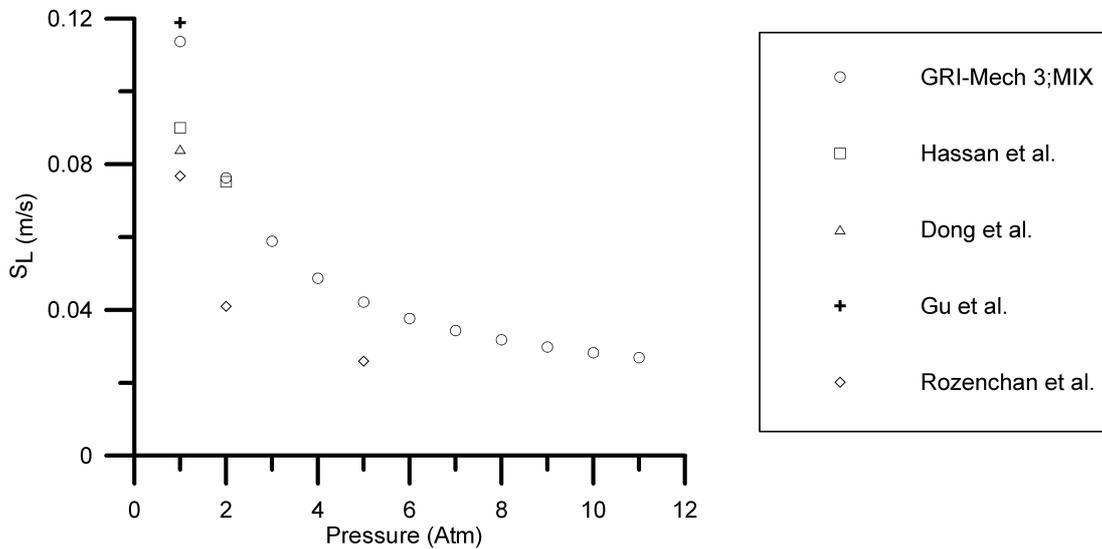


Figure 1.5 : Evolution de S_L à richesse 0.6, 300K en fonction de la pression.

1.6 Diagramme de combustion turbulente

La combustion d'une flamme de prémélange turbulente peut être vue comme une multitude de flammes instantanées appelées flammelettes se propageant dans des conditions de flamme laminaire dans un écoulement turbulent. L'aspect chimique peut donc être découplé de l'aspect turbulence pour la représentation de la combustion turbulente. Le régime de combustion est alors appelé régime de flammelette, les temps caractéristiques chimiques doivent être très petits devant ceux de la turbulence. La construction et la signification du diagramme de combustion sont explicitées dans de nombreux ouvrages, citons [Borghini, 1995]

et [Peters, 2000]. Ce diagramme qui a pour abscisse l_t/δ_L et pour ordonnée u'/S_L , délimite différents régimes de combustion dont le régime de flammes plissées, le régime de flammes plissées épaissies et le régime de flammes plissées épaissies. La figure 1.6 positionne nos points de mesures expérimentales sur ce diagramme, seul le point à 0.1 MPa est à priori dans le régime de flammes plissées, les autres sont dans le régime de flammes plissées épaissies. Cependant, [Poinsot et al., 1990] font trois remarques :

1. l'échelle de Kolmogorov pourrait être trop petite par rapport à l'épaisseur du front de flamme pour pouvoir le plisser
2. les échelles de Kolmogorov sont par définition des échelles où les structures correspondantes devraient être dissipées par viscosité avant d'éteindre localement le front de flamme
3. les échelles inférieures à l'épaisseur du front de flamme provoqueront une importante courbure locale qui s'oppose à l'étirement (étirement qui conduit à l'extinction locale)

Concernant le point 2, [Peters, 2000] écrit que l'échelle de Gibson, décrite au paragraphe 1.2.8 et définie par $l_G = S_L^3 / \varepsilon$, est la plus petite échelle capable de plisser le front de flamme, elle doit être supérieure à l'échelle de Kolmogorov. Nous verrons chapitre 5 paragraphe 5.7.4 qu'elle peut atteindre cette limite. Mais on ne peut pas déterminer si le plissement pourra conduire à l'extinction locale. Le critère de Klimov-Williams ([Gökçalp, 1987]) précise que le passage du régime de flammes plissées au régime de flammes plissées-épaissies se fait lorsque η devient inférieure à l'épaisseur de flamme laminaire. Les trois remarques précédentes montrent que ce critère n'est pas le seul qui pourrait délimiter les deux régimes cités. [Poinsot et al., 1990] simulent par DNS une flamme laminaire de prémélange en propagation libre dans un écoulement de vitesse égale et opposée à S_L . Cette flamme interagit avec deux vortex contra-rotatifs dont les auteurs font varier la taille ; ils trouvent que la limite séparant les deux régimes pourrait être repoussée d'au moins un ordre de grandeur. [Bray, 1996] positionne cette limite dans le diagramme comme représentée figure 1.6. Nos points de fonctionnement relatifs aux expériences seront ainsi considérés comme étant toujours dans le régime de flammes plissées, selon cette interprétation.

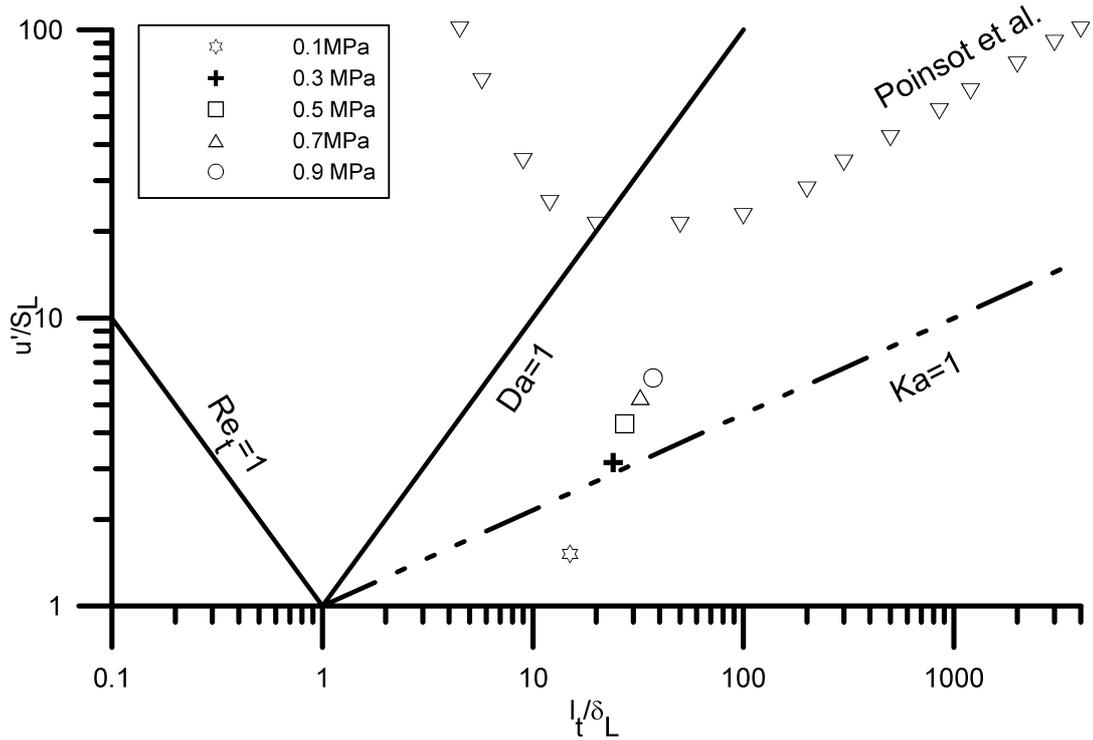


Figure 1.6 : Diagramme de combustion turbulente des points expérimentaux.

1.7 Le modèle BML

Un terme important dans la modélisation des flammes turbulentes de prémélange pour la fermeture de l'équation de transport des espèces chimiques est le taux moyen de production chimique par unité de volume $\langle w \rangle$. Le modèle de Bray-Moss-Libby (BML) propose deux solutions analytiques à partir des évolutions temporelles et des évolutions spatiales. Dans ce paragraphe, nous présentons de façon synthétique ces modèles, des explications plus détaillées se trouvent dans [Boukhalfa, 1988 a et b], [Genai, 1995], [Gagnepain, 1998a] et [Pavé, 2002].

1.7.1 Le modèle temporel BML

Le taux moyen de production chimique $\langle w \rangle$ est défini comme le produit du taux de la production chimique par passage de flammelette, $\langle w_f \rangle$, par la fréquence de passage de la flammelette, ν_f ([Bray et al, 1984a]) :

$$\langle w \rangle = \langle w_f \rangle \nu_f$$

Le degré d'avancement s'écrit comme ([Bray et al., 1988]) :

$$C(t) = \frac{T - T_r}{T_p - T_r} \text{ que l'on relie au taux de dégagement de chaleur } \tau = \frac{T_p - T_r}{T_r} \text{ par :}$$

$$\frac{T}{T_r} = 1 + \tau C(t)$$

où T_r est la température dans les réactifs et T_p dans les produits. La représentation temporelle est un signal en créneaux comme représenté figure 1.7. Les temps de passage des gaz brûlés sont notés t_p et des gaz frais t_r . On notera que dans ce cas de figure les temps de transit qui correspondent au temps mis par $C(t)$ pour passer de 0 à 1 ou inversement sont nuls suite à l'hypothèse d'un front de flamme infiniment mince. Le modèle temporel BML définit le degré d'avancement moyen comme ([Bray et al., 1984a]) :

$$\langle C \rangle = \frac{\langle t_p \rangle}{\langle t_p \rangle + \langle t_r \rangle}$$

et la fréquence de passage de la flammelette comme :

$$\nu_f = \frac{2}{\langle t_r \rangle + \langle t_p \rangle} \quad (1.4)$$

ν_f en fonction de $\langle C \rangle$ peut être exprimé comme :

$$\nu_f = \frac{g \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)}{T_\theta} \quad (1.5)$$

où T_θ est l'échelle intégrale temporelle du scalaire, g est un coefficient qui dépend de la distribution des temps de passage (valant 1 pour une distribution gamma-2 et 2 pour une distribution exponentielle). Ces deux dernières valeurs constantes conduisent à l'équation d'une parabole pour ν_f . Connaissant T_θ par la mesure directe, l'équation (1.4) et (1.5) permettent de déterminer le coefficient $g(\langle c \rangle)$.

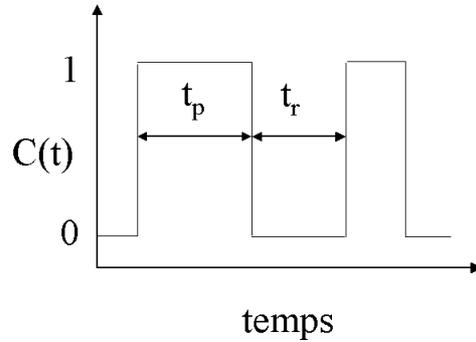


Figure 1.7 : Variation temporelle du degré d'avancement.

De même $\langle w_f \rangle$ peut être défini comme :

$$\langle w_f \rangle = \rho_r I_0 S_L \left\langle \frac{1}{|V_n|} \right\rangle$$

où ρ_r est la masse volumique des réactifs, S_L la vitesse laminaire de combustion sans étirement, I_0 un facteur d'étirement et V_n la vitesse de propagation de la flammelette normale au front de flamme.

1.7.2 Intensité de combustion

[Cheng et al., 1988] montrent que l'intensité de combustion S_T / S_L le long d'un tube de courant peut se calculer comme :

$$\frac{S_T}{S_L} = \int_0^\infty \frac{v_f(\xi)}{V_n(\xi)} d\xi$$

Ils indiquent que la vitesse conditionnelle des réactifs, U_r , est une bonne approximation de V_n si S_L est petite devant U_r ($V_n = U_r +$ ou $- S_L$). Nous verrons chapitre 4 que cela est vérifié

d'autant plus que la pression est élevée et le mélange pauvre, le ratio S_L/U_r varie de 5% pour 0.1 MPa à environ 1.4% pour 0.9 MPa. Si nous admettons une symétrie de révolution de la flamme, l'axe z constitue une ligne d'un tube de courant et :

$$\frac{S_r}{S_L} = \int_0^\infty \frac{v_f(z)}{U_r(z)} dz$$

1.7.3 Le modèle spatial BML et la densité de surface de flamme

En se déplaçant le long d'un contour iso<C> (<C> = constante sur cette abscisse curviligne) avec un contour de flamme instantané superposé, on se trouve alternativement dans les gaz frais ou les gaz brûlés de cette flamme. La figure 1.8 représente cette alternance.

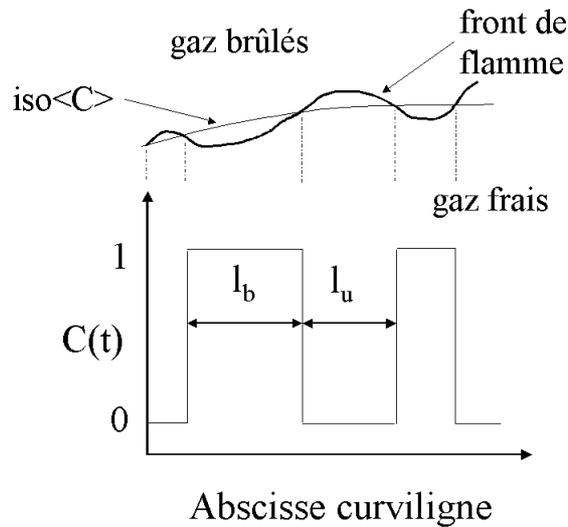


Figure 1.8 : Variation spatiale du degré d'avancement.

Le degré d'avancement moyen s'écrit ([Bray et al., 1984b]) :

$$\langle C \rangle = \frac{\langle L_b \rangle}{\langle L_u \rangle + \langle L_b \rangle}$$

La fréquence spatiale se détermine à l'aide de :

$$n_y = \frac{2}{\langle L_u \rangle + \langle L_b \rangle} \quad (1.6)$$

où L_u et L_b sont les longueurs de passage dans les gaz frais et dans les gaz brûlés. Cette fréquence spatiale peut aussi s'écrire ([Cant et Bray, 1988]) :

$$n_y = \frac{g \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)}{L_y} \quad (1.7)$$

où L_y est l'échelle intégrale de plissement. [Bray, 1990] donne l'expression suivante pour L_y :

$$L_y = C_L l_t (u'/S_L)^n$$

où l_t est l'échelle intégrale de longueur caractérisant la turbulence, u' la vitesse fluctuante et C_L un coefficient de l'ordre de l'unité. L'égalité de (1.6) et (1.7), connaissant L_y , est un moyen de déterminer le coefficient g . De nouveau si le rapport g / L_y est constant l'équation de $n_y(\langle C \rangle)$ est une parabole. Le taux de production chimique est donné par :

$$\langle w \rangle = \rho_r I_0 S_L n_y \left\langle \frac{1}{|\sigma_y|} \right\rangle$$

où σ_y est le cosinus de l'angle d'orientation de la flammelette ϕ_y . L'angle ϕ_y est l'angle aigu entre la normale au front de flamme et la tangente à la ligne iso $\langle C \rangle$ en un point d'intersection comme représenté sur la figure 1.9.

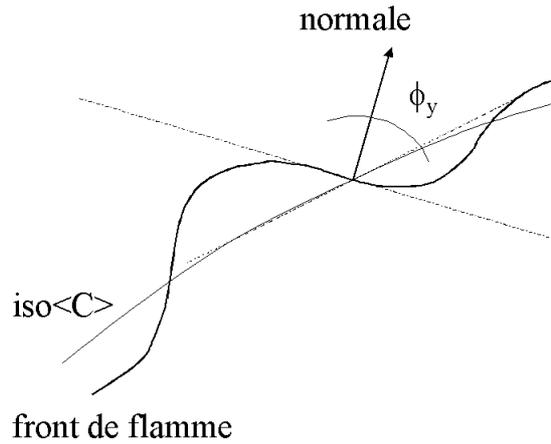


Figure 1.9 : Angle d'orientation de la flammelette ϕ_y .

La densité de surface de flamme qui représente la surface du front de flamme par unité de volume s'écrit :

$$\Sigma = n_y \left\langle \frac{1}{\sigma_y} \right\rangle$$

et le taux de production chimique peut s'écrire :

$$\langle w \rangle = \rho_r I_0 S_L \Sigma$$

1.7.4 Fonction densité de probabilité des temps de passage

En considérant les temps de passage dans les gaz frais, t_r , et dans les gaz brûlés, t_p , séparément, [Bray et Libby, 1986] font l'hypothèse d'une fonction densité de probabilité modélisée par les relations analytiques suivantes :

$$P(t_r) = \frac{1}{\langle t_r \rangle} \exp\left(-\frac{t_r}{\langle t_r \rangle}\right)$$

$$P(t_p) = \frac{1}{\langle t_p \rangle} \exp\left(-\frac{t_p}{\langle t_p \rangle}\right)$$

qui sont des fonctions densité de probabilité dites ‘exponentielles’. Cette distribution donne un ‘temps de passage le plus probable’ de 0 ce qui n’est pas physiquement acceptable. Pour remédier à ce problème, [Bray et Libby, 1986] ont proposé une distribution Gamma-2 qui s’exprime par :

$$P(t_r) = \mu_1^2 \cdot t_r \cdot \exp(-\mu_1 \cdot t_r)$$

$$P(t_p) = \mu_0^2 \cdot t_p \cdot \exp(-\mu_0 \cdot t_p)$$

$$\mu_1 = \frac{2}{\langle t_r \rangle} \quad \text{et} \quad \mu_0 = \frac{2}{\langle t_p \rangle}$$

Les valeurs les plus probables de t_p ou t_r deviennent supérieures à 0. Ces représentations exponentielles et gamma-2 sont utilisées aussi par le modèle spatial. Dans le chapitre 5 paragraphe 5.7.2, différentes distributions seront comparées : la gamma-2, l’exponentielle et la log-normale.

1.8 Etude bibliographique des flammes de prémélange sous pression en laboratoire

Peu d’études concernent les flammes de prémélange dans des configurations proches de la nôtre. Les publications seront analysées et comparées avec nos résultats dans les chapitres suivants.

1.8.1 Les installations

[Kobayashi et al., 1996] décrivent leur installation : une pression allant jusqu’à 3 MPa, une hauteur de chambre variant de 600 à 1150 mm avec un diamètre de 500 mm soit un volume d’environ 100 à 225 litres. Des hublots de diamètre 50 mm permettent l’accès optique, le brûleur est du type Bunsen de diamètre 20 mm avec flamme pilote de diffusion d’hydrogène entourant la flamme principale. Une grille est placée 40 mm en amont de la sortie avec des ratios surface libre / surface totale proche de 50% avec des diamètres de trous de 1,2,3 et 4

mm. Les expériences se déroulent avec des richesses de 0.9. De l'air est insufflé dans la chambre de combustion pour garder une température constante proche de la température de l'air extérieur. La vitesse de sortie sur l'axe est d'environ 1.5 à 3.8 m/s selon le type d'étude.

Dans l'installation de [Soika et al., 2003], la flamme est stabilisée par recirculation (bluff-body de diamètre 32 mm). Le débit passe à travers une couronne de 2 mm d'épaisseur autour du bluff-body, la vitesse de sortie est de 7.5 m/s, gardée constante. La chambre a un diamètre de 200 mm et un volume de 10 litres (hauteur de 300 mm environ). Le fonctionnement se fait à richesse 0.7 et 1.

1.8.2 Vitesses de combustion turbulente, vitesse de combustion laminaire et intensité de combustion

[Kobayashi et al., 1996], utilisant du méthane, mesurent les vitesses de combustion turbulente S_T à richesse 0.9 en utilisant la méthode du cône décrite chapitre 5 paragraphe 5.9.1, à partir de mesures tomographiques. Les résultats sont comparés pour différentes pressions et pour différentes vitesses fluctuantes u' . La vitesse S_T ne change pratiquement pas avec la pression mais augmente avec u' .

La vitesse de combustion laminaire S_L évolue en $P^{-0.5}$, pour une richesse 0.9, elle est approchée par $S_L = 0.34(P/P_0)^{-0.5}$. [Kobayashi et al., 1998] indiquent des exposants différents pour d'autres hydrocarbures : -0.24 pour C_2H_4 et -0.26 pour C_3H_8 .

L'intensité de combustion S_T / S_L , augmente avec la pression due à une diminution de S_L et avec u' par la modification de la surface en combustion. [Kobayashi et al., 1998] relieront aussi cette augmentation de surface aux instabilités hydrodynamiques. Ils détermineront également une corrélation expérimentale faisant intervenir le nombre de Reynolds turbulent, Re_t , et ainsi apparaître par son intermédiaire l'influence de la pression avec le changement de la viscosité cinématique. Les essais avec des richesses comprises entre 0.5 et 0.9 pour des hydrocarbures C_2H_4 et C_3H_8 montrent que S_T / S_L n'est pratiquement pas influencé par la richesse. La comparaison entre les deux hydrocarbures permet de quantifier l'influence du nombre de Lewis. [Kobayashi et al., 1998] remarquent que les évolutions de S_T/S_L sont les mêmes que celles déterminées par [Cambray et Joulain, 1992] pour une analyse des instabilités hydrodynamiques laissant supposer une grande influence de ce paramètre pour l'augmentation de S_T / S_L . Une corrélation semble être établie pour les forts u'/S_L supérieur à

1, de la forme $S_T/S_L \propto Re_t^{0.25}$. Finalement une corrélation générale de la forme $S_T/S_L \propto (P/P_0 u'/S_L)^n$ utilisant toutes les richesses, pressions et intensité de turbulence investiguées donne de bons résultats avec un exposant n proche de 0.4 pour le méthane ([Kobayashi et al., 1998], [Kobayashi et Kawazoe, 2000]).

1.8.3 La turbulence

[Kobayashi et al., 1997] mesurent les fluctuations de vitesse durant leurs expériences avec un anémomètre à fil chaud dans l'écoulement non réactif. Les mesures sont faites dans l'axe du brûleur et à la sortie de celui-ci. Les conditions expérimentales (vitesse moyenne U , diamètre du trou de grille) étaient maintenues constantes avec l'augmentation de pression de 0.1 à 3 MPa. Ils examinent l'influence de la pression sur l'échelle de Kolmogorov, η , l'échelle de Taylor, λ , et l'échelle intégrale, l_t , et trouvent que ces échelles de turbulence décroissent avec la pression, cependant l'échelle intégrale et l'échelle de Taylor tendent à rester proches de leur valeur initiale. Ils supposent que la viscosité cinématique, décroissante avec la pression, joue un rôle important, la dissipation visqueuse sera assurée par des tourbillons d'autant plus petits. Les nombres de Reynolds relatifs à l'échelle intégrale, Re_t , et relatifs à l'échelle de Taylor, Re_λ , augmentent avec la pression. Le spectre d'énergie de la turbulence est décalé vers les hautes fréquences donc de plus petites structures.

L'intensité de turbulence, u' , décroît dans un premier temps puis augmente à nouveau avec la pression. Par $Re_\lambda^2 \approx Re_t$, ils expliquent que u' évolue comme $\nu l_t / \lambda^2$ et doit décroître avec la pression. Le taux de dissipation, ε , décroît également avec la pression par l'intermédiaire de la viscosité cinématique.

[Soika et al., 2003] utilisent un système d'anémométrie laser Doppler pour mesurer les caractéristiques de la turbulence mais toujours dans l'écoulement non réactif. Les mesures sont faites à 10 mm et au centre de la section de sortie du brûleur qui rappelons-le est à stabilisation de flamme par Bluff body. La section de sortie est une couronne de largeur 2.5 mm. La vitesse moyenne est gardée constante sur la plage de pression 0.1 à 1.1 MPa. L'intensité de turbulence, u' , est trouvée décroissante dans un premier temps puis croissante à nouveau. L'échelle intégrale suit la même tendance ce qui conduit, avec l'augmentation des nombres de Reynolds, à la diminution de l'échelle de Kolmogorov, η . L'échelle de Taylor décroît continuellement sur la plage de pression investiguée.

1.8.4 Les instabilités et structure du front de flamme

[Kobayashi, 1996] note que les instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau participent à l'augmentation de S_T/S_L avec la pression par l'augmentation de la surface du front de flamme. Les effets thermodiffusifs s'amenuisent avec la pression (diminution de la diffusivité thermique) et ne s'opposent plus aux instabilités hydrodynamiques. Une analyse suivant les travaux de [Sivashinsky, 1983] montre qu'avec la pression le maximum d'instabilité s'applique pour des structures de plus en plus petites. Ces remarques et analyses sont confirmées dans les travaux de [Soika et al., 2003].

[Soika et al., 2003] trouvent une distribution des courbures de fronts instantanés s'élargissant avec la pression révélant la présence de structures de plus en plus petites. Ils déduisent que le rayon de courbure moyen diminue avec la pression, confirmant les analyses des images de tomographie par [Kobayashi et al., 1996]. Ils vérifient également que cette décroissance est similaire à celle de l'échelle de Taylor avec la pression.

[Yamamoto et al., 1998] constatent que la hauteur de flamme augmente avec la pression. [Gwang et al, 2000], en utilisant la fluorescence induite par laser puis un traitement d'images, étudient l'évolution de la densité de surface de flamme et montrent qu'elle augmente avec la pression ; le maximum augmente avec u'/S_L . Ils reportent les valeurs de la densité de surface de flamme dans l'espace du degré d'avancement moyen $\langle C \rangle$ et montrent que la position de ce maximum se déplace vers les valeurs supérieures de $\langle C \rangle$ avec la pression.

Chapitre 2

L'installation haute pression

2.1 Introduction

La bibliographie des flammes de prémélange sous pression montre que ce domaine n'a été jusqu'à maintenant que très peu étudié malgré les nombreuses applications industrielles fonctionnant sur ce mode. La complexité des installations tant en fabrication qu'en utilisation, le coût engendré et l'adaptation des moyens de mesures sont sans doute un frein au développement d'appareils d'essai fonctionnant en haute pression.

2.2 La chambre de combustion

La figure 2.1 donne une vue générale de la chambre de combustion conçue pour l'étude de flammes sous pression. Une grande partie de ce travail a été consacrée à la mise au point de cette chambre de combustion, à l'adaptation du brûleur, à la réalisation du système d'alimentation et à la mise en place des appareils de diagnostics optiques. Cette chambre est constituée de blocs en acier d'environ 600 mm de haut chacun et d'un diamètre intérieur de 300 mm soit un volume approximatif de 45 litres. Deux des blocs possèdent 4 accès optiques de diamètre 100 mm disposés à 90°, le troisième bloc possède 4 accès optiques oblongs de 30 mm x 290 mm disposés également à 90°. Les trois blocs peuvent être superposés les uns aux autres mais pour nos expériences seuls les deux blocs à hublots circulaires ont été utilisés. Le refroidissement est assuré par la circulation d'eau entre les deux parois à un débit maximal d'environ 6.5 l/mn par bloc pour les deux blocs utilisés, le débit maximum disponible étant environ 13 l/mn. L'arrivée d'eau doit se faire par le bas et la sortie par le haut du même bloc

afin de garantir le remplissage entre les deux parois par l'eau favorisant ainsi le transfert thermique et le refroidissement. De plus afin de minimiser les pertes de charges et dans le but de refroidir de façon identique chaque bloc est alimenté en parallèle.

Les blocs sont coiffés par un couvercle faisant office de récupérateur de condensats. Un serpentin est inséré dans ce couvercle, l'eau de refroidissement circule en parallèle avec les autres blocs et son débit est réglable par l'intermédiaire d'une vanne. Une partie des produits de combustion se condensent et stagnent dans une cavité de ce couvercle. Une pompe automatique permet l'évacuation de ces condensats lorsqu'un certain niveau est atteint. Quatre soupapes de sécurité sont positionnées sur le couvercle et s'ouvrent si la pression dépasse 1 MPa. Une vanne manuelle permet de régler la pression dans la chambre.

A l'autre extrémité, les blocs sont posés sur une embase traversée par le brûleur en son milieu. Un conduit d'évacuation fermé par une vanne permet d'évacuer les condensas contenus dans le bas de la chambre. Un autre conduit transmet la pression de la chambre au dispositif d'assistance de montée-descente du brûleur. Les blocs ont été soumis à l'épreuve (APAVE) et ne doivent pas subir de modification, usinages etc... ou toute opération qui serait de nature à modifier leur résistance mécanique.

Un moteur pas à pas associé à un réducteur permet la montée et la descente du brûleur. Il est assisté par deux vérins double effets dont une chambre est alimentée par les gaz présents dans la chambre de combustion et l'autre mise à l'atmosphère. La surface totale des deux pistons des vérins compense la surface totale du brûleur où s'appliquent les forces de pression dues aux gaz dans la chambre de combustion. Le positionnement du brûleur selon l'axe z peut être visualisé par une jauge électronique.

L'intérieur de la chambre et l'embase ont été peints en noir mat résistant à la température afin d'atténuer les réflexions de la lumière sur les parois (ou la diffusion par les parois). Les nombreux accès optiques servent en premier lieu pour le passage du faisceau laser à travers des hublots en verre BK7 ou en quartz HQ310 d'épaisseur 27 mm et d'un diamètre 100 mm. D'un point de vue optique, ces hublots ont une transmittance d'environ 97% pour les longueurs d'ondes choisies (488 et 514 et 532 nm) et pour un faisceau perpendiculaire au hublot. Ce coefficient décroît avec un angle d'incidence différent. Les hublots occasionnent également une légère augmentation de la focale des lentilles utilisées par les diagnostics

optiques. Pour des faisceaux de petit diamètre devant la distance focale (ou pour une faible inclinaison du faisceau par rapport à la normale du hublot) comme pour nos diagnostics optiques, la nouvelle focale f' peut être évaluée par :

$$f' = f + e (1 - n_1/n_2)$$

où f est la focale sans correction, e l'épaisseur du hublot n_1 l'indice de réfraction du milieu entourant le hublot et n_2 l'indice de réfraction du hublot. Nous faisons l'hypothèse, confirmée dans le chapitre 3 § 3.3.2, que l'air ambiant et les gaz brûlés ont un indice de réfraction très voisin. Pour l'air et le verre avec nos hublots, $f' - f$ vaut environ 9 mm.

Des disques de métal s'insérant à la place des hublots transparents permettent d'acheminer l'électricité à l'intérieur de la chambre pour l'allumage de la flamme, de connecter un manomètre pour visualiser la pression de chambre, de contrôler la température des gaz brûlés à l'intérieur de l'enceinte par l'intermédiaire d'un thermocouple et d'acheminer un flux d'azote pour le désembuage rapide des hublots si nécessaire. Ces disques de métal supportent aussi des accessoires comme des pièges à lumière ou des caches pour éviter les réflexions ou diffusion de lumière parasite. Un système de chauffage de hublot par cordon chauffant est installé à l'extérieur afin d'accélérer le désembuage des hublots.

La chambre est fixée sur un châssis attaché au sol pour contrer la réaction des vérins. Des illustrations sont disponibles en annexe E concernant les divers accessoires utilisés comme l'ensemencement de particules solides, l'assécheur d'air pour éviter l'agglomération de particules solides lors d'ensemencement, un piège à lumière et un système évitant la diffusion de la lumière par les hublots.

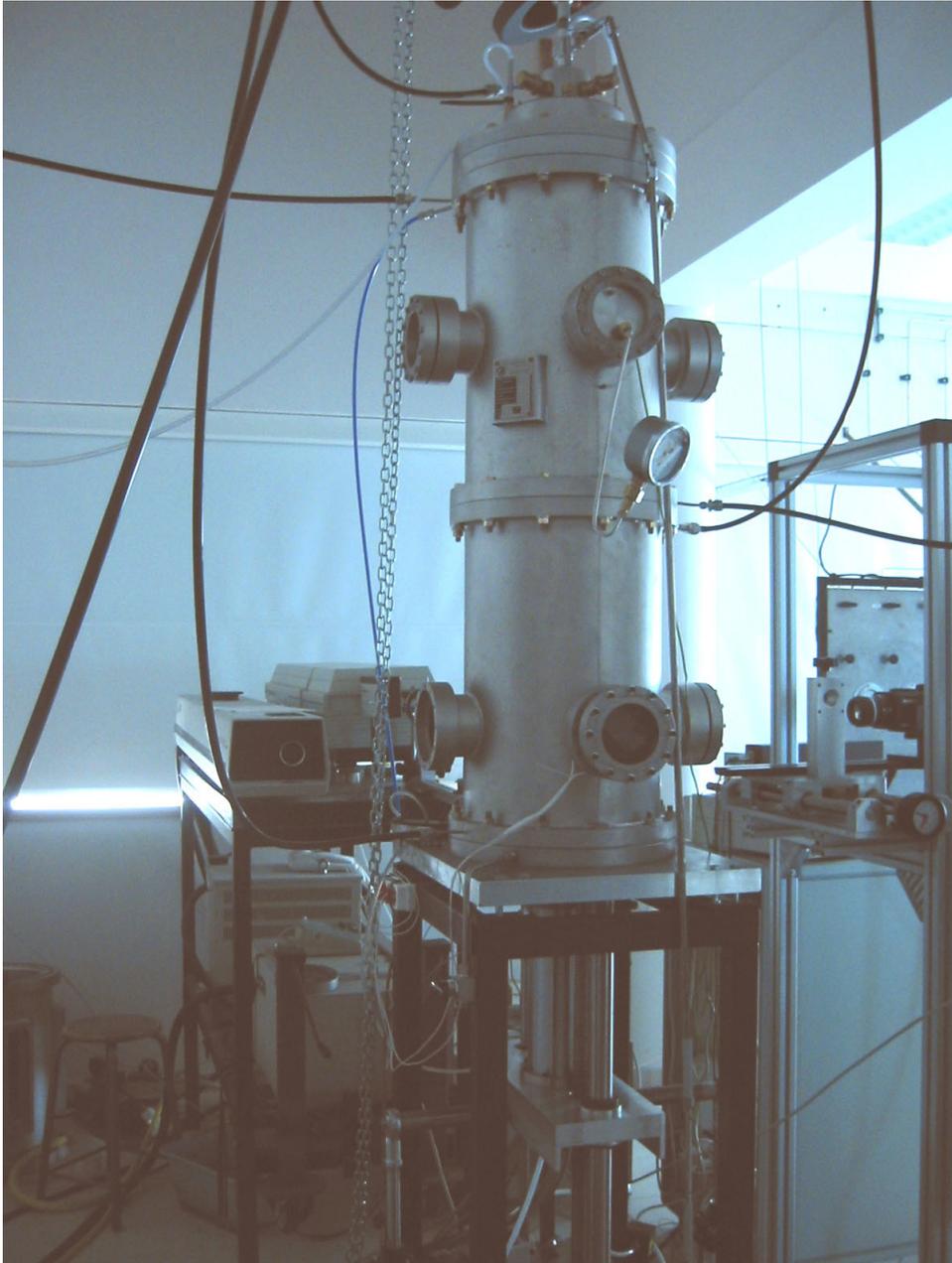


Figure 2.1 : Vue d'ensemble de la chambre de combustion.

2.3 Le panneau d'alimentation

Le panneau d'alimentation est composé de vannes de réglage de débit ou d'isolement, de manomètres, de thermocouples, de débitmètres et de dérivations afin de contrôler le mélange combustible ou d'ajouter des appareils (débitmètres, cols soniques etc...). On distingue deux zones, une pour le mélange de la flamme principale et une pour le mélange de la flamme pilote. Le schéma du tableau d'alimentation est représenté figure 2.2, en Annexe A avec les

sources de combustibles et d'air et en photo annexe E. En cas de coupure d'air comprimé ou d'électricité ou d'actionnement de l'arrêt d'urgence ou de détection d'hydrogène par le capteur et la centrale de détection, les combustibles sont aussitôt coupés.

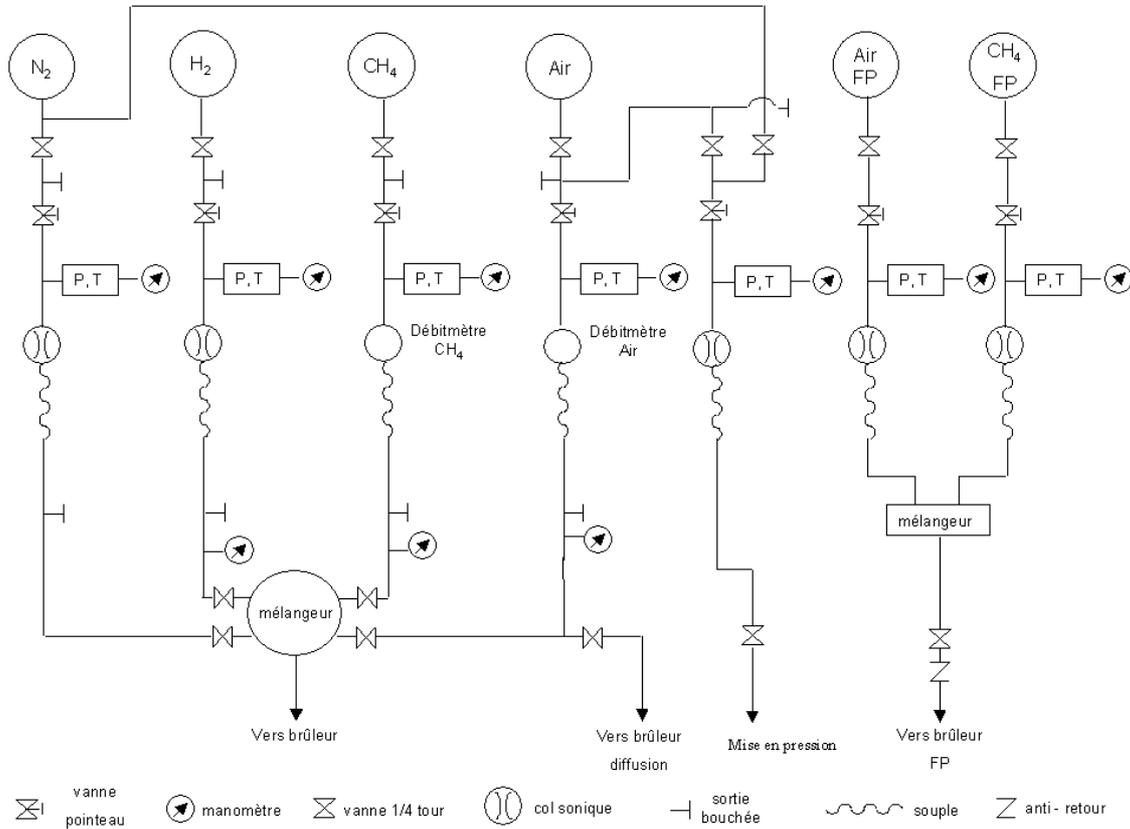


Figure 2.2 : Schéma de fonctionnement du tableau d'alimentation.

2.3.1 Mélange principal

Le méthane utilisé est du type G20 d'Air liquide dont la teneur exacte en méthane est supérieure à 95%. Il est détendu jusqu'à 12 bars environ puis le débit est mesuré et régulé par un débitmètre massique thermique Brooks 5851S pouvant mesurer jusqu'à 110 NI/mn. L'air provient d'un compresseur Kaeser 26 pouvant fournir jusqu'à 100 m³/h sous 13 bars. Il est filtré par deux filtres sub-microniques en série (Atlas Copco PD 17 enlevant les particules jusqu'à 0.01µm et un filtre QD 17 pour les résidus d'huile), détendu jusqu'à une pression réglable de 1 à 13 bars puis le débit est mesuré et régulé par un débitmètre massique thermique Brooks 5853S de 1000 NI/mn pleine échelle. Le combustible et le comburant sont mélangés dans un prémélangeur contenant à l'intérieur (juste avant la sortie vers la chambre de combustion) des billes et un cylindre perforé afin d'éviter toute remontée de flamme qui

proviendrait du brûleur et se propagerait vers le prémélangeur. L'ensemble est acheminé vers le brûleur. D'autres gaz, combustibles ou non, peuvent être prémélangés (N_2 , H_2). Le principe de fonctionnement du débitmètre massique thermique est le suivant : une petite partie du fluide entrant est dérivée, le fluide dérivé (qui est proportionnel en débit au fluide principal) reçoit une puissance calorifique P_c connue ; la connaissance de la différence de température ΔT entre l'amont et l'aval donne le débit massique de fluide, D_m est proportionnel à $P_c / (C_p \Delta T)$ où C_p est la capacité calorifique du gaz à pression constante.

2.3.2 La flamme pilote

La flamme pilote utilise également un prémélange de méthane et d'air mais à une richesse estimée entre 1 et 1.5, le débit représente environ 13 % du débit de la flamme principale à 0.1 MPa mais seulement 3% pour 0.6 MPa et 0.15% à 1.1 MPa. Le méthane et l'air passent chacun séparément à travers deux cols soniques de diamètre 0.14 mm pour le méthane et 0.61 mm pour l'air. Malgré le faible diamètre, le débit nécessaire est atteint avant l'amorçage des cols, ceux-ci sont alors utilisés comme venturi. Trois capteurs de pression, deux en amont et un en aval, reliés à un affichage numérique permettent de connaître la pression aux bornes de ces cols. L'étalonnage de ces cols (débit en fonction de la pression amont) a été effectué préalablement pour des pressions aval de 0.1, 0.5 et 1 MPa. L'air utilisé provient d'une source haute pression, indépendante de l'air de la flamme principale.

2.4 Le brûleur

Le brûleur utilisé possède la même géométrie que celui utilisé pour les travaux de [Gagnepain, 1998a] et [Pavé, 2002]. Son encombrement a été réduit, la grille est amovible sans démontage du brûleur permettant son nettoyage sans enlever la chambre de combustion. Le diamètre intérieur est de 25 mm, la longueur du tube principal est de 230 mm, la grille de maille $M = 3.5$ mm et de diamètre de trou 2.5 mm a une solidité de $\sigma = 51\%$ qui représente la surface bloquée sur la surface totale. Elle est positionnée 50 mm en amont de la sortie du brûleur. Une flamme pilote annulaire de largeur 2 mm entoure la flamme principale. Un écoulement co-courant d'air ou d'azote est possible autour de la flamme, il n'a cependant pas été utilisé au cours de cette thèse. La figure 2.3 représente le brûleur avec une partie

seulement du tube principal ; à côté figure une grille de turbulence équivalente en maille et diamètre de trou à celle utilisée dans nos expériences. A noter que le refroidissement de ce brûleur est effectué en grande partie par le flux des gaz frais. Le corps principal est en laiton et l'enveloppe extérieure en acier inoxydable. Suite à des problèmes de rentrée de flamme (« flashback ») la grille est en alliage à base de titane. Le dispositif d'allumage est constitué d'une électrode en cuivre soumise à un potentiel élevé dont l'extrémité est placée à environ 0.5 mm du bord du tube extérieur en laiton qui entoure la flamme pilote. Cette électrode ne perturbe que très peu la flamme pilote et aucunement la flamme principale. L'étincelle est produite à partir d'une source haute tension de 11 kV. La puissance de ce brûleur dans nos conditions de fonctionnement est linéaire avec la pression et vaut environ 1.7 kW à 0.1 MPa et 15 kW à 0.9 MPa.

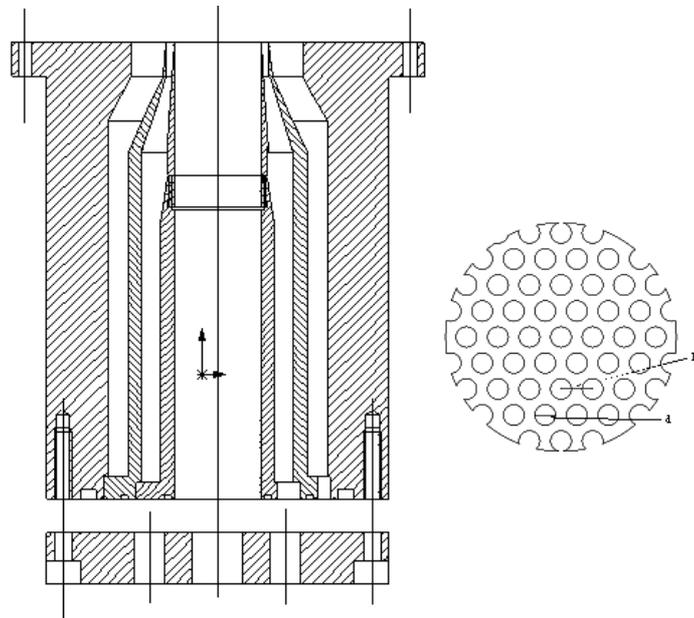


Figure 2.3 : Brûleur de prémélange et grille de turbulence.

2.5 Points de fonctionnement

La richesse du mélange principal est fixée à 0.6, nous permettant d'obtenir des flammes pauvres jusqu'à une pression de 0.9 MPa. La vitesse débitante dans le conduit principal est de 2.1 m/s à 300K quelle que soit la pression. Un seul débitmètre par fluide est utilisé pour toutes les pressions de fonctionnement, par conséquent les mesures à pression atmosphérique

correspondent au bas de l'échelle du débitmètre (3.7 % de la pleine échelle pour le méthane et 5.2 % de la pleine échelle pour l'air) là où la précision est la moins convenable et où la régulation peine à stabiliser le débit autour de la consigne. En ce point l'erreur de mesure sur le CH₄ peut conduire à une richesse comprise entre 0.45 et 0.74 en ne tenant compte que de l'incertitude sur le méthane. Par contre pour 0.9 MPa, l'incertitude sur la richesse donne 0.6 + ou - 5% en tenant compte de l'incertitude sur le débit d'air et sur le débit de méthane mais seulement une incertitude de + ou - 3% en ne tenant compte que de l'incertitude sur le débit de méthane. L'incertitude sur les mesures des débitmètres correspond à 1% de leur pleine échelle (donnée constructeur) et englobe l'incertitude de la calibration, de la linéarité de la mesure et du ΔT mesuré. Une mesure par chromatographie en phase gazeuse a pression atmosphérique a permis de connaître la richesse réelle sur le point de fonctionnement en bas d'échelle. Le tableau 2.1 montre que la richesse est légèrement surestimée en bas d'échelle du débitmètre (qui correspond au fonctionnement à pression atmosphérique).

consigne richesse	richesse mesurée par chromatographie
0.6	0.56
0.7	0.65
0.8	0.75

Tableau 2.1 : Comparaison entre consigne et mesure de la richesse pour le fonctionnement à pression atmosphérique.

La flamme est constamment au milieu des gaz brûlés résiduels, la température de ceux ci a été mesurée dans le haut de la chambre et reportée tableau 2.2. Le tableau de réglage des débitmètres en fonction de la pression est disponible annexe A. Le tableau 2.2 récapitule aussi quelques valeurs des points de fonctionnement.

pression du mélange	débit massique d'air	débit massique de CH ₄	débit volumique CH ₄	débit volumique air	T gaz résiduel enceinte
MPa	g/s	g/s	NI/mn	NI/mn	°C
0.9	10,1344	0,3544	29,65	470,28	255
0.8	9,0084	0,3150	26,36	418,02	
0.7	7,8823	0,2756	23,06	365,77	213
0.6	6,7563	0,2362	19,77	313,52	
0.5	5,6302	0,1969	16,47	261,26	200
0.4	4,5042	0,1575	13,18	209,01	
0.3	3,3781	0,1181	9,884	156,76	160
0.2	2,2521	0,0787	6,59	104,51	
0.1	1,1260	0,0394	3,295	52,253	103

Tableau 2.2 : Récapitulatif des débits d'air et de carburant en fonction de la pression.

Cette installation a été trouvée sensible au retour de flamme (« flashback »). [Guin, 1998] dans un prémélangeur de type prévaporisé, prémélangé, pauvre décrit trois causes d'apparition du « flashback » :

- les remontées de flamme par les couches limites
- les remontées de flamme dues aux instabilités de combustion
- remontées de flamme dues à une zone de recirculation

Dans notre cas, la flamme semblait rentrer dans le brûleur par le centre ce qui pourrait être du aux instabilités de combustion.

Les mesures de vitesses du chapitre 4 laissent entrevoir une zone de recirculation près du brûleur à l'extérieur de celui-ci. Lors de la montée en pression, la flamme pilote était fortement cisailée et décollée sur le côté opposé à la flamme principale.

2.6 Choix des paramètres de l'étude

La combustion prémélangée sous pression est souvent utilisée en mélange pauvre. La richesse 0.6 constitue une valeur basse qui n'a pas encore été investiguée, [Soika et al., 2003] utilisent une flamme à richesse 0.7 et [Kobayashi et al, 1996] à richesse 0.9. [Ripplinger et al., 1998] étudient la combustion en mélange pauvre prévaporisé et prémélangé de kérosène et d'air jusqu'à une richesse d'environ 0.5 sous une pression de 20 bars dans une installation proche des chambres de combustion rencontrées dans les moteurs aéronautiques. Le méthane a été

très largement employé dans des études à pression atmosphérique et dans quelques études sous pression. L'utilisation d'une seule grille, d'une seule richesse et d'une seule vitesse débitante de 2.1 m/s a permis de n'étudier que l'effet de la pression. Afin d'éviter le retour de flamme, il était nécessaire de garder une vitesse débitante minimale en effet, nous verrons paragraphe 5.9.1 que la hauteur du cône dans la flamme et la vitesse de combustion turbulente S_T varient peu avec la pression. De plus, le compresseur ne pouvait fournir suffisamment de débit pour envisager une vitesse débitante plus élevée dans la plage de pression étudiée. Une évolution à nombre de Reynolds constant aurait conduit à modifier le diamètre du brûleur proportionnellement à P pour chaque point de mesure ($v \propto P^{-1}$) à défaut de pouvoir changer la vitesse débitante. Dans certaines turbines à gaz, lorsque la pression s'élève, cette vitesse débitante est maintenue constante.

[Gagnepain, 1998 a et b] et [Pavé, 2002] ont préalablement étudiés l'effet sur la flamme de la richesse, de la vitesse débitante pour plusieurs grilles de turbulence mais à pression atmosphérique avec un brûleur de même géométrie. Le brûleur de type Bunsen est axisymétrique permettant aux mesures suivant deux axes (2D) de refléter dans certains cas (vitesses) ce qui se passe réellement en trois dimensions (3D). Dans ce type de chambre, la pression y est constante aux oscillations de combustion près et l'écoulement y est presque stationnaire ce qui autorise des mesures sur un temps assez long. D'autre part, le diamètre de la chambre étant environ 12 fois supérieur à celui du jet, l'impact des parois est atténué en terme de réflexion de la lumière ou de confinement du jet. Les larges accès optiques combinés au déplacement du brûleur permettent des mesures radiales et axiales.

Chapitre 3

Techniques de mesures expérimentales

3.1 Introduction

L'utilisation des diagnostics optiques participe à une meilleure compréhension des phénomènes liés à la combustion. En plus d'être réputés non intrusifs, ces diagnostics permettent d'atteindre des résolutions spatiales et temporelles très fines nécessaires aux mesures locales et instantanées ([Mayinger, 1994]).

3.2 Dispositif expérimental de mesures de diffusion Rayleigh

Les mesures de diffusion Rayleigh induites par laser ont été utilisées dans de nombreux travaux dont ceux de [Boukhalfa, 1988a], [Deschamps, 1990], [Gagnepain, 1998a] et [Pavé, 2002]. Elles assurent le suivi temporel des fluctuations de masse volumique et sous certaines hypothèses de la température, permettant de remonter aux échelles de temps de fluctuation du scalaire.

3.2.1 Mesures de diffusion Rayleigh

Des explications approfondies concernant la théorie sont données dans [Gagnepain, 1998a] et [Pavé, 2002], seule une analyse simplifiée sera présentée ici. [Zhao et Hiroyasu, 1993] décrivent la diffusion Rayleigh comme un processus de collision élastique (pas d'échange

d'énergie) entre un photon incident et une molécule. De ce fait la lumière diffusée a la même fréquence que la lumière incidente, la lumière réfléchiée par les parois aura également la même longueur d'onde et viendra se superposer au signal. Le diamètre de la particule doit être très inférieur à la longueur d'onde incidente, jusqu'à $1/10^{\text{ème}}$ environ. Le signal fournit des informations quantitatives sur la masse volumique. L'intensité lumineuse reçue par le photomultiplicateur s'écrit :

$$I = KI_0\Omega l N \sum_{i=1}^j X_i \sigma_{ri} \quad (3.1)$$

où K est un coefficient de calibration dépendant des optiques de transmission et de réception, I_0 est l'intensité de la lumière laser incidente, Ω est l'angle solide de collection, l est la longueur du volume de mesure sur le photomultiplicateur, N est la densité moléculaire totale, X_i est la fraction molaire de l'espèce i et σ_{ri} la section efficace de l'espèce i.

$$N(\text{cm}^{-3}) = \frac{PA_0}{RT} \cdot 10^{-6} \quad (3.2)$$

En combinant (3.1) et (3.2) :

$$I = K \cdot 10^{-6} I_0 \Omega l \frac{PA_0}{RT} \sum_{i=1}^j X_i \sigma_{ri} \quad (3.3)$$

où $A_0 = 6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est la constante d'Avogadro et R la constante des gaz parfaits. La section efficace pour une direction d'observation de 90° en fonction de la longueur d'onde incidente λ et de l'indice de réfraction n_i s'écrit :

$$\sigma_{ri} = \frac{4\pi^2(n_i - 1)^2}{\lambda^4 N_0^2} \quad (3.4)$$

L'équation (3.4) montre que le choix d'une longueur d'onde incidente la plus faible possible assure un gain en section efficace donc en intensité diffusée. [Gagnepain, 1998a] détermine que $\sigma_{\text{réactifs}} \approx \sigma_{\text{produits}}$ dont les valeurs sont respectivement 8.86 et $8.79 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{sr}$. Si l'on ajoute que les conditions sont isobares et en appliquant successivement aux produits et aux réactifs l'équation (3.3), puis en faisant le rapport des deux, il vient :

$$\frac{I_{produit}}{I_{réactif}} = \frac{T_{réactif}}{T_{produit}} \quad (3.5)$$

La masse molaire, M , des réactifs est la même que celle des produits ($M \approx 28$ g/mol en négligeant CO , NO_x ...) alors la loi des gaz parfaits qui s'écrit $P = \rho R T / M$ permet d'écrire pour ces conditions isobares :

$$\frac{I_{produit}}{I_{réactif}} = \frac{T_{réactif}}{T_{produit}} = \frac{\rho_{produit}}{\rho_{réactif}} \quad (3.6)$$

Le rapport des intensités de lumière diffusée est proportionnel au rapport des masses volumiques qui reste constant avec la pression. Cependant, d'après (3.3) chaque intensité augmente linéairement avec la pression. Lorsque la pression augmente, le bruit issu des réflexions, bruit électronique et autres diffusions parasites reste constant par conséquent le rapport signal sur bruit augmente aussi linéairement.

[Zhao et Hiroyasu, 1993] expliquent que les changements de section efficace sont très faibles et négligeables avec la température, nous ferons l'hypothèse qu'il en est de même avec la pression.

3.2.2 Dispositif expérimental

Les mesures utilisées pour notre expérience concernaient la diffusion Rayleigh monopoint avec un système proche de celui utilisé par [Gagnepain, 1998a]. Les sections efficaces de diffusion Rayleigh sont environ 10 à 20 fois inférieures à celles de diffusion de Mie ([Eckbreth, 1996]) ; par conséquent les mesures ne souffrent pas la présence de particules solides ou liquides qui « cacheraient » le signal Rayleigh. Un filtre sur la ligne d'air évitait la présence de poussières dans les gaz frais. Le faisceau laser en entrée et sortie de hublot créait une tâche lumineuse diffusant dans toutes les directions ; un cache était disposé en sortie de hublot limitant cette diffusion. Un piège à lumière était inséré dans la chambre de combustion pour éviter la réflexion du faisceau en fin de trajet optique, de plus les parois étaient peintes en noir mat afin d'absorber au maximum la lumière qui est diffusée par le faisceau le long du

trajet optique. Malgré ces précautions la condensation sur les parois (diffusion de Mie), la présence de surfaces non peintes et d'un hublot de visualisation (surfaces réfléchissantes) représentaient autant de sources de bruit pour le signal. La présence d'un diaphragme de très petite dimension devant le photomultiplicateur (« pinhole ») diminuait l'impact de ce bruit lumineux et délimitait le volume de mesure. La figure 3.1 représente le montage utilisé.

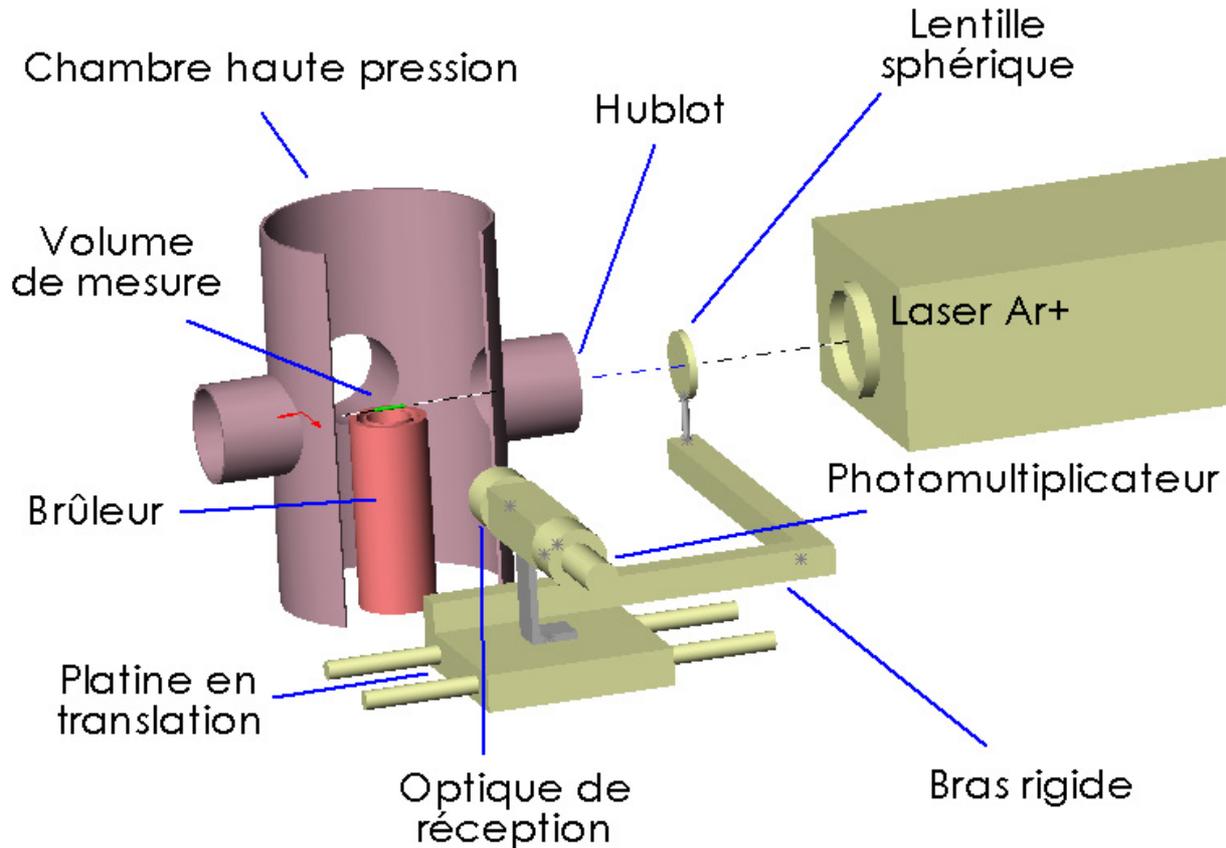


Figure 3.1 : Dispositif expérimental utilisé pour les mesures de diffusion Rayleigh.

Le faisceau laser est focalisé à l'aide d'une lentille sphérique de focale 400 mm en un volume de mesure. Le diamètre du faisceau faisant environ 185 μm à la focalisation, le volume de mesure vu par le photomultiplicateur est entièrement fixé par le diamètre du diaphragme soit 150 μm . Ce volume de mesure est estimé par la relation :

$$\text{diamètre faisceau à la focalisation } (\mu\text{m}) = 4 \lambda f / (1000\pi \text{ diamètre du faisceau})$$

avec f la focale de la lentille en mm, λ la longueur d'onde du faisceau en nm et le diamètre du faisceau en mm. La résolution spatiale est environ 0.15 mm, la résolution temporelle environ 10 μ s qui représente deux fois la période d'échantillonnage de 200 kHz. Le temps de réponse du photomultiplicateur est environ 1.2 μ s qui est largement inférieur à la résolution temporelle.

La platine en translation est utilisée pour des mesures radiales ; elle permet de déplacer à la fois le photomultiplicateur et la lentille sphérique de façon coaxiale avec le faisceau laser. Le réglage doit être soigneusement effectué car tout écart de coaxialité se traduira par une perte de signal à la sortie du photomultiplicateur lors du déplacement de la platine. Ce réglage est validé avec un jet d'air lorsque le signal reste constant pour un déplacement de la platine sur la longueur du rayon. Devant le photomultiplicateur, un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du laser est positionné afin de réduire l'impact des lumières parasites. Deux lentilles plano-convexes sont focalisées à la fois sur le volume de mesure et sur l'entrée du diaphragme. Les multiples réglages du photomultiplicateur permettent d'ajuster la focalisation suivant les trois axes O_x , O_y et O_z . On peut noter que la présence d'un hublot d'épaisseur 27 mm rallonge la focale d'environ 9 mm pour l'optique de collection et la lentille sphérique d'émission. Le signal en sortie du photomultiplicateur est visualisé sur oscilloscope, amplifié, filtré (filtre passe-bas) puis acquis sur un micro ordinateur. Le tableau D-1 en annexe D récapitule les principaux paramètres de réglage et caractéristiques du système de mesure.

3.2.3 Traitement des signaux de diffusion Rayleigh

A partir du signal représenté sur la figure 3.2 a, on détermine sa fonction densité de probabilité (appelée pdf dans le reste du document par commodité et reportée sur la figure 3.2 b). Les sommets des deux pics représentent la tension de mesure correspondant soit aux gaz frais soit aux gaz brûlés, on fixe ainsi deux seuils gaz frais et gaz brûlés. Le signal brut est alors écrêté : les valeurs supérieures au seuil gaz frais sont remises artificiellement à la valeur du seuil de gaz frais, de même les valeurs inférieures au seuil gaz brûlés sont remises artificiellement à la valeur du seuil des gaz brûlés. Le signal est alors normalisé entre 0 et 1. Le seuil 0 correspond aux gaz brûlés et le seuil 1 aux gaz frais puis les temps de passage t_r et t_p sont calculés à partir du seuil 0.5. Les temps de transit t_{pr} et t_{rp} sont calculés par

extrapolation entre les seuils 0 et 1 à partir de la pente déterminée entre deux seuils fixés à 0.4 et 0.6. Ces indications sont portées sur la figure 3.2 c.

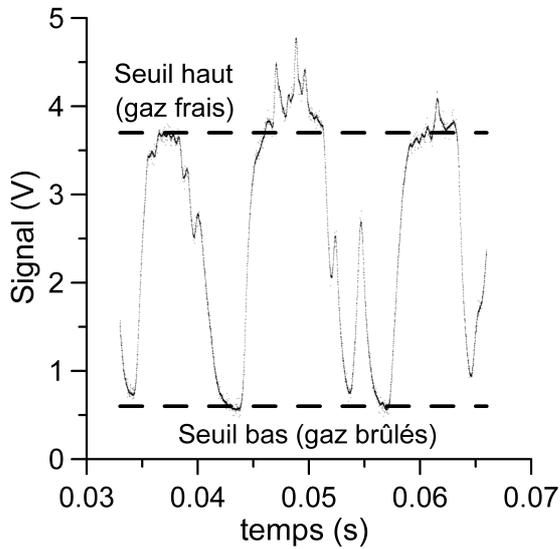


Figure 3.2 a

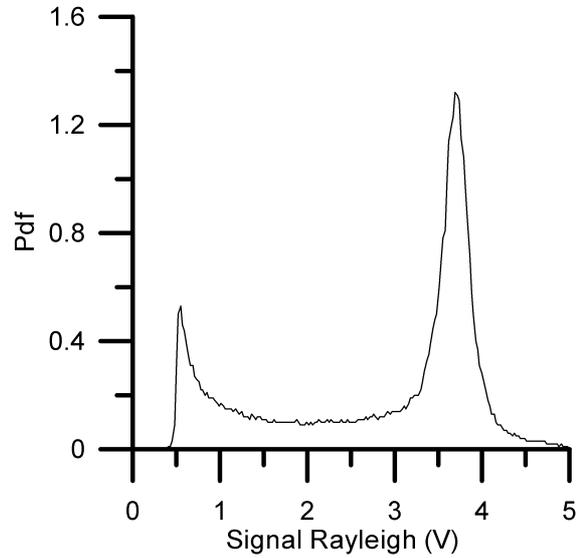


Figure 3.2 b

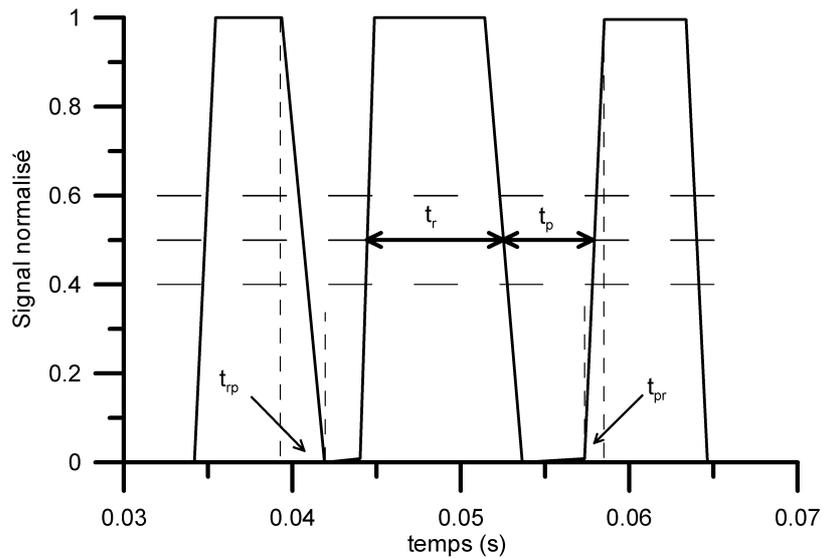


Figure 3.2 c

Figure 3.2 a, b et c : Signal de diffusion Rayleigh brut (a) , pdf du signal brut (b) et mesures des temps de passage et de transit (c).

3.3 Dispositif expérimental de mesures de vitesses

De la connaissance des vitesses instantanées sont déduites, après traitement statistique, les échelles caractéristiques de la turbulence. Les mesures de vitesses par anémométrie Doppler

laser (ADL), les mesures de taille par anémométrie phase doppler (APD) et le système permettant leur réalisation sont détaillées dans [Pichard, 2003].

3.3.1 Mesures de vitesses par anémométrie laser Doppler

Plusieurs méthodes existent ; nous avons utilisé la vélocimétrie à franges. Un volume de mesure est créé par l'intersection de deux faisceaux laser (lumière cohérente et monochromatique). La fréquence Doppler f_D (de battement) reçue par le récepteur est indépendante de la direction d'observation et vaut :

$$f_D = 2 n u \sin(\phi/2) / \lambda_0$$

où u est la vitesse de la particule selon z , n l'indice de réfraction, $(\phi/2)$ le demi angle aigu formé par les faisceaux et λ_0 longueur d'onde du laser dans le vide. Les faisceaux étant cohérents et focalisés, le volume de mesure se constitue d'un réseau de franges de Young alternativement sombres et brillantes. La distance interfrange est

$$i = \lambda_0 / (2 n \sin(\phi/2)) \quad (3.7)$$

Le volume de mesure est proche d'un ellipsoïde de révolution, il a les caractéristiques suivantes (figure 3.3) :

$$dz = \phi / \cos(\phi / 2)$$

$$dx = \phi$$

$$dy = \phi / \sin(\phi / 2)$$

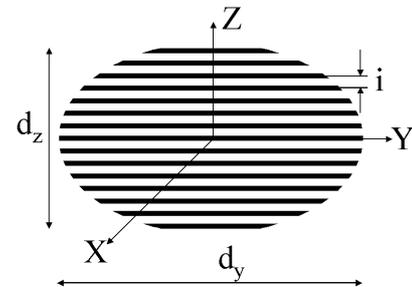


Figure 3.3 : Volume de mesure LDV.

ϕ est le diamètre du volume de mesure à l'intérieur duquel l'intensité I_ϕ est supérieure ou égale à celle du centre du volume de mesure, I_c , divisée par e^2 :

$$I_\phi \geq I_c / e^2$$

$$\phi = 4 \lambda_0 F / (\pi n D_{1/e^2})$$

D_{1/e^2} est le diamètre du faisceau en sortie de la sonde d'émission et F la focale d'émission. On calcule le nombre de franges par $N = \phi / i$. La vitesse se déduit par :

$$u = f_D i \quad (3.8)$$

Des franges fixes ne permettent pas de connaître le sens de la vitesse. En superposant une fréquence on impose à la vitesse mesurée à rester du même signe. Le réseau de franges se déplace. Les franges sont des plans perpendiculaires au plan formé par les rayons incidents et parallèles à la bissectrice de ces rayons. Le déplacement des franges se fait du faisceau décalé en fréquence (décalage en fréquence positif) vers le non décalé vu entre le volume de mesure et l'optique d'émission comme représenté figure 3.4. Une cellule de Bragg introduit cette fréquence de décalage de 40 Mhz.

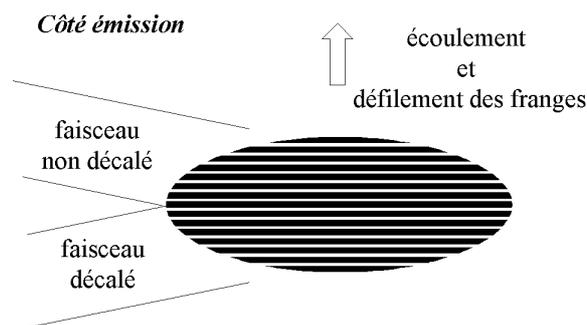


Figure 3.4 : Sens de défilement des franges dans le volume de mesure.

3.3.2 Erreurs de mesure sur les vitesses

Nous avons vu que la vitesse est déduite de la valeur de l'interfrange et fait intervenir l'indice de réfraction n du milieu. Pour l'étude de l'influence de la pression et de la température sur les caractéristiques du volume de mesure nous faisons l'hypothèse suivante : comme les particules ne sont présentes que dans les gaz frais, le mélange peut être assimilé à de l'air ; en effet le méthane ne représente que 6% du débit volumique total air + méthane. A titre indicatif, nous donnons tableau 3.1 les valeurs de n toutes très voisines pour différents gaz constituants le mélange réactif ou les produits de combustion.

gaz	n à 1atm,0°C
CH ₄	1,00044
CO	1,00033
CO ₂	1,0004506
H ₂ O	1,000249
N ₂	1,0003
O ₂	1,00026

Tableau 3.1 : Indices de réfraction des gaz composants les réactifs et les produits de combustion.

La pression fait augmenter de façon monotone n alors que la température fait décroître l'indice de réfraction. Cependant pour des températures variant entre 273K et 500K, l'effet de la pression l'emporte. Les valeurs extrêmes sont calculées à partir de la loi de Gladstone ($n-1$ proportionnelle à ρ) pour une influence de la pression seule et par une expression tirée de [Handbook Chemistry and Physics, 1986] pour l'influence conjointe de la température et de la pression :

$$n(P, T) = 1 + (n_0 - 1) \frac{[P(1 + 10^{-10} P(61.3 - T))]}{96095.4(1 + 0.0036615)}$$

avec P en Pa et T en °C et n_0 l'indice de réfraction de l'air à 15°C et 1 atm soit 1.00027859

L'écart relatif le plus grand rencontré pour les mesures sans combustion entre la pression atmosphérique et 1.1 MPa ne dépassera pas 0.08% avec la loi issue de [Handbook Chemistry and Physics, 1986] et 0.3% avec la loi de Gladstone. En considérant qu'il n'y a pas d'incertitude sur la longueur d'onde λ ni sur l'angle entre les faisceaux ϕ , ni sur la fréquence

Doppler f_D , les relations (3.7) et (3.8) conduisent à une incertitude sur la vitesse proportionnelle à l'incertitude sur n . La pression et la température n'ont qu'un impact faible sur la mesure de vitesse par l'intermédiaire de l'indice de réfraction, l'erreur relative est inférieure à 0.3%.

Des essais de répétabilité ont permis de quantifier l'erreur faite sur les mesures de vitesses de façon globale ([Bendat et Piersol, 1986]). Avec un échantillon de 10 expériences, en faisant l'hypothèse que la distribution suit une loi normale et en prenant un coefficient de confiance de 0.95, on trouve que l'incertitude relative sur la vitesse moyenne U est de plus ou moins 2% et de plus ou moins 3.2% sur u' . Le coefficient de Student pour ce cas est de 2.262. Un coefficient de confiance de 0.9 aurait conduit à un coefficient de Student de 1.833, une incertitude sur la vitesse moyenne U de plus ou moins 0.8% et de plus ou moins 1.1% sur u' . On peut considérer une erreur systématique relative de l'ordre de 1% pour le type de matériel utilisé. L'erreur totale est la somme des erreurs systématiques, de répétabilité et celles dues à la variation de l'indice de réfraction.

Avec un coefficient de confiance de 0.95, U est précise à plus ou moins 2.65% et dans les mêmes conditions u' est précise à plus ou moins 3.85%. [Mansour et al., 1998] indiquent une incertitude relative de 3% pour les mesures de vitesses. La résolution spatiale est de l'ordre de grandeur du volume de mesure c'est à dire proche de 85 μm .

3.3.3 Dispositif expérimental

L'ensemble est constitué d'un laser Argon ionisé Spectra Physics 2017 délivrant 6W en toutes raies, d'un séparateur de couleur « color burst », d'une sonde d'émission, d'un récepteur, d'un photomultiplicateur-mixeur « colorlink », d'un processeur de traitement « IFA755 » et d'un micro-ordinateur utilisant le logiciel FIND 14. Le système est représenté sur la figure 3.5. Le séparateur de couleur « color burst », sépare le faisceau issu du laser en 4 faisceaux de deux couleurs (deux verts et deux bleus). A un faisceau de chaque couleur (un vert et un bleu), il ajoute une fréquence de décalage. Ces faisceaux sont acheminés jusqu'à la sonde d'émission. Celle-ci contient un système de lentilles, focalisant les quatre faisceaux laser et formant le volume de mesure. Le récepteur focalise l'image du volume de mesure sur l'entrée de la fibre optique connectée au « colorlink » qui sépare les composantes verte et bleue de la lumière reçue par le récepteur, convertit en un signal électrique (photomultiplicateurs), fournit une

fréquence de décalage et filtre le signal avant de l'envoyer au processeur « IFA755 ». Le processeur IFA755 extrait les informations temps d'arrivée et temps de transit. La sonde d'émission peut se translater sur la platine permettant des mesures radiales dans la flamme. Un bras rigide permet au récepteur de suivre la translation de la sonde d'émission et de rester toujours focalisé sur le volume de mesure. Le poids du récepteur oblige celui-ci à se déplacer sur un plan par l'intermédiaire d'une bille porteuse. Le déplacement de la sonde d'émission doit être rigoureusement parallèle au déplacement du récepteur, des réglages sous la platine sont prévus à cet effet. Comme pour les mesures de diffusion Rayleigh, la focale tant en émission qu'en réception est augmentée de 9 mm. L'angle d'observation est fixé à 90° pour les mesures de vitesses et à $180-72^\circ$ (angle entre axe de la sonde d'émission et des récepteurs) pour la mesure de taille de particules à l'aide de l'anémométrie phase Doppler. Le tableau D-2 en annexe D donne les principales caractéristiques utilisées lors des mesures ADL. Lors des mesures sans combustion le débit d'ensemencement ne doit pas être trop important afin de ne pas saturer la chambre en particules, de plus il a été remarqué qu'un dépôt trop important d'huile sur les grilles et parois du brûleur modifie quelque peu les caractéristiques de la turbulence. Les vitesses étaient mesurées suivant deux dimensions : une verticale et une radiale correspondant respectivement aux composantes suivant l'axe Oz et l'axe Ox.

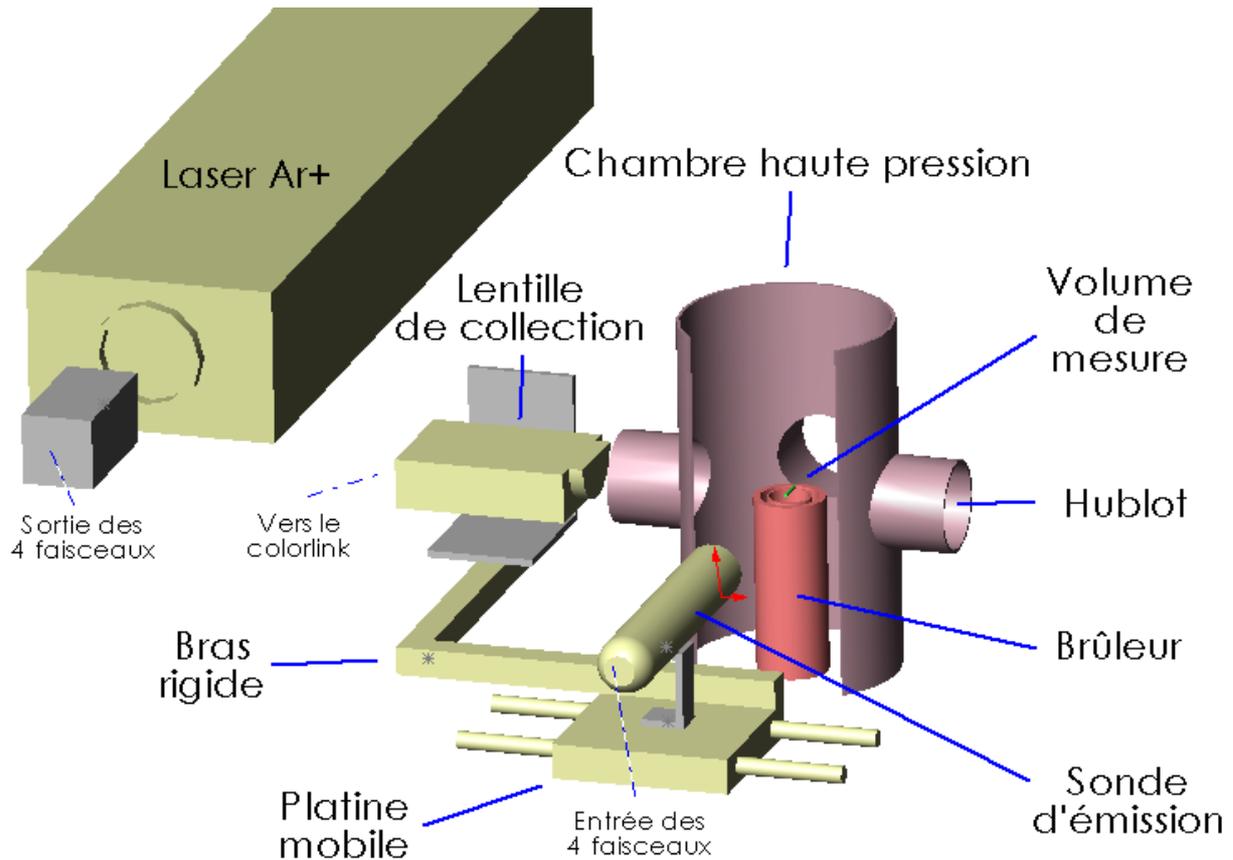


Figure 3.5 : Montage d'anémométrie Doppler laser pour les mesures de vitesses et d'anémométrie phase Doppler pour les mesures de tailles de gouttes.

3.3.4 L'ensemencement

La vitesse mesurée n'est pas celle du fluide mais celle des particules présentes dans l'écoulement. La taille de la particule, d_p , doit permettre de suivre l'écoulement et diffuser la lumière par effet Mie. L'ensemencement est assuré par un appareil type diffuseur à parfum réalisé en acier afin de supporter les contraintes engendrées par la pression. Les mesures réalisées par PDA avec de l'huile d'olive nous donnent un diamètre moyen D_{10} de $4.3\mu\text{m}$ qui

est le diamètre défini par $D_{10} = \frac{\sum^i N_i d_i}{N}$, N_i étant le nombre de gouttes de diamètre d_i dans

une classe i donnée et N la somme des N_i . Le diagramme de répartition des diamètres de gouttes à pression atmosphérique pour une vitesse débitante de 2.1 m/s dans le brûleur est donnée figure 3.6. La valeur moyenne de cette distribution est proche de $3\mu\text{m}$, quelques

gouttes de diamètre proche de 70 μm (3% en fréquence) décalent la moyenne vers 4.3 μm . [Hinze, 1975] donne une équation simplifiée de mouvement de la particule dans un fluide en mouvement. Si u_p est la vitesse de la particule et u_f la vitesse du fluide, avec comme hypothèse ρ_p la masse volumique de la particule très supérieure à la masse volumique du fluide ρ_f (rapport 700 à 80 en fonction de la pression) une équation de mouvement simplifiée donne :

$$du_p/dt = k_s (u_f - u_p)$$

La solution est $(u_f - u_p)/u_f = e^{-k_s t}$ avec $k_s = 18\mu d_p^{-2}\rho_p^{-1}$ où μ est la viscosité dynamique du fluide. [Gagnepain, 1998a] calcule le temps nécessaire à une particule pour atteindre 99% de la vitesse du fluide à l'aide de cette équation de mouvement. Il obtient $t_{99} = 2\ln(10)/k_s$. Dans notre cas avec $\mu = 185 \cdot 10^{-7} \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ et $\rho_p = 800 \text{ kg}/\text{m}^3$, k_s est de l'ordre de 22500 s^{-1} et t_{99} est de l'ordre de 0.2 ms. Ils sont invariants avec la pression en considérant d_p et μ constants. La valeur t_{99} est inférieure à toutes les échelles caractéristiques de temps de la turbulence quelle que soit la pression, on peut donc considérer que les particules suivront instantanément les fluctuations de l'écoulement. [Gagnepain, 1998a] détermine également un temps d'évaporation en utilisant la loi en d^2 et une constante K de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Pour nos expériences, des valeurs issues ([Morin, 1999] pour des esther méthyle de Colza donnent K variant de $24 \cdot 10^{-6}$ à $3 \cdot 10^{-6}$ entre 0.1 et 1MPa, l'ordre de grandeur du temps d'évaporation d'une goutte de diamètre moyen 4.3 μm est de 10 à 20 μs , pour un temps de passage δ_{LT} / U de 0.8 à 0.3 ms à travers un front de flamme d'épaisseur δ_L . Donc les gouttes « moyennes » ne franchiront pas le front de flamme, elles s'évaporent avant.

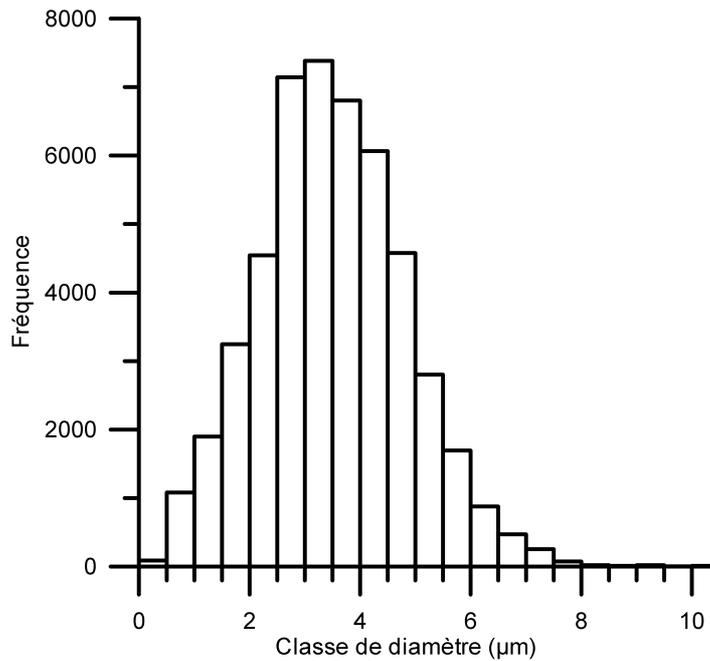


Figure 3.6 : Distribution des diamètres de gouttes à pression atmosphérique.

3.4 Dispositif expérimental de tomographie laser

La pression a un effet important sur la géométrie de la flamme. Des mesures quantitatives sur la courbure du front de flamme, sur la densité de surface de flamme et sur l'orientation de la flammelette sont rendues possibles par l'utilisation de la tomographie induite par laser.

3.4.1 Dispositif expérimental

Le faisceau laser est émis à 532.5 nm par un laser continuum Nd-YAG (Spectra-Physics GCR 130), pulsé de 15 à 30 Hz et délivrant jusqu'à 270 mJ par impulsion. Le faisceau de diamètre 8 mm environ traverse une lentille sphérique convergente de focale 1000 mm puis une lentille cylindrique divergente de focale 25 mm. Ce montage permet d'obtenir une nappe laser (secteur angulaire) dont l'épaisseur est contrôlée par la lentille sphérique et l'angle par la lentille cylindrique. La nappe doit avoir son épaisseur minimale à l'endroit où la mesure se fait. La hauteur de la nappe peut être estimée de la façon suivante :

$$h = \frac{D}{f} \cdot e$$

où h est la hauteur de la nappe (mm), D est la distance entre le point focal de la lentille cylindrique et le centre de la chambre (mm), e est l'épaisseur du faisceau arrivant sur la lentille cylindrique de focale f (mm).

L'épaisseur de la nappe est d'environ $85\ \mu\text{m}$, sa hauteur visible mesurable est d'environ 90 mm. Le profil d'intensité lumineuse de cette nappe est Gaussien, celle-ci n'est alors exploitable que sur une partie de sa hauteur. Bien que moins perturbantes que pour les mesures de diffusion Rayleigh induites par laser, les réflexions interne sont à minimiser. Pour se faire, le faisceau entre et ressort de la chambre à travers ses hublots. Un système de piège à lumière avec une fente de la taille de la nappe à chaque extrémité est positionné devant chaque hublot, il minimise la diffusion de la lumière due au passage du laser à travers les hublots. La caméra (TSI PIV CAM 10-30) avec son objectif de focale 50mm et un filtre interférentiel centré à 532 nm est placée à 90° perpendiculairement à la nappe laser. La caméra impose la fréquence des impulsions laser à 15 Hz, la durée d'une impulsion est de l'ordre de 5 ns, valeur très inférieure à la plus petite échelle de temps de l'écoulement réactif ($t_{\eta\ \text{min}} \sim 1\text{ms}$) qui est l'échelle temporelle de Kolmogorov. On peut donc considérer qu'il s'agit d'images instantanées. L'acquisition se fait par l'intermédiaire d'un CCD de 1016×1008 pixels². La taille d'un pixel représente 0.1mm et ne permettrait pas de visualiser à haute pression des structures de l'ordre de l'échelle spatiale de Kolmogorov par exemple. L'ensemencement est assuré par le système utilisé en vélocimétrie laser Doppler, le diamètre moyen des gouttes est inférieur à la taille d'un pixel. La figure 3.7 schématise le montage utilisé.

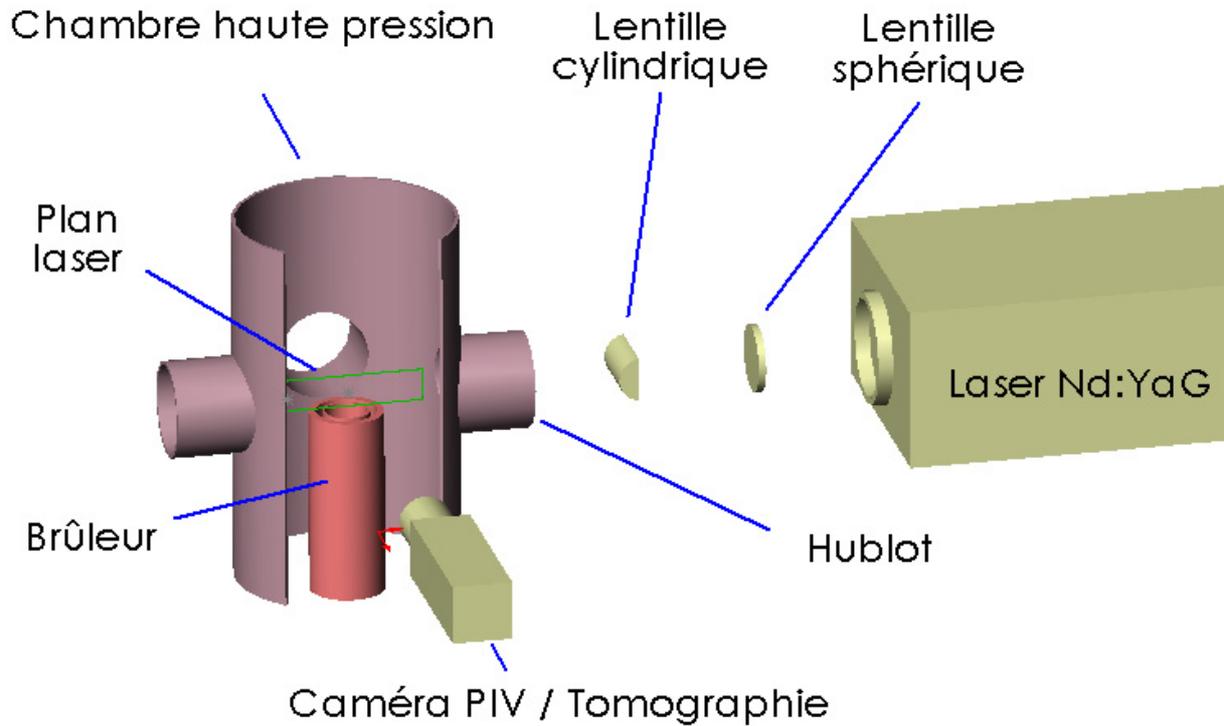


Figure 3.7 : Montage utilisé pour l'imagerie par diffusion de Mie

3.4.2 Traitement des images

Le traitement décrit ci-dessous n'est qu'une synthèse du traitement réel. Il concerne un groupe d'images enregistrées pour les tests à une même pression.

La pdf de l'intensité des pixels sur l'ensemble d'une image est d'abord établie. Dès lors, un seuil de niveau intermédiaire à ceux des deux principaux pics de la pdf est défini. L'image est alors « binarisée » : les pixels prennent la nouvelle valeur 0 si leur valeur initiale était inférieure au seuil sinon ils prennent la valeur 1. De cette image binarisée on peut obtenir un contour de la flamme.

Le traitement pour les iso $\langle C \rangle$ consiste d'abord à additionner ces images pixel par pixel. On définit alors 9 classes de valeurs uniformément réparties entre la valeur minimale et la valeur

maximale des pixels de l'image. Les coordonnées des pixels appartenant à chaque classe est connue ainsi que leur nombre. Ces informations seront utiles chapitre 5 §5.8 pour déterminer la densité de surface de flamme. A partir des zones délimitant les classes on peut définir un contour qui représente une iso<C>. La figure 3.8 représente un exemple pour chacune de ces étapes.

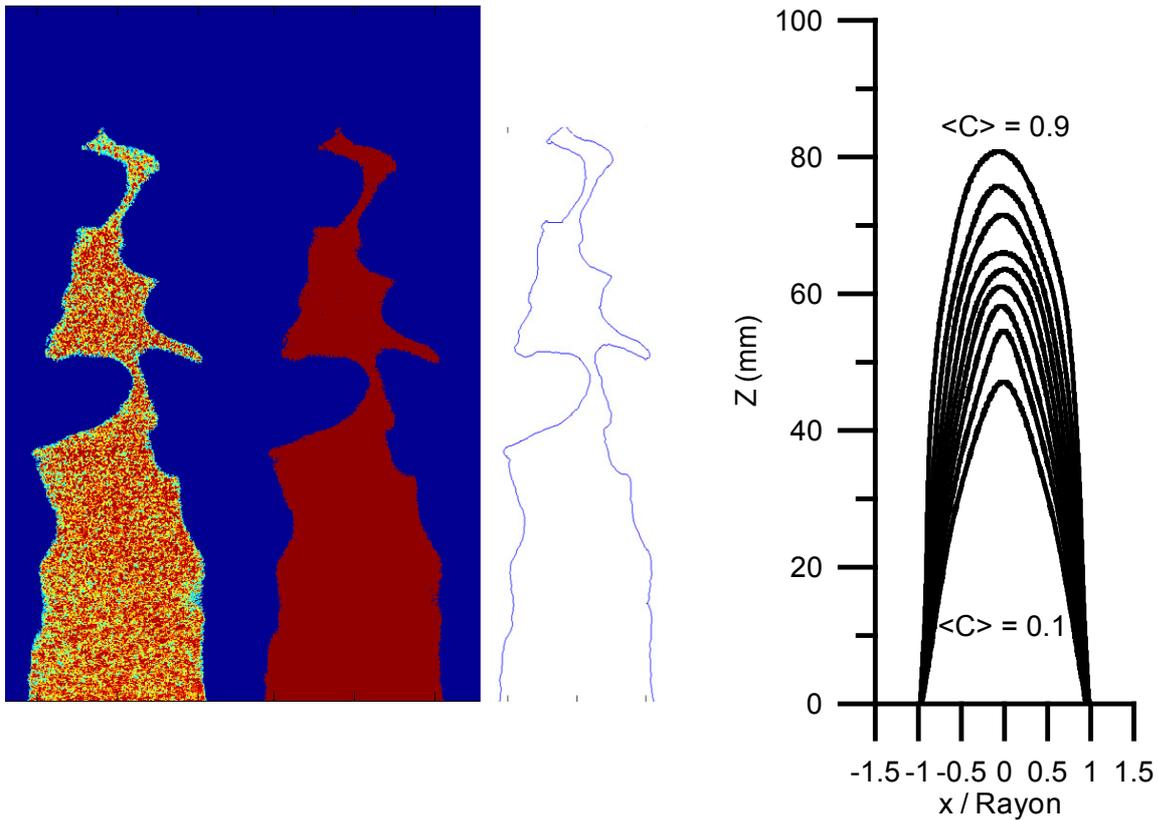


Figure 3.8 : En partant de la gauche, image brute ,image après binarisation, contour extrait et iso<C>.

3.5 Agitation du faisceau

Les résultats obtenus à partir de mesures de diffusion Rayleigh pour des pressions supérieures à 0.5 MPa étaient entachés d'erreur. Lors des expériences, à partir de 0.5 MPa on pouvait constater visuellement que le faisceau laser était dévié dans la chambre de combustion d'une manière aléatoire, le photomultiplicateur ne recevait plus qu'une intensité lumineuse modulée. Ce phénomène d'agitation du faisceau est connu sous le nom de « beam steering » et n'apparaissait qu'en présence de la flamme. Les résultats n'étaient exploitables que lorsque

les mesures étaient effectuées pour des valeurs de $\langle C \rangle$ supérieures à environ 0.7. Le faisceau passe d'abord à travers les gaz brûlés recirculant puis à travers les gaz brûlés directement issus de la flamme et enfin à travers les gaz frais, autant de milieu ayant des densités différentes. La figure 3.9 représente le changement de direction du faisceau lors du passage d'une interface séparant deux milieux de densité ou température différentes.

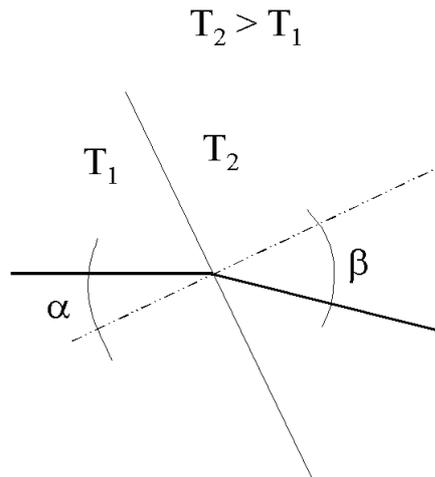


Figure 3.9 : Déviation du faisceau laser lors de la traversée d'une interface entre deux milieux de température différente.

La loi de Descartes concernant la réfraction donne :

$$n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\beta) \quad (3.9)$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des milieux correspondants. La loi de Gladstone relie l'indice de réfraction n à la masse volumique par :

$$\frac{n-1}{\rho} = K \quad (3.10)$$

où K est une constante indépendante de la pression et de la température. Avec r pris comme constant pour tout gaz dans la chambre de combustion (288 J/kg/K dans les gaz frais et dans les gaz brûlés) la loi des gaz parfait s'écrit :

$$P = \rho r T \quad (3.11)$$

Pour de petits angles dans (3.9), $\sin(\alpha)$ est équivalent à α , de même pour β . L'indice de réfraction n étant très proche de 1, $(n_2 - n_1)/n_2$ est équivalent à $n_2 - n_1$. Il vient :

$$\alpha - \beta = \alpha(n_2 - n_1) \quad (3.12)$$

En utilisant (3.10) et (3.11) et en combinant avec (3.12) il vient :

$$\alpha - \beta = \alpha \frac{K}{r} P \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right] \quad (3.13)$$

L'équation (3.13) montre que pour un angle α donné et une même différence de température, l'écart $\alpha - \beta$ augmente avec la pression. La température des gaz frais reste constante, si l'on admet que la température des gaz brûlés juste après combustion est identique à la température adiabatique de combustion et que les gaz brûlés recirculant ont une température constante à toutes les pressions alors cette déviation, qui est toujours présente, s'amplifie avec la pression. Le changement de direction est variable avec le temps car la position des interfaces n'est pas stationnaire, de plus les oscillations de pression peuvent jouer un rôle en faisant varier P . A noter que ce phénomène affecte aussi les mesures d'anémométrie laser Doppler.

Chapitre 4

Caractérisation de la turbulence

4.1 Introduction

La diminution de la viscosité cinématique des gaz modifie les caractéristiques de l'écoulement turbulent lorsque la pression augmente. Le champ des vitesses influence le front de flamme qui lui même modifie le champ des vitesses, il est donc important de connaître ce dernier. Nous le décrirons à travers ses vitesses fluctuantes, ses vitesses moyennes, son énergie cinétique turbulente, ses différents temps et longueurs caractéristiques et ses nombres adimensionnels. Le type de particules utilisées pour l'ensemencement et l'impact de la grille sur la turbulence seront aussi évalués. L'ensemble des mesures de vitesses s'est déroulé sans combustion sauf aux paragraphes 4.5, 4.8 et 4.9 où les mesures étaient effectuées avec flamme (mesures conditionnelles). Sans flamme, la quantité de mélange air-méthane a été remplacée par la même quantité d'air seul, à température ambiante. En effet la proportion de méthane à richesse 0.6 ne représente que 4% en masse de la quantité d'air et ne change quasiment pas les viscosités.

4.2 L'ensemencement

Les caractéristiques de l'ensemencement changent sous pression notamment en ce qui concerne la granulométrie ([Lefebvre, 1998], [Lefebvre, 1989]). En comparant deux types de particules différentes à savoir l'huile d'olive et l'oxyde de zirconium, nous avons pu nous assurer de la validité de nos résultats. L'oxyde de zirconium était aussi utilisé à titre de comparaison avec les résultats d'une autre publication. Le diamètre moyen (D_{10}) des gouttes

d'huile d'olive était de $4.3\mu\text{m}$ et celui des particules d'oxyde de Zirconium de $2\mu\text{m}$ (chapitre 3 § 3.3.4).

Le tableau 4.1 compare u' mesurée sur l'axe à 5 mm de la sortie du brûleur, à plusieurs pressions pour un ensemencement à l'huile d'olive et à l'oxyde de zirconium. Les valeurs sont très proches.

P (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7
u' huile	0.16	0.18	0.17	0.17
u' oxyde zirconium	0.17	0.17	0.17	0.18

Tableau 4.1 : Comparaison des vitesses u' (m/s) en fonction de la pression pour deux ensemencements différents.

4.3 Analyse sur les vitesses fluctuantes

[Hinze, 1975], [Lewis et Von Elbe, 1961] indiquent que la grille de turbulence est un moyen de générer une turbulence homogène et isotrope. Dans la littérature, les grilles de turbulence sont constituées de fils ou barreaux formant un motif régulier. Les plaques perforées (« perforated plates ») constituent un autre moyen de générer une turbulence homogène et isotrope ; nous assimilerons la plaque perforée à une grille. [Deschamps, 1990] et [Chen et Bilger, 2003] vérifient le bien-fondé de cette hypothèse sur leur brûleur. [Chen et Bilger, 2003] le vérifie avec des nombres de Reynolds de grille Re_g de 900 à 2800, celui de notre expérience varie de 1200 à 11000. Le nombre de Reynolds de grille Re_g est défini comme $u'M/v$. Les caractéristiques de notre plaque perforée sont la maille $M = 3.5\text{ mm}$, le diamètre de trou $d = 2.5\text{ mm}$ et la solidité $\sigma_b = 51\%$.

4.3.1 Homogénéité de la turbulence

Les relations liant les échelles de turbulence aux vitesses fluctuantes reposent sur les hypothèses d'une turbulence homogène et isotrope et d'un écoulement incompressible. Les figures 4.1 a à d tracent l'évolution de u' et v' sur le rayon à 5 mm du brûleur et sur l'axe z en fonction des différentes pressions. Sur le rayon, de 0 à 4 mm la turbulence apparaît relativement homogène, l'écart relatif entre la position $r = 0$ et $r = 4$ n'est que de 5% pour u' et

8 % pour v' . Ces écarts sont conservés suivant l'axe z entre 5 et 10mm. Nous considérerons la turbulence comme homogène sur l'axe à $z = 5$ mm. Les mesures de vélocimétrie laser ne concernaient que la direction transversale x et la direction verticale z . Par axisymétrie nous considérerons que les évolutions selon y sont identiques à celles selon x . Sur la figure 4.1 a et la figure 4.1 b, à $z = 5$ mm et de $r = 4$ à $r = 12$ mm, u' et v' augmentent jusqu'à atteindre leur maximum à l'aplomb de la paroi du brûleur puis décroissent rapidement lorsque la paroi du brûleur est dépassée. [Chen et Bilger, 2003] trouvent des tendances similaires avec des mesures de vitesses par imagerie de particule sur un brûleur de type Bunsen à pression atmosphérique. Bien que situé après la sortie du brûleur, ce profil de vitesse fluctuante est caractéristique du développement de la couche limite turbulente sur les parois du brûleur ([Wilcox, 1993] page 57). Cette « extension de couche limite » a une influence sur la flamme pilote, perturbant sa laminarité. A $z = 5$ mm et $r = 14$ mm (rayon du brûleur = 12.5 mm) les vitesses fluctuantes u' et v' augmentent avec la pression ce qui aura une influence sur le plissement du front de flamme proche de la sortie du brûleur (chapitre 5). On note que sur l'axe à $z = 5$ mm les vitesses fluctuantes sont identiques pour u' et proches pour v' (figure 4.1 c et d), la pression n'a pas d'influence. Un graphe traçant u'/u'_0 en fonction de z où u'_0 est la vitesse fluctuante à $z=5$ mm, graphe non représenté ici, n'a pas permis non plus de mettre en évidence un effet de la pression. La courbe à pression atmosphérique est toutefois toujours en-dessous des autres pressions. Jusqu'à $z \approx 60$ à 80 mm qui représente la hauteur du cœur potentiel, u' et v' décroissent peu puis passé cette limite augmentent rapidement.

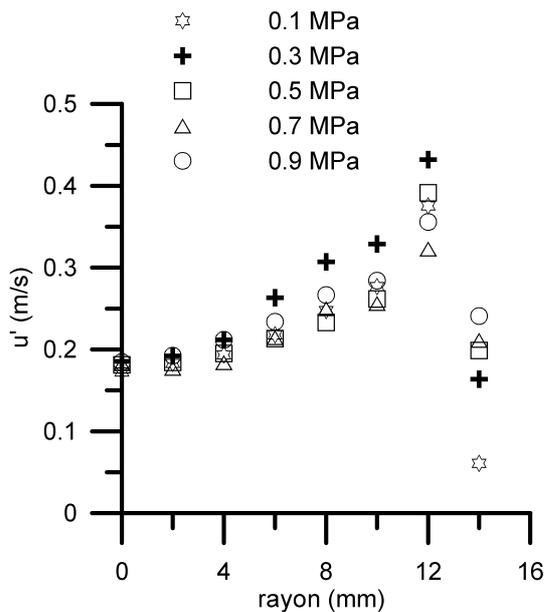


Figure 4.1 a

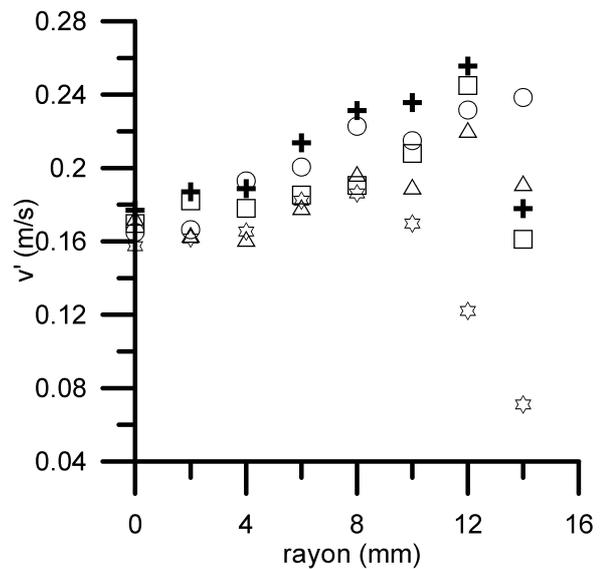


Figure 4.1 b

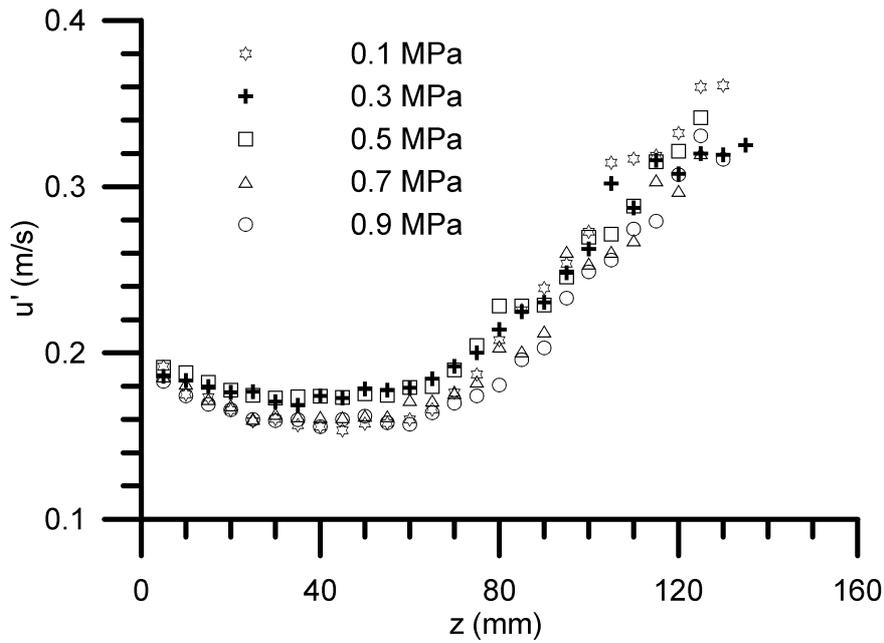


Figure 4.1 c

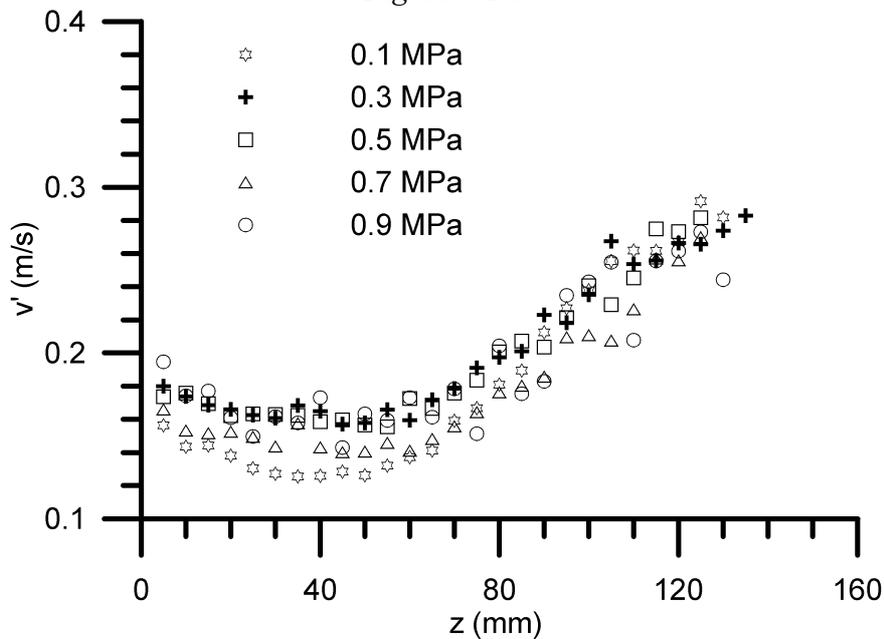


Figure 4.1 d

Figures 4.1 a à d: Evolution de u' , v' sur le rayon et sur l'axe z en fonction des différentes pressions

4.3.2 Isotropie de la turbulence

Les figures 4.2 a et b montrent l'évolution des ratios u'/v' en fonction du rayon et de l'axe z . Le ratio vaut environ 1.1 sur l'intervalle $r = 0$ à $r = 4$ mm. Suivant la hauteur et selon la pression, le ratio varie entre 0.9 à 1.2. Cette dernière valeur correspond à des mesures plus

bruitées à 0.9 MPa. Deux droites d'ajustement linéaires pour les deux cas extrêmes montrent que le ratio ne change que de 2% sur l'intervalle $z = 5$ mm $z = 10$ mm. Avec les pressions de 0.3, 0.5 et 0.7 MPa, l'isotropie est améliorée avec un ratio de 1.1. Nous faisons l'hypothèse d'axisymétrie comme dans le paragraphe 4.3.1 et nous considérons l'écoulement comme isotrope à $z = 5$ mm sur l'axe.

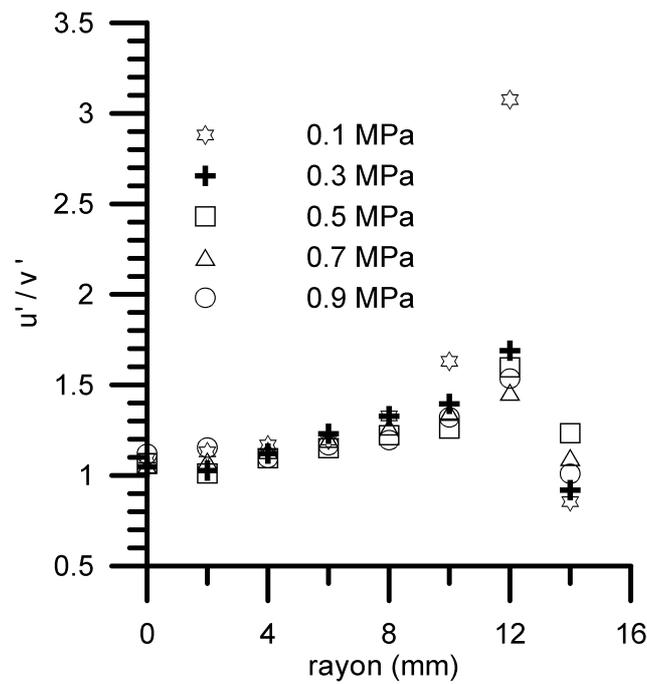


Figure 4.2 a

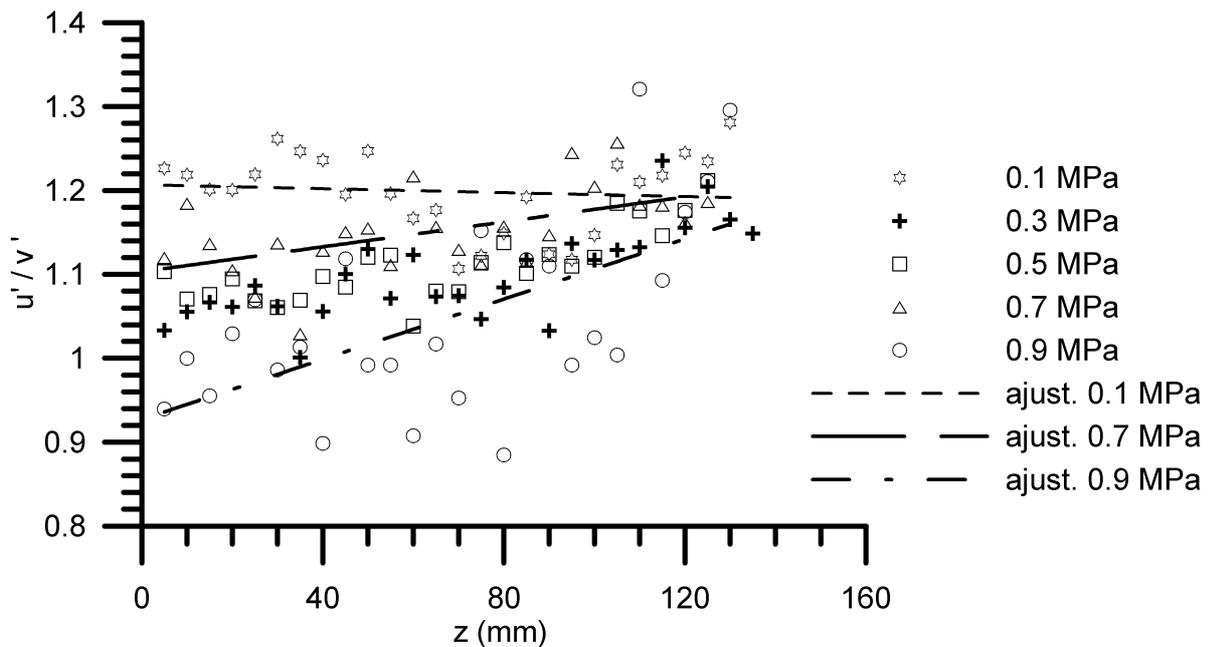


Figure 4.2 b

Figure 4.2 a et b : Evolution de u'/v' en fonction du rayon (a) et de l'axe z (b).

4.3.3 Taux de turbulence

Le taux de turbulence est calculé comme le rapport u'/U où rappelons-le U est la vitesse moyenne de l'écoulement. Les valeurs suivant le rayon et l'axe z sont reportées figures 4.3 a et b. Les valeurs suivant l'axe z varient de 0.06 à 0.12 entre $z = 5\text{mm}$ et $z = 120\text{mm}$ qui représente la hauteur de flamme. Les valeurs suivant le rayon entre $r = 0$ et $r = 10$, soit presque jusqu'aux parois du brûleur, évoluent de 0.07 à 0.18. Nous pourrions considérer que nous sommes dans une turbulence modérée ce qui nous permettra de faire d'une part l'hypothèse sur le facteur d'étirement $I_0 \approx 1$ dans le chapitre 6 paragraphe 6.5 et d'autre part de valider l'utilisation de l'hypothèse de Taylor. Le taux de turbulence augmente dès 0.3 MPa puis semble ne plus évoluer avec la pression. Sa valeur décroît peu sur la hauteur du cœur potentiel (70 à 80mm) qui sera décrit § 4.4.1.

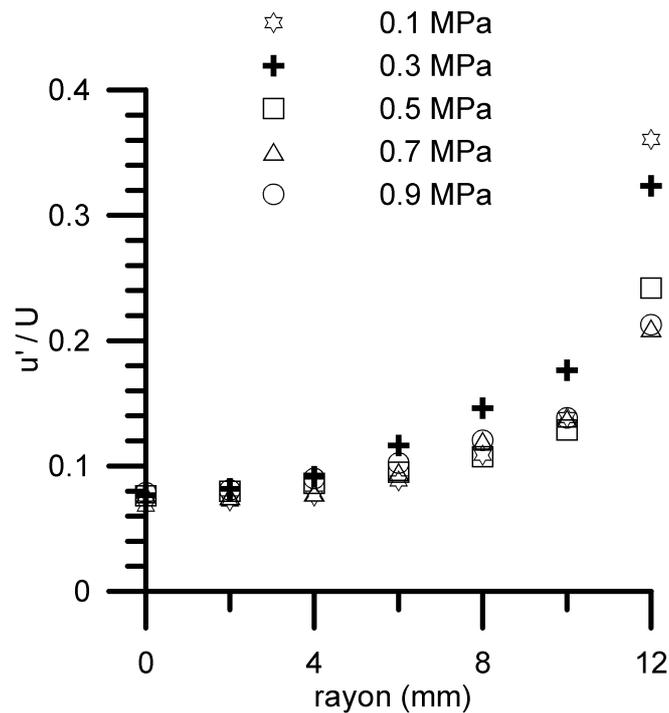


Figure 4.3 a

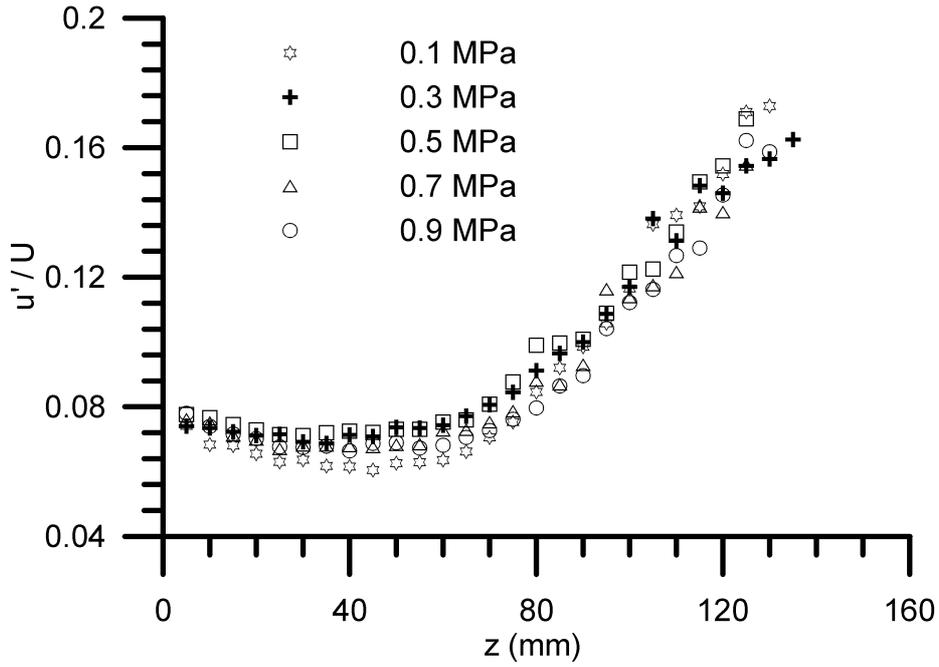


Figure 4.3 b

Figure 4.3 a et b: Evolution de u'/U en fonction du rayon (a) et de l'axe z (b).

4.3.4 Energie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente est calculée par : $k = 1/2 (u'^2 + 2v'^2)$. Dans cette expression aussi nous faisons l'hypothèse d'axisymétrie. Les figures 4.4 a et b représentent l'évolution de l'énergie cinétique turbulente en fonction du rayon et de l'axe z . L'énergie cinétique turbulente décroît légèrement sur la hauteur du cœur potentiel (§ 4.4.1) jusqu'à $z = 80$ mm, soit $z / \text{diamètre du brûleur} \approx 3$, puis augmente linéairement. Sur le profil radial, figure 4.4 a, k suit l'évolution de la vitesse fluctuante et augmente lorsqu'on approche des parois.

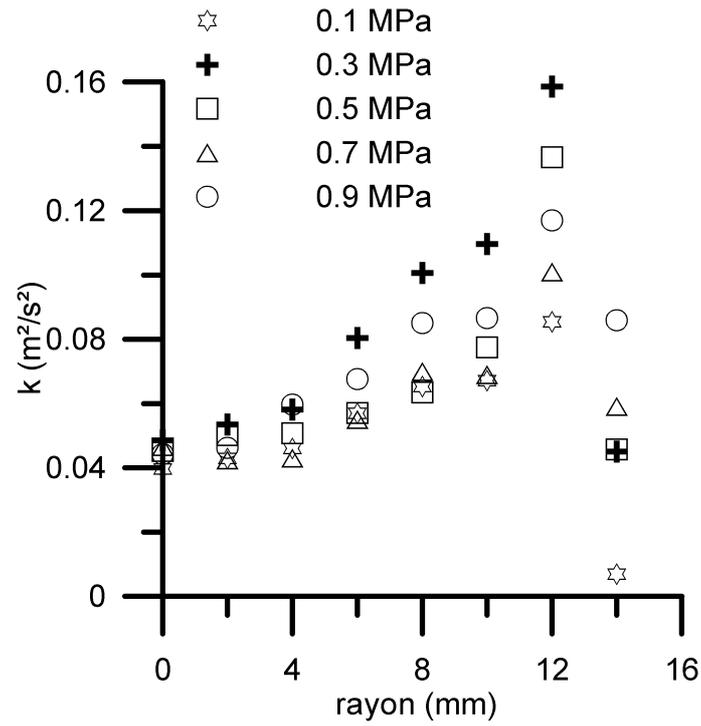


Figure 4.4 a

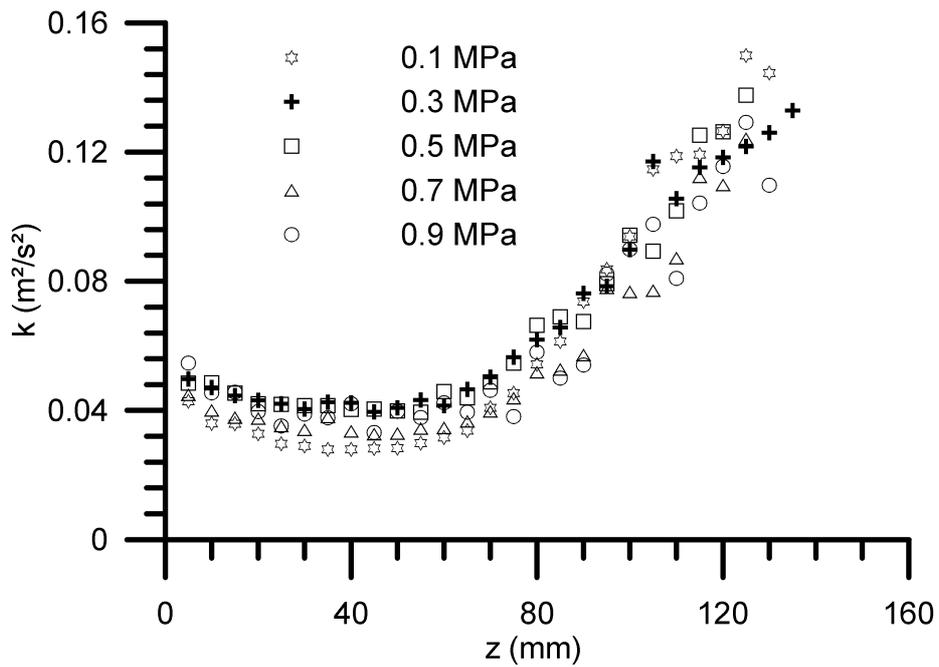


Figure 4.4 b

Figures 4.4 a et b : Evolution de l'énergie cinétique turbulente k en fonction du rayon (a) et de l'axe z (b).

4.4 Profils de vitesses moyennes

Non représentée ici, la vitesse moyenne V est nulle sur le rayon et l'axe z . Cependant pour $r = 12$ mm sa valeur est 0.04 m/s indiquant une expansion du jet. Pour la vitesse U , comme représenté sur la figure 4.5 a, le maximum au centre diminue avec la pression mais les vitesses sur la périphérie augmentent, plus marqué sur la figure 4.5 b où est représentée l'évolution de U/U_0 en fonction de la pression avec U_0 , vitesse au centre à $z = 5$ mm. Cette tendance est retrouvée par [Soika et al., 2003]. De cette façon le débit volumique (et la vitesse débitante) reste constant mais le cisaillement entre la flamme et la recirculation des gaz brûlés sera d'autant plus conséquent avec la pression comme le montre les valeurs à $r = 12$ mm et $r = 14$ mm. On peut déterminer la loi du profil de vitesse radial du type :

$$\frac{U}{U_{Max}} = \left(1 - \frac{r}{r_{max}}\right)^n$$

Le tableau 4.2 donne les valeurs de l'exposant n aux différentes pressions. A partir des mesures sur le profil radial, nous avons calculé la vitesse débitante reportée tableau 4.2. La vitesse débitante réglée était 2.1 m/s à 300 K quelque soit la pression.

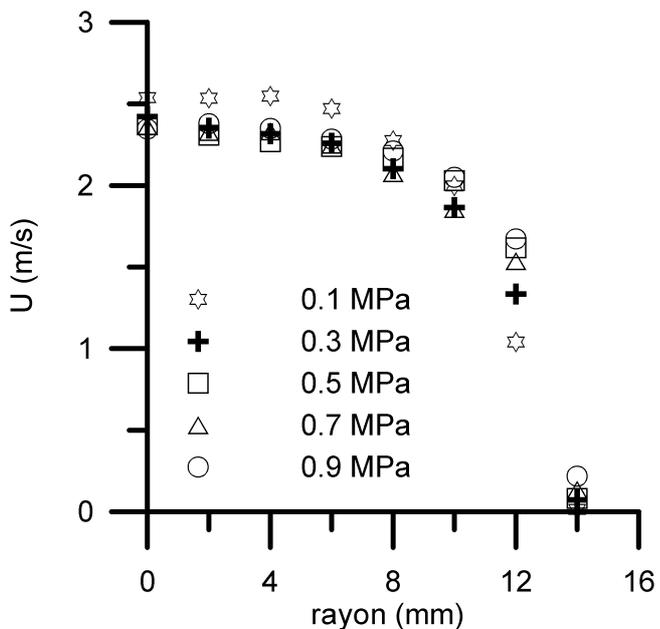
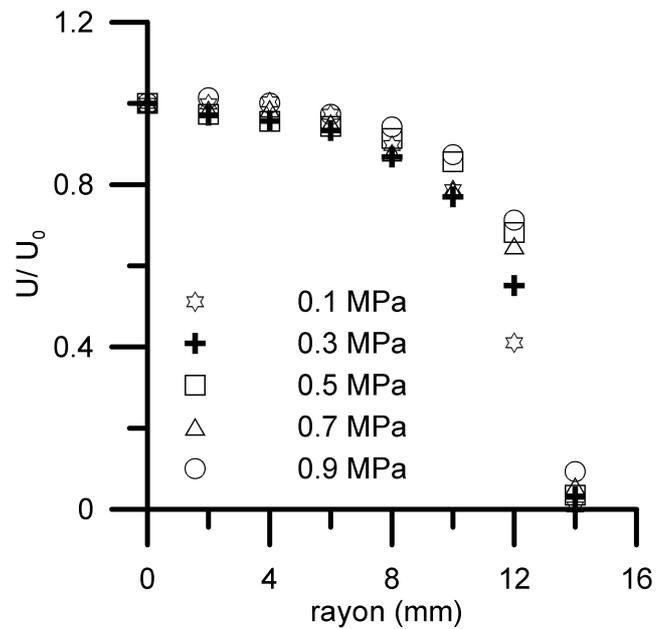


Figure 4.5 a



Figures 4.5 b

Figures 4.5 a et b : Profil de U en fonction de la pression (a) et profil de U/U_0 en fonction de la pression (b).

Pression	0.1 MPa	0.3 MPa	0.5 MPa	0.7 MPa	0.9 MPa
n	0.2818	0.187	0.1164	0.1419	0.1114
U débitante(m/s)	2.00	1.93	2.04	1.97	2.08

Tableau 4.2 : Valeurs de l'exposant n et calcul de la vitesse débitante aux différentes pressions.

L'évolution suivant z de la vitesse axiale moyenne U n'est pas influencée par la pression, il apparaît une rupture de pente à environ $z/D \approx 3$ comme le montre la figure 4.6. La vitesse U décroît d'abord faiblement puis plus fortement après la rupture de pente. U a été adimensionnée par U_0 la vitesse mesurée au centre et à 5 mm de la sortie du brûleur tandis que z a été adimensionné par le diamètre D du brûleur.

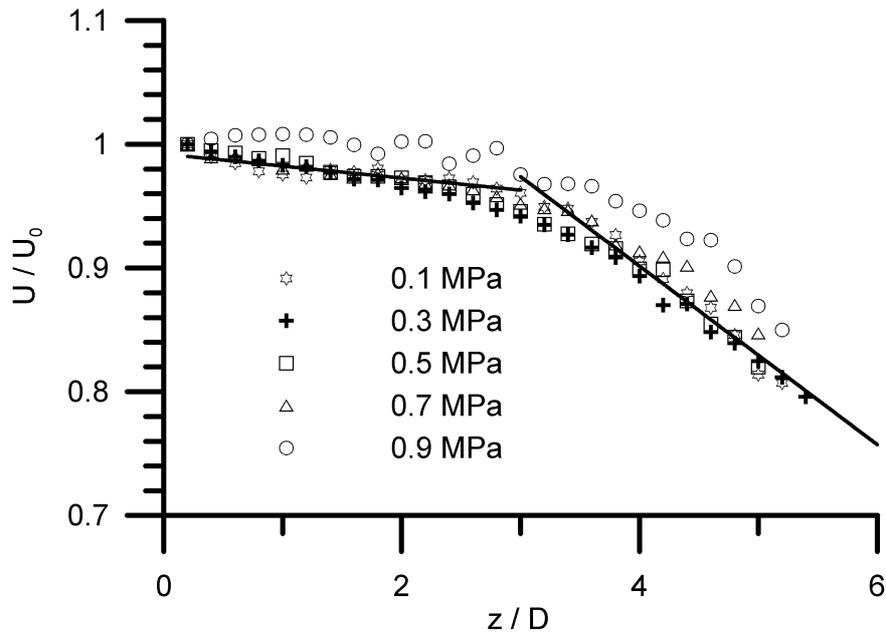


Figure 4.6 : Profil axial U/U_0 en fonction de z/D pour différentes pressions.

4.4.1 Cœur potentiel

Il existe plusieurs classifications pour les jets. L'écoulement en sortie de brûleur ne débouche pas dans une atmosphère totalement calme et infinie. La chambre de combustion est le siège de zones de recirculation. Cependant le rapport $(\text{diamètre brûleur}/\text{diamètre chambre})^2$ vaut 0.007, alors la vitesse moyenne de l'écoulement dans la chambre autour du jet est de l'ordre de $0.007 \times 2.1 \approx 0.01 \text{ m/s}$ (si l'on admet que la totalité du débit recircule), donc négligeable par

rapport à la vitesse moyenne en sortie de brûleur qui est de 2.1m/s. De plus, la mesure sur le rayon à 14mm de l'axe (figure 4.5) correspondant à un point proche du jet mais à l'extérieur de celui-ci confirme notre estimation. Les valeurs vont de 0.01 à 0.21 m/s, suffisamment petites devant 2.1 m/s. On considérera le jet comme un jet libre, turbulent et axisymétrique.

Lorsque que le jet d'air, possédant une certaine quantité de mouvement initiale, débouche dans la chambre où la vitesse de l'air ambiant est inférieure, il apparaît un phénomène d'entraînement et le jet perd de sa quantité de mouvement au profit du fluide ambiant. Cet échange de quantité de mouvement se traduit par la diminution de la vitesse du jet à sa périphérie. La figure 4.7 illustre ce résultat. [Hinze, 1975] explique qu'à la sortie du brûleur, la zone de mélange de turbulence n'a pas d'épaisseur. Cette zone s'épaissit, finit par atteindre l'axe et la vitesse axiale commence à décroître. La zone entre la sortie du brûleur et l'endroit où la vitesse axiale commence à décroître est appelée cœur potentiel. Le changement de pente, visible sur la figure 4.6 à $Z/D \approx 3$, correspond à la limite du cœur potentiel et n'évolue pas avec la pression.

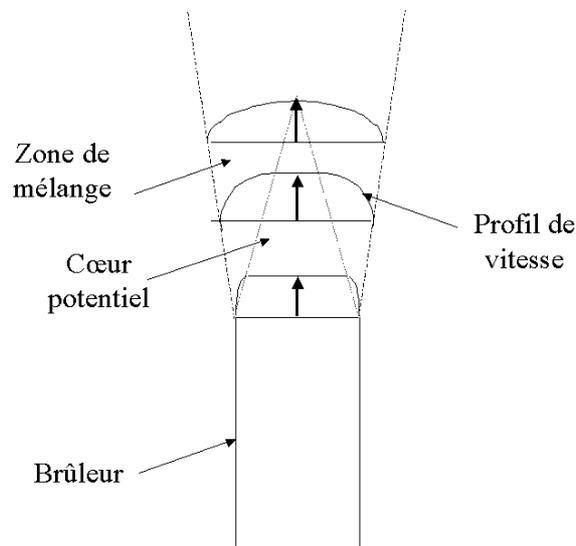


Figure 4.7 : Illustration du cœur potentiel du jet

Plus loin dans le jet, lorsque le profil ne varie plus d'une section à l'autre le jet est pleinement développé. Malgré la grille, on conserve les caractéristiques d'un jet en sortie de brûleur.

[Deschamps, 1990] fait une conclusion identique avec un brûleur de même nature mais de géométrie différente.

4.5 Turbulence et vitesses avec flamme

Les mesures conditionnelles nous permettent d'évaluer l'impact de la combustion sur la turbulence et les vitesses moyennes, dans les gaz frais mais aussi à travers l'épaisseur de flamme turbulente. Nous avons vu aux paragraphes 4.3.1 à 4.3.4 que la pression ne changeait pas l'intensité et le taux de turbulence, les vitesses moyennes sur l'axe et l'énergie cinétique turbulente. Sur les figures 4.8 à 4.13 sont reportés les mesures dans l'écoulement avec flamme en fonction de la pression et sans flamme à 0.1 MPa (notée : ...MPa air, dans la légende) pour permettre les comparaisons. De plus nous avons représenté la variable d'avancement moyen de réaction $\langle C \rangle$ à 0.1 MPa pour permettre la localisation de la mesure dans l'épaisseur de flamme turbulente. Cette variable a été déterminée séparément par mesure de diffusion Rayleigh au chapitre 6.

4.5.1 Intensités de la turbulence

La figure 4.8 représente l'évolution de u' en fonction de z pour différentes pressions. En présence de la flamme, l'évolution de u' à travers l'épaisseur de flamme turbulente n'est pas monotone mais la valeur finale demeure proche de la valeur initiale. La mesure de u' en un point en sortie du brûleur, sans réactifs peut suffire pour caractériser l'intensité de turbulence car les valeurs avec et sans flammes sont similaires à $z = 5\text{mm}$.

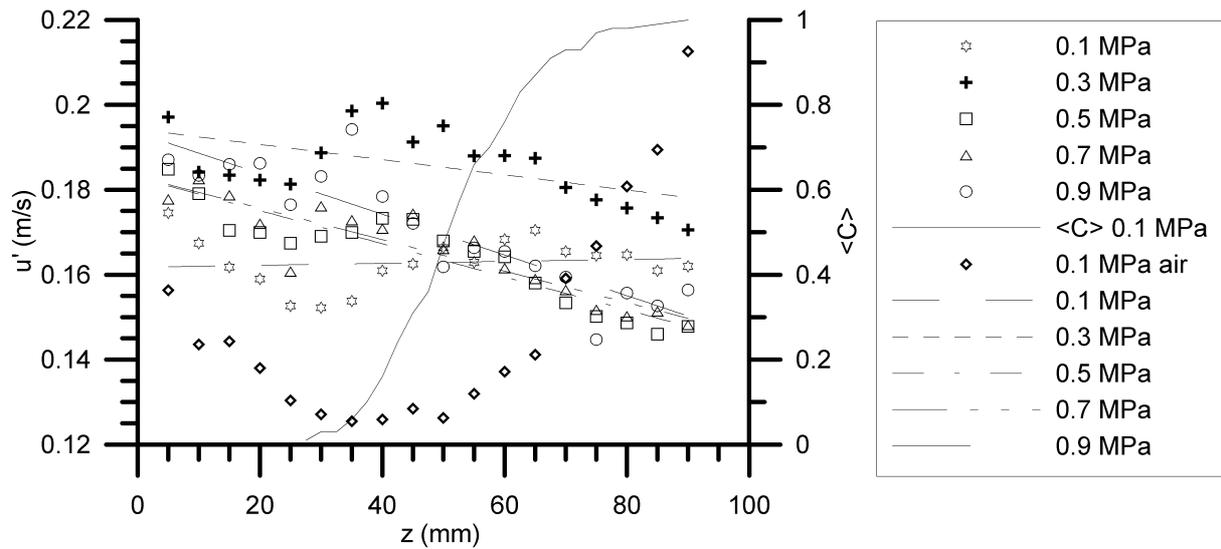


Figure 4.8 : Intensité de turbulence u' en fonction de z pour différentes pressions. 0.1 MPa air représente les mesures sans flamme.

Les droites d'ajustement sur la figure 4.9 indiquent que v' change peu à travers l'épaisseur de flamme turbulente. Les valeurs de u' / v' n'étaient pas exploitables et ne sont pas présentées ici. La pression ne semble pas avoir d'influence notable sur l'évolution de u' et v' en mesures conditionnelles.

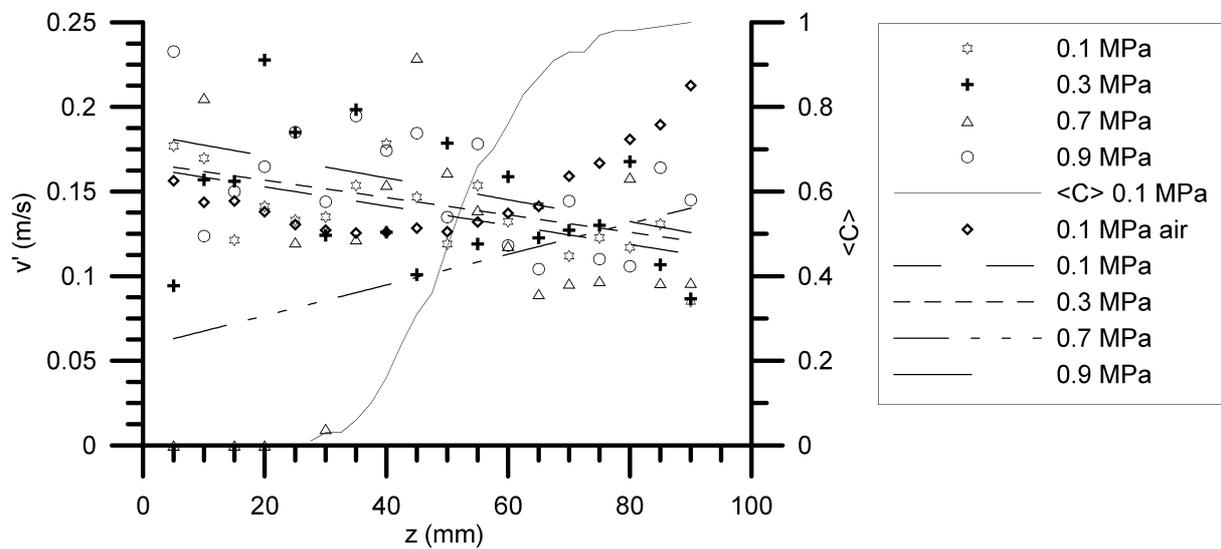


Figure 4.9 : Intensité de turbulence v' en fonction de z pour différentes pressions.

4.5.2 Taux de turbulence

Le taux de turbulence u'/U varie entre 0.06 et 0.08 pour les différentes pressions à travers l'épaisseur de flamme turbulente. Les valeurs augmentent dès l'augmentation de la pression

puis ne semblent plus évoluer avec ce paramètre (figure 4.10). La valeur de u'/U est du même ordre de grandeur avec ou sans flamme à $z = 5$ mm.

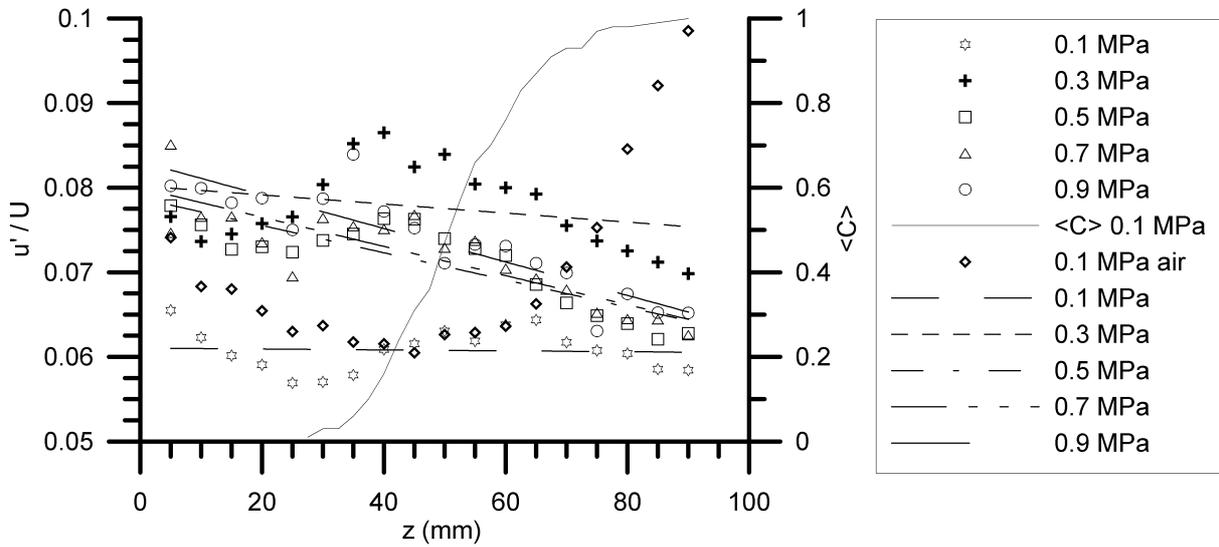


Figure 4.10 : Evolution de u'/U en fonction de z pour différentes pressions.

4.5.3 Energie cinétique turbulente

Si l'on compare aux résultats à pression de 0.1MPa sans flamme, l'énergie cinétique mesurée le long de l'axe avec flamme varie peu à travers l'épaisseur de flamme turbulente comme représenté figure 4.11. Cette valeur constante est du même ordre de grandeur que la valeur mesurée sans flamme à $z = 5$ mm.

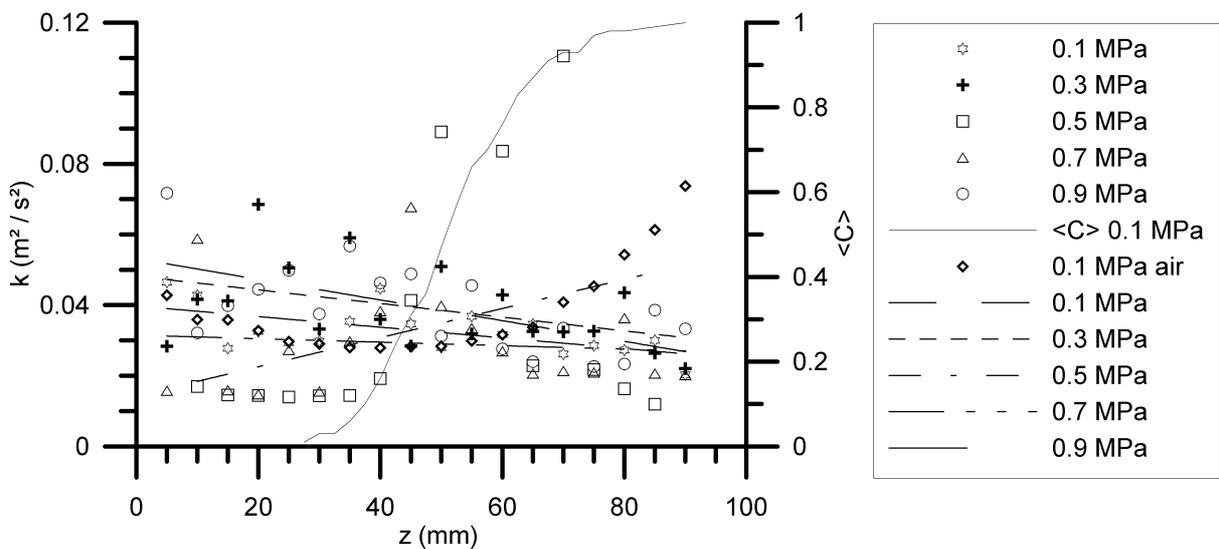


Figure 4.11 : Evolution de k en fonction de z pour différentes pressions.

4.5.4 Profils de vitesses moyennes

A travers l'épaisseur de flamme turbulente et comme pour les mesures sans flamme, la vitesse moyenne V est nulle. La figure 4.12 montre l'évolution de U/U_0 en fonction de z/D . U_0 est la vitesse en sortie de brûleur à $z = 5$ mm pour chaque cas avec ou sans combustion. La vitesse décroît d'abord puis augmente de nouveau jusqu'à revenir à une valeur proche de la valeur initiale.

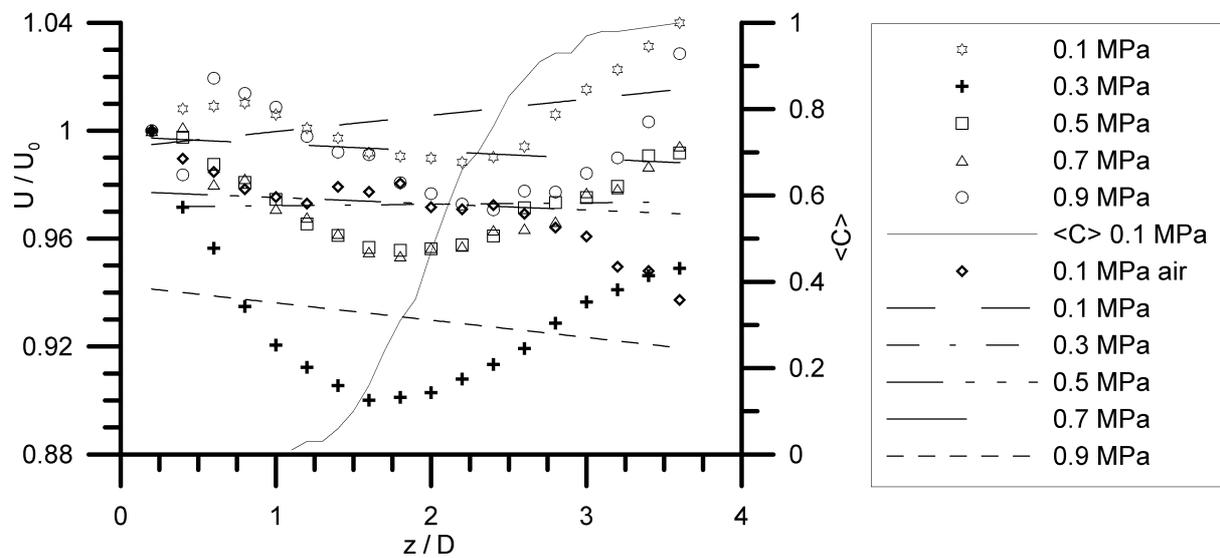


Figure 4.12 : Evolution de U/U_0 en fonction de z/D pour différentes pressions.

Au fur et à mesure que l'on se déplace vers les $\langle C \rangle$ croissants, la quantité de gaz frais diminue car consommés. Les gaz frais sont donc chauffés et leur vitesse augmente par expansion thermique. Cette expansion dépend entre autre de la température des gaz frais et des gaz brûlés, si l'on considère que la température adiabatique de flamme est la température des gaz brûlés alors celle-ci ne varie pas avec la pression comme vu au chapitre 1 § 1.5. Les figures 4.13 a à e détaillent ces résultats pour toutes les pressions étudiées. Les valeurs à la sortie de l'épaisseur de flamme turbulente sont proches des valeurs dans les gaz frais à $z = 5$ mm. Le rapport U/U_0 ne descend au plus que de 5% et la remontée commence vers $\langle C \rangle \approx 0.4$ à 0.6.

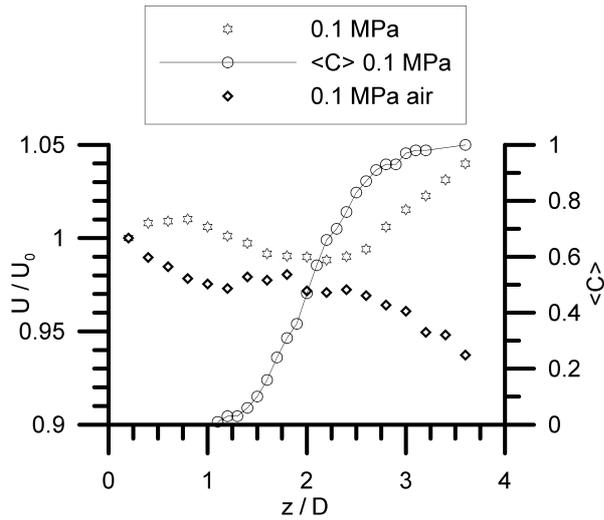


Figure 4.13 a

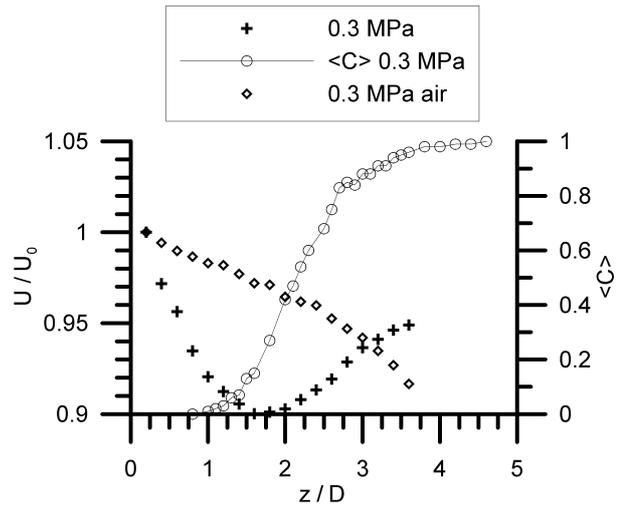


Figure 4.13 b

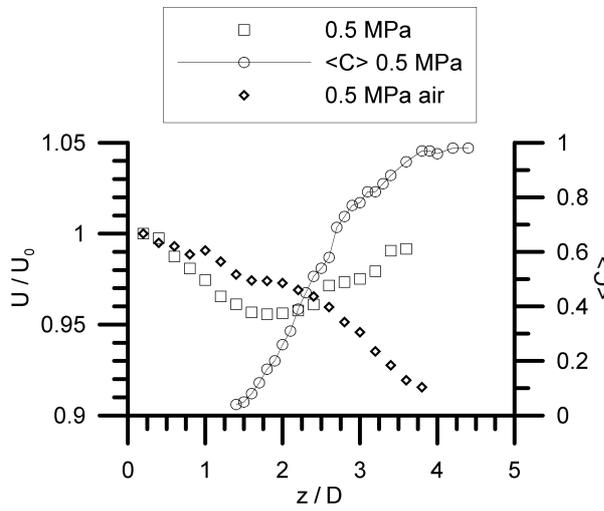


Figure 4.13 c

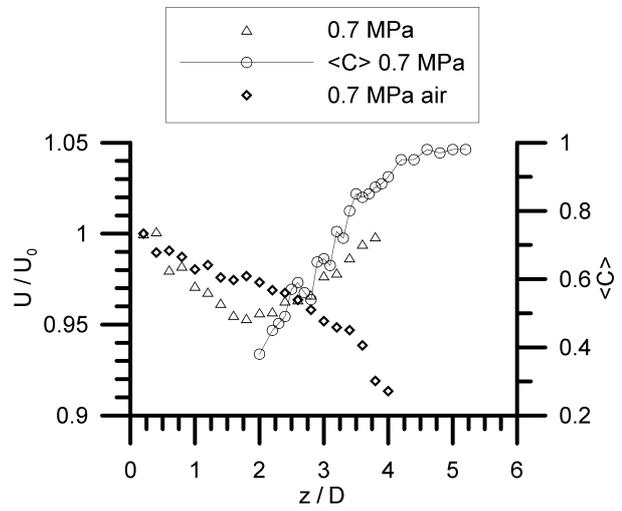


Figure 4.13 d

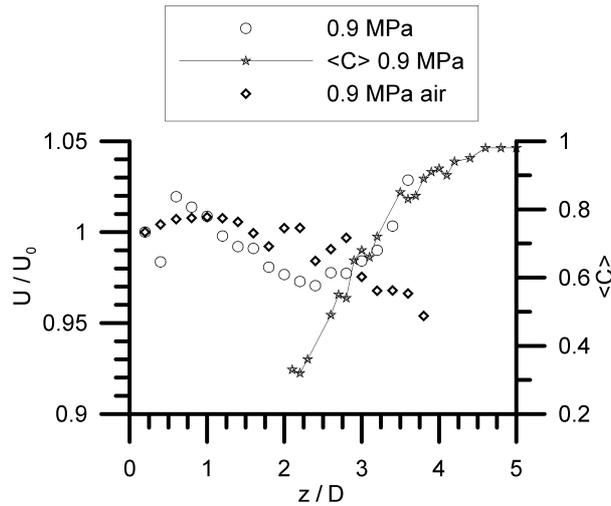


Figure 4.13 e

Figures 4.13 a à e : Evolution de $\langle C \rangle$ et de U/U_0 en écoulement réactif ou non pour différentes pressions en fonction de z/D .

4.6 Distribution statistique des vitesses

De même qu'au chapitre 5 nous étudierons les distributions de paramètres topologiques de la flamme, ici nous présentons les distributions statistiques des vitesses pour l'écoulement non réactif en fonction de la position sur le rayon du brûleur à 5 mm de la sortie. Des détails supplémentaires concernant l'obtention des coefficients d'aplatissement et d'asymétrie sont fournis en annexe B.

Les figures 4.14 a et b montrent l'évolution du coefficient d'asymétrie (a) et d'aplatissement (b) de la vitesse u pour diverses pressions et les figures 4.15 a et b, pour la vitesse v . En dehors de la position extrême $r = 12\text{mm}$, la valeur de S (asymétrie) se situe aux alentours de 0 et la valeur de T (aplatissement) aux alentours de 3 ce qui indique une distribution du type Gaussienne quelle que soit la pression.

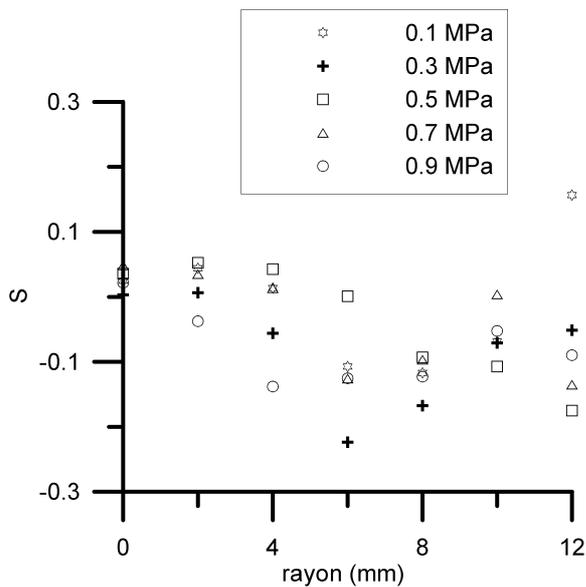


Figure 4.14 a

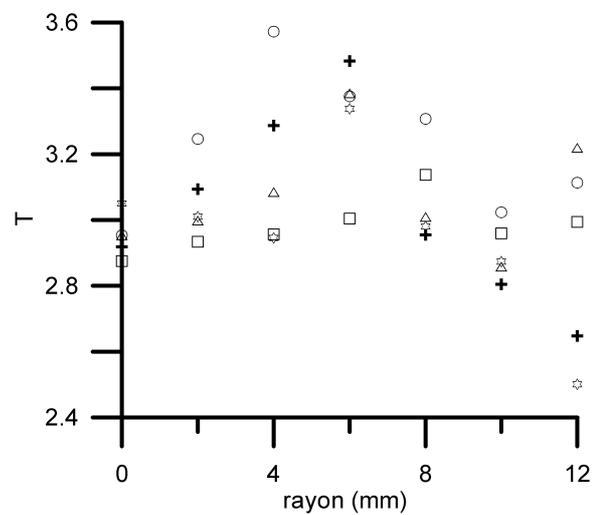


Figure 4.14 b

Figures 4.14 a et b : Evolution du coefficient d'asymétrie (a) et d'aplatissement (b) en fonction de la position sur le rayon de la distribution des vitesses u pour différentes pressions.

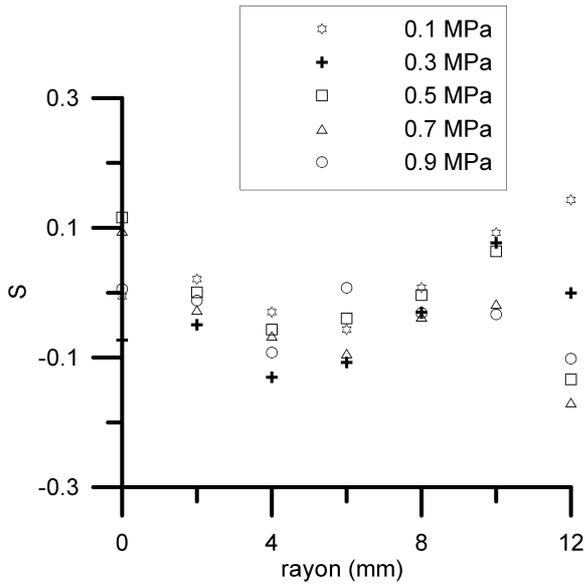


Figure 4.15 a

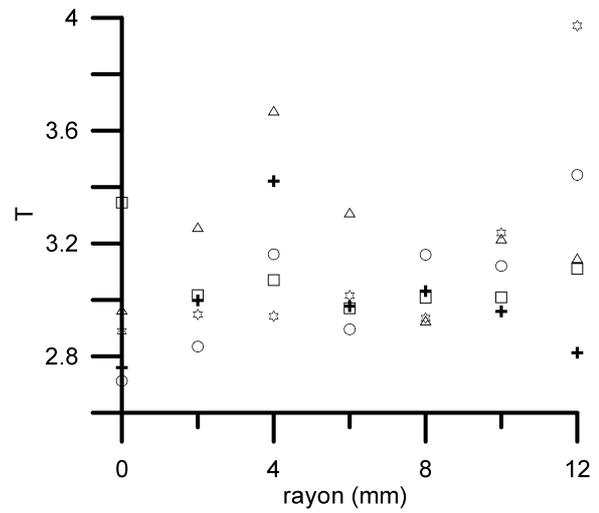


Figure 4.15 b

Figures 4.15 a et b : Evolution du coefficient d'asymétrie (a) et d'aplatissement (b) en fonction de la position sur le rayon de la vitesse v pour différentes pressions.

La fonction densité de probabilité de la distribution des vitesses fluctuantes sur l'axe du brûleur à $z = 5$ mm est représentée sur la figure 4.16 pour une pression de 0.5 MPa. Avec l'écart type de cette distribution la fonction Gaussienne a été déterminée, elle montre un très bon ajustement avec les points expérimentaux.

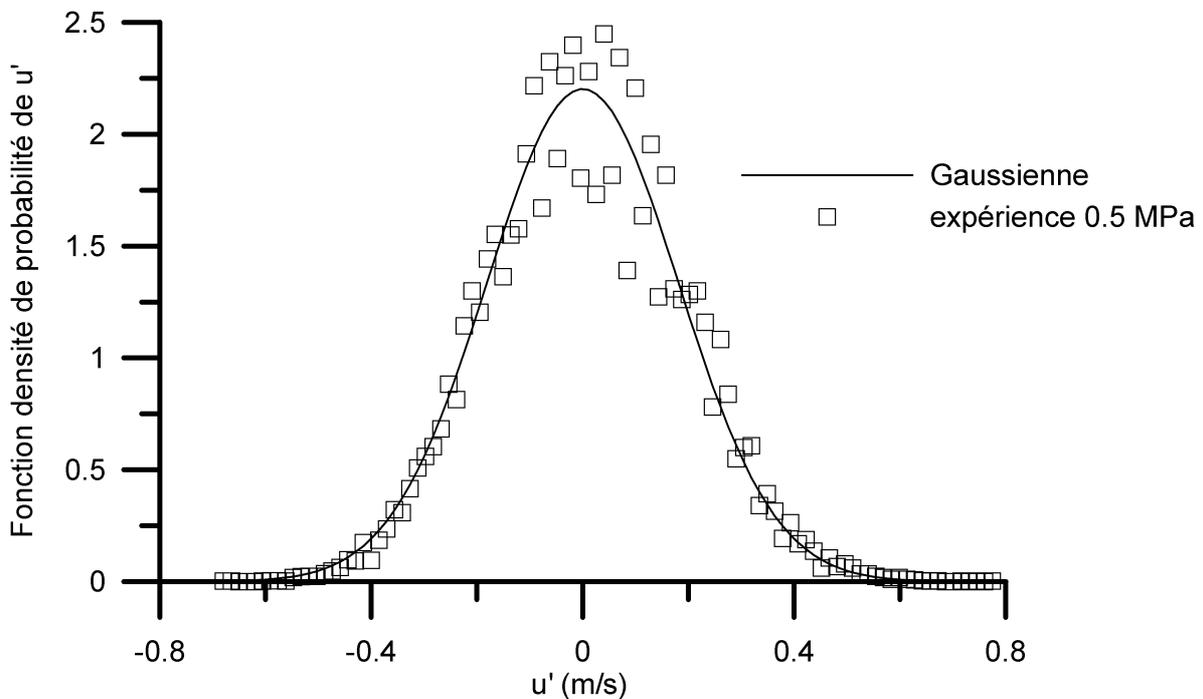


Figure 4.16 : Distribution des vitesses fluctuantes pour 0.5 MPa à $z = 5$ mm sur l'axe du brûleur.

4.7 Les échelles caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement non réactif

Le front de flamme interagit avec les structures tourbillonnaires, aussi il est possible de corréler un certain nombre de caractéristiques topologiques du front de flamme avec les échelles de turbulence ([Kobayashi et al., 2002], [Soika et al., 2003]). Nous déterminerons les échelles intégrales, les échelles de Taylor et les échelles de Kolmogorov, en sortie de brûleur où la turbulence est isotrope et homogène et le long de l'axe z . Les détails relatifs à l'obtention de ces échelles ont été présentés au chapitre 1.

4.7.1 Echelles intégrales

L'échelle intégrale de temps Eulerienne ([Hinze, 1975]), T_{IE} , a été déterminée à partir de la courbe d'auto corrélation, en intégrant cette courbe entre l'origine et l'intersection avec l'axe des retards. Un exemple de courbes d'auto-corrélation est donné figure 4.17. Cette échelle est appelée Eulerienne car elle concerne des mesures prises à un endroit fixe. La méthode utilisée pour obtenir cette courbe est la MPID décrite dans [Pichard, 2003]. Au retard $\Delta\tau = 0$, le coefficient de corrélation est voisin de 1 (courbe bien corrélée) et il vaut 0 vers $\Delta\tau = 8$ ms (courbe décorrélée). Les courbes sont superposées pour les trois évolutions représentées montrant que la pression n'a pas d'influence sur l'échelle intégrale de temps Eulerienne.

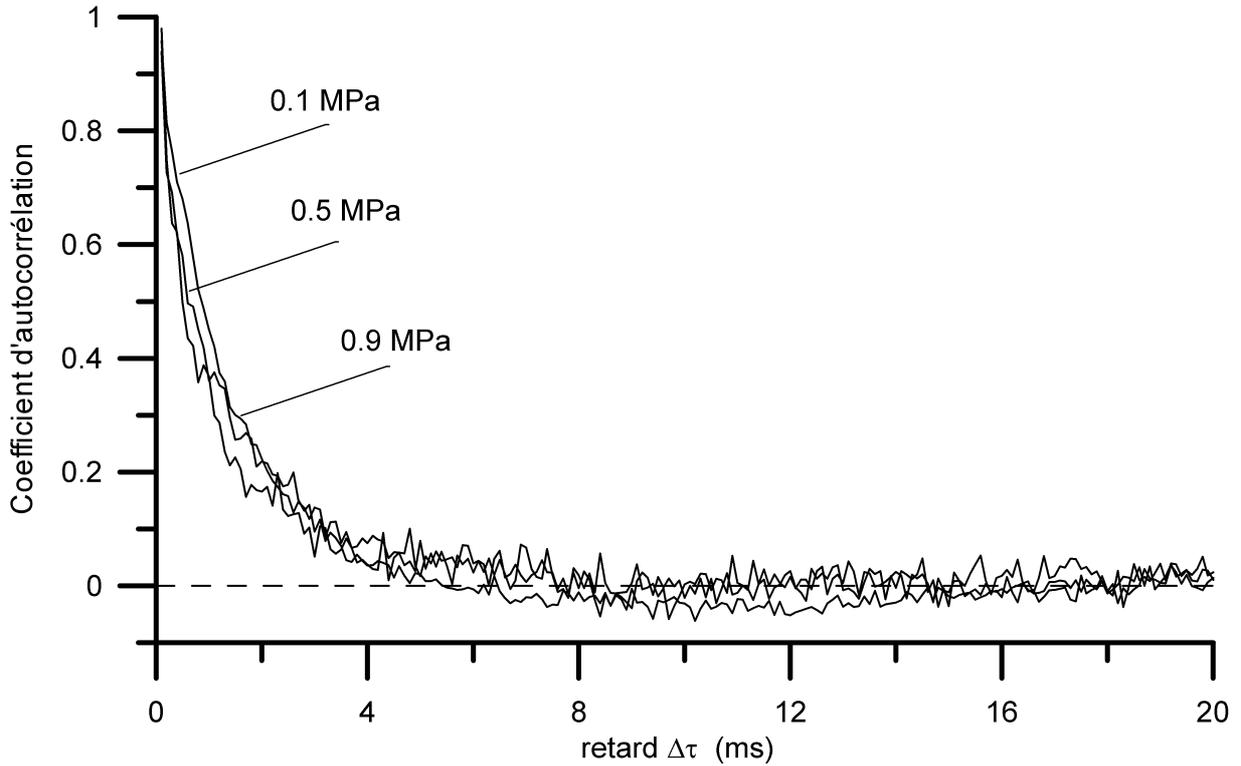


Figure 4.17 : Courbe d'auto corrélation de la vitesse fluctuante u' pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa sur l'axe et à 5 mm de la sortie du brûleur.

La figure 4.18 représente l'évolution radiale de l'échelle intégrale de temps Eulerienne pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa. L'échelle intégrale varie peu entre les positions 0 et 4 mm sur le rayon puis elle augmente quasi linéairement lorsqu'elle s'approche des bords du brûleur et de la couche limite.

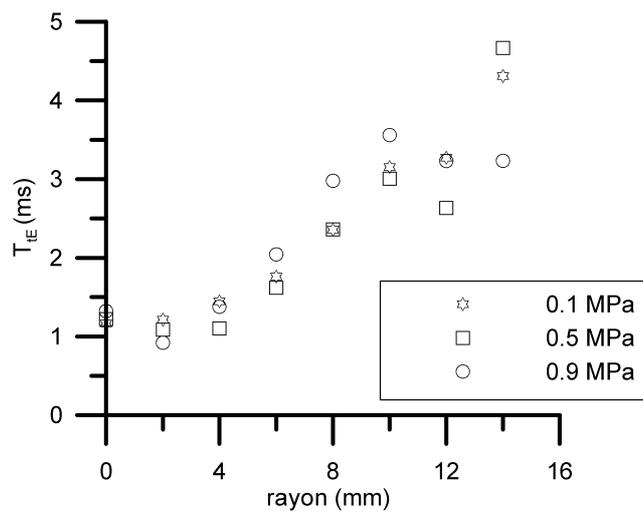


Figure 4.18 : Evolution radiale de l'échelle intégrale de temps Eulerienne, à $z = 5\text{mm}$ pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa.

L'échelle intégrale de temps Eulerienne, T_{tE} , augmente lorsqu'on s'éloigne du brûleur d'un rapport 1 à 3 sur la hauteur équivalente à celle de la flamme (90 mm à 120 mm environ). Compte tenu de la dispersion des points, l'évolution de T_{tE} semble indépendante de la pression comme le montre la figure 4.19. Les courbes d'ajustement sont de la forme $A e^{\alpha x}$. La valeur en sortie de brûleur est de l'ordre de la milliseconde.

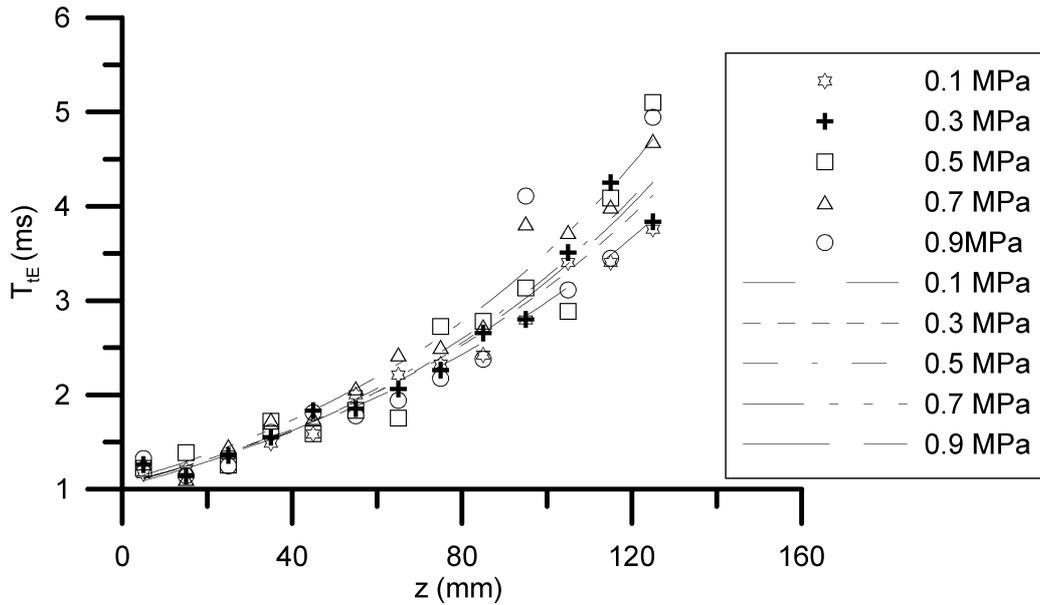


Figure 4.19 : Evolution axiale de l'échelle intégrale de temps Eulerienne au centre du brûleur pour différentes pressions.

Les échelles intégrales de temps au sens Lagrangien ([Hinze, 1975], [Borghini, 1995]), T_{tL} , seront définies comme le rapport de l_t sur u' . [Hinze, 1975] écrit que dans le cas d'une turbulence isotrope et homogène les échelles de longueur intégrales sont approximativement du même ordre de grandeur. Les valeurs reportées sur la figure 4.20 augmentent lorsqu'on s'éloigne du brûleur, cependant nous ne pouvons pas déterminer d'influence de la pression.

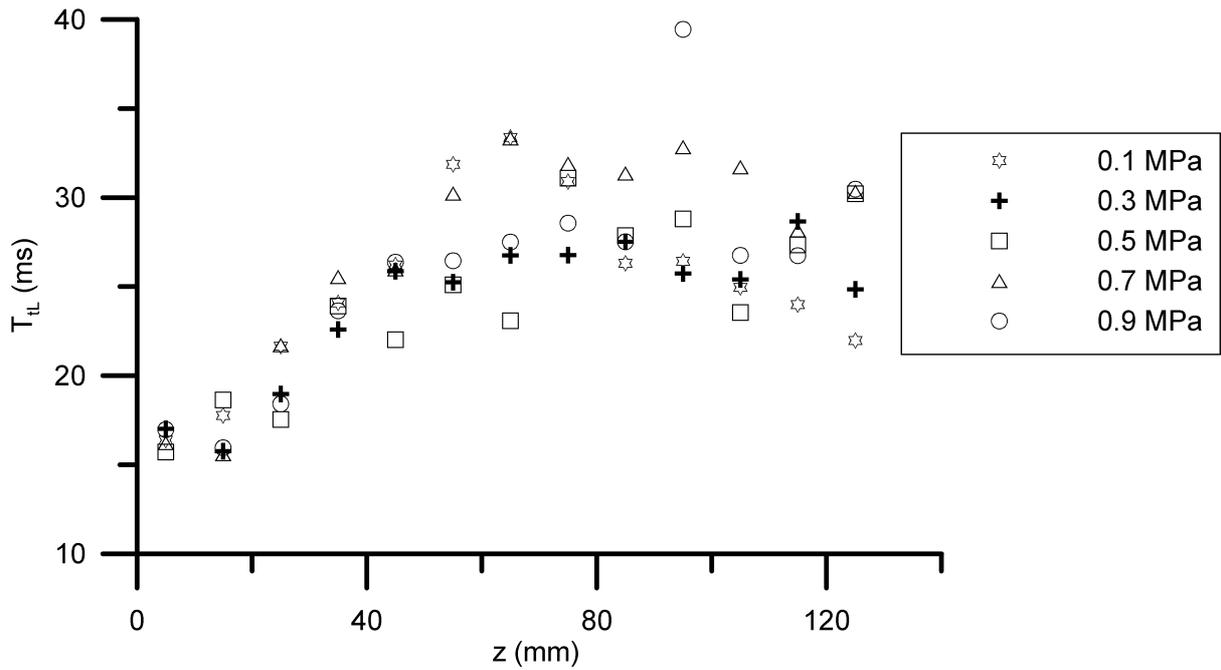


Figure 4.20 : Evolution axiale de l'échelle intégrale de temps Lagrangienne au centre du brûleur pour différentes pressions.

L'échelle intégrale de longueur qui représente la taille des plus grosses structures a été calculée avec l'hypothèse de Taylor à partir de T_{tE} . L'échelle intégrale l_t varie suivant le rayon où elle augmente d'abord puis diminue jusqu'à atteindre la même valeur que sa valeur initiale lorsqu'on approche les bords du brûleur (figure 4.21 a). l_t augmente aussi le long de l'axe z vertical (figure 4.21 b). Dans les deux cas la pression ne semble pas avoir d'influence. A pression atmosphérique, [Chen et Bilger, 2003] trouvent que l_t serait constante sur le profil radial juste en sortie de brûleur mais ils vérifient aussi que l_t augmente avec la distance axiale z . La valeur en sortie de brûleur est de l'ordre de 3 mm qui est du même ordre de grandeur que la maille de la grille (3.5 mm) ou du diamètre des trous (2.5 mm).

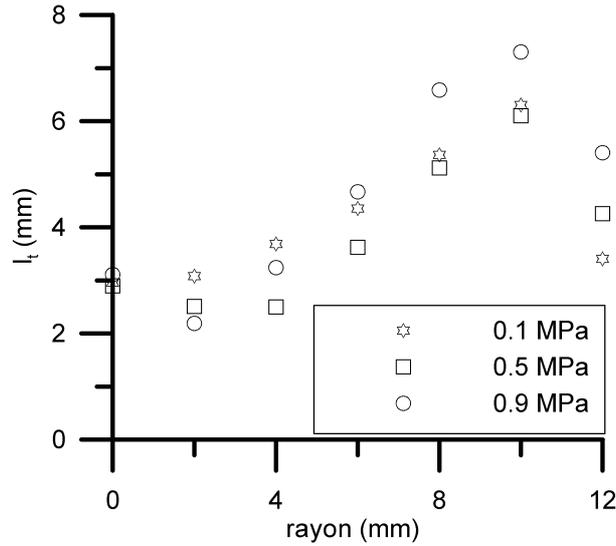


Figure 4.21 a

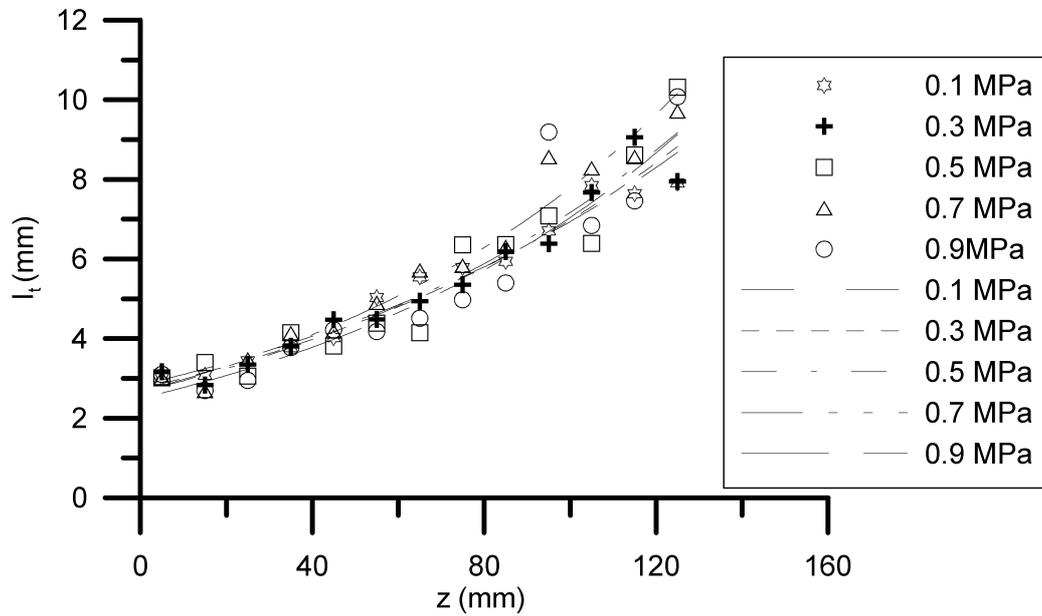


Figure 4.21 b

Figures 4.21 a et b : Evolution de l_t suivant le rayon (a) et suivant l'axe z (b) pour différentes pressions.

4.7.2 Echelles de Kolmogorov

L'échelle de longueur de Kolmogorov, η , représente la taille des plus petites structures de l'écoulement. Elles sont reliées à l_t , u' et la viscosité cinématique ν :

$$\eta = l_t \cdot Re_t^{-3/4} \quad ([\text{Hinze}, 1975]) \quad (4.1)$$

La viscosité dynamique μ augmente très peu avec la pression comme indiqué sur le tableau 4.3. De ce fait $\nu = \mu / \rho$ diminue avec la pression par l'intermédiaire de la masse volumique ρ , faisant ainsi diminuer η en $P^{-3/4}$.

Pression (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
μ (kg.m.s ⁻¹) x 10 ⁻⁷	184.6	185.9	187.4	189.1	191
ν (m ² /s) x 10 ⁻⁶	15.4	5.13	3.08	2.20	1.73

Tableau 4.3 : Viscosité dynamique μ et cinématique ν de l'air en fonction de la pression à 300K d'après [Vargaftik N.B., 1975] pour μ .

La figure 4.22 représente les échelles de longueur de Kolmogorov pour différentes pressions en fonction de l'axe z. Ces résultats montrent que en fonction de z, les échelles augmentent puis décroissent. Avec la pression l'échelle de Kolmogorov diminue indiquant que les petites structures deviennent de plus en plus fines. D'après (4.1), η est proportionnelle au produit $l_t^{1/4} u'^{-3/4} \nu^{3/4}$. Dans un premier temps jusqu'à $z \approx 60$ mm u' est approximativement constante et l_t augmente alors η augmente également puis pour $z > 60$ mm u' augmente fortement impliquant la décroissance de η . L'échelle de Kolmogorov η augmente à l'intérieur du cône potentiel car comme nous venons de le voir, c'est essentiellement la croissance de u' à la fin du cœur potentiel (§ 4.4.1) qui est la cause de la décroissance de η . Avec la pression ces alternances ont une amplitude moindre car la viscosité cinématique décroît.

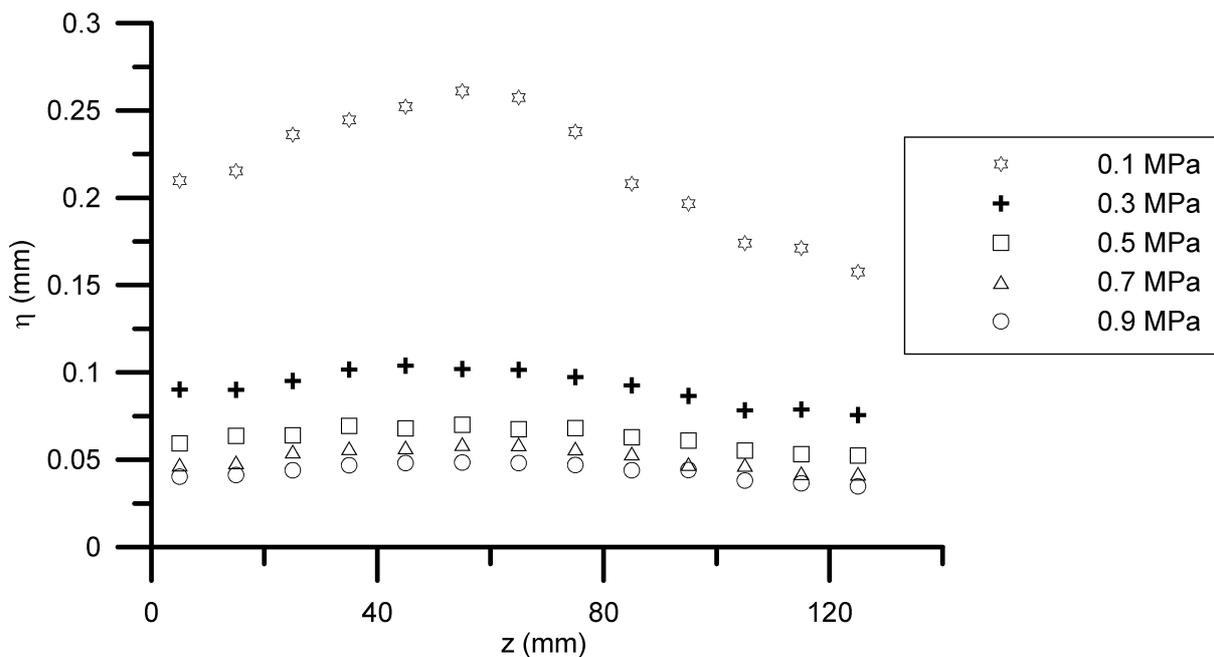


Figure 4.22 : Evolution de η en fonction de z pour différentes pressions.

L'échelle de temps de Kolmogorov, t_η , lorsqu'on s'éloigne du brûleur augmente, passe par un maximum puis décroît (figure 4.23). Cette échelle décroît avec la pression. En effet t_η est proportionnelle à $v^{1/2} u'^{-3/2} l_t^{1/2}$. Jusqu'à la fin de la zone du cœur potentiel t_η est proportionnel à $l_t^{1/2}$, au delà u' augmente fortement et fait chuter t_η , v faisant diminuer avec la pression l'amplitude de cette variation.

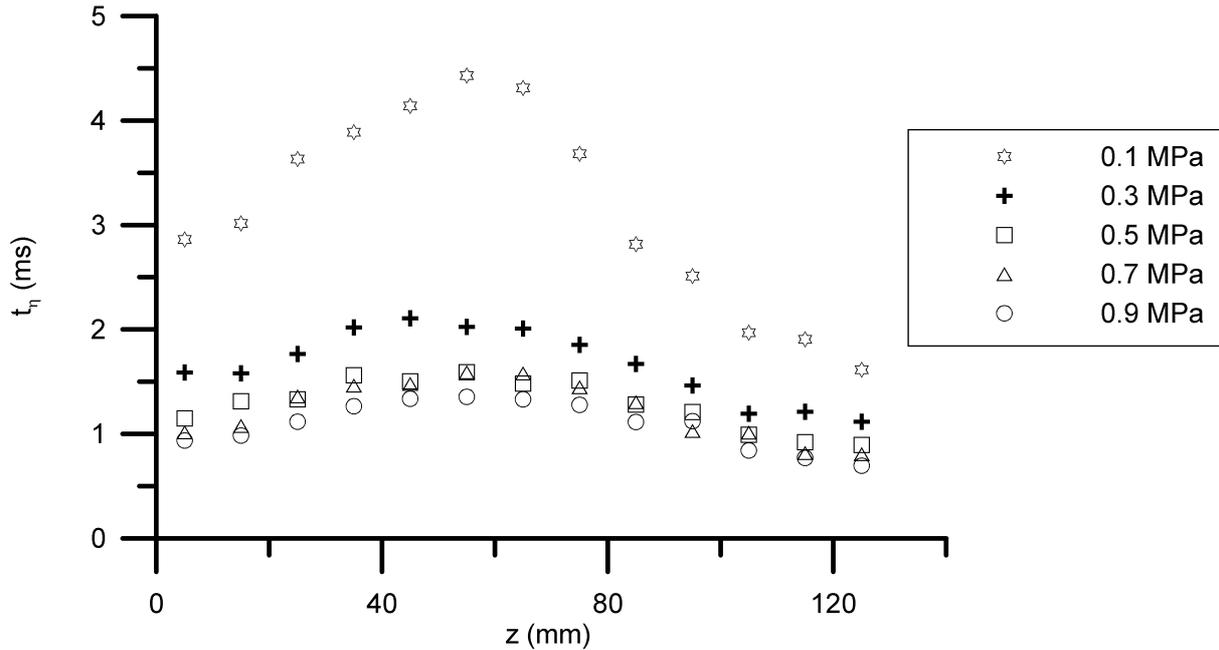


Figure 4.23 : Evolution de t_η en fonction de z pour différentes pressions.

4.7.3 Echelles de Taylor et taux de dissipation

[Candel, 1996] décrit l'échelle de Taylor comme une échelle de fluctuation dont la vitesse serait u' et qui assurerait une dissipation égale à ε . La figure 4.24 présente l'évolution du taux de dissipation ε en fonction de z et de la pression. La dissipation ε s'écrit ([Hinze, 1975]) :

$$\varepsilon = 15.v.u'^2 / \lambda_g^2 \quad \text{ou} \quad \varepsilon = u'^3 / l_t$$

Si l'on ajoute qu'avec la pression $l_t / \lambda_g \propto P^{0.5}$, l_t est constante et v proportionnel à P^{-1} alors ε ne varie pas avec la pression. Le taux ε varie avec u'^2 alors la décroissance de ε pour $z < 60$ mm est liée à la faible décroissance de u' dans la zone du cœur potentiel puis pour $z > 60$ mm à la forte augmentation de u' . Le minimum de ε est atteint à l'extrémité du cœur potentiel.

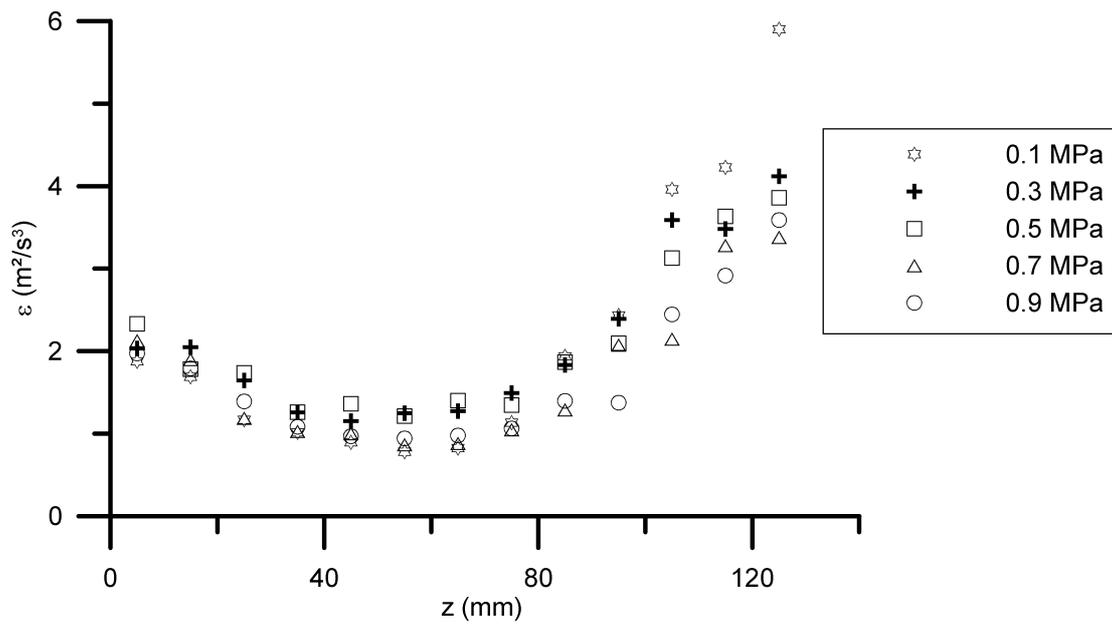


Figure 4.24 : Evolution du taux de dissipation ε en fonction de z pour différentes pressions.

Les échelles de longueur de Taylor sont tracées figure 4.25. L'échelle λ_g est proportionnelle à $v^{1/2} u^{r-1/2} l_t^{1/2}$ et pour les mêmes raisons que décrites précédemment pour η , elle croît à l'intérieur du cœur potentiel, admet un maximum à l'extrémité puis décroît. Les amplitudes sont aussi moins marquées par l'effet de v quand la pression s'élève.

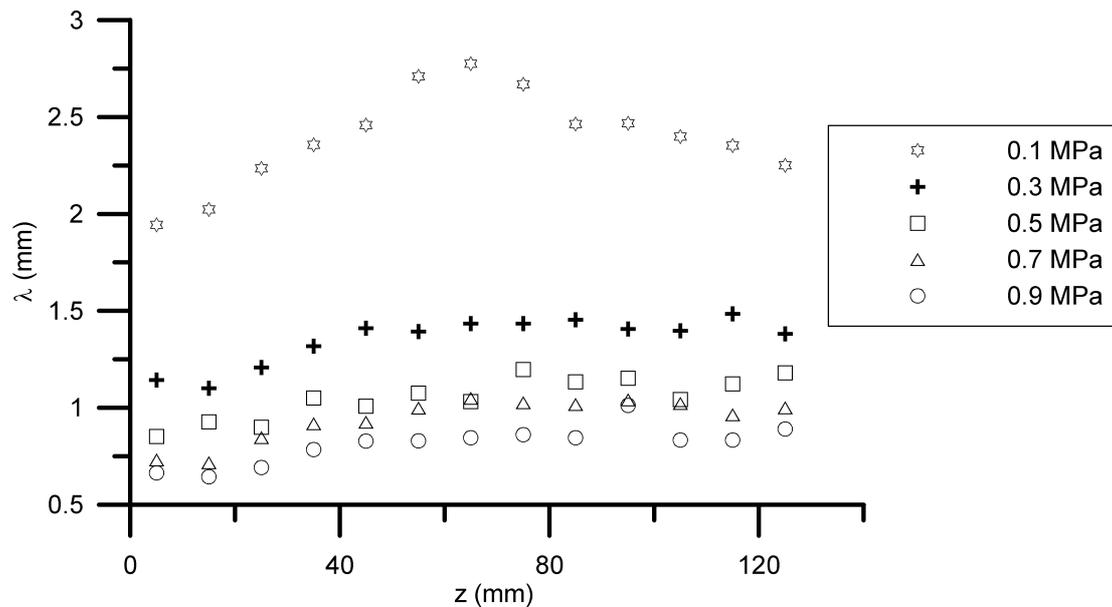


Figure 4.25 : Evolution de l'échelle de longueur de Taylor en fonction de z pour différentes pressions.

Le temps caractéristique associé à l'échelle de Taylor t_λ de la figure 4.26 est proportionnel à $v^{1/2} u^{r-5/2} l_t^{1/2}$. Les conclusions sont similaires à celles faites pour l'échelle de temps de Kolmogorov.

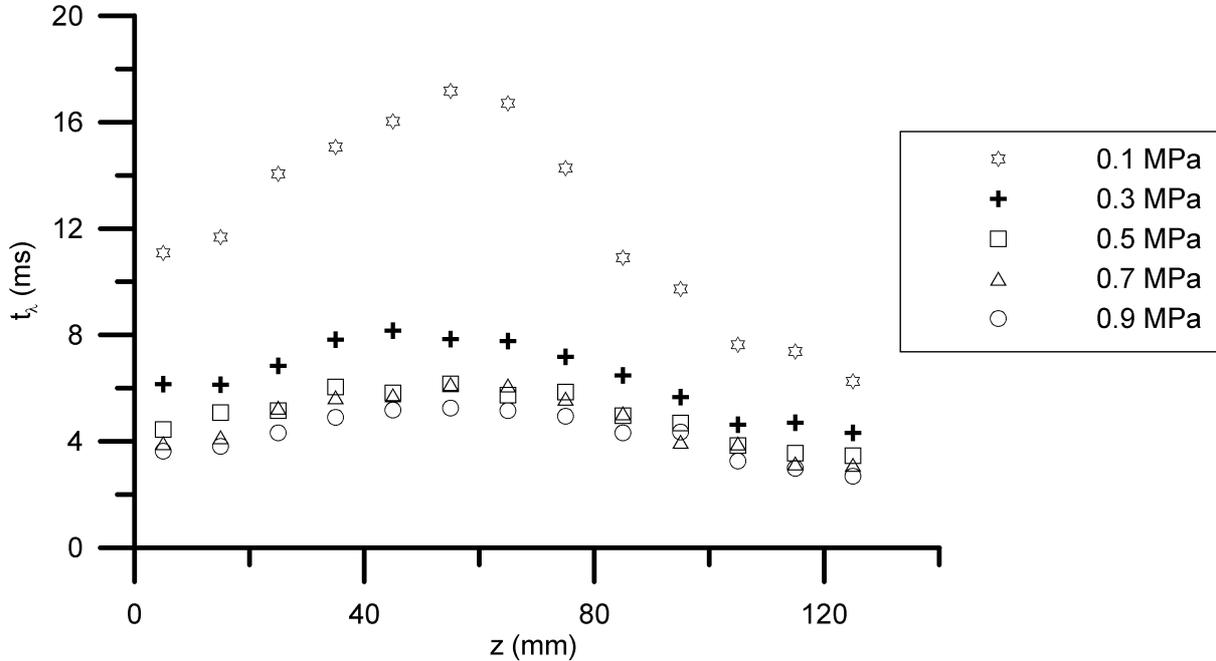


Figure 4.26 : Evolution de l'échelle de temps de Taylor en fonction de z pour différentes pressions.

4.8 Les échelles caractéristiques de la turbulence dans l'écoulement avec combustion

Nous avons vu paragraphe 4.5 que les profils de vitesse changeaient en présence de la flamme, l'écoulement avec flamme a aussi des répercussions sur les échelles caractéristiques. Dans ce paragraphe seul les mesures à 0.1MPa étaient exploitables. Les échelles spatiales et T_{IE} augmentent en même temps que $\langle C \rangle$ à travers l'épaisseur de flamme turbulente. Pour les calculs où la viscosité cinématique ν intervient (échelle de Kolmogorov), celle-ci est calculée à chacune de ses positions dans l'épaisseur de flamme. En effet, les vitesses sont mesurées par le système ADL lorsqu'il y a présence de gouttelettes, donc dans les gaz non brûlés. Nous estimons que la température du gaz entourant la goutte est sensiblement équivalente à celle-ci, donc inférieure à 500K qui représente sa température d'évaporation (chapitre 3 § 3.3.4). Nous distribuons la température de la façon suivante : $T = 200 \langle C \rangle + 300$ et nous déterminons $\nu(T)$

à partir d'une interpolation polynomiale de degrés deux dans un tableau de valeurs issues de l'[Encyclopédie des gaz, 1976]. La figure 4.27 représente l'évolution de l'échelle intégrale de temps Eulerienne en fonction de z . Les structures formées à travers l'épaisseur de flamme turbulente seraient plus importantes qu'initialement dans les gaz frais.

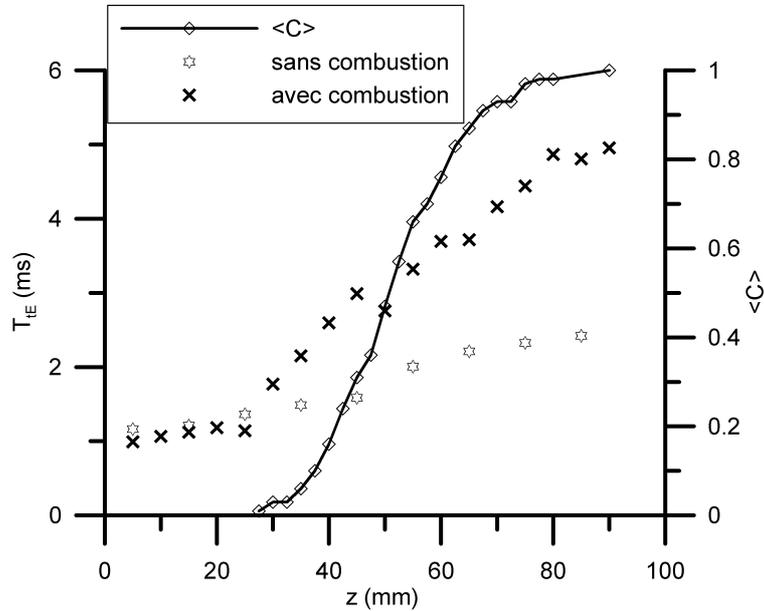


Figure 4.27 : Echelle intégrale de temps Eulerienne en fonction de z .

On remarque un comportement similaire pour l'échelle de Kolmogorov, de Taylor et l'intégrale de longueur comme représenté sur les figures 4.28 a, b et c. Pour l'écoulement avec flamme la vitesse u' reste relativement stable contrairement à l'écoulement non réactif. La viscosité cinématique augmente avec la température et fait accroître les valeurs de λ_g et η . Le changement pour l_t résulte directement du changement du profil de vitesse U et de T_{IE} .

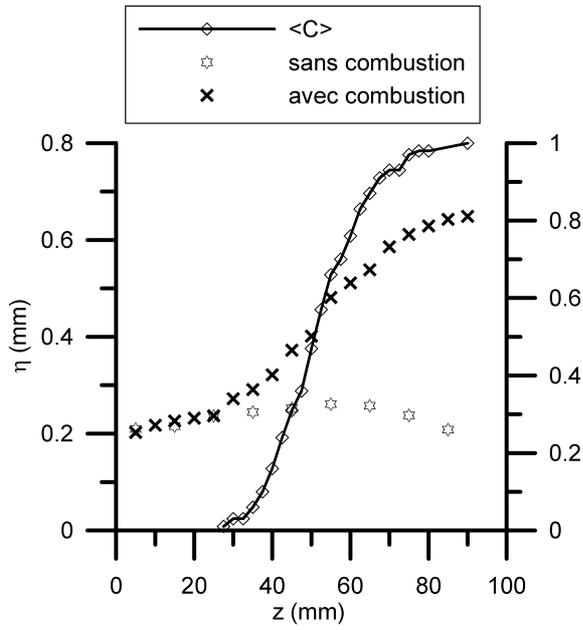


Figure 4.28 a

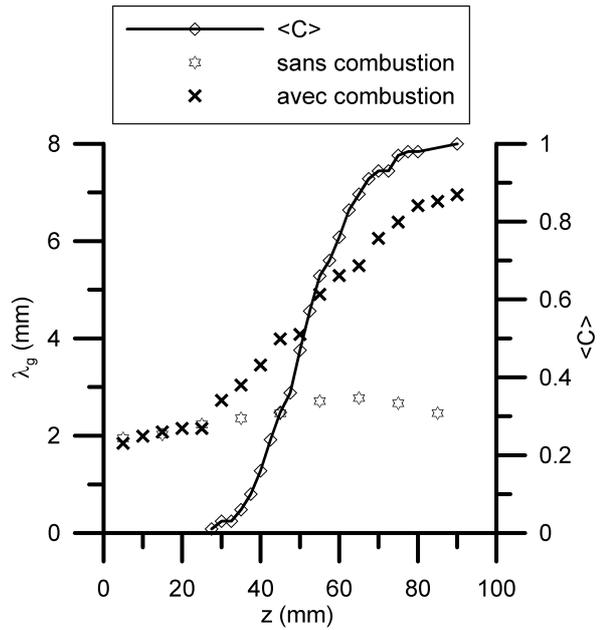


Figure 4.28 b

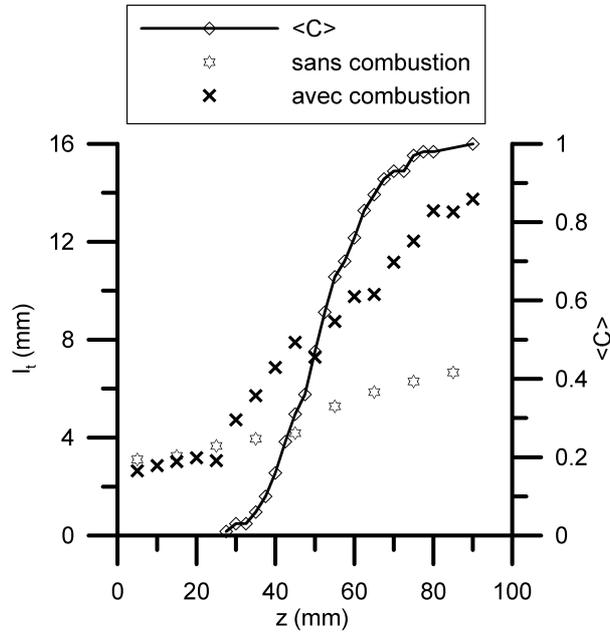


Figure 4.28 c

Figures 4.28 a) Echelle de Kolmogorov en fonction de z avec et sans combustion
 b) Echelle de Taylor en fonction de z avec et sans combustion
 c) Echelle intégrale de longueur en fonction de z avec et sans combustion

4.9 Les nombres de Reynolds, Damköhler et de Karlovitz

Le nombre de Reynolds turbulent, Re_t , intervient entre autre dans la définition de η et de l'intensité de combustion (chapitre 1 § 1.2.7). Son évolution en fonction de z est présentée sur la figure 4.29 a. La définition première du nombre de Karlovitz est le rapport du temps caractéristique chimique sur le temps de Kolmogorov τ_c/t_η . Cependant en faisant l'hypothèse que le nombre de Schmidt vaut 1, ν est équivalent au coefficient de diffusion binaire. Si de plus le nombre de Lewis vaut 1 alors $\nu = D_{th}$ et Ka peut aussi être calculé comme le ratio δ_L^2 / η^2 ([Peters, 2000]). Dans ce cas les résultats sont légèrement différents. Nous avons retenu $Ka = \delta_L^2 / \eta^2$. Son évolution en fonction de z est représentée sur la figure 4.29 b. Enfin, le nombre de Damköhler, Da , est calculé comme le ratio T_{iL} / τ_c et son évolution est tracée figure 4.29 c. Les résultats obtenus l'ont été à la pression de 0.1MPa, dans la suite l'évolution attendue en fonction de la pression est décrite.

Le nombre de Reynolds peut évoluer d'un rapport 1 à 2 lors de la traversée de l'épaisseur de flamme turbulente. La viscosité dynamique μ varie peu avec la pression par contre la viscosité cinématique ν varie en P^{-1} . Dans nos expériences, u' et l_t restent constantes avec la pression indiquant que le rapport forces d'inertie sur forces de viscosité augmentera, Re_t est proportionnel à la pression. Pour les mesures avec combustion à pression atmosphérique, ν varie en $T^{3/2}$ expliquant la diminution de Re_t à travers le front de flamme.

L'épaisseur laminaire de flamme δ_L évolue en $P^{-0.4}$, S_L en $P^{-0.6}$ (chapitre 1 § 1.5) et l'échelle de Kolmogorov en $P^{-3/4}$ (§ 4.7.2 et [Lachaux et al., 2003]), il s'ensuit que Ka est proportionnel à $P^{0.7}$. [Soika et al., 2003] trouvent une variation en $P^{0.5}$, du à l'évolution de S_L en $P^{-0.5}$. En grande partie à cause de la diminution des échelles de Kolmogorov, les points de fonctionnement peuvent passer du régime de flammes plissées avec poche à celui de flammes plissées épaissies où des tourbillons de petites tailles pourraient se loger dans le front de flamme.

Avec la pression, l'échelle intégrale de temps T_{iL} ne change pas, Da est donc proportionnel à $P^{-0.2}$. En considérant les résultats de [Kobayashi et al, 1997 et 1998] sur S_L et l_t pour des

pressions jusqu'à 3MPa, une valeur de Da proche de l'unité dans les hautes pressions serait donc possible. Da augmente en fonction de z , de par l'augmentation de l_t . Notons que l'expression de Da ne fait pas intervenir d'hypothèse sur la température. Pour nos résultats, le temps caractéristique chimique est toujours au moins 6 à 10 fois plus petit que le temps caractéristique de la turbulence.

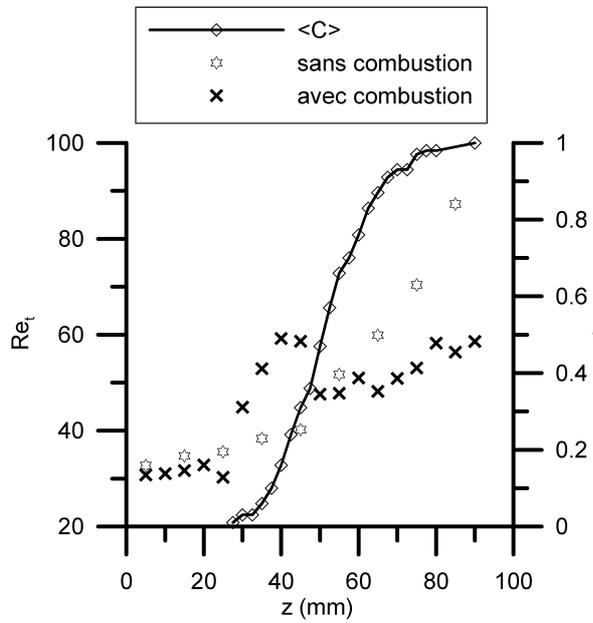


Figure 4.29 a

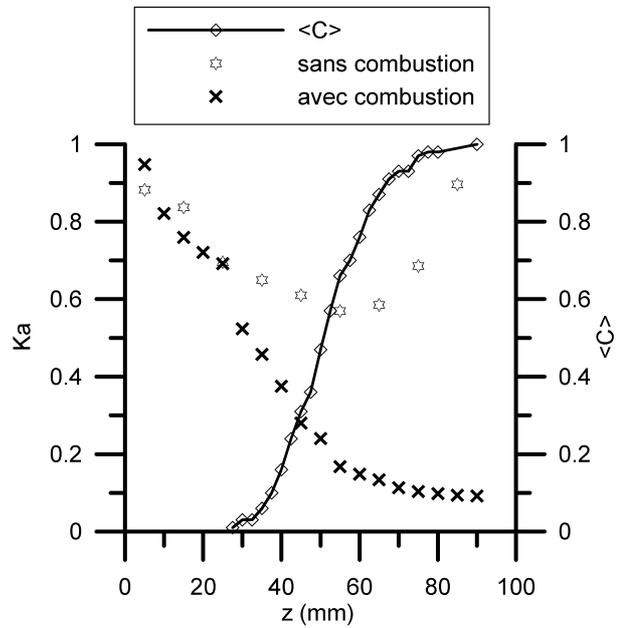


Figure 4.29 b

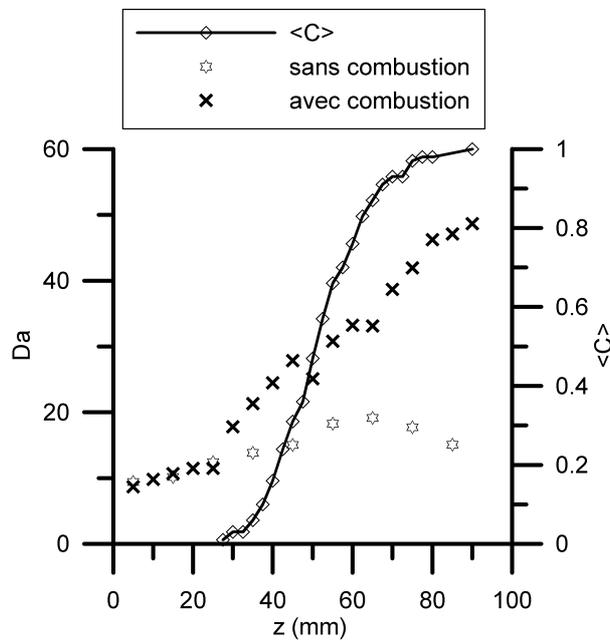


Figure 4.29 c

Figures 4.29 a, b et c : Re_t (a), Ka (b) et Da (c) en fonction de z avec et sans combustion.

Dans le chapitre 5, nous chercherons des corrélations entre les distributions des rayons de courbures, les échelles de plissement avec une échelle caractéristique. Cette dernière sera déterminée à partir d'un point de mesure dans l'écoulement sans flamme sur l'axe à 5mm de la sortie du brûleur. Le ratio l_t / λ_g évolue de 1.5 à 2 sur l'épaisseur de flamme turbulente et reste proche de la valeur mesurée dans l'écoulement sans réactif en sortie de brûleur, nous le retiendrons comme « échelle » de comparaison bien qu'étant sans dimension. [Soika et al., 2003] trouvent aux différentes pressions une bonne corrélation entre échelle de Taylor et échelle de plissement. l_t / λ_g est proportionnel à $Re_t^{0.5}$ donc à $P^{0.5}$. La figure 4.30 trace l'évolution de l_t / λ_g en fonction de z avec et sans combustion à 0.1MPa.

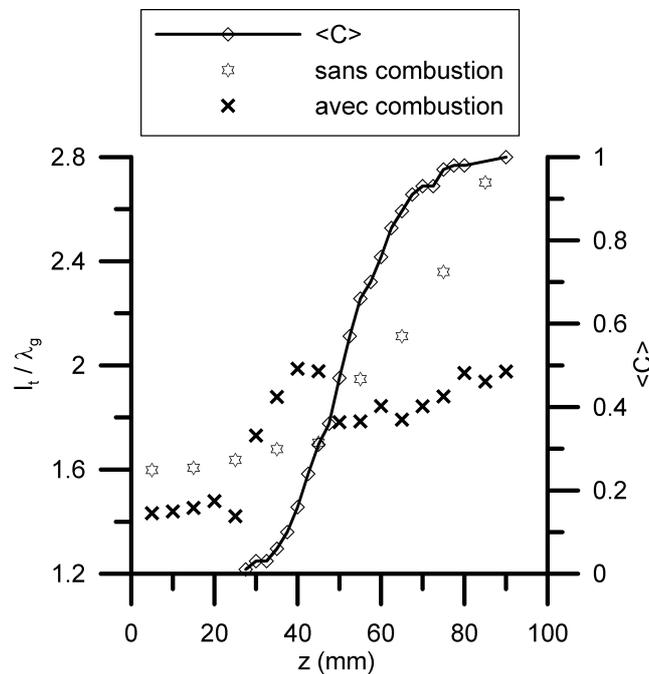


Figure 4.30 : Evolution de l_t / λ_g en fonction de z avec et sans combustion.

4.10 La grille de turbulence

4.10.1 Influence de la grille

Dans ce paragraphe deux grilles en titane ont été utilisées, une de 1 mm d'épaisseur et une de 2.2 mm. La comparaison se fera également avec l'écoulement sans grille, à la pression de

0.1MPa. La figure 4.31 montre la différence de profil de vitesse obtenu dans les trois cas. La grille fine perturbe peu le profil des vitesses moyennes.

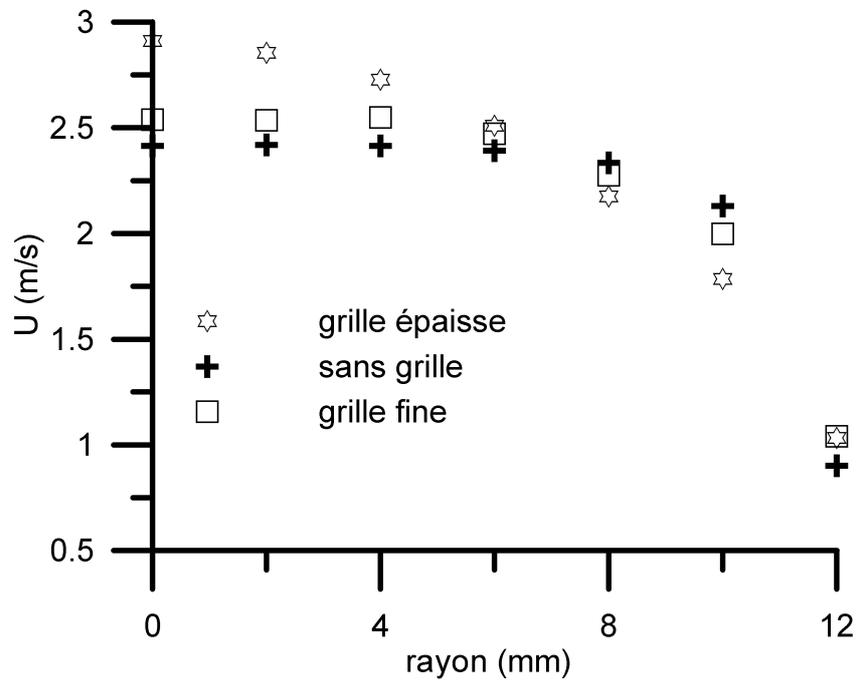


Figure 4.31 : Profil de vitesse moyenne suivant le rayon pour les configurations grille épaisse, grille fine et sans grille.

La figure 4.32 montre que l'isotropie est améliorée par la présence de la grille fine.

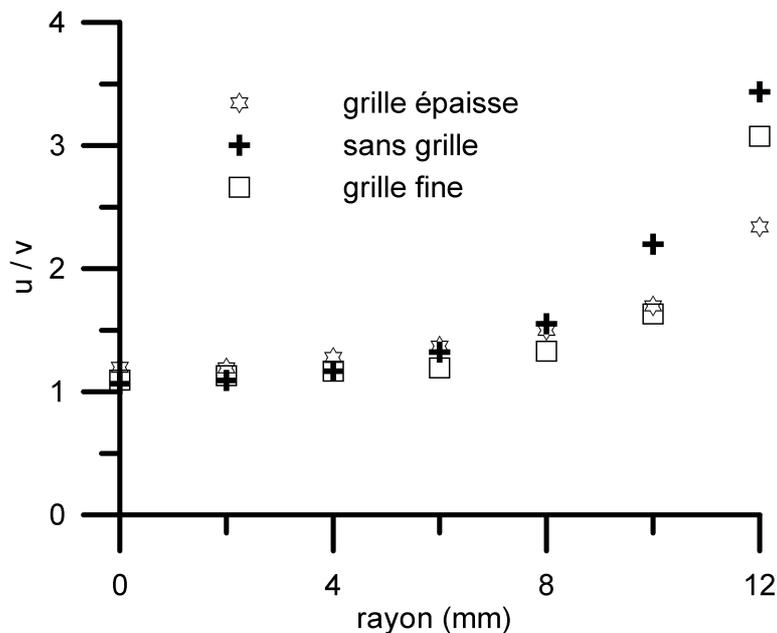


Figure 4.32 : Valeurs de u/v suivant le rayon pour les configurations grille épaisse, grille fine et sans grille.

L'homogénéité ne change pas malgré des profils différents avec et sans grille (figure 4.33 a et b). [Chen et Bilger, 2003] notent aussi une atténuation de u' et v' dans l'axe en présence de la grille.

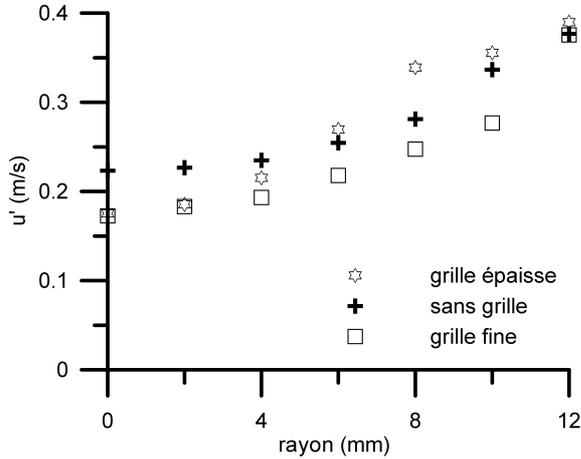


Figure 4.33 a

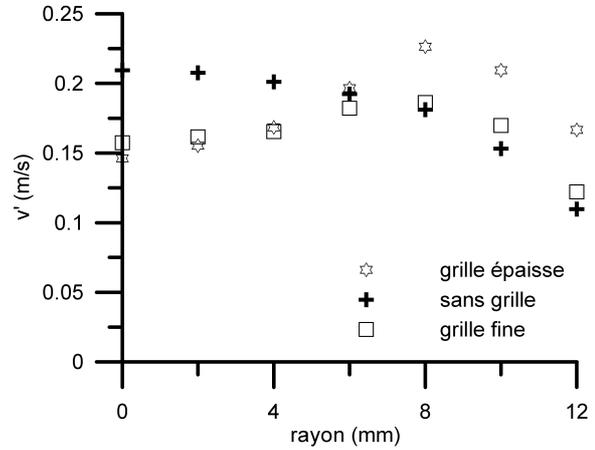


Figure 4.33 b

Figures 4.33 a et b : Valeurs de u (a) et v (b) suivant le rayon pour les configurations grille épaisse, grille fine et sans grille.

Le changement le plus important concerne l'échelle intégrale de temps Eulerienne, et l'échelle intégrale de longueur qui sont reportées dans le tableau 4.4 entre les configurations avec et sans grille.

Configuration	Sans grille	Avec grille fine	Avec grille épaisse
T_{tE} (ms)	2.44	1.16	1.12
l_t (mm)	5.90	2.95	3.27

Tableau 4.4 : Echelles intégrales au centre et à 5mm du brûleur pour les configurations grille épaisse, grille fine et sans grille.

4.10.2 Caractéristiques dans la zone développée du jet

[Batchelor, 1953] propose que l'énergie en aval de la grille décroît comme :

$$1/u'^2 \propto (z - z_0)^n$$

et donnent des lois de décroissance de turbulence derrière une grille de la forme :

$$U^2 / u'^2 = a (z/M - z_0/M)$$

z_0 est la cote du début de la zone de turbulence développée, a est un coefficient proportionnel à $1/C_D$ où C_D est le coefficient de traînée de la grille et $F = C_D \frac{1}{2} \rho U^2$ est la force par unité d'air exercée par la grille pour générer cette turbulence. [Kobayashi et al, 1997] assimilent l'espace entre deux trous de la grille de turbulence comme un obstacle cylindrique générateur périodique de tourbillons. Le nombre de Strouhal, S_r , est directement proportionnel à la fréquence de génération de ces tourbillons :

$$S_r = N D_{tb} / U \text{ où } D_{tb} \text{ est le diamètre de ces tourbillons et } N \text{ la fréquence génératrice}$$

Derrière un cylindre ce nombre s'écrit :

$S_r = A (1 - B / Re_t)$ avec A et B deux constantes qu'ils fixent indépendantes de la pression.

Lorsque la pression augmente la fréquence d'apparition de ces vortex augmente (Re_t augmente) puis se stabilise vers une valeur asymptotique. L'échelle intégrale de longueur et l'échelle intégrale de temps Eulerienne diminuent. Ils vérifient cela expérimentalement en un point fixe en sortie du brûleur. Nos résultats sont différents puisque nous trouvons une échelle intégrale constante mesurée dans les mêmes conditions (voir paragraphe 4.11 de ce chapitre), cependant [Kobayashi et al., 1997] précisent que la grandeur caractéristique D a été prise à 0.51 fois le diamètre du trou sur sa grille et qu'une valeur caractéristique D plus élevée donnerait une échelle intégrale constante en accord avec nos résultats (S_r deviendrait constant).

La taille des grosses structures est égale approximativement à celle des trous de la grille ([Batchelor, 1953] page 136). Ils indiquent également la distance $z > 10M$ ([Batchelor, 1953]), $z > 40M$ ([Comte-Bellot et Corsin, 1966]) pour obtenir une turbulence isotrope et homogène. Dans notre cas, nos mesures sont situées au minimum ($z = 0$) à 16 fois la maille et la figure 4.34 montrent que une loi du type $U^2 / u'^2 = a (z/M - z_0/M)^n$ est plus appropriée ([Abramovitch, 1963], [Comte-Bellot et Corsin, 1966]). Le coefficient n vaut 2.72 pour notre expérience, [Abramovitch, 1963] indique $n = 2$ pour un jet axisymétrique et $n = 1$ pour un jet plan. [Chen et Bilger, 2003] concluent que l'hypothèse de la turbulence de grille comparable à celle d'une plaque perforée est valable.

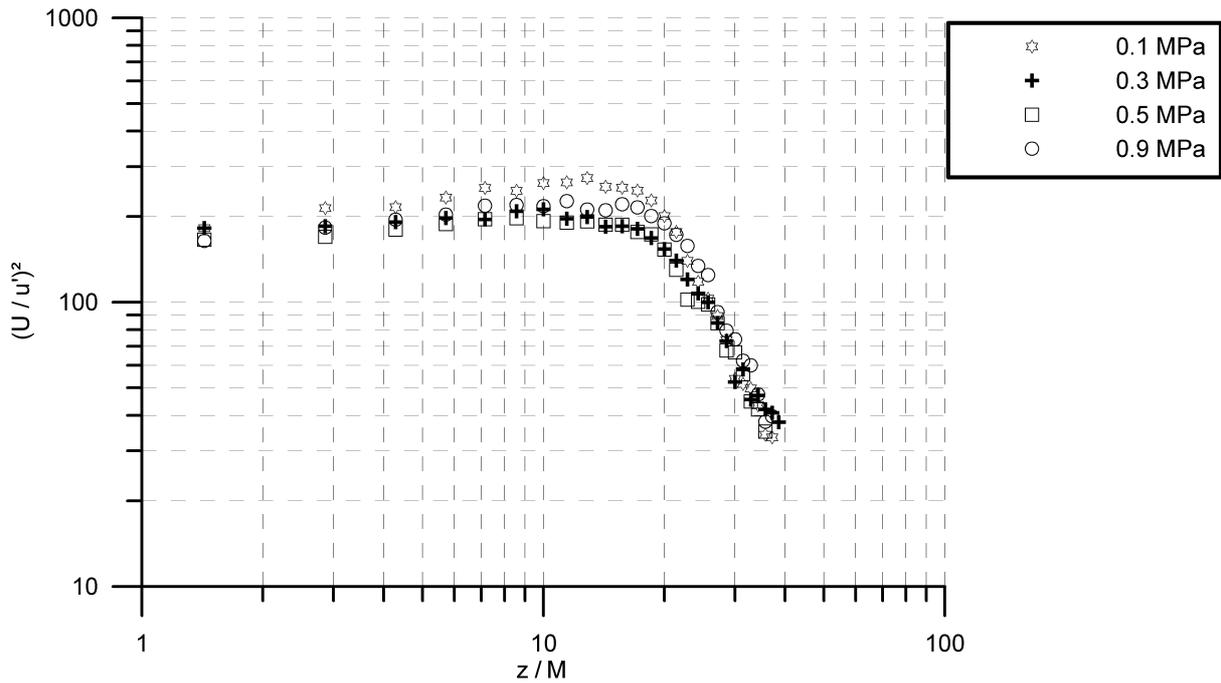


Figure 4.34 : Evolution de U/u' en fonction de z .

4.11 Valeurs de références et comparaisons

Nous avons vu au paragraphe précédent que les valeurs de u' , U , Ka , Da , Re_t , l_t ...évoluent selon la hauteur z mais changent également en présence de la combustion. Cependant les valeurs mesurées dans l'écoulement sans réaction sont les seules dont les caractéristiques, tel la viscosité cinématique, sont bien connues. Les mesures en un point sur l'axe à 5mm de la sortie du brûleur en écoulement sans flamme sont représentatives des évolutions sur l'épaisseur de flamme turbulente pour u' , v' , U , u'/U , k , l_t/λ_g . De plus en ce point la turbulence est homogène et isotrope permettant réellement l'application des expressions analytiques conduisant aux échelles de Kolmogorov et de Taylor. [Kobayashi et al., 1997] avec un brûleur type Bunsen et [Soika et al., 2003] avec une flamme stabilisée par « bluff-body », ont réalisé ce type de mesures. Le tableau 4.5 donne les caractéristiques de la turbulence pour notre expérience sans flamme dans l'axe et à 5 mm du brûleur en fonction de la pression. Ces caractéristiques seront prises comme référence.

P	U_{centre}	u'	u'/U_{centre}	u'/v'	$\nu \cdot 10^{-6}$	$\rho_{(290K)}$	l_t	$Re_t = u' l_t / \nu$	$Re = U.D / \nu$	$Re_\lambda = u' \lambda_g / \nu$
MPa	m/s	m/s			m^2/s	kg/m^3	mm			
0.1	2.54	0.17	0.067	1.10	15.4	1.20	3.0	33	4130	22
0.3	2.42	0.19	0.078	1.05	5.13	3.61	3.1	111	11800	42
0.5	2.37	0.18	0.076	1.07	3.08	6.02	2.9	171	19300	53
0.7	2.36	0.18	0.076	1.06	2.25	8.26	3.0	245	26300	62
0.9	2.35	0.18	0.077	1.12	1.73	10.71	3.1	329	33800	70

P	T_{iL}	T_{iE}	t_λ	t_η	$\eta = l_t \cdot Re_t^{-3/4}$	$\varepsilon = u'^3 / l_t$	$\lambda_g = (15 \nu u'^2 / \varepsilon)^{0.5}$	$Ka = \delta_L^2 / \eta^2$	$Da = T_{iL} / \tau_c$
MPa	ms	ms	ms	ms	mm	(m^2/s^3)	mm		
0.1	16.4	1.17	11.1	2.9	0.21	1.74	1.99	0.9	9.4
0.3	17	1.26	6.2	1.6	0.09	2.1	1,12	2	7.9
0.5	15.7	1.22	4.4	1.2	0.06	2.05	0.86	3.1	6.2
0.7	16.2	1.28	3.9	1.0	0.05	2.02	0.75	3.4	5.9
0.9	17	1.32	3.6	0.9	0.04	2.03	0.66	4.3	6.1

Tableau 4.5 : Récapitulatif des caractéristiques de la turbulence à 5mm en sortie de brûleur sur l'axe à différentes pressions, sans flamme.

[Soika et al., 2003], avec un taux de turbulence de 30 à 50%, obtiennent des valeurs de u' qui décroissent (de 3.9 m/s pour 0.1 MPa à 2.0 m/s pour 0.7 MPa) puis augmentent de nouveau jusqu'à se stabiliser à 2.3 m/s à 1.1MPa. [Kobayashi et al., 1997] mesurent u' de 0.2 m/s pour 0.1 MPa à 0.12 m/s pour 1MPa puis une faible croissance de u' en fonction de la pression. Ils expliquent cela en montrant que l'échelle de Taylor et l'échelle intégrale sont relativement constantes et que Re_t et Re_λ^2 sont équivalents. Dans ce cas u' est proportionnelle à la viscosité cinématique. Cependant la décroissance continue ν n'explique plus la stabilisation de u' vers les hautes pressions (3MPa). Les valeurs de u' de cette expérience, mesurées de deux façons différentes (voir paragraphe 4.2), sont constantes. La décroissance de la viscosité cinématique ν autorise la formation de tourbillons dissipatifs de plus en plus petits tout en conservant les tourbillons les plus gros qui seraient générés par la grille de turbulence.

L'échelle intégrale de longueur, pour [Soika et al., 2003], évolue de 12 mm à 0.1 MPa à 7 mm à 0.7MPa puis se stabilise à 7 mm pour 1.1 MPa. Pour [Kobayashi et al., 1997], cette échelle décroît légèrement (de 1.5mm pour 0.1 MPa à 1mm pour 0.5 MPa) puis reste stable mais l'échelle intégrale de temps Eulerienne reste constante. Nos expériences montrent que T_{iE} reste constante ainsi que l_t avec la pression.

4.12 Conclusions

Pour l'écoulement sans combustion, les vitesses fluctuantes u' et v' sont trouvées homogènes et isotropes sur l'axe à $z = 5$ mm. Leur évolution axiale ainsi que celles de la vitesse moyenne U , de l'énergie cinétique turbulente k montrent l'existence d'un cœur potentiel dont la hauteur a été évaluée à environ 70 mm soit $z/D \approx 3$ et ne change pas avec la pression. L'écoulement en sortie de brûleur est caractéristique d'un jet libre turbulent axisymétrique.

Une turbulence et un cisaillement important sont attendus entre les gaz brûlés dans la chambre et la flamme juste en sortie de brûleur, perturbant la flamme pilote et menaçant la stabilité de la flamme principale.

Pour l'écoulement avec combustion, la vitesse moyenne U décroît dans un premier temps puis augmente à nouveau quand $\langle C \rangle$ se situe vers 0.4 à 0.6. La vitesse fluctuante u' varie peu le long de l'épaisseur de flamme turbulente et reste constante avec la pression. Les valeurs de u' , v' , U et u'/U à $z = 5$ mm ne sont pas trop éloignées des valeurs obtenues le long de l'épaisseur de flamme turbulente.

Les échelles intégrales de longueur et de temps Eulerienne restent constantes avec la pression à $z = 5$ mm avec une valeur proche de celle de la maille pour l_t , par contre les échelles de Taylor et les échelles de Kolmogorov (échelles de longueur) décroissent respectivement en $P^{-0.5}$ et en $P^{-3/4}$ de par la décroissance de v avec la pression. La taille des petites structures diminue donc avec la pression.

La décroissance avec la pression de la vitesse de combustion laminaire en $P^{-0.6}$ combinée à celle des échelles de Kolmogorov conduit à une croissance du nombre de Karlovitz en $P^{0.7}$. La combustion passe rapidement du régime de flamme plissée avec poches à celui de flamme plissée épaissie.

Dans l'écoulement non réactif, la pression et la température sont constantes limitant les incertitudes sur v , sur les nombres de Reynolds et les échelles qui en découlent. Les mesures

en sortie de brûleur à $z = 5\text{mm}$ sont représentatives du ratio l_t / λ_g et de u' sur l'axe z avec combustion. Elles indiquent que u' et l_t restent constante avec la pression.

L'ensemble de ces résultats montre que la pression modifie modérément le champ des vitesses mais affecte les nombres sans dimensions et les échelles caractéristiques de la turbulence, par l'intermédiaire de la viscosité cinématique.

Chapitre 5

Caractérisation de flamme

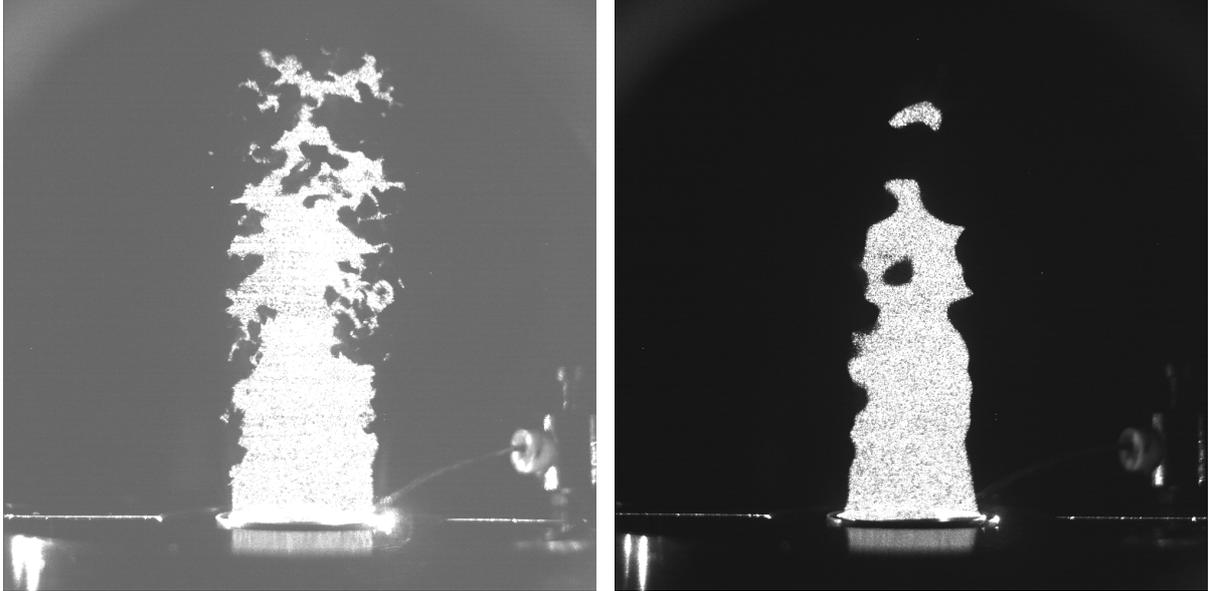
5.1 Introduction

Le chapitre 4 traitait de l'influence de la pression sur la turbulence et le chapitre 1 de l'influence de la pression sur la combustion laminaire. La flamme subit des changements notoires, ce chapitre traitera de l'aspect topologique du front de flamme avec l'augmentation de la pression. Les résultats sont obtenus à partir des mesures de diffusion de Mie. Après une analyse visuelle des images, une investigation est faite sur la présence des poches de gaz brûlés et d'îlots de gaz frais et leurs implications. La topologie du front de flamme est examinée en terme d'orientation de la flammelette, de courbure et de longueur de plissement. Enfin, la densité de surface de flamme et l'intensité de combustion sont évaluées.

5.2 Analyse sur les images de flamme

Les images de flammes instantanées ont été obtenues par tomographie laser, elles offrent l'image d'une coupe de la flamme suivant le plan Oxz . Bien que la flamme soit axysymétrique, les phénomènes deux dimensions ne représentent pas fidèlement le phénomène réel tri-dimensionnel. Une simple analyse visuelle de ces flammes nous conduit à distinguer une zone principale accrochée au brûleur, des îlots de gaz frais totalement détachés de la flamme principale et des poches de gaz brûlés inclus dans la flamme principale ou dans les îlots et entièrement entourée par des gaz frais. Cependant les îlots peuvent être rattachés à la flamme principale et les poches de gaz brûlés reliés aux gaz brûlés de la chambre de combustion en dehors du plan laser. Un exemple est représenté sur les figures 5.1 pour deux

pressions de 0.9 et 0.1 MPa. Lors de l'élévation de pression, les structures et les courbes de la flamme deviennent plus petites et il apparaît des points de rebroussement, nommés «cusps» dans la littérature. Le plissement semble moins affecter le bas de la flamme que le haut.

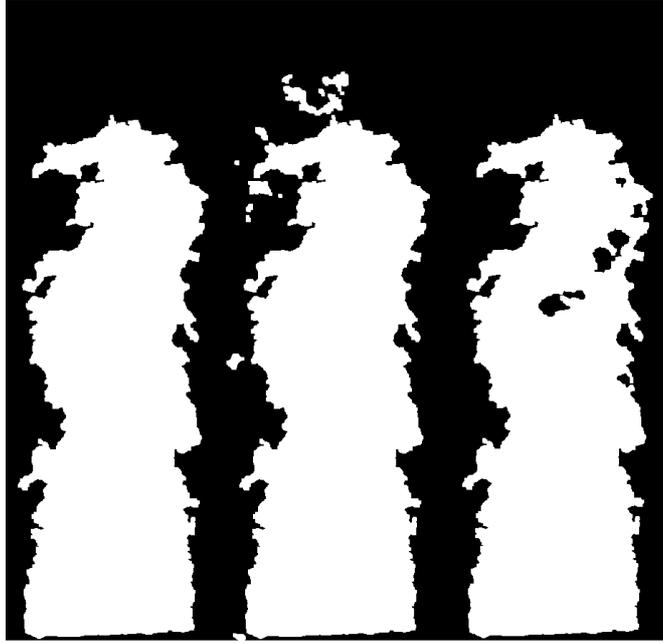


Figures 5.1 : Images brutes d'une flamme avec îlots de gaz frais et poches de gaz brûlés à 0.9 MPa (à gauche) et 0.1 MPa (à droite).

Ces images sont d'abord « binarisées » (chapitre 3 § 3.4.2) puis traitées de façon à obtenir pour chaque échantillon :

- une image A sans îles et sans poches de gaz brûlés (les poches de gaz brûlés sont assimilés à des gaz frais)
- une image B avec îles et sans poches de gaz brûlés
- une image C sans îles et avec poches

Le traitement appliqué à une image de flamme instantanée est représenté figure 5.2.



Figures 5.2 : Trois types d'images « seuillées » :

- *images sans poches de gaz brûlés et sans îlots de gaz frais appelée (A), à gauche*
- *images sans poches de gaz brûlés et avec îlots de gaz frais appelée (B), au milieu*
- *images avec poches de gaz brûlés et sans îlots de gaz frais appelée (C), à droite*

La surface des îlots de gaz frais est obtenue en soustrayant les images (B) et (A), la surface des poches de gaz brûlés en soustrayant (A) et (C). Le traitement a été effectué sur 480 images consécutives représentant une durée d'environ 30 secondes, largement supérieure à toutes les échelles temporelles caractéristiques de l'écoulement déterminées au chapitre 4 sur les mesures de vitesses.

5.3 Analyse sur les îlots de gaz frais et poches de gaz brûlés

Dans ce paragraphe 5.3, le mot surface représente la surface de gaz frais ou brûlés (poches) apparaissant au niveau du plan de coupe du laser. Les surfaces ainsi calculées sont des surfaces moyennées dans le temps sur environ 30 secondes. La figure 5.3 présente le nombre d'occurrence de poches ou d'îlots en fonction du nombre d'échantillons. Malgré une fréquence d'échantillonnage basse (15 Hz), on peut constater que la fréquence d'apparition des îlots et poches augmente avec la pression et se rapproche de 100% des images dès 0.5

MPa. Il y a cependant une prédominance de l'apparition des îles de gaz frais sur les poches de gaz brûlés.

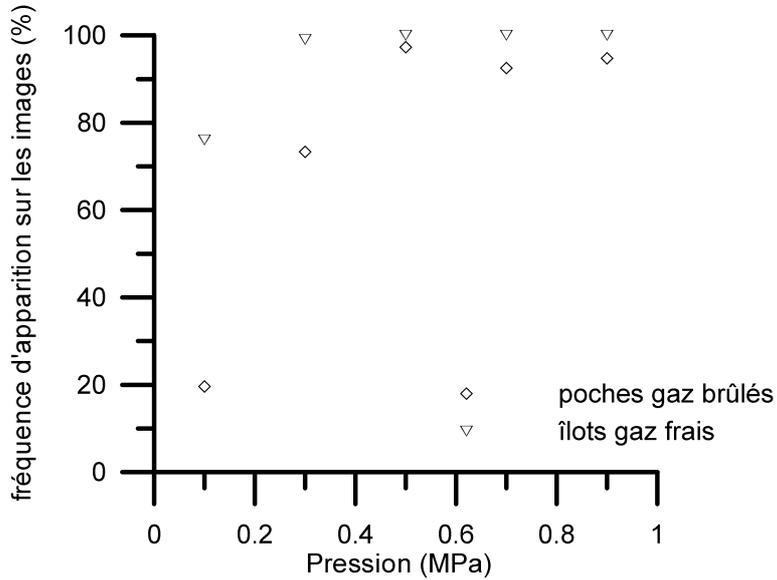


Figure 5.3 : Fréquence d'apparition de poches de gaz brûlés ou îlots de gaz frais en fonction de la pression.

La figure 5.4 montre que la surface totale des gaz frais, S_{totale} , ainsi que la surface de la zone principale, $S_{principale}$ croissent de façon affine avec la pression.

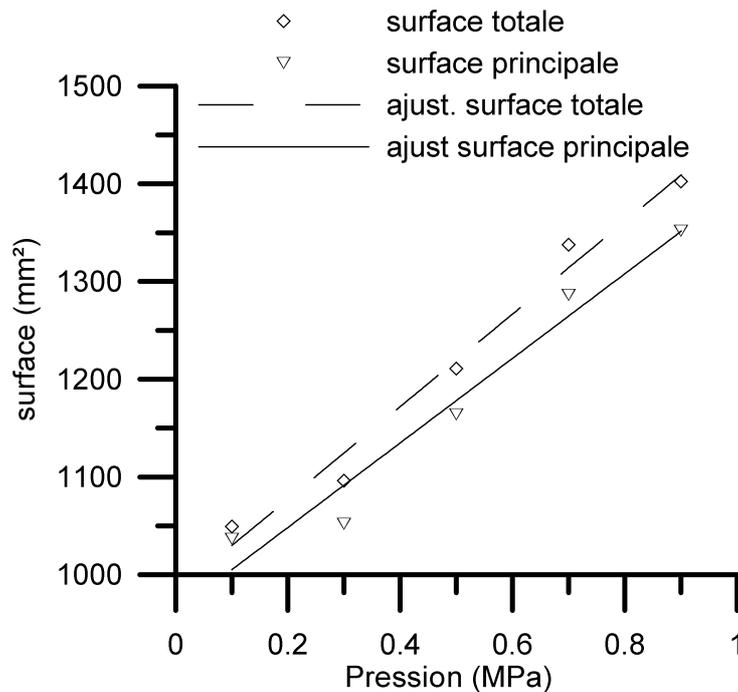


Figure 5.4 : Surface totale des gaz frais et surface de la zone principale en fonction de la pression.

De même sur la figure 5.5, la surface des poches de gaz brûlés, $S_{\text{poche GB}}$, et des îlots de gaz frais $S_{\text{îlot GF}}$, croissent avec la pression.

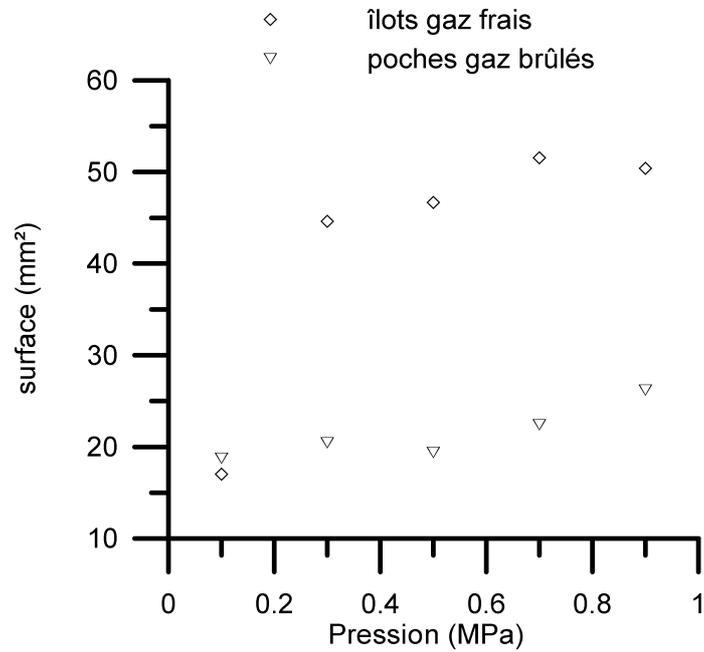


Figure 5.5 : Surface des poches de gaz brûlés et des îlots de gaz frais en fonction de la pression.

Sur la figure 5.6, le ratio $S_{\text{îlot GF}} / S_{\text{totale GF}}$ augmente rapidement dès la montée en pression, jusqu'à une certaine stabilisation et $S_{\text{poche GB}} / S_{\text{totale GF}}$ reste approximativement constant.

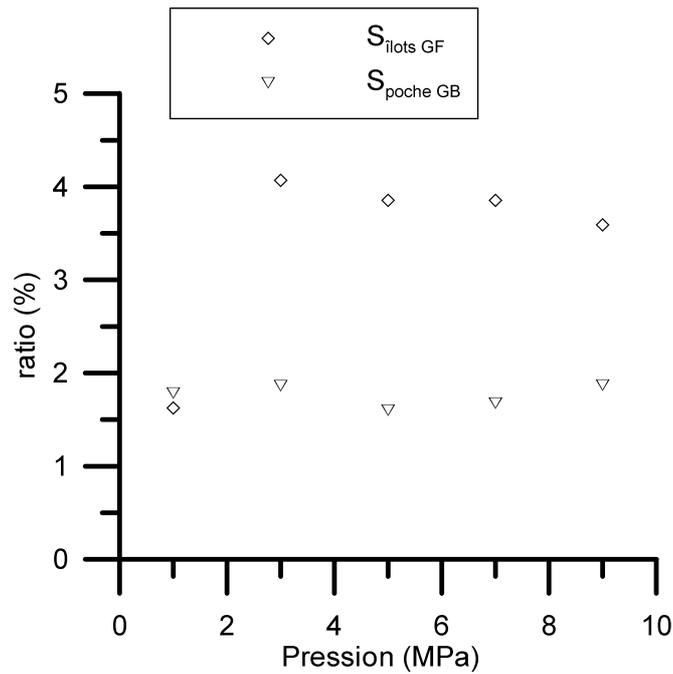


Figure 5.6 : Evolution des ratios $S_{\text{ilot GF}} / S_{\text{totale GF}}$ et $S_{\text{poche GB}} / S_{\text{totale GF}}$ en fonction de la pression.

L'ensemble de ces résultats tend à montrer que l'augmentation constatée de la hauteur de flamme lorsque la pression augmente est en partie due aux îlots de gaz frais et aux poches de gaz brûlés par l'accroissement de leur taille et de leur fréquence d'apparition.

L'oscillation du cône de flamme due à l'acoustique du système brûleur/tuyaux d'alimentations/chambre de combustion est une cause de la formation des îlots [Baillot, 1997]. Le haut de la flamme (« tip ») est pincé jusqu'au détachement d'une île de gaz frais. Ce phénomène a souvent été visualisé lors des expériences à 0.1 MPa comme le montre la figure 5.7.

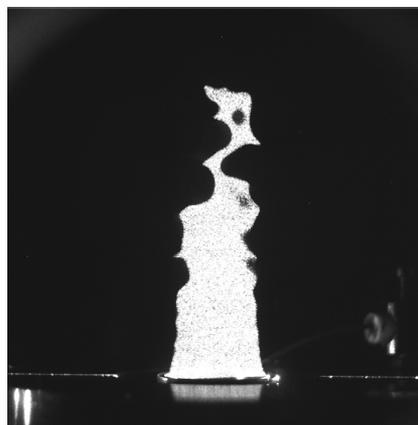


Figure 5.7 : Formation d'un îlot de gaz frais à 0.1 MPa.

L'interaction entre le front de flamme et la turbulence (« flame vortex interaction ») est une autre cause de création de ces îlots. [Roberts et Driscoll, 1991] expliquent que les plus gros tourbillons peuvent plisser le front de flamme jusqu'à détachement d'îlots, ceci dépend du rapport de la vitesse de rotation du tourbillon sur la vitesse de combustion laminaire (U_{θ}/S_L). [Chen et al., 1999] à l'aide d'une étude en simulation numérique directe sur une flamme méthane-air de prémélange à richesse 0.7, décrivent par trois phases un processus de formation d'îlots :

1ère phase : deux vortex contra-rotatif créent un étroit canal (figure 5.8) de réactifs puis ce canal se ferme créant un point critique sur la surface de flamme. C'est le point de départ de la formation d'îlots. On voit ici encore le rôle important joué par les plus grosses structures.

2ème phase : les points de rebroussement de la surface de flamme disparaissent rapidement.

3ème phase : les îlots brûlent et disparaissent.

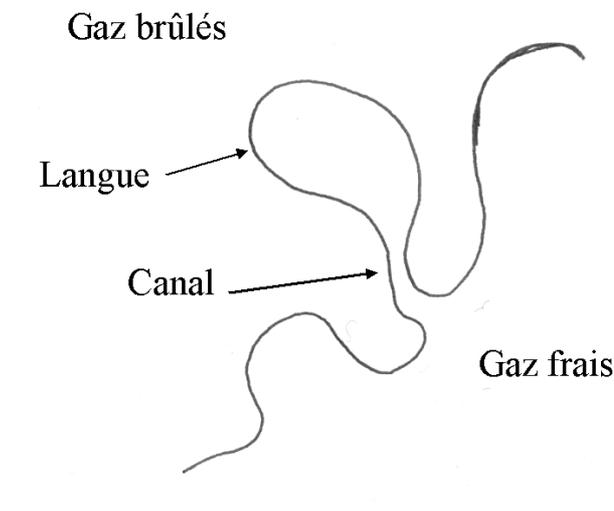


Figure 5.8 : Formation du canal de réactifs avant création d'un îlot de gaz frais.

Concernant la formation des poches de gaz brûlés, [Denet, 2001] conclut que les petites échelles tendent à fractionner les langues présentes sur le front de flamme et à produire des poches de gaz brûlés. De plus, la présence d'un plus grand nombre d'échelles tend à augmenter le nombre de ces poches et leur surface.

De cette analyse, il apparaît que lors de l'élévation de pression, la surface de flamme ne change pas uniquement par sa convolution mais aussi par la présence de poches de gaz brûlés ou d'îlots de gaz frais [Joulin et Sivashinsky, 1991], ceci influençant l'intensité de combustion ([Gülder, 1990]), la densité de surface de flamme et le taux de combustion. Cependant comme reporté figure 5.6, le ratio des valeurs de la surface d'îlots ou de poches sur la surface de flamme principale reste faible (< 5%).

5.4 Analyse sur la hauteur de flamme et épaisseur de flamme turbulente

Dans le chapitre 6 paragraphe 6.2 avec les mesures de diffusion Rayleigh monopoint, il a été vérifié que la hauteur de flamme augmente en même temps que la pression, [Yamamoto et al., 1998] trouvent une tendance similaire dans leurs expériences sous pression. La « nécessité » de cette élongation sera expliquée dans le chapitre 6 § 6.9. De plus la pente de la courbe $\langle C \rangle$ en fonction de la hauteur est de moins en moins prononcée au fur et à mesure de cette montée en pression. Les mêmes tendances et valeurs ont été trouvées avec les mesures par imagerie de Mie. Dans ce dernier cas, l'intensité lumineuse est distribuée de façon Gaussienne sur le plan laser, l'intensité lumineuse est plus faible sur les extrémités empêchant de visualiser avec précision le sommet de la flamme. Nous avons déterminé une courbe d'ajustement afin de déduire la hauteur de flamme. La fonction d'ajustement est ([Shepherd et al., 2000]) :

$$\langle C \rangle (z) = \frac{1}{1 + \exp(-4(z-d)/\delta_t)} \quad (5.1)$$

où d est un décalage et δ_t est l'épaisseur de flamme turbulente (le « brush » de la flamme) qui correspond à la distance sur l'axe entre les valeurs $\langle C \rangle = 0.05$ et $\langle C \rangle = 0.95$. Les paramètres d et δ_t sont reportés dans le tableau 5.1 ainsi que les différentes hauteurs de flamme obtenues par les deux méthodes de mesures : diffusion Rayleigh monopoint et mesures par diffusion de Mie. Les courbes d'ajustement et les points expérimentaux obtenus par diffusion de Mie sont représentés figures 5.9 a à e. La hauteur $z = h_{Mie}$ est calculée en posant $\langle C \rangle = 0.99$.

P (MPa)	δ_t (mm)	d (mm)	h_{Mie} (mm)	$h_{Rayleigh}$ (mm)
0.1	28,57	66,56	99	80
0.3	42,3	64,64	113	100
0.5	44,7	73,51	125	105
0.7	39,31	72,41	118	125
0.9	42,01	76,78	125	125

Tableau 5.1 : Epaisseur de flamme turbulente δ_t , décalage d et hauteurs de flamme en fonction de la pression.

L'épaisseur de flamme turbulente augmente avec la pression, cependant cette augmentation se fait dès la montée en pression puis semble moins évoluer. Les épaisseurs de flamme laminaire et de Spalding diminuent avec la pression. Ces dernières représentent une épaisseur caractérisant le front de flamme alors que l'épaisseur de flamme turbulente représente une distance moyenne entre deux degrés d'avancement, intégrant les courbures, plissements (turbulence) et autres battements de flamme (acoustique de la chambre de combustion...).

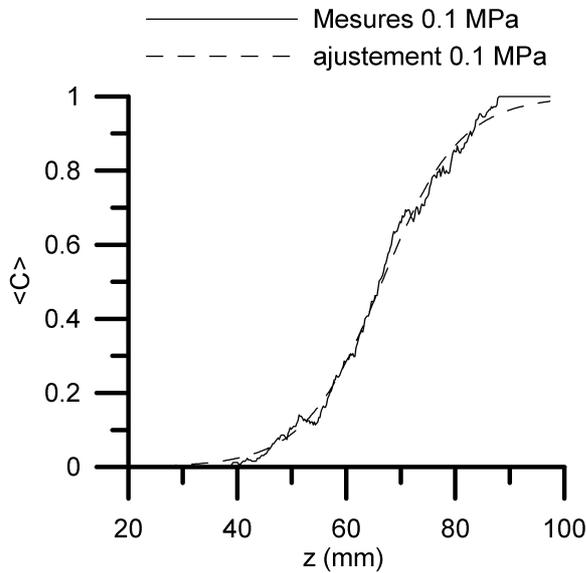


Figure 5.9 a

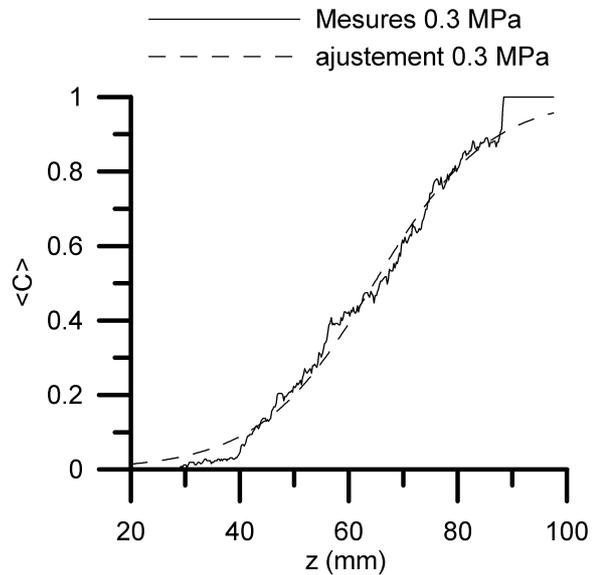


Figure 5.9 b

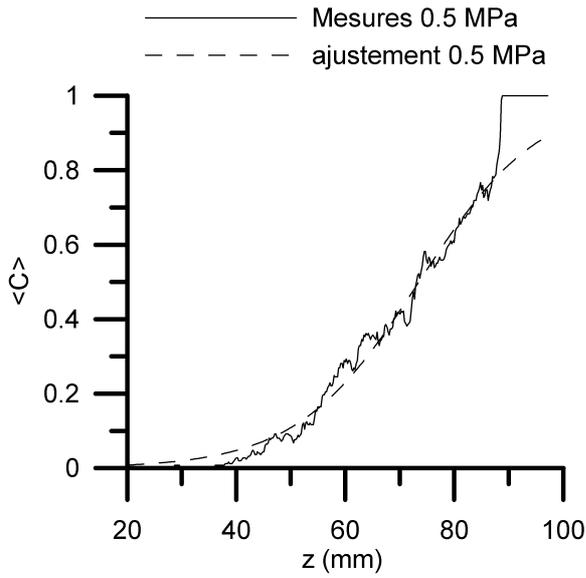


Figure 5.9 c

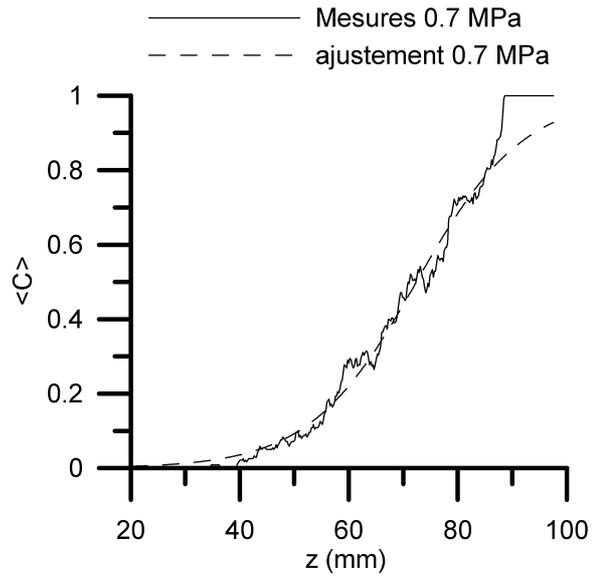


Figure 5.9 d

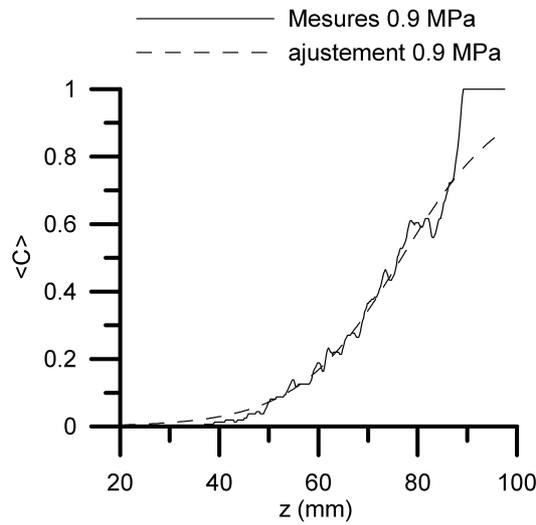


Figure 5.9 e

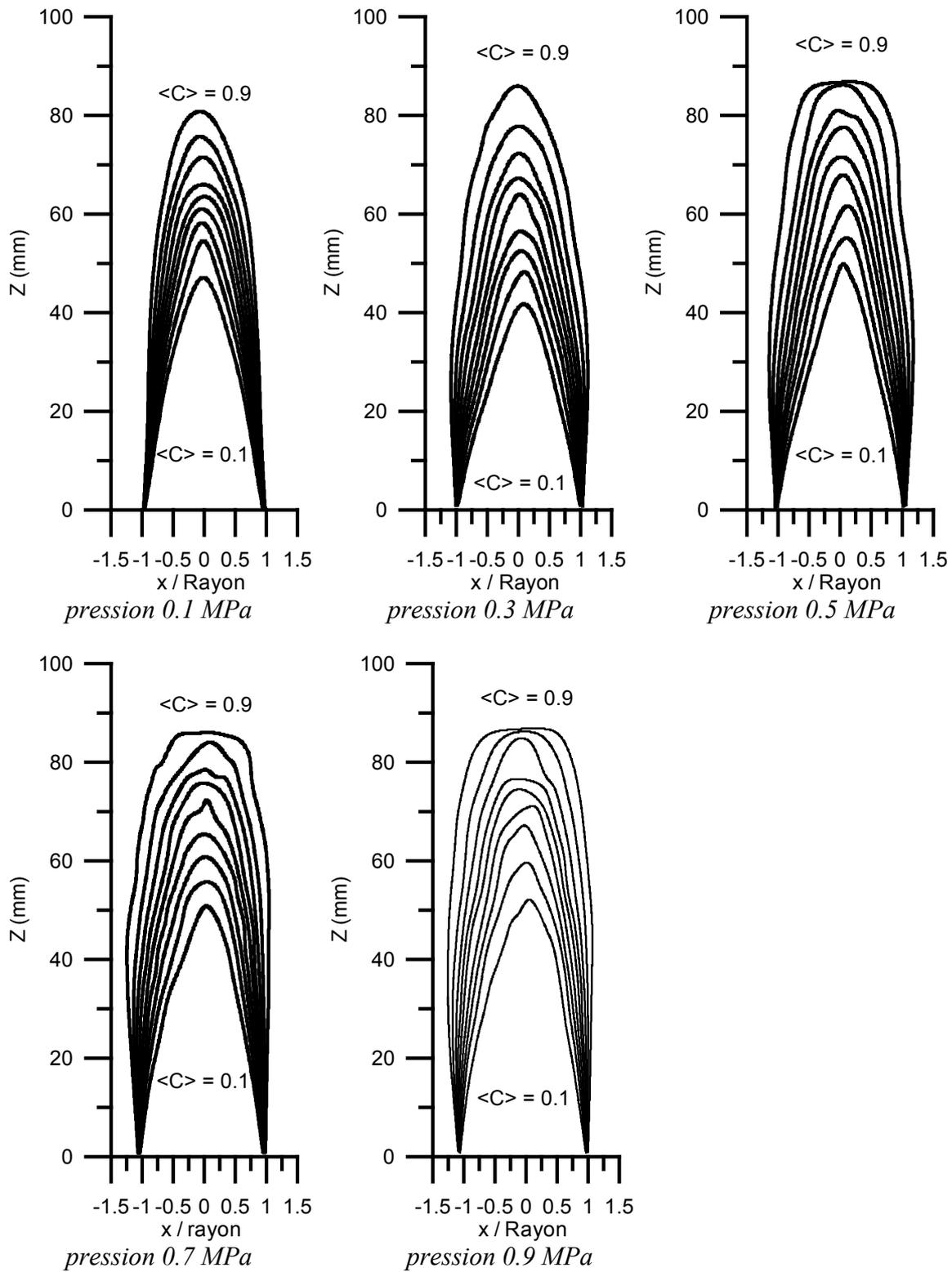
Figures 5.9 a à e : Points expérimentaux et courbes d'ajustement du degré d'avancement moyen $\langle C \rangle$ en fonction de la pression pour les mesures de diffusion de Mie.

5.5 Contours iso $\langle C \rangle$

La superposition des images « binarisées » permet d'obtenir une cartographie représentant la probabilité de présence de gaz frais comme expliqué au chapitres 3 § 3.2.3 et 1 § 1.7.1. Par définition, $\langle C \rangle = 0$ dans les gaz frais et $\langle C \rangle = 1$ dans les gaz brûlés, $\langle C \rangle$ représente par

exemple le rapport de différence de températures $\langle C \rangle = \left(\frac{T - T_r}{T_p - T_r} \right)$ où T_p est la température

des produits et T_r la température des réactifs. La figure 5.10 représente les contours des régions où $\langle C \rangle$ est constante entre 0.1 et 0.9 par pas de 0.1. Ces lignes sont appelées iso $\langle C \rangle$. On peut remarquer la forme conique pour l'iso $\langle C \rangle = 0.1$. Cette iso $\langle C \rangle$ servira de base pour le calcul de la vitesse de combustion turbulente dans ce chapitre paragraphe 5.9.1. On voit la hauteur de flamme augmenter avec la pression et l'écrêtage apparaît. Cet écrêtage est dû à un manque de puissance du plan laser dans la zone extrême (faisceau Gaussien).



Figures 5.10 : Contours iso $\langle C \rangle$ par pas de 0.1 en fonction de la pression.

5.6 Angle d'orientation de la flammelette

5.6.1 Méthode de détermination

Sur chaque contour iso<C>, les contours des images tomographiques instantanées qui représentent le front de flamme, sont superposées comme représenté sur la figure 5.11. On détermine à l'intersection de chaque ligne iso<C> avec le front de flamme, un vecteur tangent à l'iso<C>, t_1 , et un vecteur tangent au front de flamme instantané, t_2 . Ces vecteurs sont orientés suivant le sens du parcours. L'angle d'orientation, ϕ_y est l'angle entre ces deux vecteurs, compté positivement pour un déplacement de t_2 vers t_1 dans le sens trigonométrique et négatif dans l'autre sens. Les angles sont compris entre -180 et $+180^\circ$.

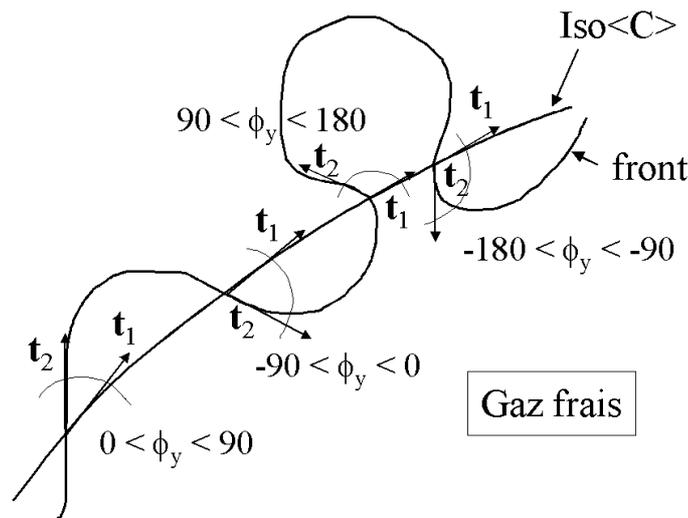


Figure 5.11 : Orientation de la flammelette le long d'une iso<C>.

Sur la figure 5.11, deux situations sont représentées. Pour ϕ_y compris dans l'intervalle $[-90^\circ, 90^\circ]$ le front de flamme se propage vers le cône de gaz frais, pour une forte convolution du front de flamme ϕ_y peut être compris dans l'intervalle $[-180^\circ, -90^\circ[$ ou $]90^\circ, 180^\circ]$ dans ce cas le front de flamme se propage vers les gaz brûlés. Pour un front de flamme instantané laminaire stable, ϕ_y vaudrait 0° .

5.6.2 Distribution de l'angle d'orientation

La figure 5.12 montre la fonction densité de probabilité de la distribution de l'angle d'orientation de la flammelette en fonction de la pression.

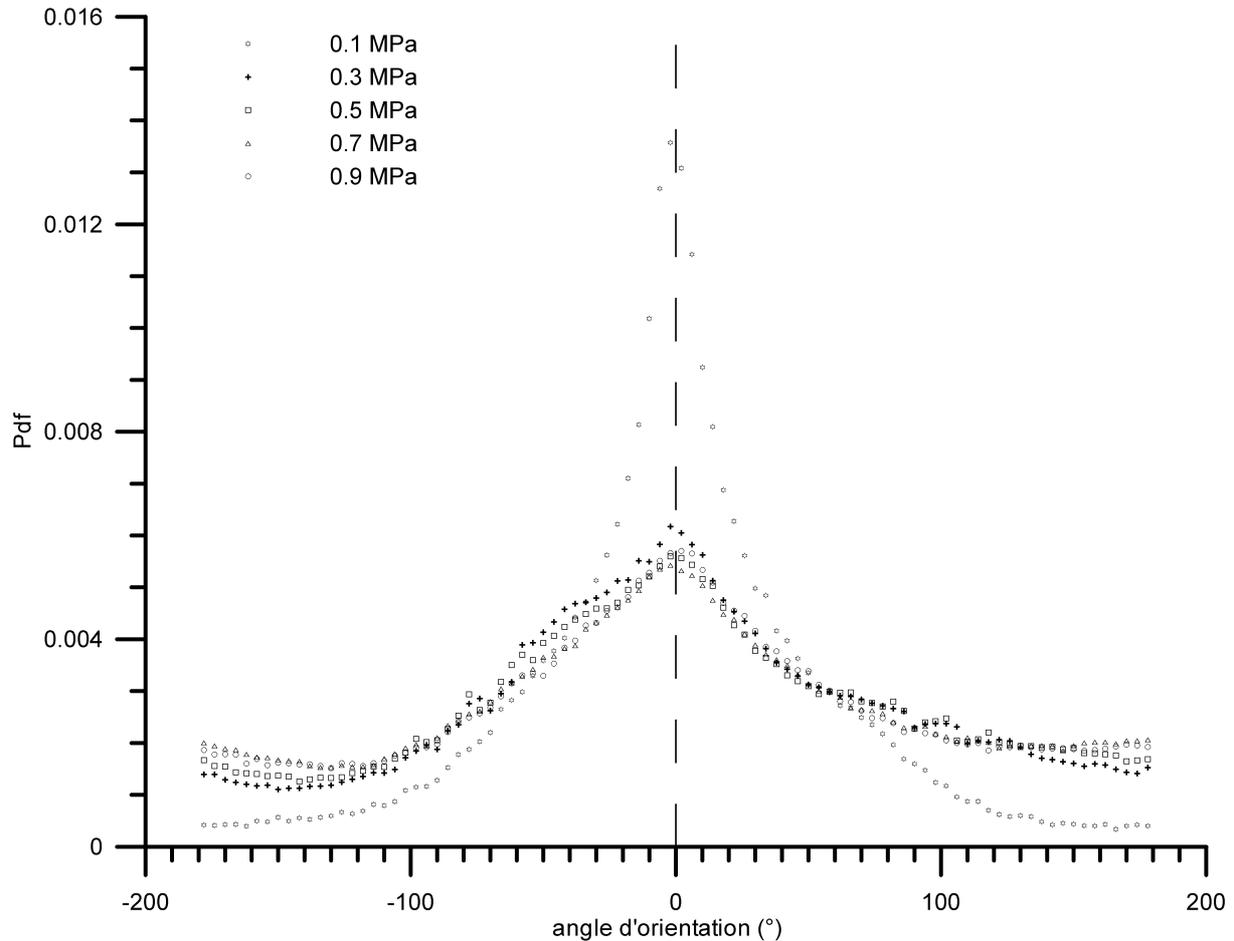


Figure 5.12 : Fonction densité de probabilité de l'angle d'orientation en fonction de la pression sur l'ensemble des iso $\langle C \rangle$.

A toutes les pressions, les courbes sont symétriques par rapport à l'axe angle d'orientation = 0° . Cette position particulière représente la moyenne des distributions, la valeur la plus probable et le front de flamme parallèle à l'iso $\langle C \rangle$. A pression atmosphérique, les fortes convolutions sont peu présentes mais elles apparaissent dès la montée en pression (voir les images tomographiques de la figure 5.1) et ce phénomène tend à se stabiliser. [Chew et al., 1990] trouvent des résultats similaires à pression atmosphérique. Le tableau 5.2 (paragraphe 5.6.3) donnera les valeurs moyennes, proches de zéro, des distributions de ϕ_y .

La figure 5.13 montre l'évolution de l'écart type de la distribution de l'angle d'orientation en fonction de $P^{-0.5}$. Le choix de $P^{-0.5}$ est expliqué au chapitre 4 paragraphe 4.9, il est lié au ratio λ_g / l_t qui reste approximativement constant à travers le front de flamme et qui est proportionnel à $Re_t^{-0.5}$ donc à $P^{-0.5}$.

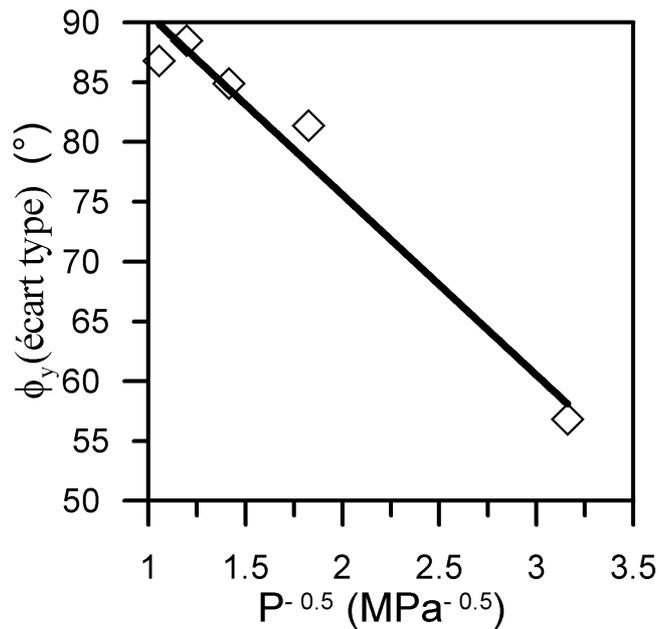


Figure 5.13 : Ecart type de la distribution de l'angle d'orientation sur l'ensemble des iso $\langle C \rangle$ en fonction de $P^{-0.5}$.

La variation linéaire de l'écart type en $P^{-0.5}$ suggère une relation entre l'angle d'orientation et la micro-échelle de Taylor. En effet, $\lambda/l_t \propto Re_t^{-1/2}$ est lui même proportionnel à $P^{-0.5}$. On ne choisit pas η car étant plus petite (jusqu'à 0.3 MPa) que l'échelle de Gibson (§ 5.7.4) elle ne doit pas influencer le front de flamme ([Peters, 2000]).

5.6.3 Valeurs moyennes de l'angle d'orientation

Les angles d'orientation étant répartis de façon symétrique (incrustation figure 5.14), il est intéressant de ne considérer que la valeur absolue de l'angle (ce qui reviendrait quasiment à n'étudier qu'une demi distribution). Nous pourrions connaître ainsi la moyenne des positions de la flamme de part et d'autre de l'iso $\langle C \rangle$. La figure 5.14 représente cette distribution.

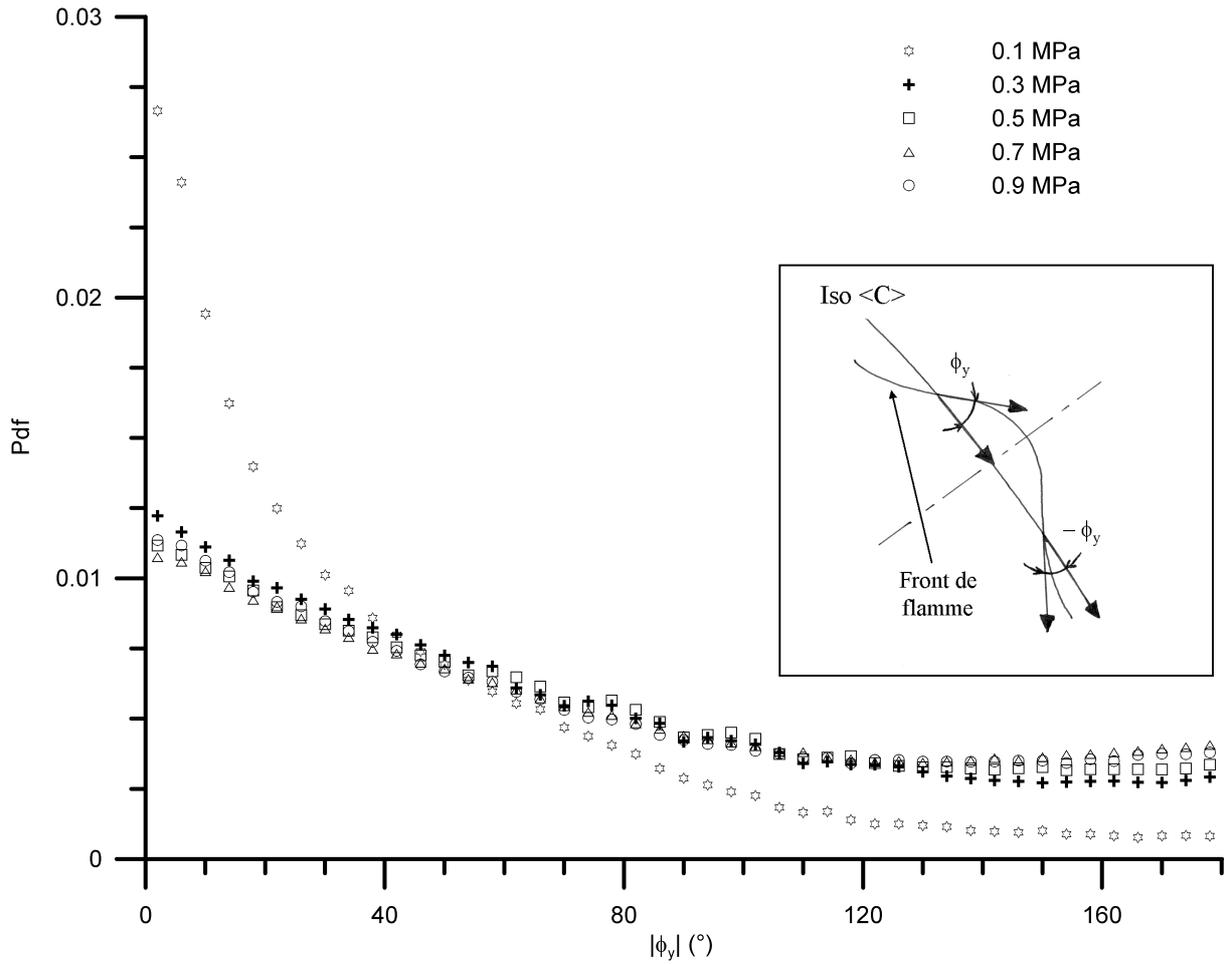


Figure 5.14 : Distribution de $|\phi_y|$ sur l'ensemble des iso<C> en fonction de la pression. En incrustation : symétrie de l'angle d'orientation de la flammelette.

Les valeurs moyennes de $|\phi_y|$ sont reportées dans le tableau 5.2. Lorsque la pression augmente, l'angle moyen augmente également indiquant une *tendance moyenne* du front de flamme à se rapprocher de la normale à l'iso<C>. La figure 5.15 montre que l'angle moyen augmente avec <C>. Ces observations tendent à montrer que la pression favorise l'apparition des points de rebroussement. On peut se reporter au chapitre 6 paragraphe 6.5 pour la distribution de l'angle aigu d'orientation (angle **aigu**, la valeur est comprise entre 0 et 90°). L'angle aigu BML du chapitre 6 § 6.5 est l'angle aigu entre la normale du front de flamme et la tangente à l'iso<C>. On pourrait définir un angle aigu d'orientation, $\overline{|\phi_y|}_{\text{aigu}}$, entre la tangente au front de flamme et la tangente à l'iso<C>. La conversion serait $90 - \langle \phi_{\text{BML}} \rangle = \overline{|\phi_y|}_{\text{aigu}}$.

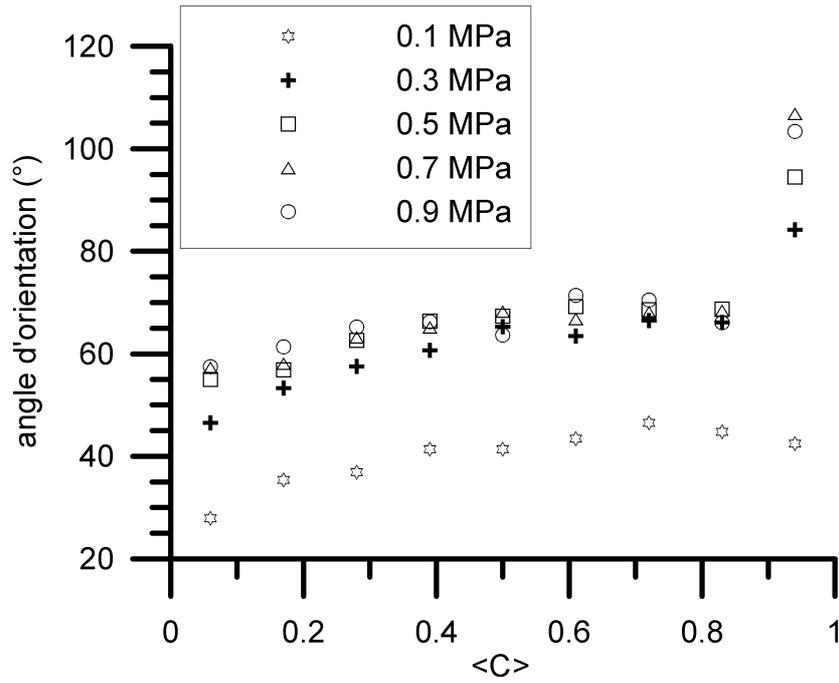


Figure 5.15 : Valeur moyenne de l'angle sur une demi-distribution en fonction des iso <C>.

P (MPa)	$\overline{\phi}_y$ (°)	$ \overline{\phi}_y $ (°)
0.1	-0,17	39,7
0.3	3,35	59,9
0.5	2,85	64,4
0.7	1,03	64,4
0.9	1,39	65,2

Tableau 5.2 : Valeur moyenne de l'angle sur l'ensemble des iso <C>

$\overline{\phi}_y$ = moyenne de la distribution des angles d'orientation sur l'ensemble des valeurs de <C>, paragraphe 5.5

$|\overline{\phi}_y|$ = valeur moyenne de $|\phi_y|$

5.7 Longueurs de plissement

5.7.1 Méthode de détermination

Sur la cartographie des iso <C>, chaque contour de flamme instantanée est superposé. On peut alors mesurer les longueurs de corde d'une iso<C> qui se trouvent alternativement dans

les gaz brûlés, L_b , ou dans les gaz frais, L_u , et qui sont les longueurs de plissement comme illustré figure 5.16.

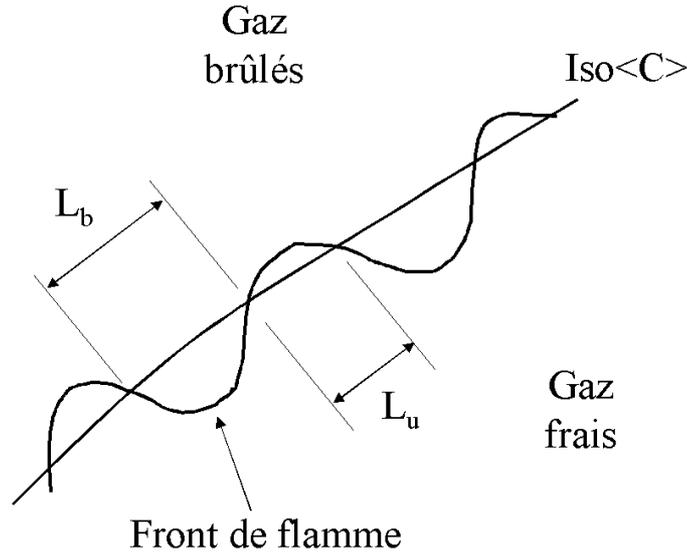
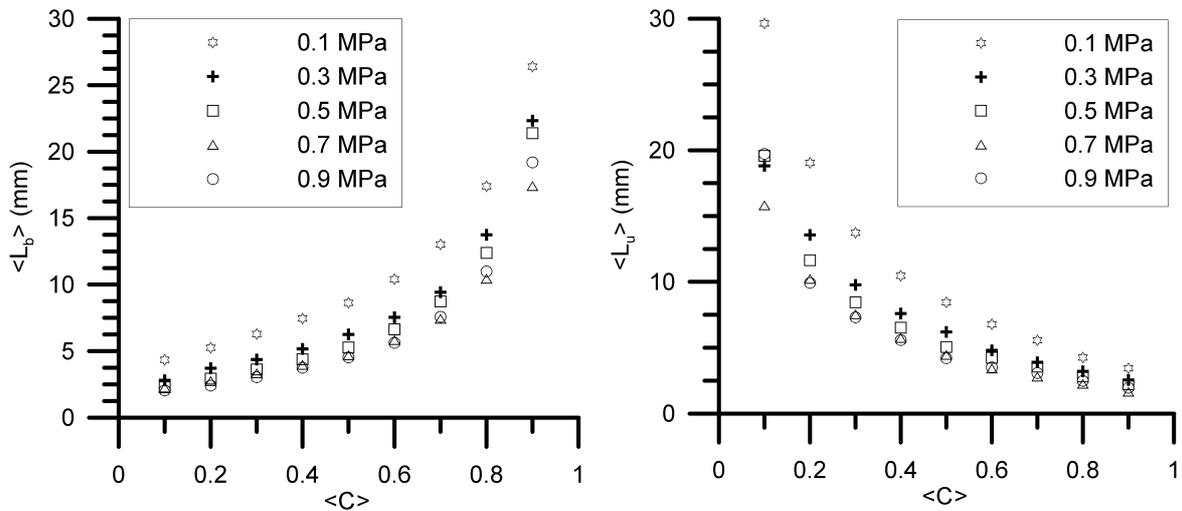


Figure 5.16 : Représentation des longueurs de plissement.

5.7.2 Résultats expérimentaux sur les longueurs de plissements

Les figures 5.17 représentent en fonction de $\langle C \rangle$ et de la pression, $\langle L_b \rangle$ et $\langle L_u \rangle$. La résolution spatiale de notre système de mesure autoriserait l'évaluation des longueurs de plissement jusqu'à 0.3 mm (longueur de la diagonale d'un pixel).



Figures 5.17 : Longueurs de plissement moyennes côté gaz brûlés, $\langle L_b \rangle$, et côté gaz frais, $\langle L_u \rangle$, en fonction de $\langle C \rangle$ et de la pression.

Les valeurs moyennes $\langle L_u \rangle$ diminuent et $\langle L_b \rangle$ augmentent graduellement avec $\langle C \rangle$ renseignant sur la géométrie du front de flamme (proche d'une symétrie par rapport à l'iso $\langle C \rangle = 0.5$) mais elles décroissent avec la pression. On remarque là aussi une diminution des longueurs de plissement dès la première montée en pression, puis la différence tend à s'amenuiser pour les autres cas. La figure 5.18 a représente l'évolution en fonction de la pression de la moyenne des longueurs de plissement, $L_c = \frac{\langle L_u \rangle + \langle L_b \rangle}{2}$, prise sur l'ensemble de la distribution (figure 5.18 a) ou à $\langle C \rangle = 0.5$ en fonction de $Re_t^{-0.5}$ (figure 5.18 b). Dans ce dernier cas l'évolution est linéaire, l'influence de la pression pourrait être formulée par l'intermédiaire des échelles de turbulence et notamment la diminution de l'échelle de Taylor avec la pression. En effet u' et l_t restant constantes, $Re_t^{-0.5}$ qui varie en $P^{-0.5}$ représente le ratio λ_g/l_t comme expliqué au chapitre 4 paragraphe 4.9.

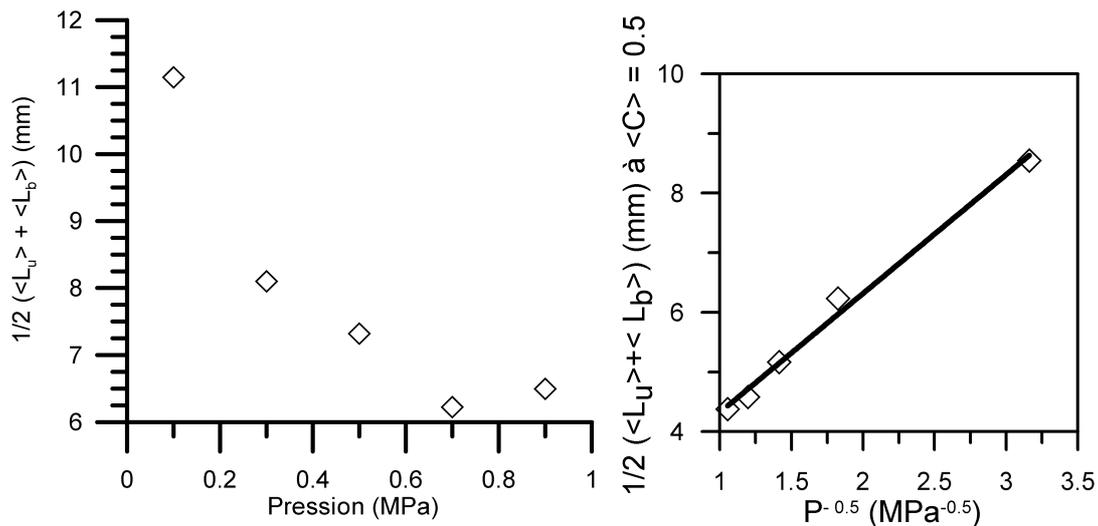


Figure 5.18 a

Figure 5.18 b

Figures 5.18 a et b :

a) moyenne des longueurs de plissement sur l'ensemble de la distribution en fonction de la pression

b) moyenne les longueurs de plissement en fonction de $P^{-0.5}$ à $\langle C \rangle = 0.5$

Ces variations sur les longueurs de plissement confirment la diminution de la taille des structures du front de flamme comme le montre également la fonction densité de probabilité des plissements moyens représentée sur la figure 5.19.

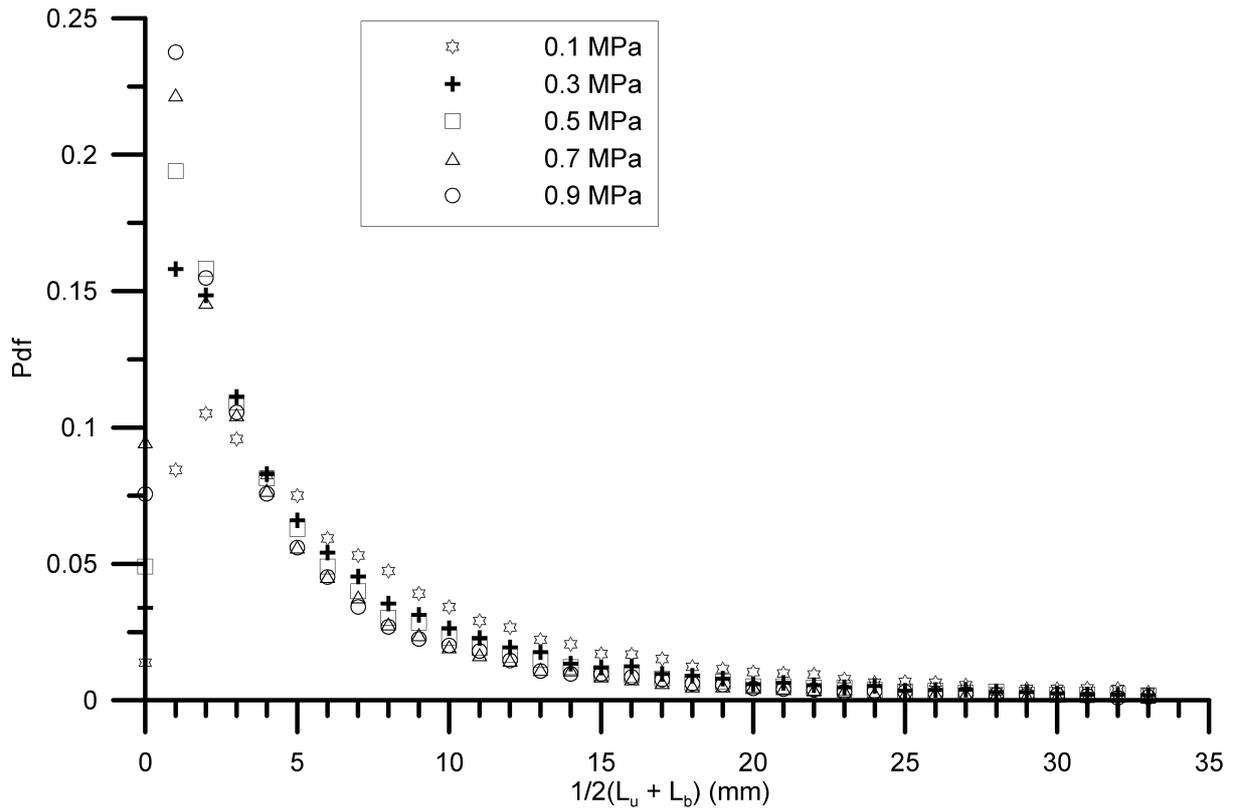


Figure 5.19 : Fonction densité de probabilité des longueurs moyennes de plissement sur l'ensemble des iso$\langle C \rangle$ en fonction de la pression.

Nous avons vu chapitre 1 paragraphe 1.7.4 que pour le modèle BML, la distribution des longueurs de plissement du front de flamme est représentée par une loi gamma-2 qui avait été préférée à la distribution exponentielle afin de bien ajuster la distribution initiale mais aussi d'être utilisable dans les calculs d'auto-corrélation du modèle BML [Bray et Libby, 1986]. Les figures 5.20 à 5.22 représentent les distributions des longueurs de plissements L_u et L_b prises séparément pour les pressions de 0.1, 0.5 et 0.9 MPa et pour les valeurs de $\langle C \rangle = 0.1, 0.5$ et 0.9 . Pour chaque distribution nous calculons la moyenne et la variance qui permettront de définir les courbes d'ajustement exponentiel, log normal et gamma-2 représentées sur ces figures. Le détail du paramétrage et des explications plus détaillées sont fournis en annexe B. Les équations des courbes utilisées sont :

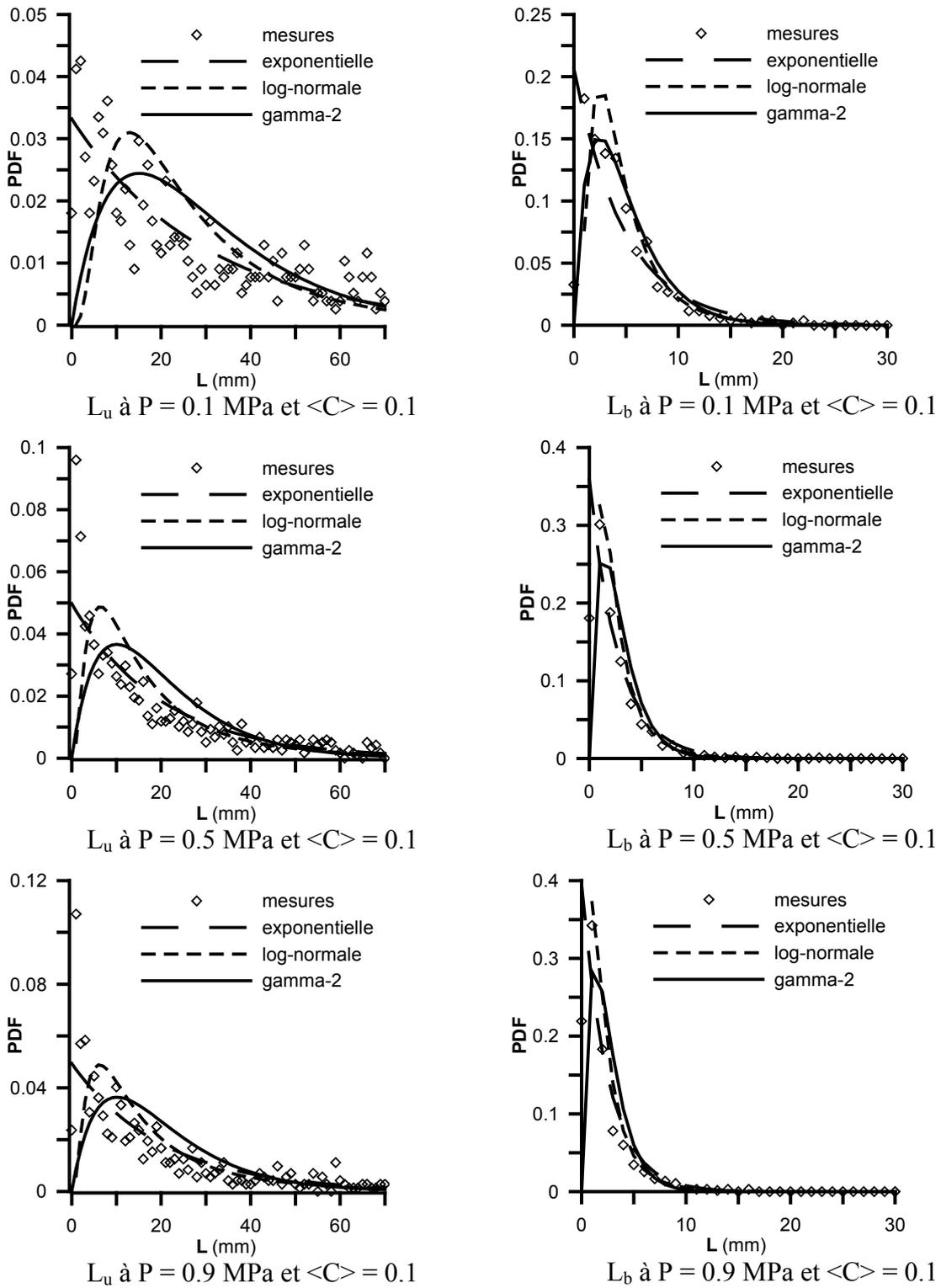
$$f(L) = \alpha \cdot e^{-\alpha L} \text{ pour l'ajustement par une fonction exponentielle}$$

$$f(L) = \frac{e^{\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(L) - \mu}{s} \right)^2 \right]}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot s^2 L^2}} \text{ pour l'ajustement par une fonction log-normal}$$

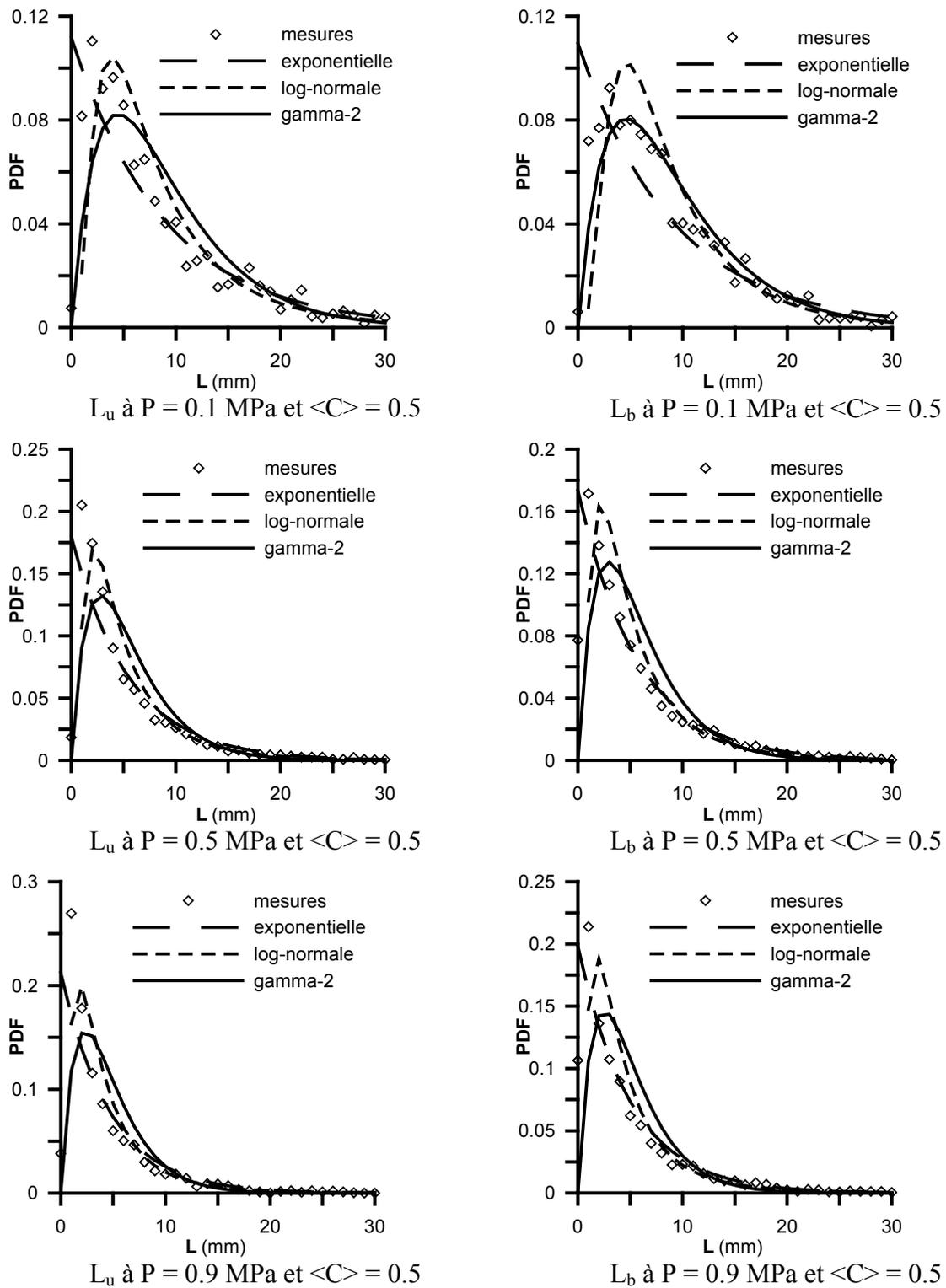
$$f(L) = \alpha_g^2 \cdot L \cdot e^{-\alpha_g \cdot L} \text{ pour l'ajustement par une fonction gamma-2}$$

α , α_g , s et μ sont les paramètres calculés à partir de la moyenne et de la variance de la distribution et L représente L_u ou L_b .

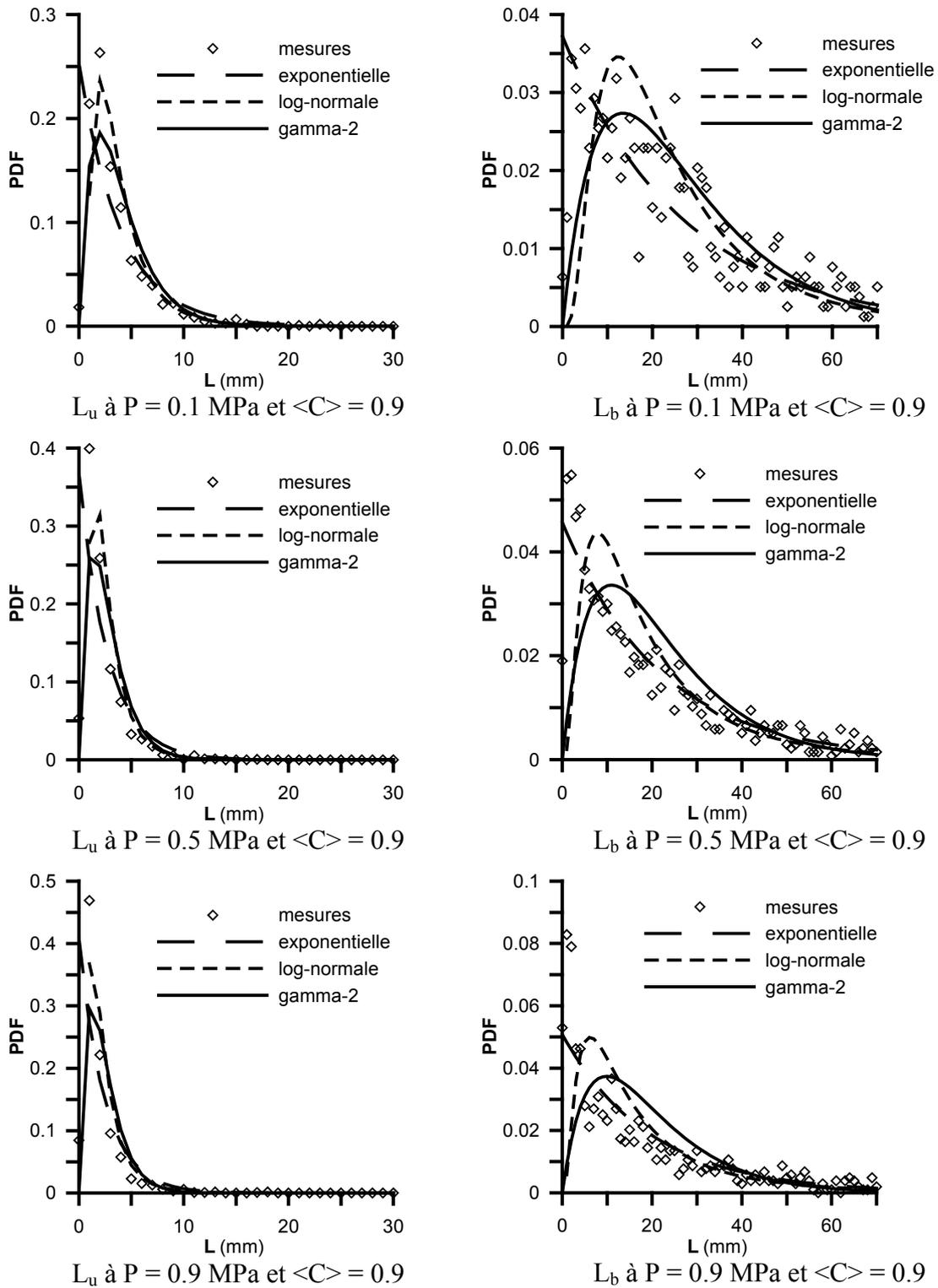
La fonction densité de probabilité de la distribution vaut zéro pour une longueur L_u ou L_b nulle. La fonction exponentielle ajuste bien l'ensemble des points mais elle ne passe pas par le point $\text{Pdf}(L_u \text{ ou } L_b = 0) = 0$. La fonction log-normale se rapproche de ce point et ajuste bien la distribution notamment lorsque la pression est élevée et que la distribution devient étroite. La fonction gamma-2 passe par le point origine mais reste moins précise que la fonction log-normale dans l'ajustement des valeurs de la distribution. Pour les réactifs, lorsque $\langle C \rangle$ augmente les longueurs L_u diminuent et inversement pour les longueurs L_b des produits. Cependant à $\langle C \rangle = 0.5$ les distributions de L_u et L_b sont comparables, [Chew et al., 1990] et [Chang et al., 2001] trouvent des résultats comparables à pression atmosphérique. Ces informations renseignent sur la géométrie du front de flamme, on peut ajouter que pour une même pression les distributions de L_u à $\langle C \rangle = 0.1$ et L_b à $\langle C \rangle = 0.9$ sont similaires montrant une certaine symétrie du front de flamme par rapport à l'iso $\langle C \rangle = 0.5$. Comme précédemment, la pression tend à resserrer la distribution vers les petites échelles de longueur.



Figures 5.20 : Fonction densité de probabilité des longueurs de L_u et L_b en fonction de la pression à $\langle C \rangle = 0.1$.



Figures 5.21 : Fonction densité de probabilité des longueurs de plissement L_u et L_b en fonction de la pression à $\langle C \rangle = 0.5$.



Figures 5.22 : Fonction densité de probabilité des longueurs de plissement L_u et L_b en fonction de la pression à $\langle C \rangle = 0.9$.

5.7.3 Les échelles caractéristiques de plissement

Les fonctions densité de probabilité des longueurs de plissement dans les gaz frais et dans les gaz brûlés ayant été déterminées pour chaque valeur d'iso $\langle C \rangle$, il est possible de rechercher une échelle caractéristique de plissement. Des longueurs de plissement sont recrées artificiellement par échantillonnage aléatoire dans les pdf de L_u et L_b . La nouvelle séquence créée doit avoir la même fonction densité de probabilité que la distribution initiale. A partir de ces séquences, le spectre des longueurs de plissement est déterminé. La transformation inverse du spectre d'énergie est la fonction d'auto-corrélation. L'intégration de cette courbe donne l'échelle caractéristique de plissement. Cette méthode a été décrite plus en détail par [Pavé, 2002] page 106. Par la méthode de détermination de cette échelle de plissement on voit l'analogie avec l'échelle intégrale de longueur en turbulence.

La figure 5.23 représente la fonction d'auto-corrélation de la distribution des longueurs de plissement de flamme obtenue à $\langle C \rangle = 0.5$ pour les différentes pressions. Δs est le « retard » sur l'abscisse curviligne s le long de l'iso $\langle C \rangle$.

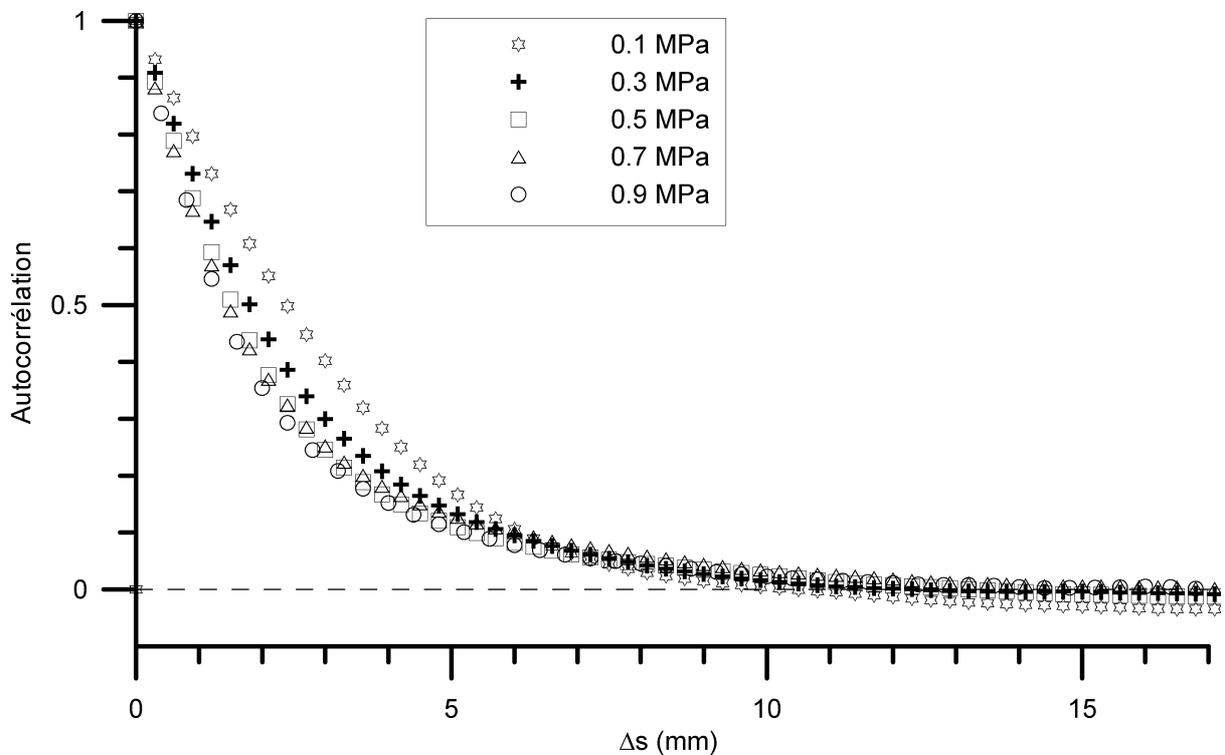


Figure 5.23 : Fonction d'auto-corrélation de la distribution des longueurs de plissements de flamme à $\langle C \rangle = 0.5$ pour l'ensemble des pressions.

L'aire sous la courbe est calculée jusqu'à l'intersection de cette dernière avec l'axe des abscisses. Le résultat fournit l'échelle caractéristique de plissement L_y . La figure 5.24 montre l'évolution de L_y à $\langle C \rangle = 0.5$ en fonction de la pression.

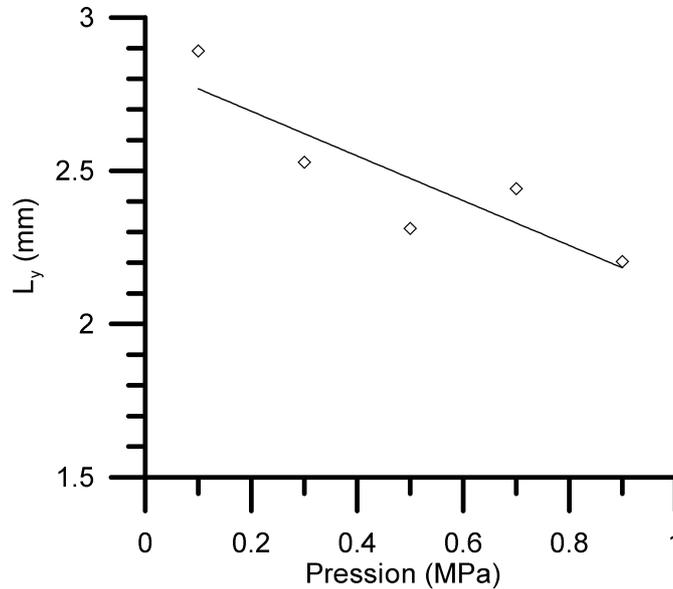


Figure 5.24 : Echelle caractéristique de plissement à $\langle C \rangle = 0.5$ en fonction de la pression.

Il apparaît une légère décroissance linéaire avec la pression. Cependant, la valeur de L_y reste du même ordre de grandeur que la valeur de l'échelle intégrale de turbulence $l_t = 3$ mm. Un résultat similaire est trouvé par [Chew,1990] laissant à penser au plissement du front de flamme par les plus grosses structures ([Kobayashi, 2002], [Roberts et Driscoll, 1991], [Chen et al., 1999], [Denet, 1998]). La figure 5.25 représente le spectre de l'énergie en fonction de la fréquence, pour la distribution des longueurs de plissement. Il apparaît que lorsque la pression augmente, le spectre se déplace vers les grands nombres d'onde auxquels correspondent des structures plus petites.

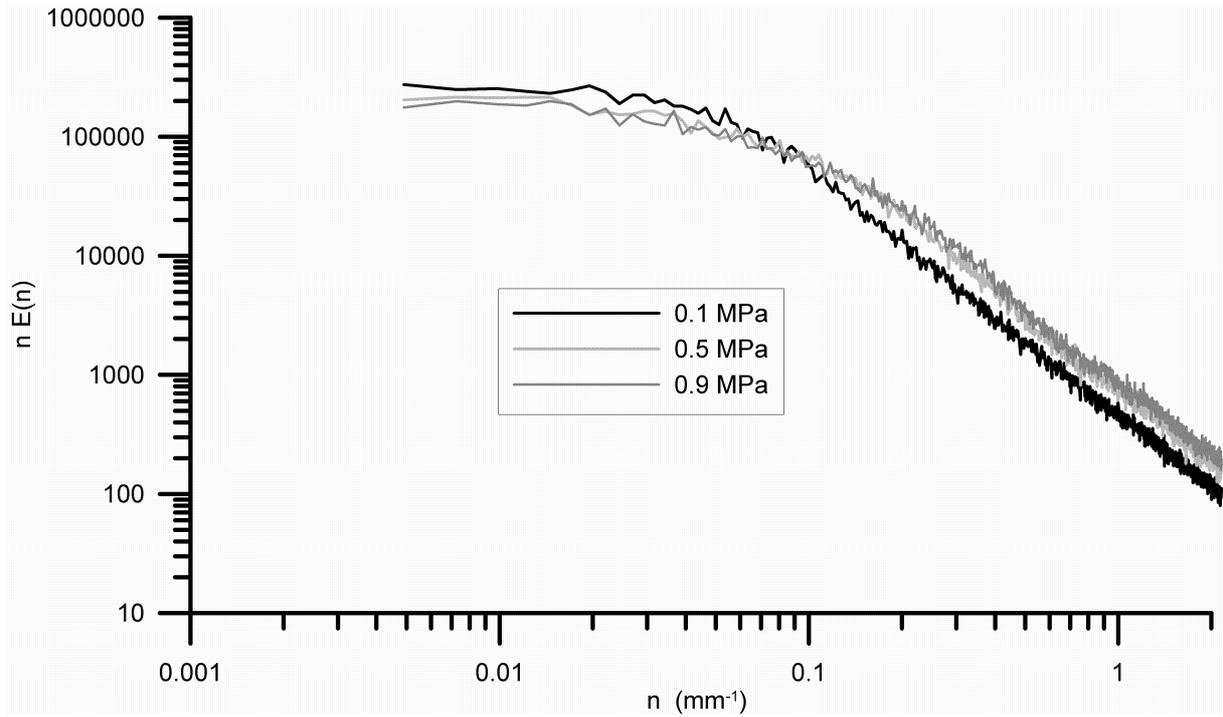


Figure 5.25 : Spectre de l'énergie pondéré par la fréquence en fonction de la fréquence, pour la distribution des longueurs de plissement à $C = 0.5$.

[Bray, 1990] propose $L_y = C_L l_t (u'/S_L)^n$, avec C_L un coefficient de l'ordre de l'unité. En traçant $\ln(L_y)$ en fonction de $\ln(u'/S_L)$ nous trouvons $L_y = 1.02 l_t (S_L/u')^{0.1773}$, L_y varie avec la pression par l'intermédiaire de S_L .

5.7.4 Echelle de Gibson

[Peters, 2000] propose que seul les tourbillons de taille l_G qui ont une vitesse tangentielle périphérique V_n égale à la vitesse de combustion laminaire S_L peuvent interagir avec le front de flamme. Les tourbillons de grandes tailles qui ont une vitesse tangentielle périphérique supérieure à S_L créeront simplement une ondulation sur le front de flamme, les tourbillons plus petits ayant une vitesse périphérique plus petite ne pourront pas plisser le front de

flamme. l_G est l'échelle de Gibson qui est définie comme $l_G = \frac{S_L^3}{\varepsilon}$ qui combinée avec $\varepsilon = \frac{u'^3}{l_t}$

donne $\frac{l_G}{l_t} = \left(\frac{S_L}{u'}\right)^3$. Dans notre cas u' et l_t étant constant, l_G décroît avec la pression en $(P^{-1.8})$

or η décroît en $P^{-3/4}$. Le tableau 5.3 donne les valeurs de l_G ainsi que les valeurs de η pour comparaison jusqu'à ce que η et l_G soit du même ordre de grandeur. Il apparaît que des tourbillons de très petites tailles (dont la taille doit être supérieure à η) peuvent interagir avec

le front de flamme et ce d'autant plus que la richesse est basse (S_L faible) et la pression haute. [Kobayashi et al., 1997] trouvent des valeurs de l_G plus grandes car opérant à richesse 0.9 donc avec une valeur de S_L plus importante.

Pression (MPa)	0.1	0.3
l_G (mm)	0.88	0.09
η (mm)	0.21	0.09

Tableau 5.3 : Valeurs de l_G et de η pour différentes pressions.

5.8 Densité de surface de flamme

Si l'on considère une chimie infiniment rapide, le front de flamme est une surface infiniment mince. Nous avons vu que cette surface se déforme avec la montée en pression et des plissements de plus en plus petits apparaissent, comme illustré sur la figure 5.26 tirée de [Trouvé et Poinso, 1994]. Le débit de mélange à brûler augmente linéairement avec la pression. L'augmentation de la surface de la flamme permet en partie d'augmenter ce débit. La densité de surface de flamme est définie comme le rapport de la surface de flamme par unité de volume :

$$\Sigma = \delta A / \delta V$$

où δA et δV désignent respectivement les quantités infinitésimales d'aire et de volume. La densité de surface de flamme est une grandeur importante de la combustion ; d'elle va découler le taux de combustion.

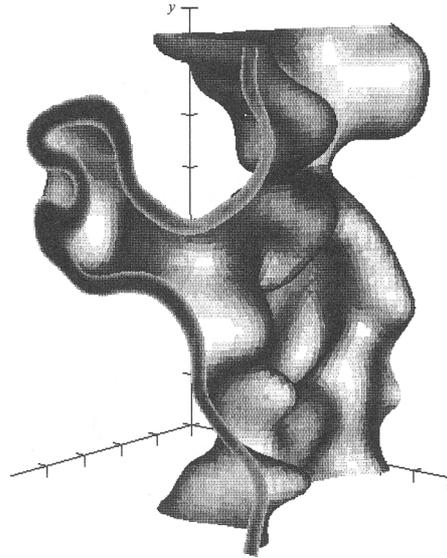


Figure 5.26 : Illustration d'une surface de flamme calculée par simulation numérique directe d'après [Trouvé et Poinsot, 1994].

5.8.1 Méthodologie

La méthode permettant de déterminer Σ est décrite dans [Shepherd, 1996] [Shepherd et Cheng, 2001] et [Shepherd et al, 2002]. Les images instantanées sont sommées, les valeurs des pixels sont réparties en neuf classes de valeurs différentes. L'image somme est alors constituée de neuf zones, chaque zone correspond à un intervalle de classe. Chaque contour de flamme instantanée est superposé puis lissé pour diminuer le bruit de « pixelisation ». Ce contour est alors divisé en segments d'égales longueurs (1 mm). Chaque segment est assigné et comptabilisé dans une classe de $\langle C \rangle$. La longueur pour chaque classe est donc $L(\langle C \rangle) = \text{Longueur accumulée dans cette classe} / n_f$ où n_f est le nombre d'images traitées. L'aire de la flamme où cette longueur a été comptabilisée est $A(\langle C \rangle)$, elle est égale à la surface totale des pixels de l'image somme, comprise entre deux $\text{iso}\langle C \rangle$. La densité de surface de flamme s'exprime alors par :

$$\Sigma = \frac{L(\langle C \rangle)}{n_f \cdot A(\langle C \rangle)} \text{ (mm}^{-1}\text{)}$$

La figure 5.27 donne un exemple de deux $\text{iso}\langle C \rangle$ avec la superposition d'un contour.

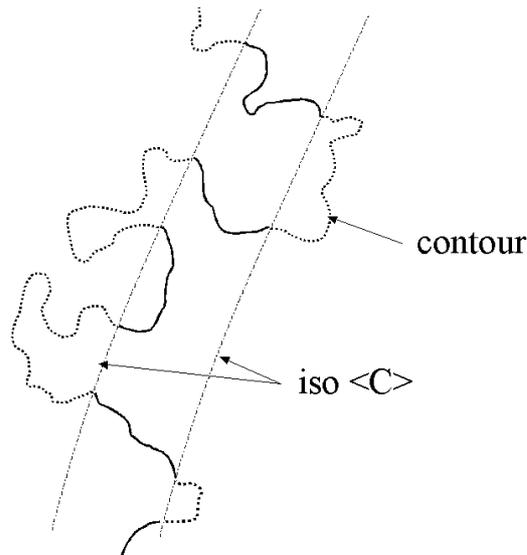


Figure 5.27 : Superposition d'un contour et de deux $\text{iso}\langle C \rangle$ pour le calcul de la densité de surface de flamme. Les parties du contour en trait épais sont les longueurs comptabilisées.

Cette méthode à deux dimensions ne donne que des valeurs approchées des valeurs de surface de flamme et de volume qui sont tri-dimensionnelles. Cependant elle suffit à rendre compte de l'influence de la pression sur la densité de surface de flamme. Par rapport à une étude tri-dimensionnelle, [Zhang et al., 1998] trouvent une sous estimation de l'ordre de 20% sur la valeur de Σ avec des mesures d'angles d'orientation de flammelette similaires à ceux de notre étude. Dans les paragraphes qui suivent, la longueur moyenne du front de flamme est donc représentative de la surface du front de flamme et l'aire entre deux $\text{iso}\langle C \rangle$ est représentative du volume dans lequel une partie du front de flamme est incluse.

5.8.2 Valeurs expérimentales

Sur la figure 5.28 apparaît l'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ et de la pression.

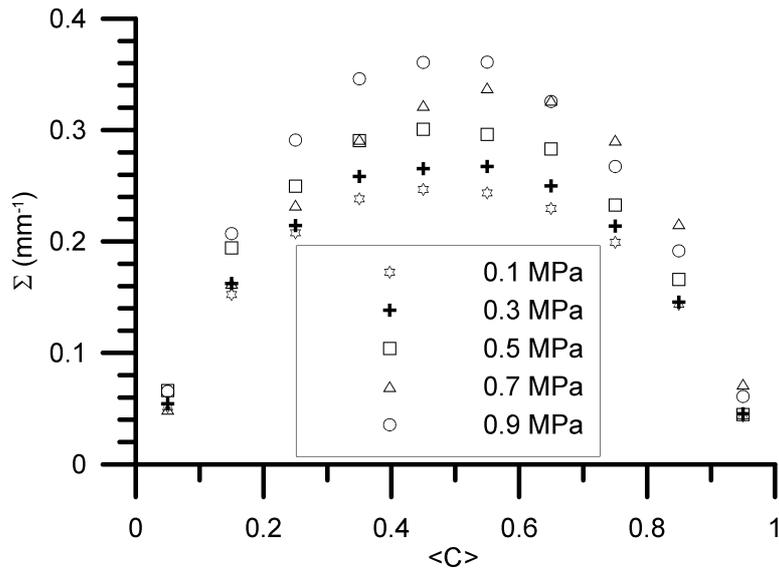


Figure 5.28 : Evolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

La densité de surface de flamme augmente avec la pression. La position du maximum de densité de surface de flamme, Σ_{\max} , se trouve pour $\langle C \rangle$ compris entre 0.45 et 0.55. Les courbes apparaissent symétriques par rapport à $\langle C \rangle \approx 0.5$. D'autres études sur flamme de bec Bunsen à pression atmosphérique comme [Gagnepain, 1998a] et [Pavé, 2002]) trouvent le maximum vers 0.6. [Shepherd, 1996], [Veynante et al, 1994] trouvent la localisation en $\langle C \rangle \approx 0.5$ pour une flamme en V. En pression et pour une flamme de bec Bunsen, [Gwang et al., 2000] trouvent une position comprise entre 0.4 et 0.7, ils reportent que cette localisation tend vers $\langle C \rangle = 0.45$ quand le paramètre N_B devient supérieur à 1 et la diffusion devient de type contre-gradient. Pour N_B proche de 1, $\langle C \rangle \approx 0.7$. La figure 5.29 montre que la valeur de Σ_{\max} augmente linéairement avec la pression. [Pavé, 2002], [Gagnepain, 1998a], [Deschamps, 1990] à pression atmosphérique montrent que Σ change peu avec le rapport u'/S_L ; ce rapport n'est donc pas le seul paramètre à prendre en compte.

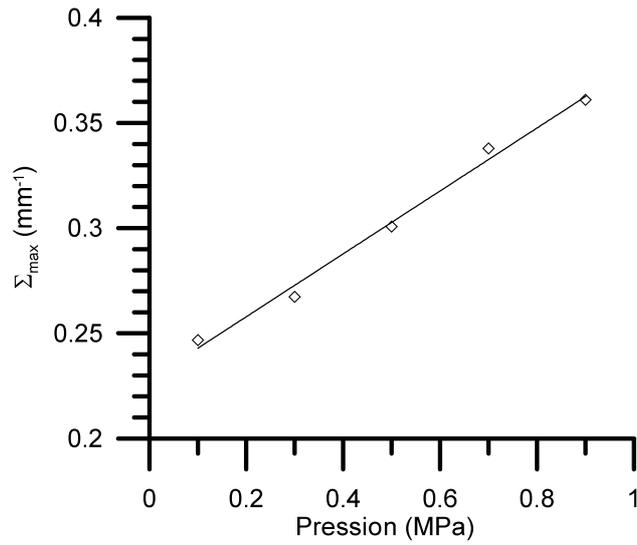


Figure 5.29 : Variation de Σ_{max} avec la pression.

Les mesures de densité de surface de flamme sont des valeurs moyennes calculées sur un intervalle de classe de $\langle C \rangle$. Afin de connaître la distribution spatiale de Σ le long de l'axe, la densité de surface de flamme a été calculée sur toute la hauteur de flamme pour des largeurs (fenêtre) variant de environ 1/6 à toute la largeur de la flamme uniformément répartie autour de l'axe vertical à 0.1 MPa. Il apparaît que Σ tend à rester constant quelle que soit la largeur de la fenêtre d'analyse comme reporté sur la figure 5.30. Des mesures sur l'axe sont donc représentatives de l'évolution de Σ en fonction de $\langle C \rangle$.

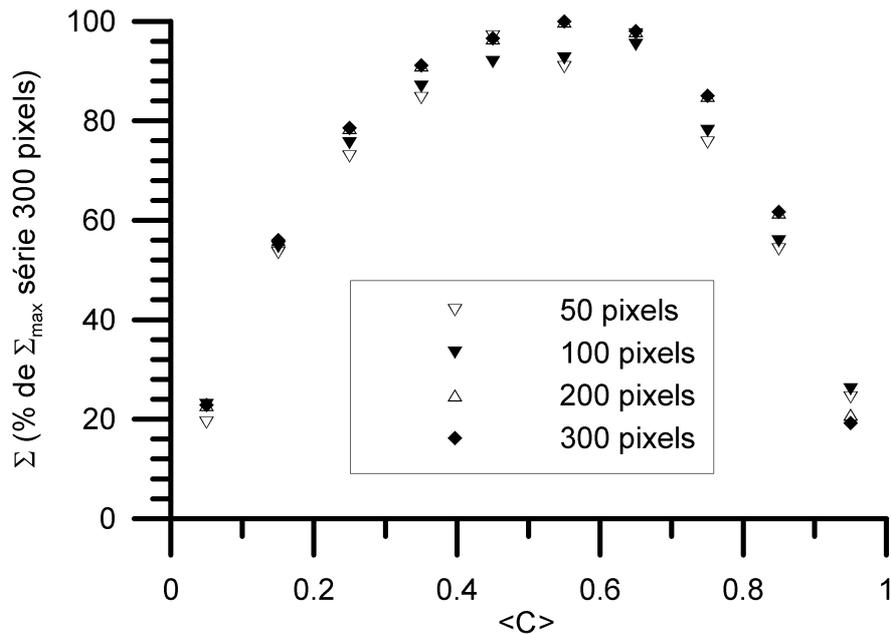


Figure 5.30 : Influence de la largeur de la fenêtre de mesure sur la détermination de Σ .

Ayant vérifié que Σ sur l'axe est représentatif de Σ sur l'ensemble de la flamme, et connaissant $C(z)$ déterminé à partir de l'équation (5.1) paragraphe 5.4, par combinaison nous représentons $\Sigma(z)$ sur la figure 5.31.

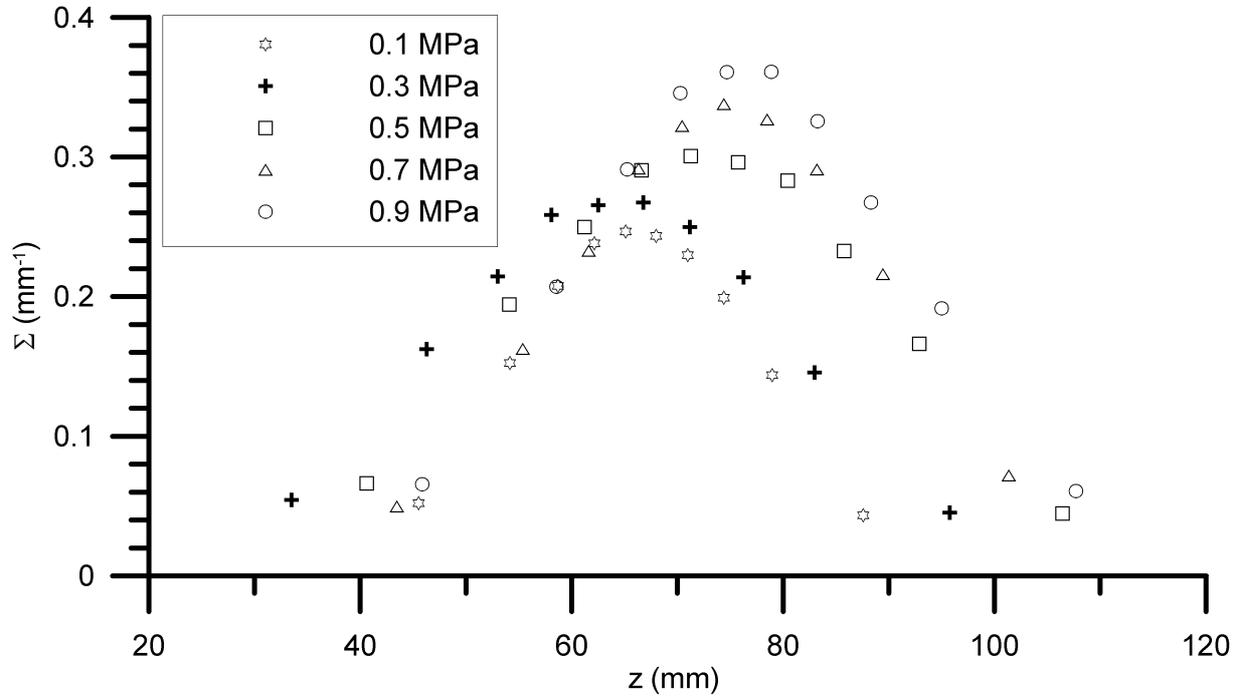


Figure 5.31 : Densité de surface de flamme le long de l'axe de la flamme.

L'étendue de la zone sur l'axe de la flamme où Σ est développée augmente avec la pression dans un rapport 1.5 et cela dès la première mise en pression. Le tableau 5.4 rend compte de l'élargissement de cette zone. Σ est plus intense dans la zone supérieure de la flamme soit approximativement entre le premier tiers et la partie supérieure de la flamme. Dans la partie basse de la flamme, le front de flamme n'est que peu plissé (figures 5.1 paragraphe 5.2) et les iso<C> très resserrées comme illustré sur les figures 5.10 paragraphe 5.5.

Pression (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
largeur (mm)	42	62	66	58	62

Tableau 5.4 : Etendue de la zone où Σ est développée.

5.8.3 Longueurs et surfaces pour le calcul de Σ et valeurs de Σ moyen

Les figures 5.32 et 5.33 représentent respectivement la longueur moyenne du front de flamme et la surface dans laquelle elle est incluse pour chaque classe de $\langle C \rangle$ en fonction de la pression.

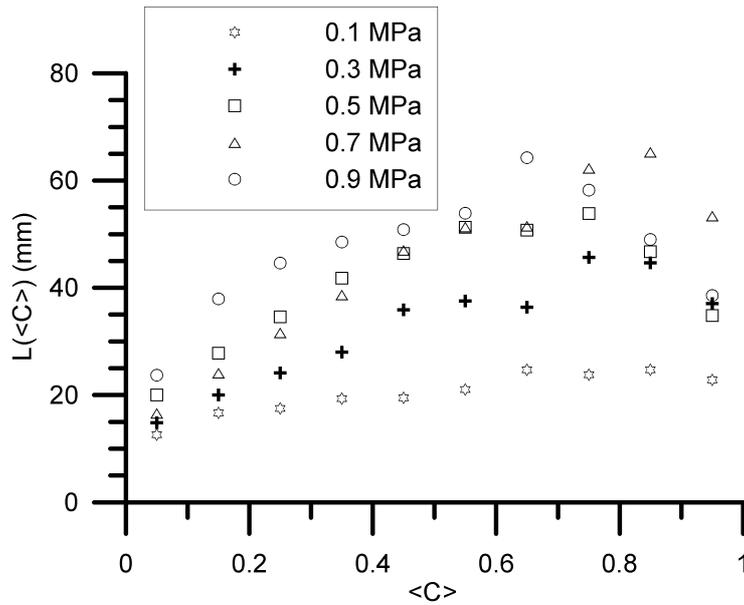


Figure 5.32 : Longueur moyenne du front de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

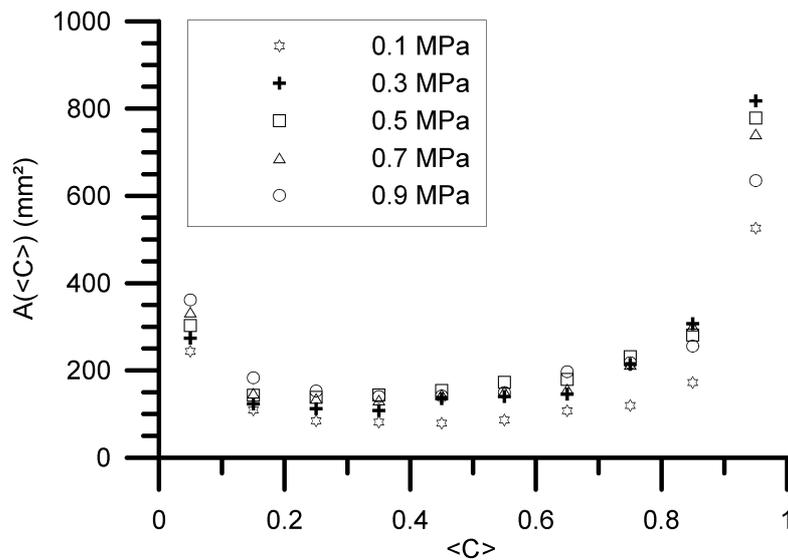


Figure 5.33 : Surface des intervalles de classes de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

En calculant le ratio de l'accroissement de longueur de flamme par l'accroissement de surface, $\Delta L(\langle C \rangle) / \Delta A(\langle C \rangle)$, entre 0.1MPa et 0.9MPa, on vérifie sur la figure 5.34 que l'accroissement de la longueur du front de flamme est responsable de l'augmentation de la densité de surface de flamme.

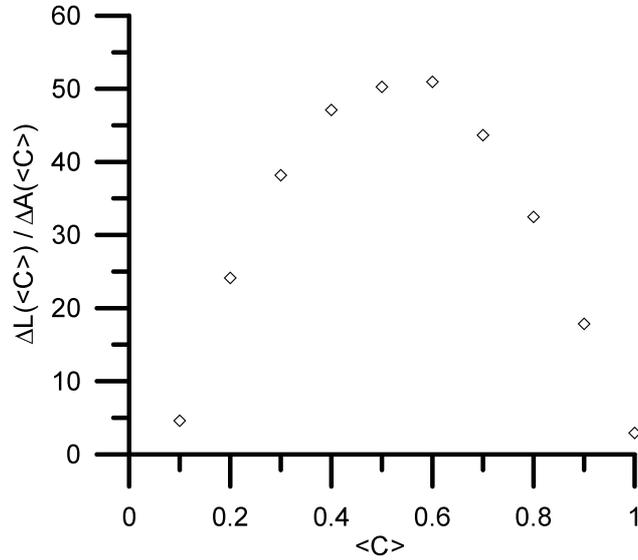


Figure 5.34 : Ratio de l'accroissement de la longueur du front de flamme par l'accroissement de la surface, entre 0.1 et 0.9MPa en fonction de $\langle C \rangle$.

La figure 5.35 récapitule les résultats des moyennes de $\Sigma(\langle C \rangle)$. La valeur de Σ_{moyenne} augmente avec la pression et de façon quasi linéaire entre 0.1 et 0.9MPa.

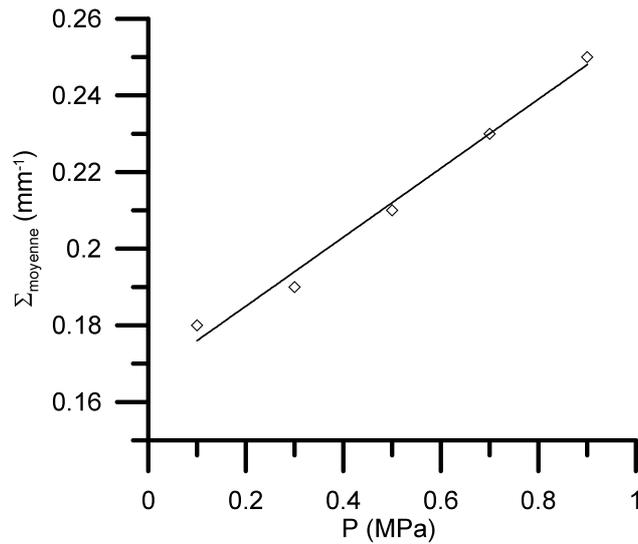


Figure 5.35 : Densité de surface de flamme moyenne en fonction de la pression.

5.8.4 Densité locale de surface de flamme

Les valeurs de densité de surface de flamme calculées précédemment (§ 5.8.1 à 5.8.3) représentent des valeurs moyennées sur l'espace de la flamme compris entre deux iso<C> consécutives. [Veynante et Versisch, 2003] écrivent page 46 que Σ , le long d'une surface iso<C> quelconque, peut être estimé à partir du gradient conditionnel de la variable C. Dans ce cas l'écriture conditionnelle est :

$$\Sigma(C^*) = \left(\overline{|\nabla C|_{C=C^*}} \right) P(C^*)$$

où C^* est une valeur comprise entre 0 et 1, $P(C^*)$ est la probabilité d'avoir $C=C^*$ à cet endroit. Le gradient de C peut être estimé seulement là où $C=C^*$. Puisque dans notre cas $C=0$ ou $C=1$, quand $C=C^*$ alors $P(C^*)=1$ sinon $P(C^*)=0$, finalement :

$$\Sigma(C) = \overline{|\nabla C|}$$

La moyenne s'obtient sur l'ensemble des deux cents cinquante images. Pour chaque image, nous calculons le gradient en chaque point de coordonnée (i,j) dans les directions z (axe vertical) et x (axe radial) suivant le schéma de discrétisation :

$$\left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)_{i,j} = \frac{C_{i+1,j} - C_{i,j}}{\Delta z} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{C_{i,j+1} - C_{i,j}}{\Delta x}$$

où C est la valeur du pixel en ce point (valeur 0 ou 1), i l'indice de ligne (direction z) , j l'indice de colonne (direction x), Δx et Δz les pas d'espace valant 0.1 mm. Nous calculons alors le module du gradient de C en (i,j) :

$$|\nabla C|_{i,j} = \sqrt{\left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{i,j}^2 + \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)_{i,j}^2}$$

Après avoir appliqué l'opérateur gradient en chaque point d'une image, on obtient un « contour » de flamme.

Les valeurs de Σ peuvent donc être déterminées localement en moyennant sur l'ensemble des images. La figure 5.36 a,b et c montre le champ de densité locale de surface de flamme moyenné sur l'ensemble des images pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa. Suivant la direction radiale x , en fonction du degré d'avancement, on remarque que les valeurs maximales sont situées vers le centre du champ de C ($\Sigma(\langle C \rangle)$ est maximal en $\langle C \rangle = 0.5$ comme représenté sur la figure 5.28). La figure 5.37 a,b et c présente la densité locale de surface de flamme, Σ_{locale} pour trois intervalles de $\langle C \rangle$ de 0 à 0.1, 0.4 à 0.5 et 0.9 à 1. Dans la direction axiale z , les valeurs maximales sont situées en pied de flamme, là où la probabilité de trouver un front de flamme est très grande (iso $\langle C \rangle$ proches) comme reporté sur la figure 5.38 a,b et c. On peut remarquer que le volume occupé par les iso $\langle C \rangle$ augmente fortement avec la pression, de même que la hauteur de flamme.

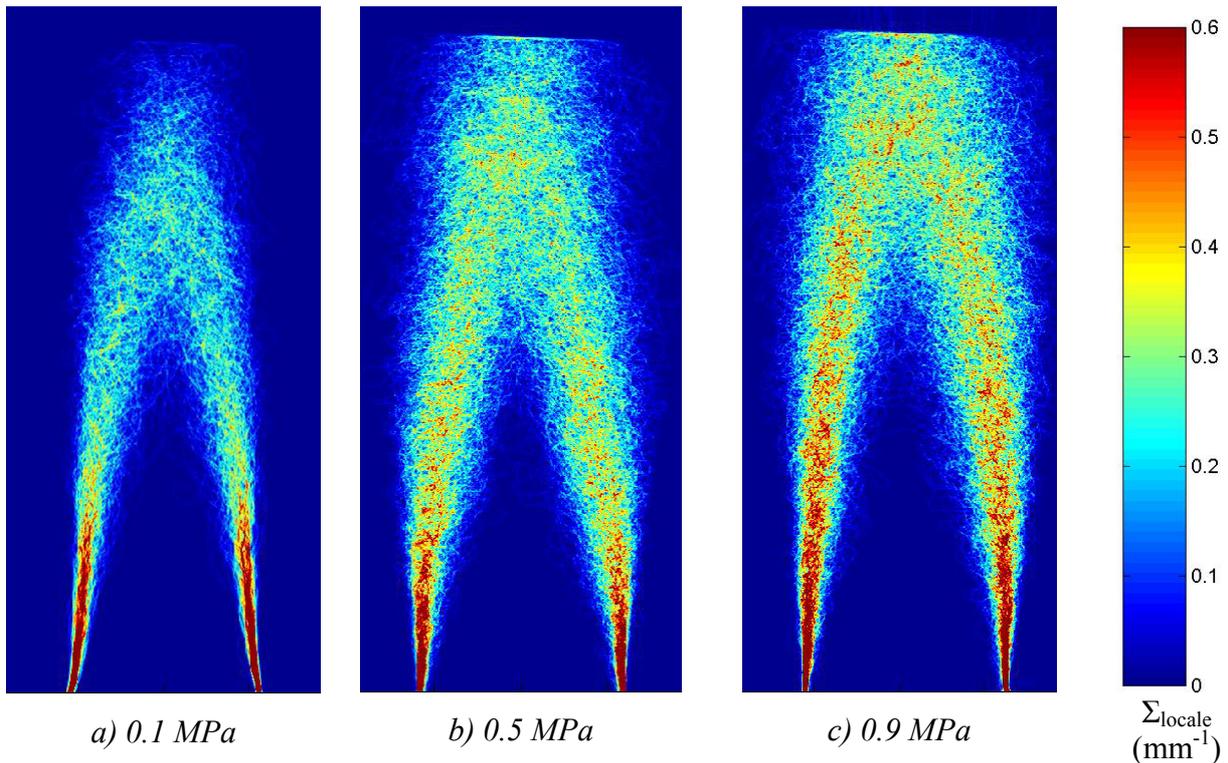


Figure 5.36 a,b et c: Densité de surface locale, Σ_{locale} , pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa.

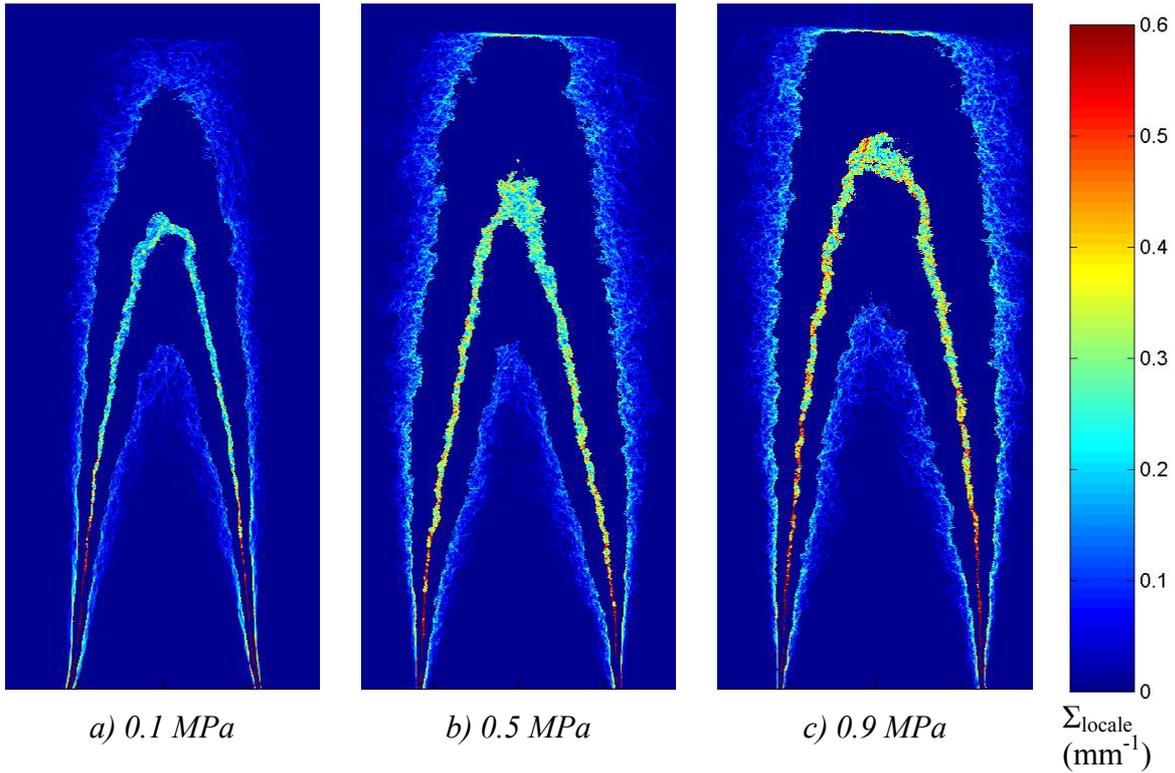


Figure 5.37 a,b et c: Densité de surface locale, Σ_{locale} , pour trois intervalles de $\langle C \rangle$ 0 à 0.1 (courbe inférieure), 0.4 à 0.5 (courbe milieu) et 0.90 à 1 (courbe supérieure), et pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa.

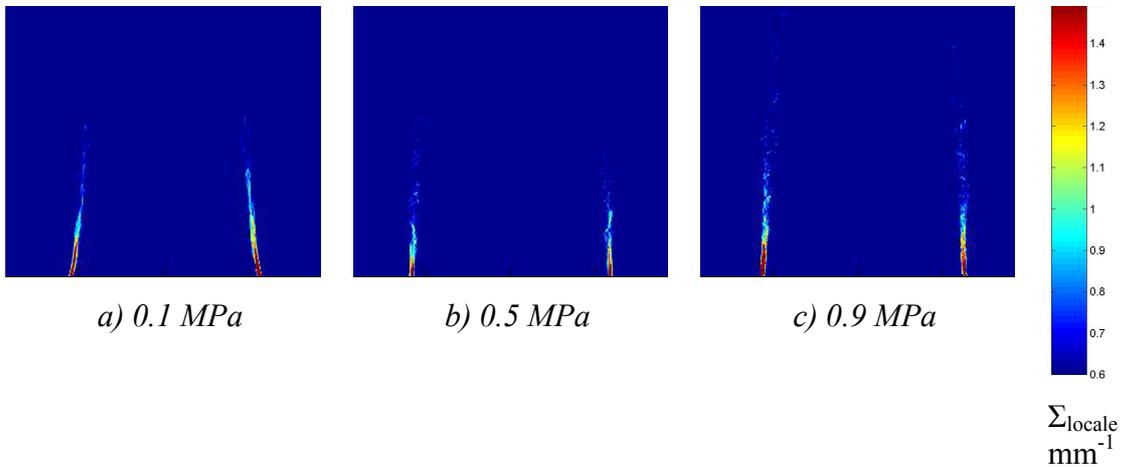


Figure 5.38 a,b et c: Densité de surface locale, Σ_{locale} en pied de flamme pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa.

Chaque point de cartographie de Σ_{locale} moyenné sur l'ensemble des images est associé à sa propre valeur de $\langle C \rangle$. $\Sigma(\langle C \rangle)$ peut être à nouveau calculé, les valeurs obtenues sont reportées sur la figure 5.39 ainsi que celles de la figure 5.28 pour comparaison. Les valeurs sont du même ordre de grandeur (écart de 5 à 12% sur le maximum de Σ en $\langle C \rangle = 0.5$ en fonction de la pression), ce qui confirme que les deux approches de détermination de la densité de surface de flamme $\Sigma(\langle C \rangle)$ et Σ_{locale} sont cohérentes entre elles.

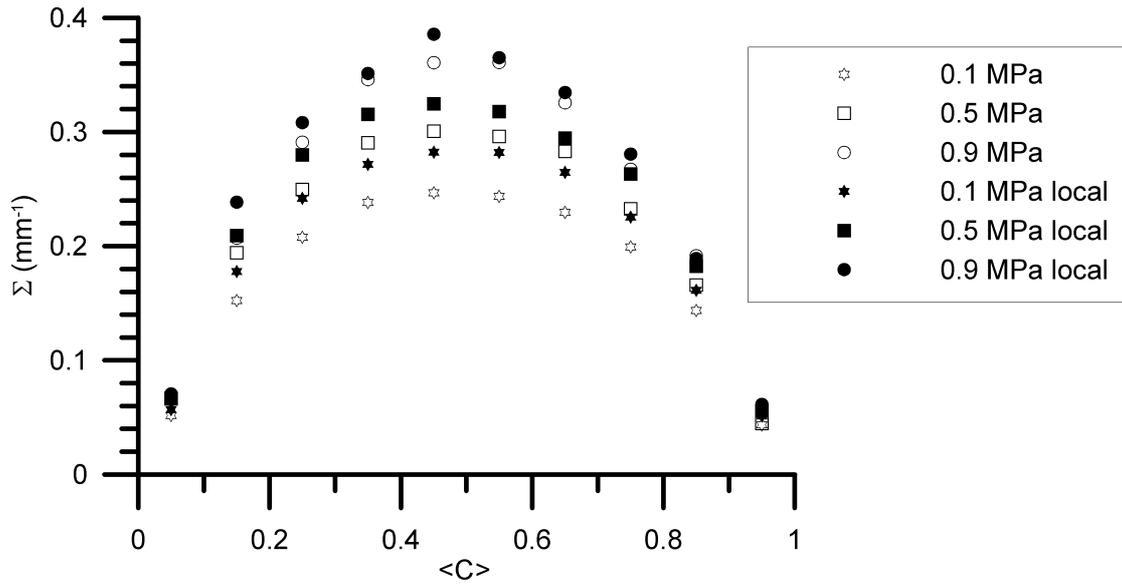
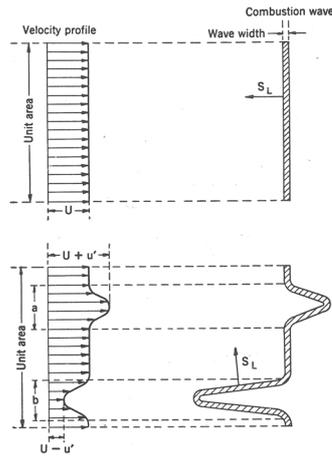


Figure 5.39 : Comparaison des valeurs de $\Sigma(\langle C \rangle)$ de la figure 5.28 avec les valeurs de Σ_{locale} moyennées pour un intervalle de $\langle C \rangle$ donné (0 à 0.1, ..., 0.9 à 1).

5.9 Intensité de combustion

Damköhler en 1940, le premier, introduit la notion de vitesse de combustion turbulente. Le front de flamme est déformé par les fluctuations de vitesse (grandes échelles) comme représenté sur les figures 5.40, mais la vitesse de combustion perpendiculaire au front de flamme reste S_L dans les conditions locales de courbure et d'étirement. Le front de flamme turbulent moyen doit se déplacer à la vitesse de combustion turbulente S_T par rapport à l'écoulement. La relation entre S_T et S_L est du type $S_T/S_L = f(u'/S_L)$.



Model of combustion wave in turbulent flow (Damköhler).

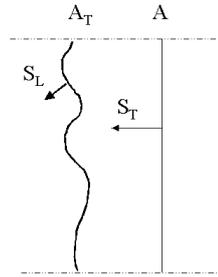


Figure 5.40 b

Figure 5.40 a

Figures 5.40 : a) représentation de la combustion turbulente ([Lewis et Von Elbe, 1961]).

b) relation entre S_T , S_L , A_T et A le long d'un tube de courant ([Peters, 2000]).

Le long d'un tube de courant de section transversale A (figure 5.40 b), on peut aussi établir la relation suivante $S_L \cdot A_T = S_T \cdot A$ donc $S_T/S_L = A_T / A$. S_L devrait être déterminée dans les conditions locales en tenant compte de la courbure et de l'étirement.

5.9.1 Mesures directes de l'intensité de combustion

L'intensité de combustion est le rapport de la vitesse de combustion turbulente S_T sur la vitesse de combustion laminaire S_L . La forme conique des iso<C> permet d'évaluer la vitesse de combustion turbulente par la méthode du cône comme utilisée pour les flammes laminaires pour la détermination de S_L . S_T s'applique perpendiculairement au front de flamme turbulent moyenné. [Ballal et Lefebvre, 1975] utilisent les clichés obtenus à l'aide de l'effet Schlieren et déterminent une ligne passant au milieu des protubérances du front de flamme pour l'évaluation de l'iso<C> nécessaire au calcul de S_T . [Smallwood et al., 1995] calculent S_T/S_L par le ratio de Q/S_L avec $S_{f0.05}$ où Q est le débit volumique de réactifs et $S_{f0.05}$ la surface du cône engendré par l'iso<C> 0.05, ils obtiennent des résultats en accord avec les modèles proposés par [Gülnder, 1990]. Ce cône est considéré comme la surface intérieure du front de flamme. Par un impératif technique, [Kobayashi, 2002] calcule les vitesses de combustion turbulente avec la surface du front de flamme prise à <C> = 0.5 au lieu de <C> = 0.05 et précise qu'il sous-estime les intensités de combustion. Dans notre cas, la surface du front de flamme sera calculée à partir du cône généré par l'iso<C> = 0.1 car S_T et S_L sont définies aux conditions

des gaz imbrûlés [Peters, 2000]. $S_{f0.1}$, représentera donc la surface intérieure du front de flamme. La vitesse de combustion turbulente s'exprimera par :

$$S_T = \frac{Q}{S_{f0.1}} \quad (5.2) \quad \text{ou} \quad S_T = \frac{U}{\sin(\theta/2)}$$

U est la vitesse débitante maintenue constante à 2.1 m/s. La hauteur du cône sera définie par la hauteur maximale de l'iso- $\langle C \rangle = 0.1$ et la base du cône sera le segment de l'axe des abscisses compris entre $-1 < x / \text{Rayon} < +1$. L'angle au sommet du cône est θ . La figure 5.41 donne un exemple avec une échelle de longueur identique pour les deux axes.

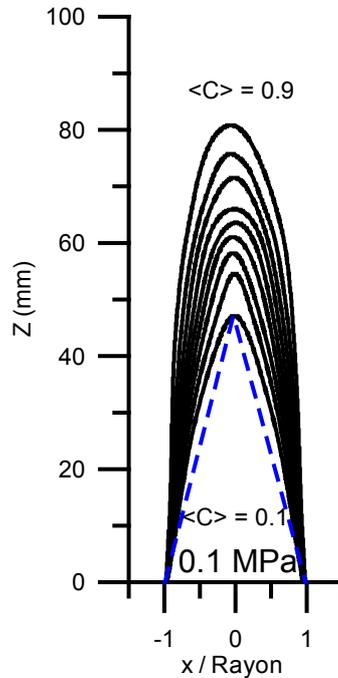


Figure 5.41 : Représentation du cône à $\langle C \rangle = 0.1$ pour le calcul de S_T .

La figure 5.42 montre l'évolution de l'intensité de combustion en fonction la pression. L'intensité de combustion croît avec la pression, les mêmes tendances sont trouvées dans [Kobayashi, 2002] et [Kobayashi et al., 1998].

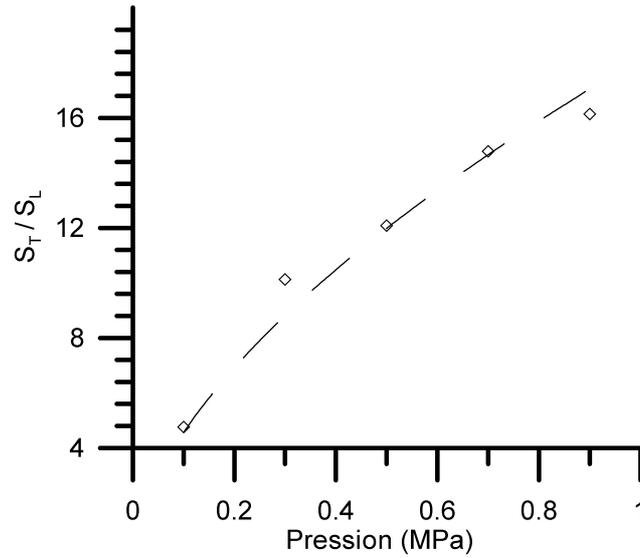


Figure 5.42 : Intensités de combustion S_T/S_L en fonction de la pression.

Le tableau 5.6 donne l'évolution de la surface $S_{f0.1}$ en fonction de la pression. Elle varie peu et le débit volumique est maintenu constant ($U \times$ section du brûleur) Calculée d'après (5.2), S_T reste approximativement constante et c'est essentiellement la diminution de S_L qui provoque l'augmentation de l'intensité de combustion ainsi, et en accord avec la variation de S_L en $P^{-0.6}$, la courbe d'ajustement en pointillé sur la figure 5.42 est de la forme : constante $\times P^{0.6}$.

Pression (Mpa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
$S_{f0.1}$ (mm ²)	1890	1700	2005	2025	2100
S_T (m/s)	0.54	0.60	0.51	0.50	0.48
S_L (m/s)	0,113	0,059	0,042	0,034	0,03

Tableau 5.6 : Evolution de $S_{f0.1}$ et S_T en fonction de la pression.

Les données expérimentales de l'intensité de combustion en fonction de u'/S_L sont reportées sur la figure 5.43. Les résultats de l'expérience montrent en première analyse la linéarité entre S_T/S_L et u'/S_L puisque u' est constante et S_T varie peu.

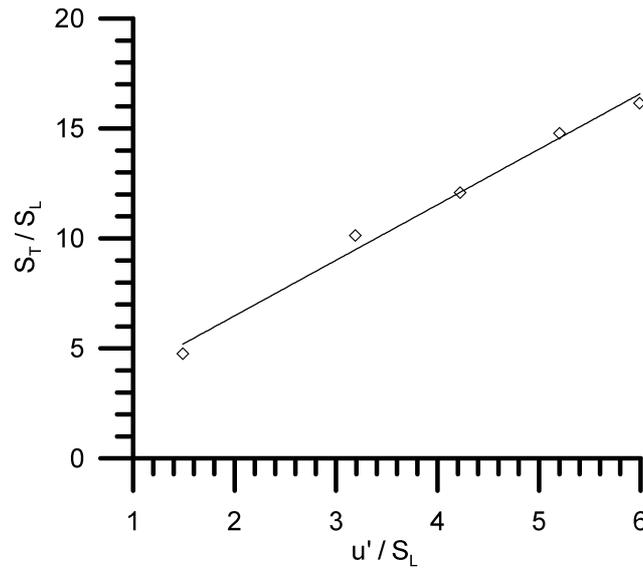


Figure 5.43 : Intensité de combustion S_T/S_L en fonction de u'/S_L

5.9.2 Modèles

[Gülder, 1990] répertorie plusieurs modèles pour la vitesse de combustion turbulente suivant le régime de combustion. Le point expérimental à 0.1 MPa correspond au régime de flamme plissée « wrinkled flame » ($\delta_L/\eta < 1$) et S_T / S_L peut s'écrire :

$$S_T / S_L - 1 = a.(u'/S_L)^{1/2} . \text{Re}_t^{1/4} \quad (5.3)$$

Les autres points expérimentaux se trouvent dans le régime intermédiaire ($\delta_L/\eta > 1$) et S_T / S_L peut s'écrire :

$$S_T / S_L - 1 = e^{\{a.(u'/S_L)^{1/2}\}} . \text{Re}_t^{1/4} \quad (5.4)$$

La formation de poches de gaz brûlés et d'îlots de gaz frais vue au paragraphe 5.3 de ce chapitre augmente la vitesse de combustion turbulente S_T d'où la présence du terme exponentiel $e^{\{a.(u'/S_L)^{1/2}\}}$ ([Gülder, 1990]). Il y a une continuité entre ces différents régimes. A faible u'/S_L et avec les valeurs obtenues à pression atmosphérique couplées à l'équation (5.3) nous déterminons la constante a . La figure 5.44 donne la représentation de l'équation (5.4) avec $a = 1.33$.

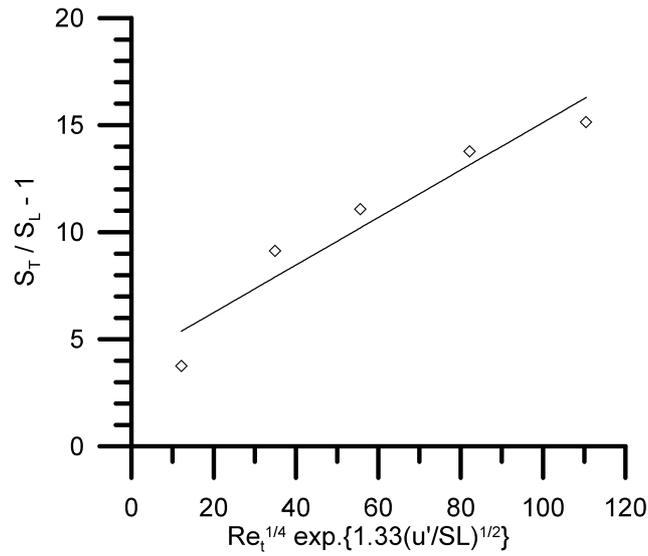


Figure 5.44 : Représentation de $S_T/S_L - 1$ en fonction de $e^{\{1.33.(u'/S_L)^{1/2}\}} Re_t^{1/4}$

Malgré le faible nombre de points sur la figure 5.44, on voit que l'évolution n'est pas tout à fait linéaire notamment pour les faibles u'/S_L . [Kobayashi et al., 1998], [Kobayashi, 2002] à partir d'un grand nombre de points expérimentaux entre 0.1 et 3 MPa avec plusieurs vitesses débitantes et plusieurs grilles de turbulence établit une corrélation générale pour le méthane :

$$S_T / S_L = 1.9[(P/P_0)(u'/S_L)]^{0.4} \quad (5.5)$$

où P_0 est la pression atmosphérique standard soit 0.101 MPa et P la pression en Mpa.

Pour nos données expérimentales, la représentation de $\ln(S_T/S_L)$ en fonction de $\ln(P/P_0 u'/S_L)$ sur la figure 5.45 permet de définir l'équation de la courbe d'ajustement :

$$S_T / S_L = 1.47[(P/P_0)(u'/S_L)]^{0.34} \quad (5.6)$$

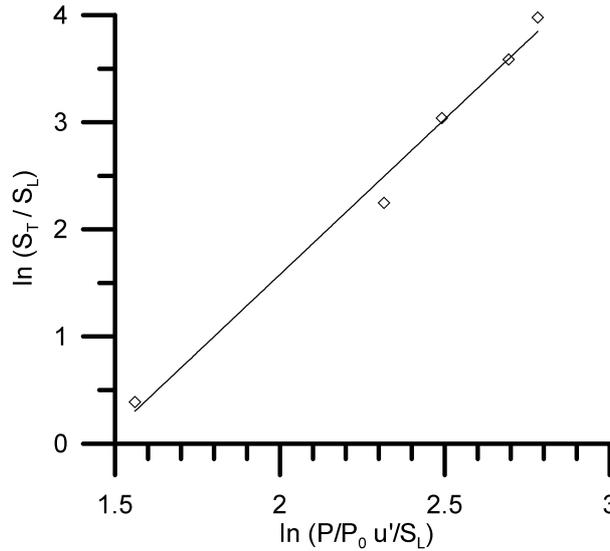


Figure 5.45 : Evolution de $\ln(S_T/S_L)$ en fonction de $\ln((P/P_0)(u'/S_L))$

Certaines limitations apparaissent pour les équations (5.5) et (5.6), en effet dans les régions de turbulence faible où u' serait presque nul, S_T est différent de S_L . Cependant le coefficient de proportionnalité et l'exposant sont de même ordre de grandeur. Pour les équations (5.3) et (5.4) $S_T = S_L$ quand $u' = 0$. La valeur de u' intervient dans les équations (5.3), (5.4), (5.5) et (5.6) et celle de Re_t dans les équations (5.3) et (5.4). Ces valeurs de u' et Re_t évoluent en fonction de leur position par rapport au front de flamme lors de la combustion or nos valeurs de u' et Re_t sont obtenues dans les gaz frais sans présence de flamme. Ces résultats d'intensité de combustion seront confrontés à ceux obtenus à partir de la densité de surface de flamme et par le modèle BML dans le chapitre 6 paragraphe 6.8.

5.10 Courbures de flammes

La courbure de la flamme en un point P est définie par $h=1/R$, où R est le rayon du cercle (cercle osculateur) tangent à la courbe en ce point P ([Mokhtarian, 1986]). R est appelé rayon de courbure. La convention de signe adoptée ici est la plus communément rencontrée ([Pavé 2002], [Renou et al., 2000]) : la courbure est positive pour les régions du front de flamme convexe aux réactifs et négative pour les régions convexes aux gaz brûlés comme représenté sur la figure 5.46.

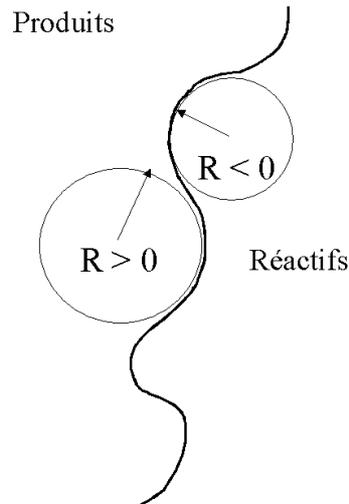


Figure 5.46 : Convention de signe pour le rayon de courbure et la courbure $h = 1/R$.

Les courbures du front de flamme sont des géométries tri-dimensionnelles. [Shepherd et Ashurst, 1992] comparent les simulations numériques 2D et 3D d'une flamme à point d'arrêt et trouvent que les simulations 2D sont une bonne représentation du phénomène 3D. Ils établissent sur une flamme à point d'arrêt que les courbures du front de flamme sont majoritairement des cylindres.

5.10.1 Méthodologie

Le contour de flamme obtenu à partir de l'image « seuillée » peut être représenté dans un repère cartésien par deux coordonnées x et y fonction de l'abscisse curviligne s . Dans ce cas $h = 1/R$ est calculé de la façon suivante ([Mokhtarian, 1986]) :

$$h = \frac{x'y'' - y'x''}{(x'^2 + y'^2)^{3/2}}$$

avec $x' = \frac{dx}{ds}$, $y' = \frac{dy}{ds}$, $x'' = \frac{d^2x}{ds^2}$ et $y'' = \frac{d^2y}{ds^2}$

5.10.2 Analyse statistique des courbures

Deux types d'analyses ont été faites sur les données. La première consiste à déterminer les courbures sur l'ensemble du contour et les secondes à différencier leur localisation sur la cartographie des iso<C>. La figure 5.47 montre la fonction densité de probabilité de la distribution des mesures de courbures en fonction de la pression avec les lois Gaussienne calculées à partir de l'écart type et de la moyenne de la série pour 0.1, 0.5 et 0.9 MPa. Lorsque la pression augmente, la distribution s'élargit vers les petites structures (petits rayons de courbures) et la distribution suit davantage une loi Gaussienne. [Soika et al., 2003] à partir de mesures de fluorescence induite par laser, vérifient l'élargissement de la distribution vers les petites structures lorsque la pression augmente et un bon accord entre la courbe d'ajustement et les points expérimentaux quelle que soit la pression.

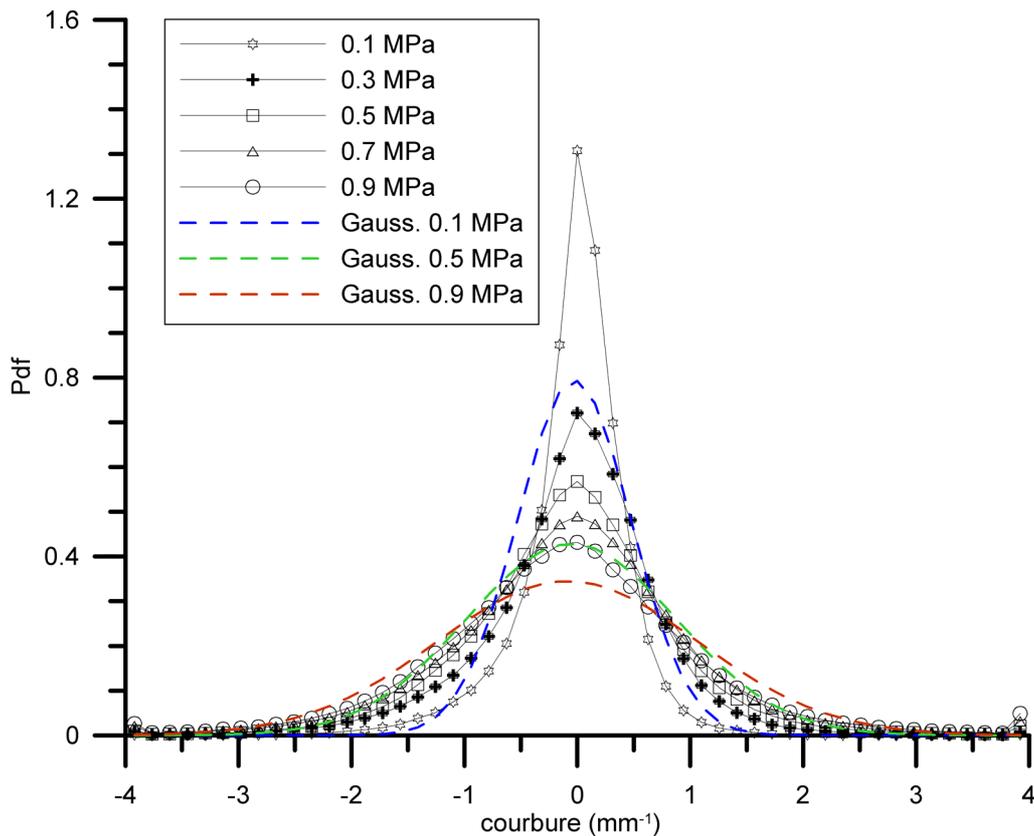


Figure 5.47 : Pdf des courbures en fonction de la pression avec leur ajustement Gaussien.

Le coefficient d'asymétrie S_c , « Skewness » permet d'évaluer la symétrie de la répartition des échantillons par rapport à sa moyenne. Le coefficient d'aplatissement T_c , « Flatness » rend compte de l'élargissement de la courbe de distribution. Pour une courbe Gaussienne, S_c vaut 0 et T_c vaut 3. La figure 5.48 confirme que T_c décroît quand la pression augmente et se rapproche de l'asymptote $T_c=4$. S_c part d'une valeur négative (-0.8) et se stabilise vers une valeur légèrement supérieure à 0 dès 0.5 MPa. Les figures 5.49 et 5.50 montrent les répartitions respectivement de S_c et T_c en fonction de $\langle C \rangle$ et de la pression. S_c et T_c tendent à rester constants lorsque la pression augmente confirmant la tendance à une distribution uniforme.

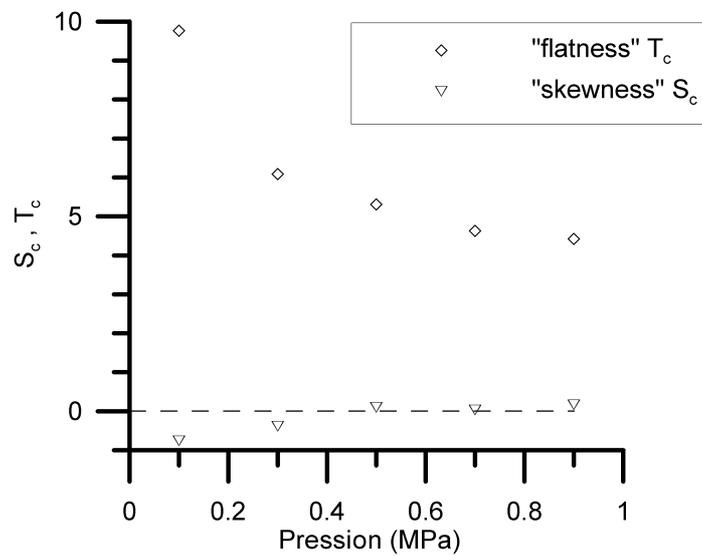


Figure 5.48 : Coefficient d'aplatissement T_c et d'asymétrie S_c de la distribution des courbures en fonction de la pression.

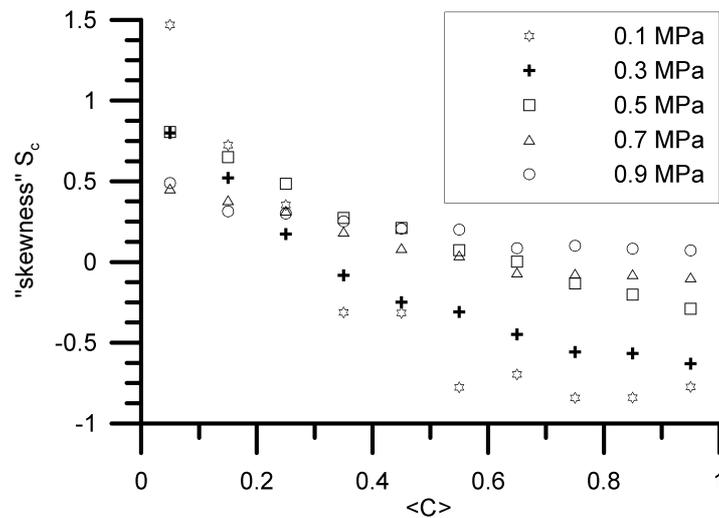


Figure 5.49 : Evolution de S_c en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

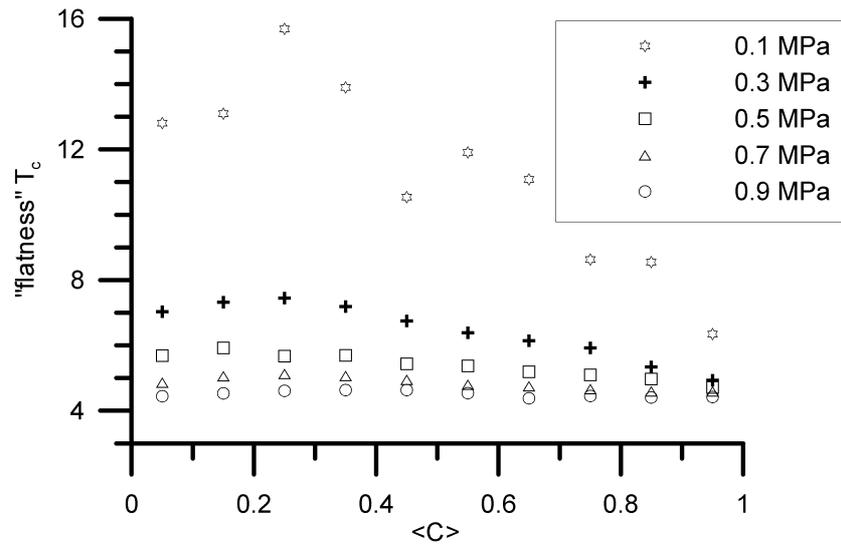


Figure 5.50 : Evolution de T_c en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

L'obtention de valeurs d'asymétrie négatives est expliquée dans [Shepherd et Ashurst, 1992] et [Shepherd et al, 2002] par la propagation de Huygens. Dans un écoulement réactif avec turbulence modérée et quand il y a formation de points de rebroussement, ces régions de courbures négatives sont consommées plus rapidement que les régions des lobes où la courbure est positive. Ces derniers tendent à s'étaler. La figure 5.51 issue de [Pavé, 2002], illustre ce phénomène.

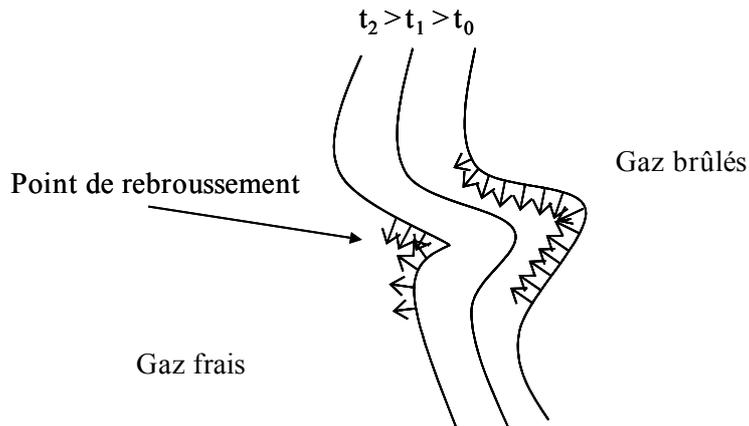


Figure 5.51 : Illustration de la tendance à la diminution de présence des points de rebroussement, [Pavé, 2002]. t_0 , t_1 , t_2 indiquent les temps.

Des résultats similaires sur l'asymétrie sont également décrits par [Ashurst et Shepherd, 1997], par [Renou, 1999] en faisant augmenter la turbulence, par [Lee et al, 1995] selon la position dans la hauteur de la flamme et par [Shepherd et al, 2002] avec une faible turbulence.

Les rayons de courbure sont concentrés autour de la valeur moyenne à basse pression, puis la distribution tend à s'équilibrer au fur et à mesure que la pression augmente. La distribution est cependant proche d'une distribution Gaussienne, symétrique, centrée sur la valeur $\langle h \rangle = 0$, conforme aux conclusions des résultats numériques de [Haworth et Poinso, 1992], et ce d'autant plus que la pression augmente.

Les figures 5.52 montrent l'évolution de ces distributions en fonction de $\langle C \rangle$ pour des pressions de 0.1 et 0.9 MPa.

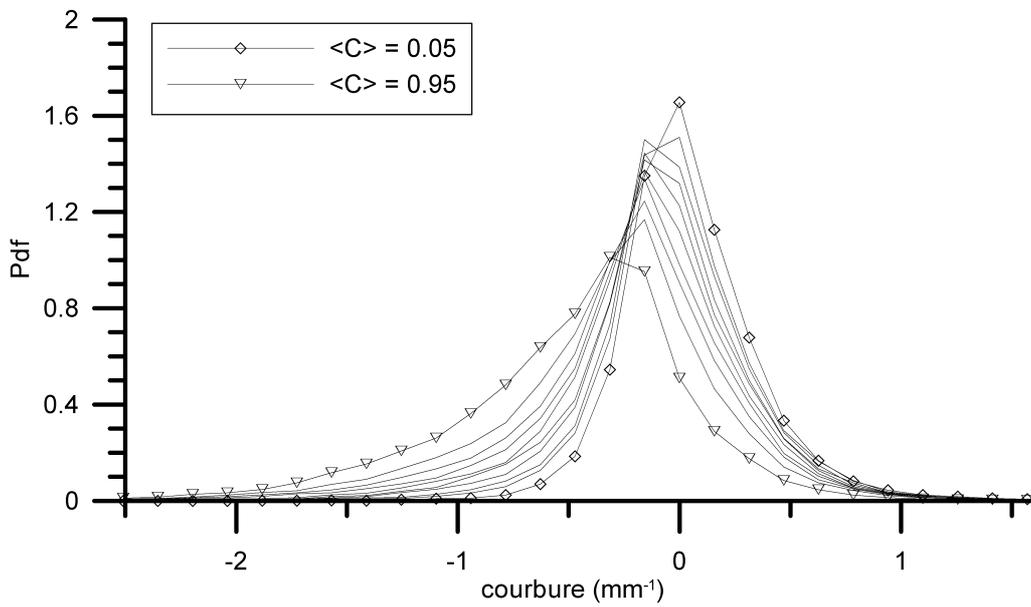


Figure 5.52 a : 0.1 MPa

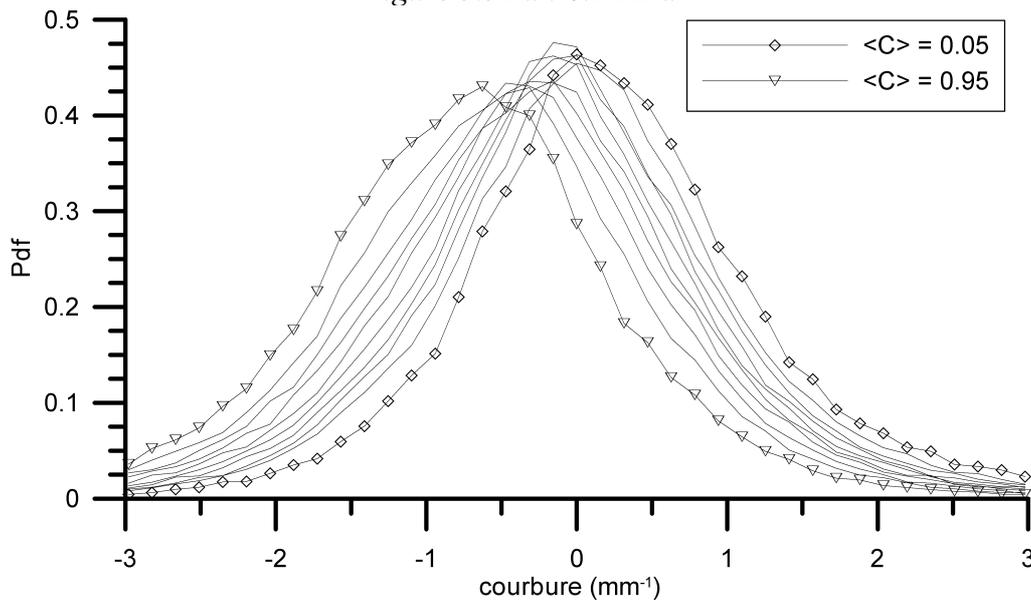


Figure 5.52 b : 0.9 MPa

Figures 5.52 : Evolution de la distribution en fonction $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

Les différentes courbes sont toutes décalées successivement de $\langle C \rangle = 0.05$ à $\langle C \rangle = 0.95$. La moyenne $\langle h \rangle$ passe des valeurs positives aux valeurs négatives selon une décroissance quasi linéaire quand $\langle C \rangle$ augmente, le changement de signe s'opère vers $\langle C \rangle = 0.5$ comme représenté sur la figure 5.53 a. [Ashurst et Shepherd, 1997] et [Shepherd et al, 2002] constatent la même évolution linéaire avec la même tendance à obtenir un rayon de courbure plus petit vers $\langle C \rangle = 0.95$ que vers $\langle C \rangle = 0.05$ ce qui pour eux caractérise les points de rebroussement vers $\langle C \rangle = 0.05$ et une surface convexe vers $\langle C \rangle = 0.95$. A un $\langle C \rangle$ donné, $\langle h \rangle$ qui correspond à l'axe symétrie de la distribution voit sa valeur absolue augmenter avec la pression. L'élargissement de la distribution de la figure 5.47 peut être représentée par sa variance ([Lachaux et al., 2004]), l'évolution (figure 5.53 b) est linéaire en fonction de $Re_t^{0.5}$ ou de $P^{0.5}$ qui est proportionnelle au rapport l_t / λ .

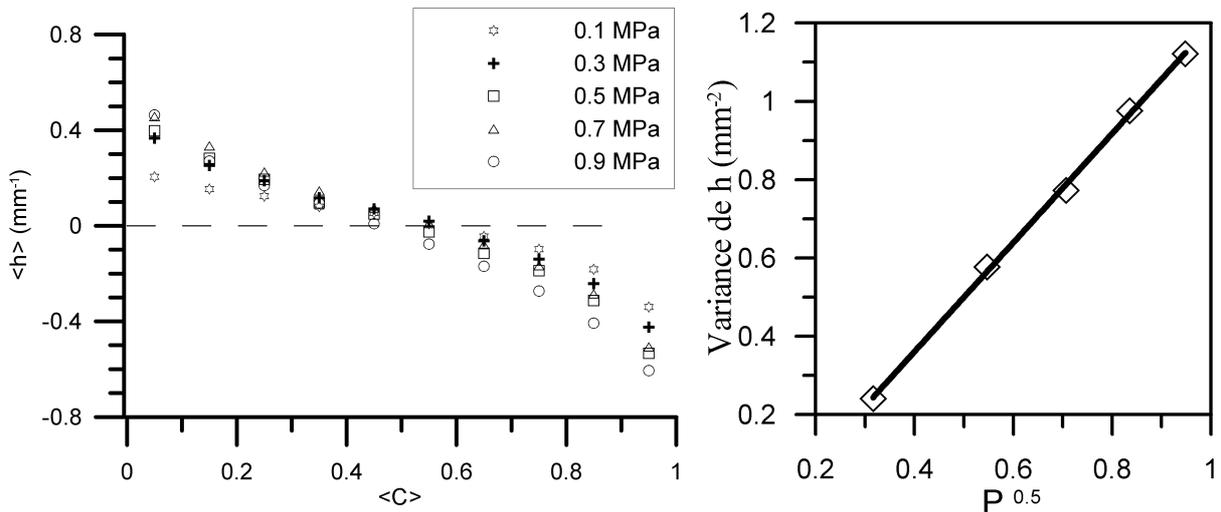


Figure 5.53 a et b : Evolution de $\langle h \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ et de la variance de h pour différentes pressions.

La figure 5.54 présente la variation séparée des courbures positives $\langle h+ \rangle$ et négatives $\langle h- \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ et de la pression. A 0.1 MPa, $\langle h+ \rangle$ reste constante et $\langle h- \rangle$ décroît linéairement comme observé par [Ashurst et Shepherd, 1997] mais les courbes sont légèrement dissymétriques par rapport à $\langle h \rangle = 0$. A 0.9 MPa, $\langle h+ \rangle$ et $\langle h- \rangle$ ont la même décroissance linéaire.

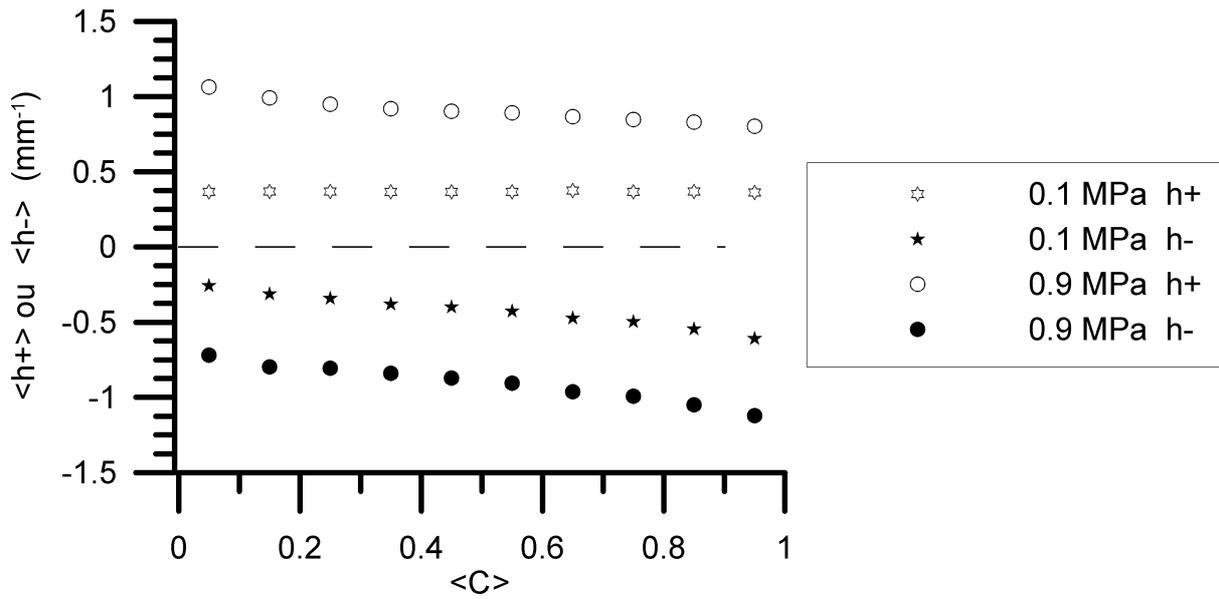


Figure 5.54 : Evolution de $\langle h+ \rangle$ et $\langle h- \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

L'élargissement de la distribution est aussi visible sur la figure 5.55 qui représente l'évolution de l'écart type σ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions. [Ashurst et Shepherd, 1997], [Pavé, 2002] à pression atmosphérique relatent une décroissance quasi-linéaire en fonction de $\langle C \rangle$. Cependant notre expérience met en évidence que l'élargissement augmente avec la pression et que cet élargissement devient uniforme en fonction de $\langle C \rangle$.

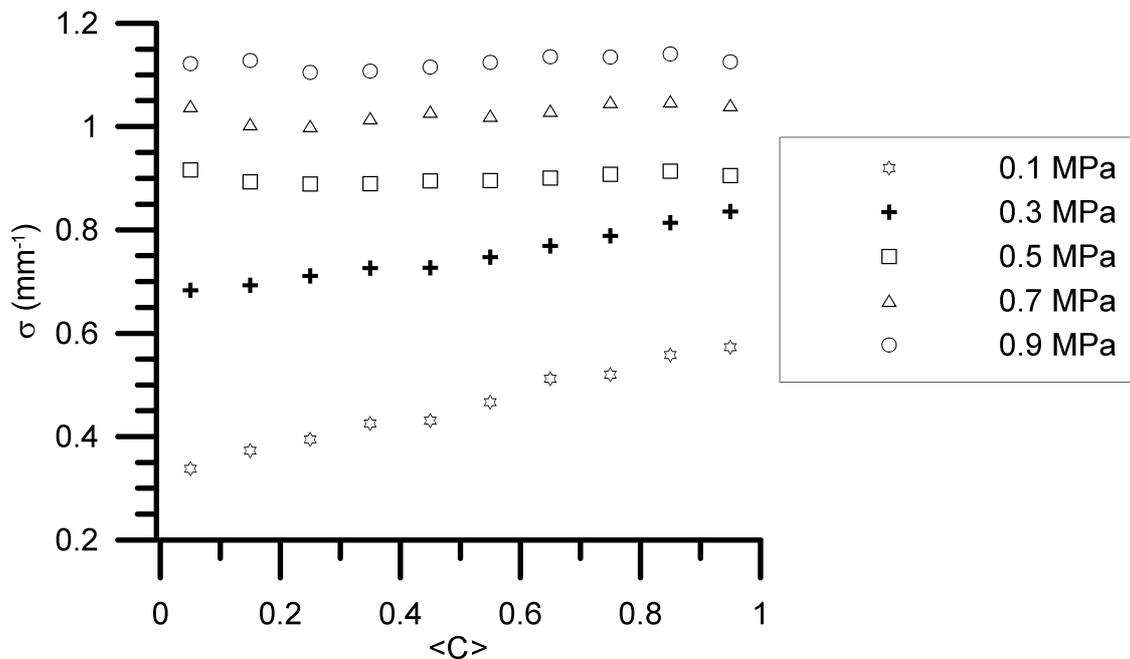


Figure 5.55 : Evolution de σ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

5.10.3 Rayon de courbure moyen, épaisseurs de flamme et échelles de turbulence

Le rayon de courbure moyen $\langle r \rangle$, défini par $\langle r \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\langle h+ \rangle} - \frac{1}{\langle h- \rangle} \right)$, décroît de façon monotone avec la pression comme représenté sur la figure 5.56 et dans le tableau 5.7. Il tend vers l'asymptote $\langle r \rangle = |\langle h+ \rangle$ ou $\langle h- \rangle|^{-1}$ si $\langle h+ \rangle$ ou $\langle h- \rangle$ sont égales en module.

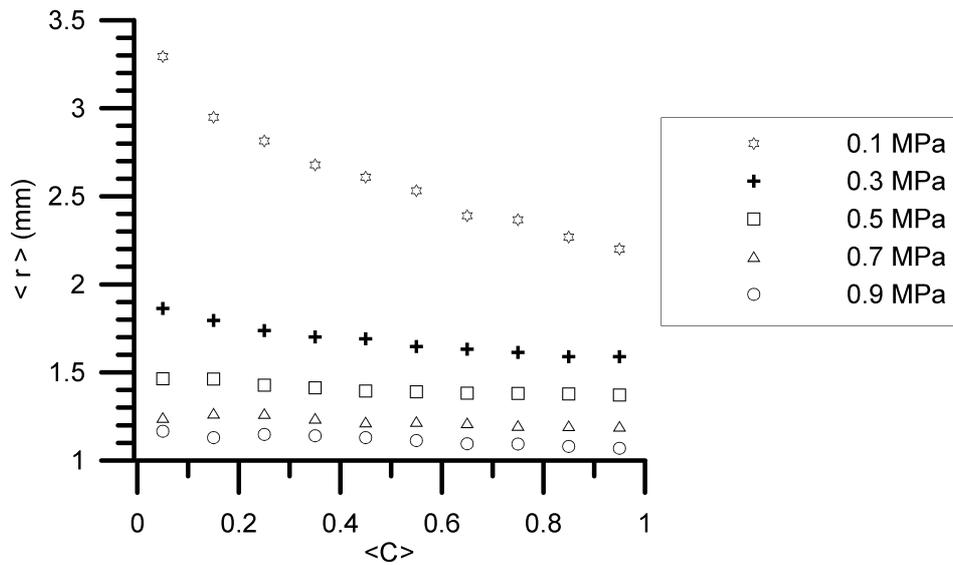


Figure 5.56 : $\langle r \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

Il peut être intéressant de comparer le rayon de courbure moyen aux échelles caractéristiques de la flamme et de l'écoulement. Le tableau 5.7 donne les valeurs de $\langle r \rangle$ pour l'ensemble de la distribution, les valeurs de δ_s et les probabilités associées d'avoir un rayon de courbure plus petit que δ_s . Les probabilités sont calculées à partir des courbes de fonction densité de probabilité par mesure de l'aire sous la courbe comprise entre $\langle r \rangle = +\delta_s$ à $\langle r \rangle \rightarrow +\infty$ et $\langle r \rangle = -\delta_s$ à $\langle r \rangle \rightarrow -\infty$. La faible valeur de probabilité semble en accord avec les résultats de [Haworth et Poinso, 1992] qui mentionnent que le rayon de courbure minimum est de l'ordre l'épaisseur thermique δ_s (qu'ils appellent épaisseur de flamme laminaire).

Pression (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
$\langle r \rangle$	2.40	1.59	1.34	1.18	1.09
δ_s (mm)	0.96	0.58	0.48	0.42	0.37
$P(\langle r \rangle < \delta_s)$ (%)	5.2	3.7	3.6	1.7	3.4
δ_{LT} / δ_s	1.68	1.41	1.38	1.35	1.40
$\langle r \rangle / \lambda_g$	1.20	1.42	1.56	1.57	1.65

Tableau 5.7 : Rayon de courbure moyen, épaisseur thermique, épaisseur laminaire totale et $P(|\langle r \rangle| < \delta_s)$ en fonction de la pression.

Les valeurs du rapport δ_{LT} / δ_s sont relativement constantes ce qui signifie que le rayon de courbure moyen pourrait aussi être borné par l'épaisseur laminaire totale δ_{LT} qui est l'épaisseur du front de flamme calculé dans les conditions laminaires (chapitre 1), entre $\langle C \rangle = 0.05$ et $\langle C \rangle = 0.95$. En revanche, pour les échelles de turbulence, le ratio entre $\langle r \rangle$ et les échelles de longueurs de Kolmogorov varie de 12 à 27. De plus sur les images à 0.1MPa, aucune échelles de faible longueur n'apparaît. Pourtant à 0.1 MPa, tous les rayons de courbure moyens sont supérieurs à 0.7 mm. L'ensemencement (4.1 μ m de diamètre moyen de goutte) et la résolution spatiale (100 μ m) permettraient de voir de faibles rayons de courbures. L'échelle de Kolmogorov vaut 0.21mm à 0.1 MPa, on peut penser que le rayon de courbure moyen pourrait être corrélé à l'échelle de Taylor. En effet, $\langle r \rangle$ est environ 1.5 fois l'ordre de grandeur de λ_g comme indiqué sur le tableau 5.7.

5.10.4 Analyse de la courbure suivant la hauteur

Dans le paragraphe 5.2, la figure 5.1 ainsi que l'analyse d'autres images montre que quelle que soit la pression, les rayons de courbures sont plus grands en bas de flamme qu'en haut. Cette tendance est plus prononcée pour les essais à pression atmosphérique. Les mesures de diffusion par effet Mie ont été analysées sur deux zones différentes, une de 33mm (environ le premier tiers de la flamme) depuis la base du brûleur et une de 61mm correspondant au haut de la flamme. Ces deux zones correspondent respectivement à la zone de développement initial et à la zone développée. [Pavé, 2002] a montré qu'il existait des différences de courbure suivant la hauteur quand on faisait varier la richesse ou le ratio u/S_L . A présent nous étudions l'influence de la pression. La fonction densité de probabilité des courbures montre une différence entre le bas et le haut du brûleur. Les distributions des courbures sont plus

élargies et la position du maximum glisse légèrement vers les rayons positifs pour le haut de la flamme comme le montrent les figures 5.57 a et b pour $\langle C \rangle = 0.5$. La présence de petites structures est plus forte dans la zone développée que dans le bas de la flamme.

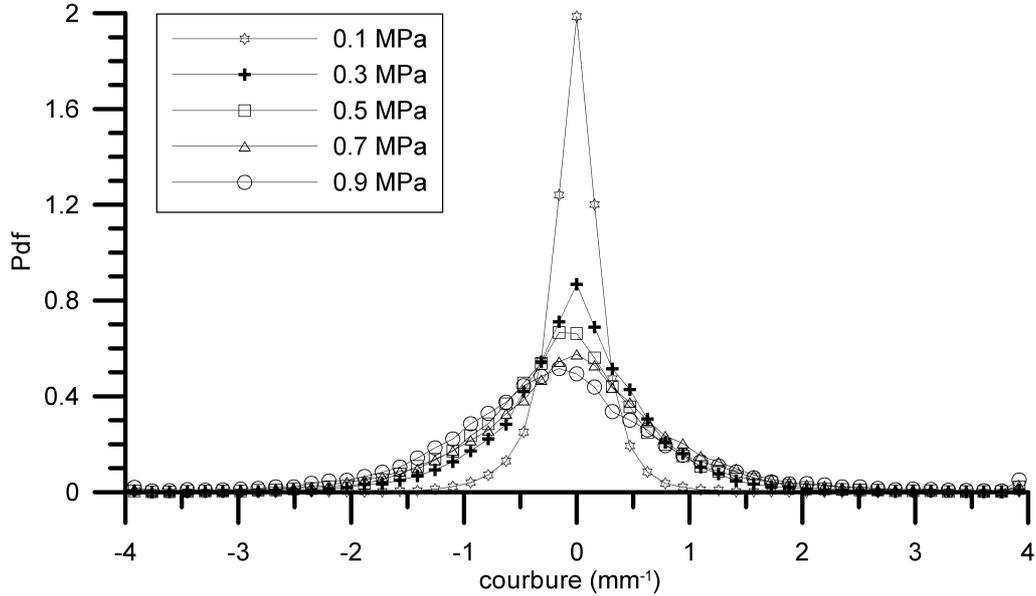


Figure 5.57 a

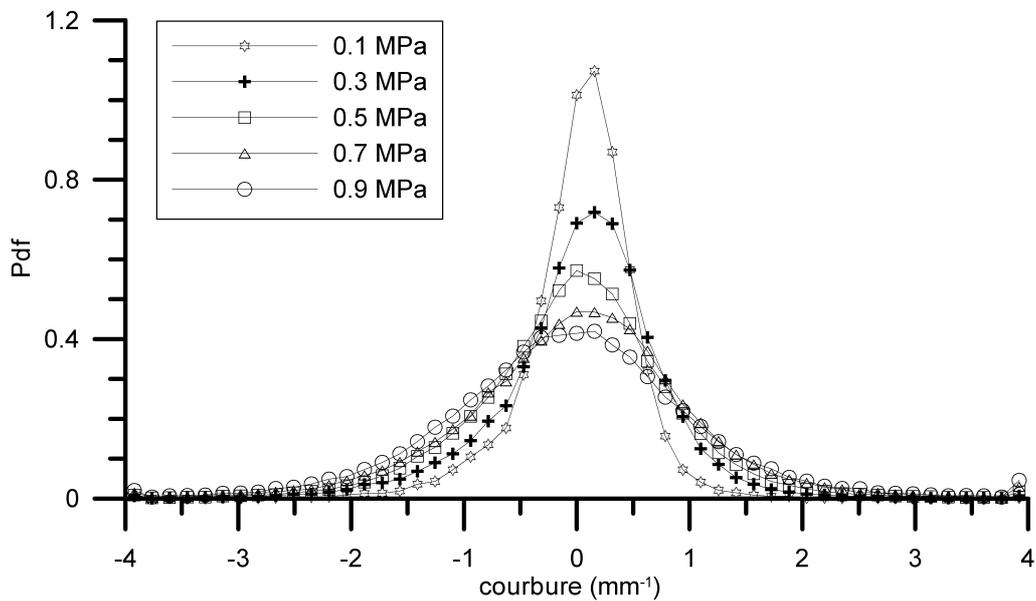
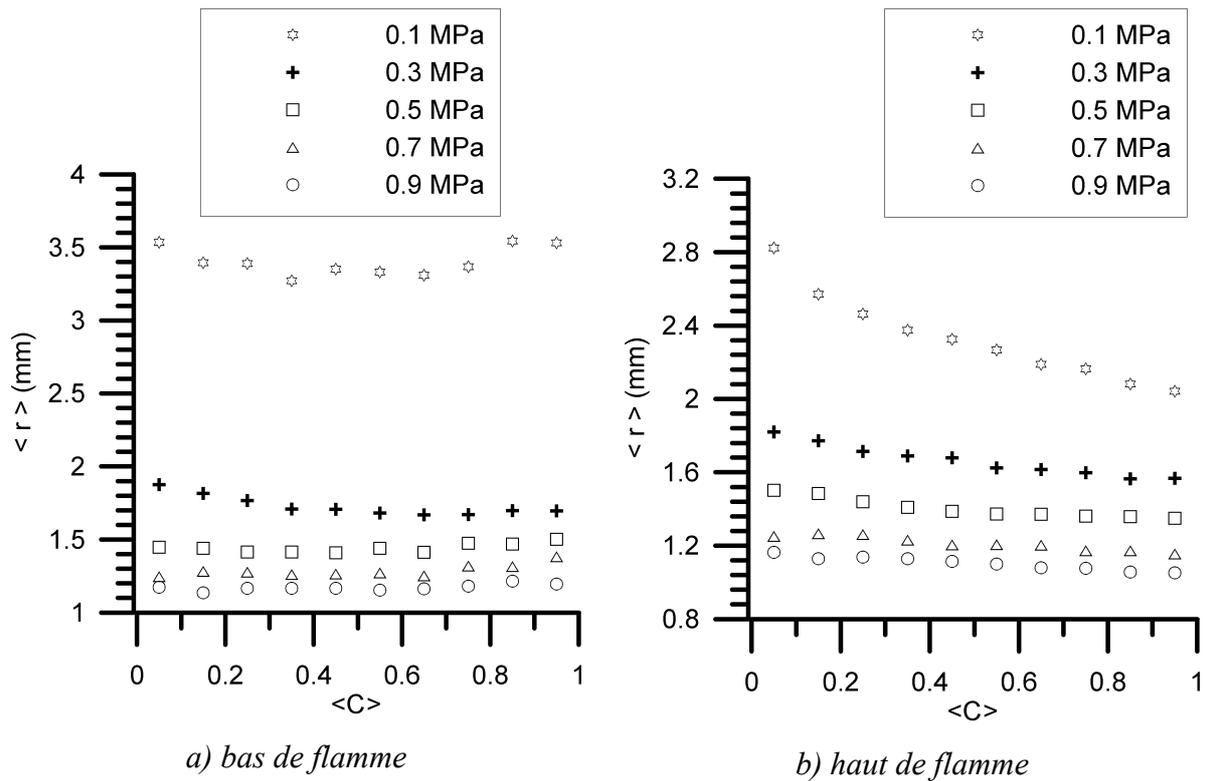


Figure 5.57 b

Figures 5.57 : Fonctions densité de probabilité des courbures pour le bas(a) et le haut(b) de la flamme en fonction de la pression pour $\langle C \rangle = 0.5$.

Les figures 5.58 a et b représentent le rayon de courbure en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions suivant la hauteur. Les rayons de courbure sont plus petits en haut qu'en bas de la flamme, cependant l'écart s'amenuise lorsque la pression augmente.



Figures 5.58 a et b : Rayon de courbure en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions et suivant la hauteur.

Les évolutions selon la hauteur confirment les résultats obtenus sur la flamme complète. En visualisant les courbes, on remarque souvent deux groupes d'évolution : l'évolution à pression atmosphérique et les évolutions aux pressions supérieures.

5.11 Instabilités du front de flamme

Les instabilités hydrodynamiques créent des perturbations et plissements sur le front de flamme, elles participent à l'augmentation de sa surface et à l'augmentation de l'intensité de combustion. Le plissement du front de flamme est causé par un équilibre entre les instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau ([Darrieus, 1946], [Landau, 1944]) et les instabilités thermodiffusives étudiées par [Zeldovitch, 1944]. Ces instabilités ont été expliquées plus en détail dans le chapitre 1 paragraphe 1.4.2.

5.11.1 Théorie linéaire sur les instabilités de flamme

Les instabilités hydrodynamiques sont causées par le saut de densité à travers le front de flamme, le front de flamme infiniment mince ne peut pas être stable. Les instabilités thermodiffusives ont leur origine dans la diffusion de chaleur et de masse ([Pelce, Clavin, 1982], [Sivashinsky, 1983], [Clavin, 1985], [Borghini, 1995]). La diffusion de la chaleur a un effet stabilisant (sur les perturbations de faible longueur d'onde de l'ordre de l'épaisseur de flamme thermique) alors que la diffusion de masse a un effet déstabilisant. Afin de quantifier les instabilités du front de flamme, [Sivashinsky, 1983] a établi à partir de la théorie linéaire sur les instabilités de flamme, un critère permettant de savoir si ce front est instable ou non en fonction du nombre d'onde. Les hypothèses faites sont que la flamme (le front) est un saut de densité se propageant à vitesse constante dans un fluide non visqueux, incompressible et non conducteur de la chaleur. Ce critère est appelé taux d'instabilité (« rate of instability ») ou parfois par d'autres auteurs taux d'accroissement de perturbation de flamme. Il s'écrit :

$$\sigma = \Omega_0 \cdot S_L \cdot k - \Omega_1 \cdot D_{th} \cdot k^2 \quad (5.7)$$

$$\Omega_0 = \frac{\sqrt{\varepsilon + \varepsilon^2 - \varepsilon^3} - \varepsilon}{1 + \varepsilon}$$

$$\Omega_1 = \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)^2 - \varepsilon \cdot \ln \varepsilon \cdot (2\Omega_0 + 1 + \varepsilon)}{2(1 - \varepsilon)(\varepsilon + (1 + \varepsilon)\Omega_0)}$$

$$- \frac{\varepsilon(1 + \Omega_0)(\varepsilon + \Omega_0)\beta(1 - Le)}{2(1 - \varepsilon)(\varepsilon + (1 + \varepsilon)\Omega_0)} \cdot \int_0^{1/\varepsilon - 1} \frac{\ln(1 + \xi)}{\xi} \cdot d\xi$$

$\varepsilon = \frac{\rho_b}{\rho_u}$ un ratio de masse volumique des gaz brûlés et des gaz frais, $k(m^{-1}) = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde, $\lambda(m)$ la longueur d'onde de la perturbation, S_L la vitesse de réaction dans les gaz frais. $\sigma(1/s)$ est le taux d'instabilité, Ω_0 et Ω_1 sont des coefficients, β et Le sont respectivement les nombres de Zeldovitch et Lewis. Le nombre de Zeldovitch est défini comme :

$$\beta = \frac{E}{RT_b^2} (T_b - T_u) \quad (5.8)$$

E (J/mol) est l'énergie d'activation, T_b (K) et T_u (K) les températures respectivement des gaz frais et brûlés et R ($J.K^{-1}.mol^{-1}$) la constante des gaz parfait, β n'a pas d'unité.

Dans le plan (σ, k) , l'équation (5.7) est une parabole. Le maximum est positionné en

$$k_{\max} = \frac{\Omega_0 \cdot S_L}{2 \cdot \Omega_1 \cdot D_{th}} \quad (5.9)$$

et vaut $\sigma_{\max} = \frac{\Omega_0^2 \cdot S_L^2}{4 \cdot \Omega_1 \cdot D_{th}}$. Si l'on admet que S_L est proportionnel à $P^{-0.5}$ et D_{th} est proportionnel à P^{-1} alors ce maximum restera constant avec la pression. Le ratio ε peut être calculé comme le ratio des températures adiabatiques de combustion qui ne changent pas avec la pression alors ε est une constante, k_{\max} est proportionnel à $P^{0.5}$ et se déplace vers les grands nombres d'ondes (petites longueur d'ondes) quand la pression augmente.

Le nombre de Zeldovitch, β , varie avec la richesse par l'intermédiaire des températures de gaz brûlés et avec la pression par l'intermédiaire de l'énergie d'activation E . [Gu et al., 2000] donnent quelques valeurs de β en fonction de la pression mais à richesse 0.8 et 1 et montrent que l'impact de la pression est prépondérant sur celui de la richesse. Le calcul de β à différentes richesses peut se faire connaissant le ratio E/R . [Peters et Williams, 1987] expriment E/R en fonction du flux de masse $\rho_u \cdot S_L$:

$$\frac{E}{R} = - \frac{d2 \cdot [\ln(\rho_u \cdot S_L)]}{d(1/T_b)} \quad (5.10)$$

L'intégration de cette équation donne :

$$2 \ln(\rho_u \cdot S_L) = - \left(\frac{E}{R} \right) \cdot \frac{1}{T_b} + (C)_p \quad (5.11)$$

où $(C)_p$ est une constante empirique. La figure 5.59 montre l'évolution de $2 \cdot \ln(\rho_u \cdot S_L)$ en fonction de $1/T_b$, la pente déterminée nous donne le ratio E/R qui est indépendant de la richesse, de T_u mais fonction de la pression [Gu et al., 2000]. L'indépendance vis à vis de la

richesse à permis de construire ce diagramme en y regroupant les points calculés en annexe C, de même pression mais de richesses différentes. En réalité [Göttgens et al.,1992] ont montrés que E/R varie avec la richesse mais de façon non significative.

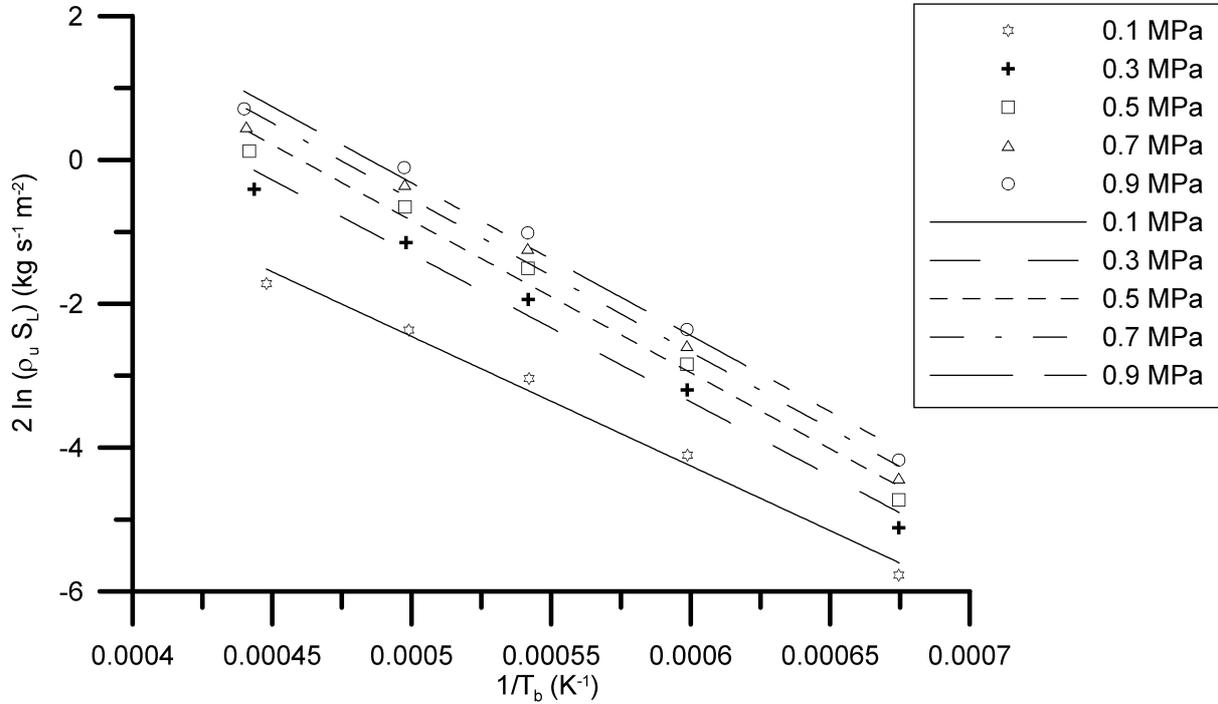


Figure 5.59 : Traçage de la fonction $2 \ln(\rho_u S_L)$ en fonction de $1/T_b$ pour la détermination de E/R d'après [Gu et al., 2000].

Le tableau 5.8 récapitule les résultats de E/R pour notre étude à richesse constante 0.6 et pression variable, il les compare avec ceux de [Gu et al., 2000] à richesse 0.8 puisque rappelons-le la dépendance à la richesse de E/R est faible. Les valeurs de E/R tendent vers une asymptote dès 0.5 MPa.

Pressure (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
E/R (K) cette étude richesse 0.6	17998	20574	21144	21246	21208
β cette étude richesse 0.6	8,84	10,11	10,38	10,43	10,42
E/R [Gu et al.,2000](K) richesse 0.8	12530		19030		19480 (1 MPa)
β [Gu et al.,2000] richesse 0.8	6,15	8,10	9,35	9,53	9,57

Tableau 5.8 : Valeurs de E/R et de β en fonction de la pression pour cette étude et comparaison avec les résultats de [Gu et al., 2000].

La figure 5.60 montre l'évolution de β en fonction de la pression et de la richesse. Ce paramètre décroît linéairement avec la richesse mais augmente avec la pression dès les premiers MPa et n'évolue plus après. L'évolution à richesse constante 0.6 est reportée dans le tableau 5.8 ci-dessus.

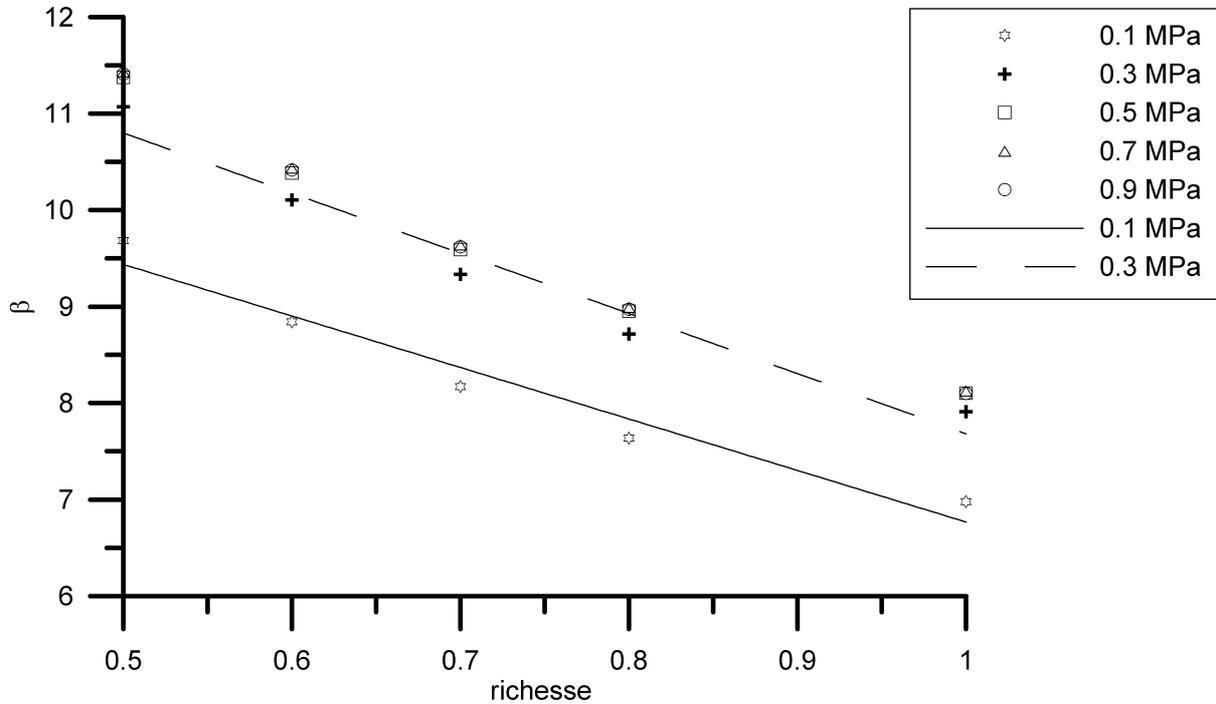


Figure 5.60 : Evolution de β en fonction de la pression et de la richesse.

5.11.2 Analyse des instabilités

Avec nos résultats, le maximum de taux d'accroissement d'instabilité, σ_{\max} , ne reste pas constant car nous avons considéré les valeurs de S_L calculées au chapitre 1 soit $S_L (m.s^{-1}) = 0.113(P/P_0)^{-0.61}$. En analysant les coefficients de l'équation (5.7) il vient que Ω_0 est toujours positif (pour $\varepsilon < 1$ ce qui est notre cas), de plus sa valeur est constante avec la pression. Le nombre de Lewis proche de 1 (calculé à 0.96 quel que soit la pression et en prenant le méthane comme réactif limitant) rend le coefficient Ω_1 constant, fonction uniquement de ε qui est le ratio de températures entre gaz frais et gaz brûlés.

Dans l'équation (5.7), le terme $\Omega_0 k S_L$ correspond au taux d'accroissement de l'instabilité hydrodynamique et le terme $\Omega_1 k^2 D_{th}$ à l'aspect stabilisateur de la diffusivité thermique. Si la

valeur de σ est positive alors le front de flamme est instable. La figure 5.61 rend compte de l'évolution de σ en fonction de la pression. Comme expliqué précédemment, le maximum positionné en k_{\max} (équation (5.9)) se déplace vers les plus petites longueur d'ondes, la région d'instabilité s'élargit, donc le front est instable hydrodynamiquement avec de plus petites échelles de perturbation. [Michelson et Sivashinsky, 1982], [Soika et al., 2003] précisent que k_{\max} peut être interprété comme le nombre d'onde minimum de l'instabilité du front de flamme. Cet élargissement est dû à la décroissance plus rapide (en P^{-1}) de la diffusion thermique (coefficient du terme de second degré dans l'équation (5.7)) que de S_L (en $P^{-0.6}$) avec la pression. La diffusivité thermique ne joue plus son rôle stabilisateur du front de flamme surtout pour les petites échelles et laisse la place aux instabilités hydrodynamiques ([Kobayashi et al., 1996]). Le tableau 5.9 récapitule les principaux résultats issus de l'analyse des instabilités.

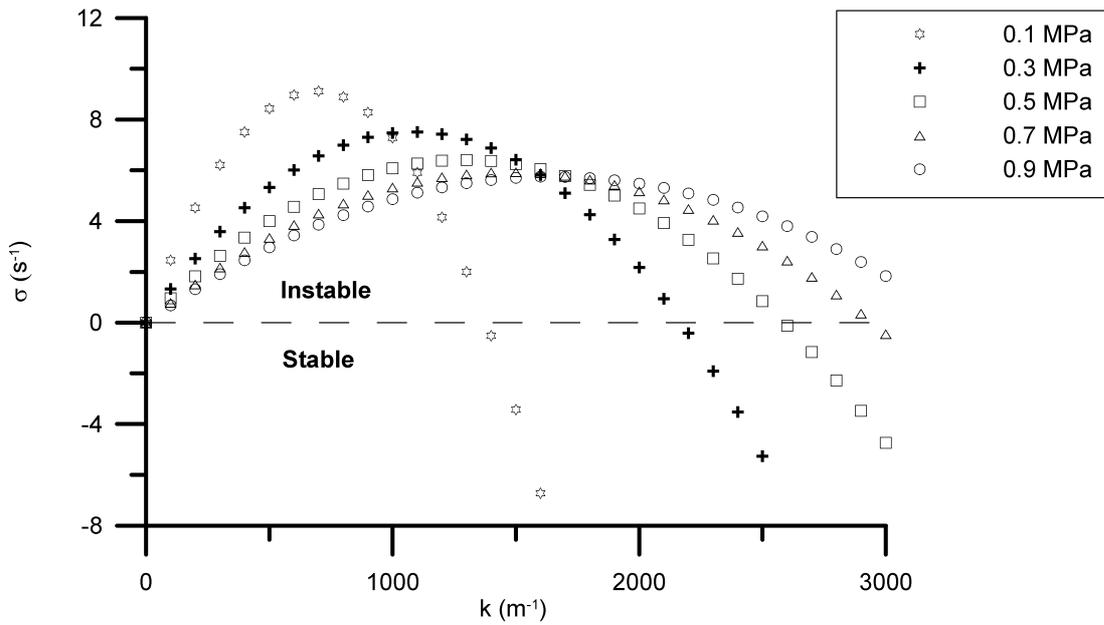


Figure 5.61 : Evolution de σ en fonction de la pression.

pression(MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
λ_{\max} (mm)	9.1	5.8	4.9	4.3	3.9
k_{\max} (m^{-1})	690	1085	1294	1473	1643
σ_{\max} (s^{-1})	9.1	7.5	6.4	5.9	5.7

Tableau 5.9 : Principales caractéristiques des instabilités.

5.12 Conclusions sur la structure de flamme

La caractérisation de la flamme a utilisé la technique de visualisation par diffusion de Mie. Plusieurs auteurs ont montré que cette approche à deux dimensions de la caractérisation de flamme était représentative de son aspect tridimensionnel. L'analyse de ces images montre une fréquence d'apparition de plus en plus élevée de poches de gaz brûlés et d'îles de gaz frais avec l'augmentation de la pression, conduisant en partie à l'augmentation de la hauteur moyenne de la flamme. Ces îlots peuvent provenir de l'acoustique du système et aussi de l'interaction de la flamme avec les vortex de grandes échelles. Les tourbillons de plus petites échelles conduisent à la formation de poches de gaz brûlés.

Lorsque la pression s'élève, le front de flamme devient de plus en plus plissé, s'orientant dans toutes les directions avec une répartition symétrique par rapport aux iso- $\langle C \rangle$. Les longueurs de plissement diminuent confirmant la présence de structures (motifs) de plus en plus petites et montrant une certaine symétrie par rapport à $\langle C \rangle = 0.5$, cependant l'échelle intégrale de plissement L_y ne décroît que peu avec la pression et sa valeur reste proche de l'échelle intégrale de turbulence. L'échelle de Gibson montre qu'avec la pression des structures de plus en plus petites peuvent interagir avec le front de flamme dû à la décroissance de S_L . La recirculation des gaz brûlés dans la chambre de combustion conduit certainement à l'ondulation grande échelle du front de flamme mais ce paramètre n'a pas pu être pris en compte. La distribution de ces longueurs est bien représentée par une fonction log-normal ou gamma-2 comme utilisée par le modèle BML. Les rayons de courbure diminuent avec la pression. La répartition des courbures est légèrement dissymétrique vers les valeurs négatives suggérant la présence de points de rebroussements. Le rayon de courbure minimum peut être corrélé avec (de l'ordre de) l'épaisseur thermique pour la flamme et avec l'échelle de Taylor pour la turbulence.

Avec la montée en pression, les structures du front de flamme de plus en plus fines participent à l'accroissement de sa surface, ainsi la densité de surface de flamme augmente et son maximum évolue linéairement. En conséquence de l'évolution de la surface de flamme et avec la décroissance de S_L , l'intensité de combustion augmente, S_T tend à rester constante. La formation de poches de gaz brûlés et d'îlots de gaz frais participent également à ce processus.

L'effet stabilisateur de la diffusivité thermique s'atténue avec la pression, laissant la place aux instabilités hydrodynamiques et au plissement petites échelles du front de flamme.

Certains paramètres n'évoluent pas de façon continue avec la pression ; dans ce cas la majeure partie voire même la totalité de cette évolution intervient dès les premiers MPa. C'est le cas par exemple de l'angle d'orientation de la flammelette (figure 5.12).

Certaines caractéristiques ($S_T/S_L...$) utilisent les mesures de turbulence effectuées dans l'écoulement sans flamme à 5 mm en sortie du brûleur et non pas proche de la position du front de flamme ce qui change certainement les valeurs des coefficients et exposants. Enfin, la décroissance de S_L est un élément majeur par l'intermédiaire duquel la pression influence la combustion et la structure de la flamme.

Chapitre 6

Application aux modèles BML

6.1 Introduction

Dans le chapitre 5, les résultats « directs » sur la structure de flamme étaient obtenus par traitement des images tomographiques sans avoir recours à un modèle. Dans ce chapitre, nous utilisons les résultats expérimentaux obtenus par l'intermédiaire de l'ensemble des diagnostics optiques, Anémométrie Laser Doppler, mesures de diffusion de Mie et de diffusion Rayleigh. et à l'aide du modèle BML décrit au chapitre 1 dans sa version spatiale et sa version temporelle ; nous déterminons alors les densités de surface de flamme, intensité et taux de combustion et les comparons le cas échéant avec les résultats obtenus sans l'utilisation de modèle.

6.2 Degré d'avancement moyen

La degré d'avancement moyen est défini par $\langle C \rangle = \frac{T - T_r}{T_p - T_r}$. La flamme de prémélange est

constituée d'une zone de gaz frais et d'une zone de gaz brûlés séparés par une fine zone réactionnelle. Pour une flamme turbulente, le signal de densité ou de température en un point de l'espace « dans la flamme » est une alternance gaz frais et gaz brûlés avec de courtes transitions à travers le front de flamme proprement dit. La mesure par diffusion Rayleigh fournit ce type de signaux dont un exemple à 0.3 MPa est représenté figure 6.1. La valeur de T est une valeur moyennée sur le temps d'acquisition. Le signal haut est proportionnel à la masse volumique des gaz frais, le signal bas à la masse volumique des gaz brûlés.

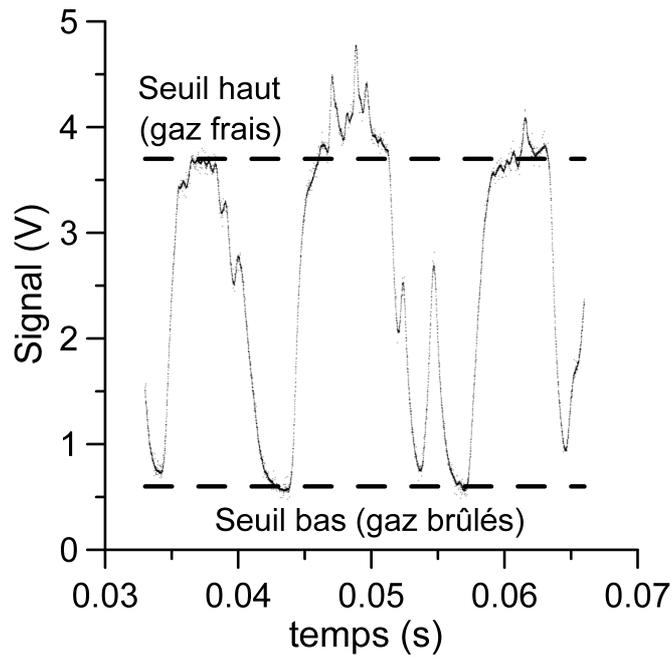


Figure 6.1 : Signal temporel de diffusion Rayleigh obtenu à 0.3 MPa.

A l'aide du modèle BML défini au chapitre 1, $\langle C \rangle$ est calculé comme $\langle C \rangle = \frac{\langle t_p \rangle}{\langle t_r \rangle + \langle t_p \rangle}$

où $\langle t_p \rangle$ et $\langle t_r \rangle$ sont respectivement le temps moyen de passage dans les produits et le temps moyen de passage dans les réactifs. La figure 6.2 représente l'évolution de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions. La hauteur de flamme, H , est définie comme la distance entre la sortie du brûleur et la cote z où $\langle C \rangle = 0.98$. Les courbes sont superposées jusqu'à $\langle C \rangle = 0.05$ et la flamme s'allonge avec la pression. Cet allongement a été en partie expliqué chapitre 5 paragraphe 5.3 par l'inclusion de poches de gaz brûlés dans la flamme principale et l'apparition d'îlots de gaz frais se détachant de la flamme principale.

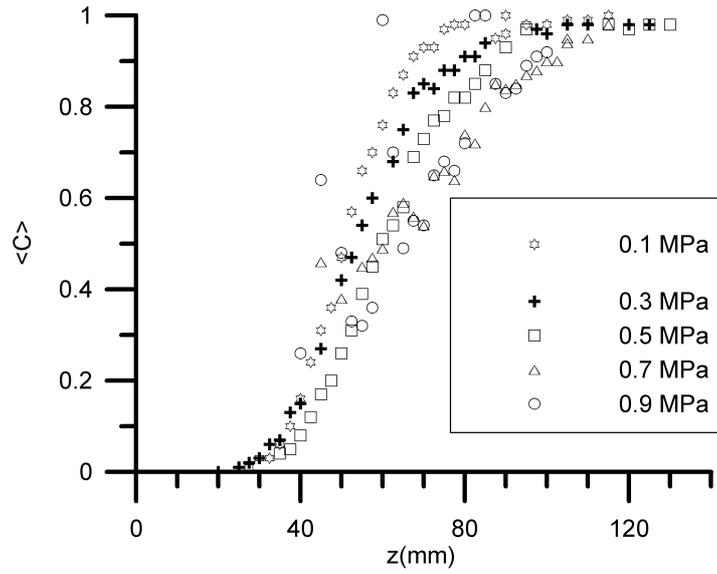


Figure 6.2 : Evolution de $\langle C \rangle$ en fonction de la pression.

L'évolution de $\langle C \rangle$ peut être représentée par ([Shepherd et al., 2000]) :

$$\langle C \rangle = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-az_{réduite}}{\delta_t}\right)}$$

où $z_{réduite}$ est la coordonnée réduite $z - z(\langle C \rangle = 0.5)$, a est un coefficient et δ_t l'épaisseur de flamme turbulente définie comme la différence de hauteur entre $\langle C \rangle = 0.1$ et $\langle C \rangle = 0.9$. Les valeurs de H , a et δ_t sont reportées dans le tableau 6.1 et les courbes de chaque évolution de $\langle C \rangle$ comparée avec leur ajustement sont représentées figures 6.3 a à c.

Pressure MPa	H mm	δ_t mm	$z(\langle C \rangle = 0.5)$ (mm)	a	$V_f \text{ Max}$ S^{-1}
0.1	80	30	50.5	4.66	434
0.3	100	43.9	53.7	4.68	495
0.5	105	84.9	60	7.05	560
0.7	125				800
0.9	125				903

Tableau 6.1 : Caractéristiques de flamme pour différentes pressions.

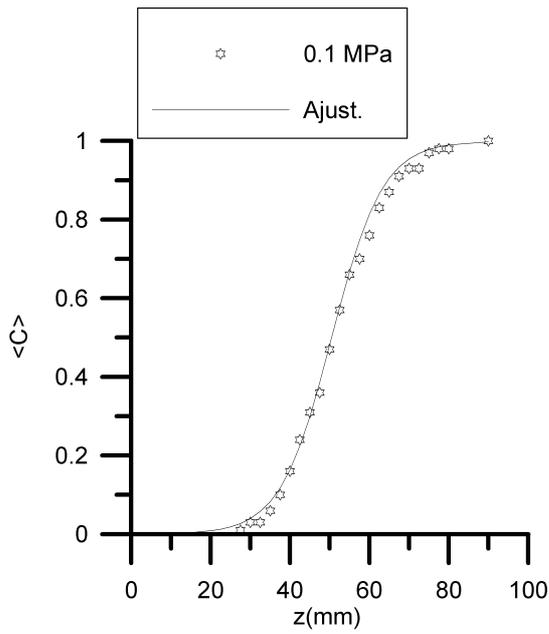


Figure 6.3 a

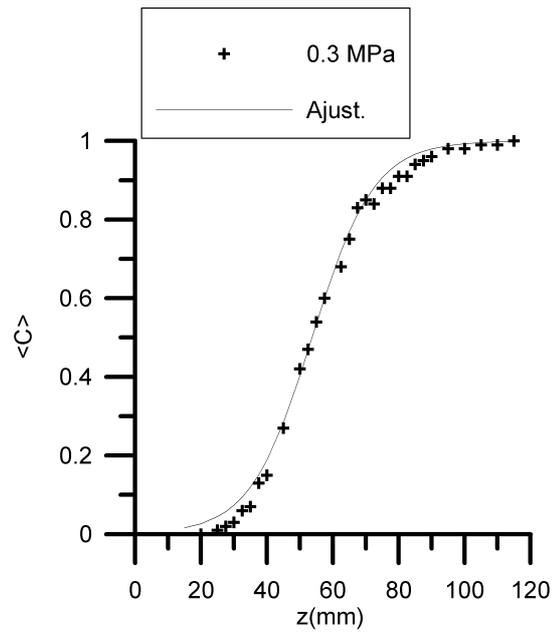


Figure 6.3 b

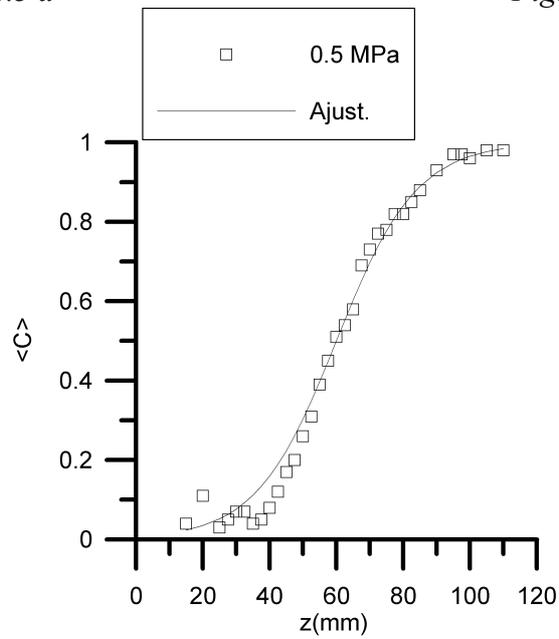


Figure 6.3 c

Figure 6.3 a à c : $\langle C \rangle = f(z)$ et sa courbe d'ajustement pour différentes pressions.

6.3 Fréquence de passage de la flammelette et temps de transit

La fréquence de passage de la flammelette, v_f , est calculée à partir du signal de diffusion Rayleigh par l'expression issue du modèle BML :

$$v_f = \frac{2}{\langle t_p \rangle + \langle t_r \rangle}$$

Cette fréquence augmente avec la pression et sur une distance (axe z) plus longue (figure 6.4 a) d'une façon similaire à la densité de surface de flamme chapitre 5 § 5.8.2 ou au taux de combustion § 6.9. Le modèle prédit un maximum en $\langle C \rangle = 0.5$ et une symétrie par rapport à cet axe ce qui est presque vérifié pour notre cas figure 6.4 b. [Boukhalfa et Gökalp, 1988b] notent que $v_f / v_{f \text{ Max}} = 4 \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)$ est basée sur l'hypothèse d'une échelle intégrale scalaire constante. Nous verrons figure 6.6 paragraphe 6.4 de ce chapitre que ce n'est pas le cas et cela induit une légère asymétrie de la courbe figure 6.4 b remarquée aussi dans les expériences de [Miles et Gouldin, 1992]. Les valeurs de $v_{f \text{ Max}}$ sont reportées dans le tableau 6.1 du paragraphe précédent.

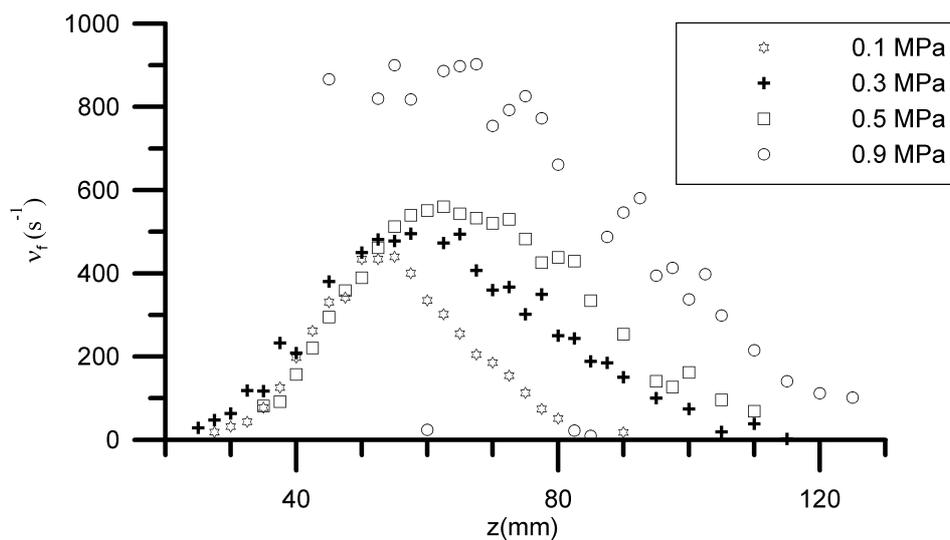


Figure 6.4 a

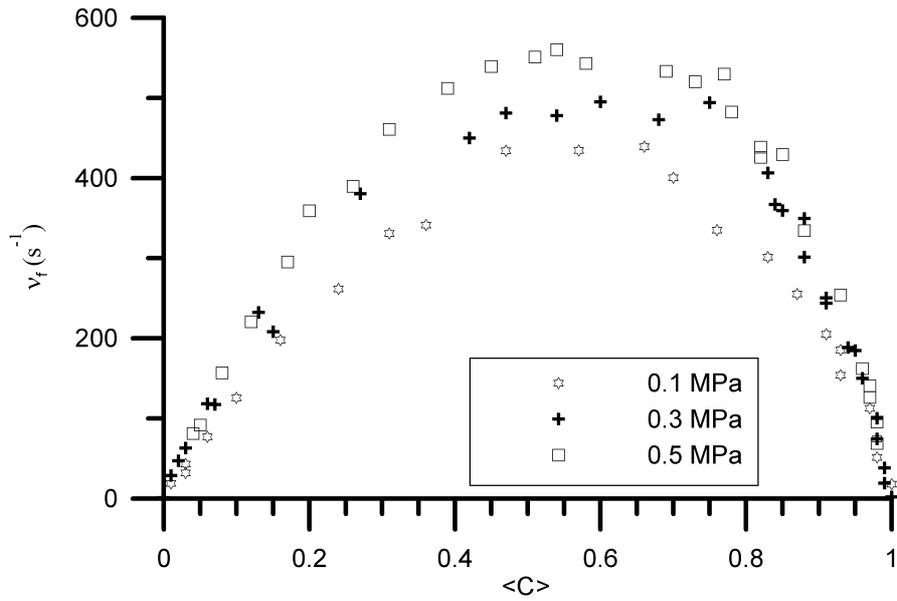


Figure 6.4 b

Figures 6.4 a et b : Fréquence de passage de la flammelette en fonction de la pression.

Comme l'épaisseur de flamme n'est en réalité pas infiniment mince, les temps de transit t_{pr} et t_{rp} sont les temps mesurés respectivement entre produits et réactifs d'une part et réactifs et produits d'autre part (voir chapitre 1). Les figures 6.5 a et b représentent les évolutions de $\langle t_{pr} \rangle$ et $\langle t_{rp} \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions. Ces valeurs restent constantes, elles tendraient à prouver que si l'épaisseur du front de flamme diminue avec la pression et en faisant l'hypothèse $U_r \pm S_L = \text{épaisseur} / \text{temps de transit}$ alors la vitesse de propagation de la flammelette diminue. De plus, elle est proche de la vitesse des réactifs ($S_L/U_r \approx 3\%$ à 0.3 MPa). Avec une flamme type Bunsen, [Deschamps et al., 1992] trouve la valeur $1/2(\langle t_{pr} \rangle + \langle t_{rp} \rangle)$ constante en fonction de $\langle C \rangle$ à pression atmosphérique.

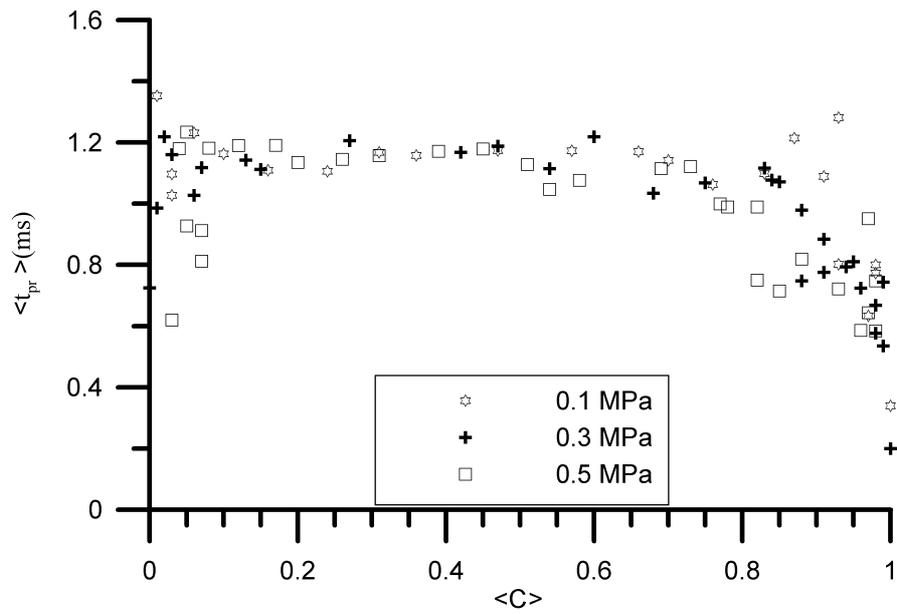


Figure 6.5 a

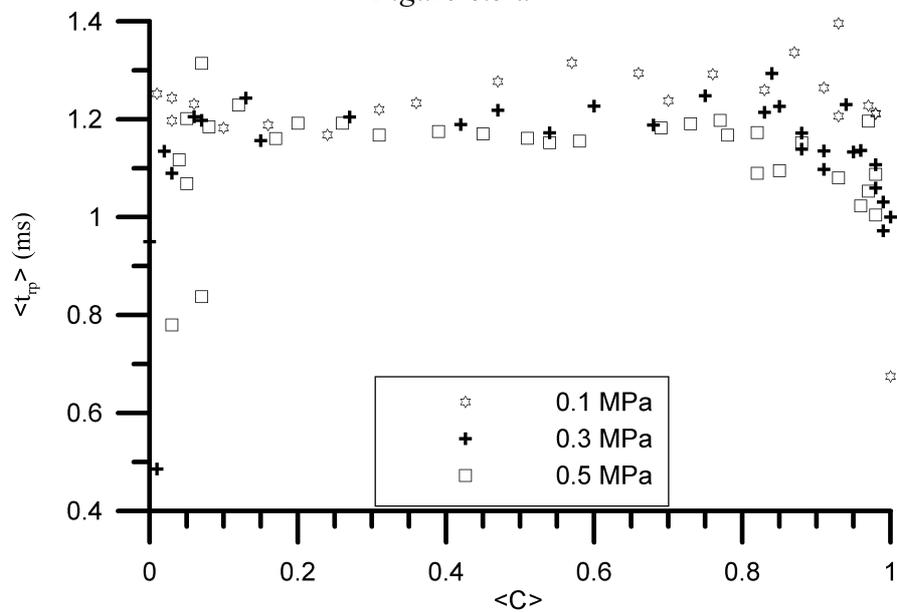


Figure 6.5 b

Figures 6.5 a et b : Evolutions de $\langle t_{pr} \rangle$ et $\langle t_{rp} \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

6.4 Echelle intégrale de temps du champs scalaire

Cette échelle extraite du signal de type « créneaux » des mesures de diffusion Rayleigh, caractérise le plissement du front de flamme ([Shepherd et al., 2000]). De la même façon que pour les mesures de vitesses, nous avons réalisé l'autocorrélation de ce signal. L'intégration de l'aire sous la courbe a permis de déterminer l'échelle intégrale de temps du champ scalaire,

T_θ , représentée figures 6.6 a et b. Comme pour les mesures de vitesses l'intégrale de temps scalaire reste constante à travers l'épaisseur de flamme turbulente en fonction de la pression. [Genaï et al., 1996] trouvent T_θ décroissant continuellement à partir de $\langle C \rangle = 0.2$, [Miles et Gouldin, 1992] avec une flamme stabilisée sur un obstacle, reportent une augmentation de T_θ jusqu'à $\langle C \rangle = 0.1$ puis une décroissance continue. Nous notons une augmentation de T_θ jusqu'à $\langle C \rangle = 0.3$ puis une décroissance continue jusqu'à $\langle C \rangle = 1$ pour nos résultats. [Gagnepain et al., 1998a] ont évalué le ratio T_θ en mesures conditionnelles sur T_θ en mesures inconditionnelles. Celui-ci est toujours supérieur à 1 et constant (à pression atmosphérique), les mesures sont donc sujettes au type d'expérience effectué.

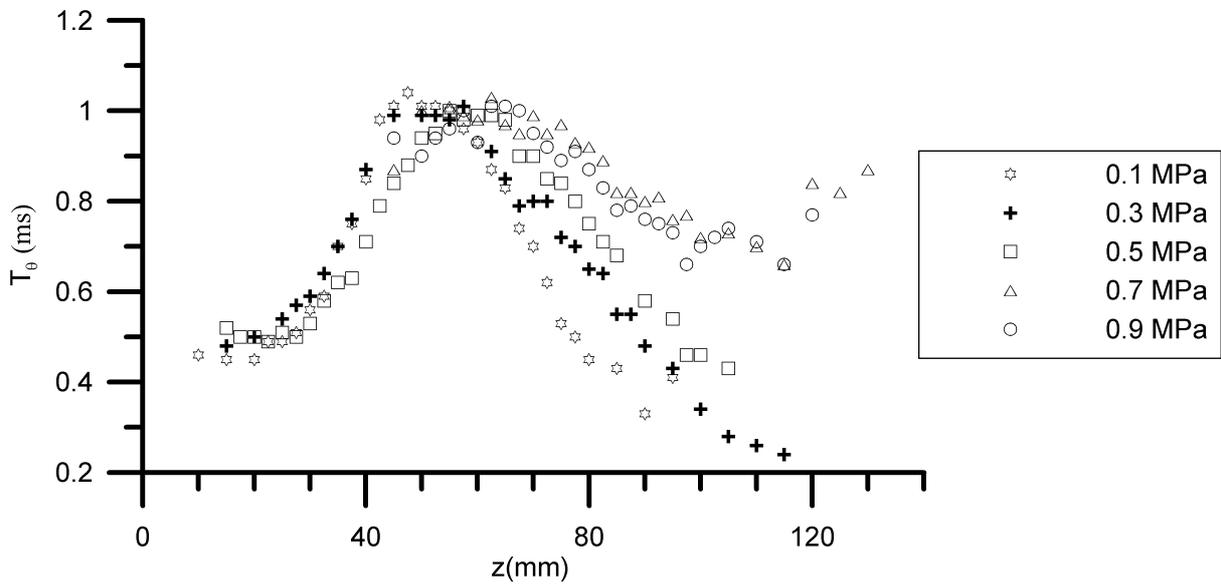


Figure 6.6 a

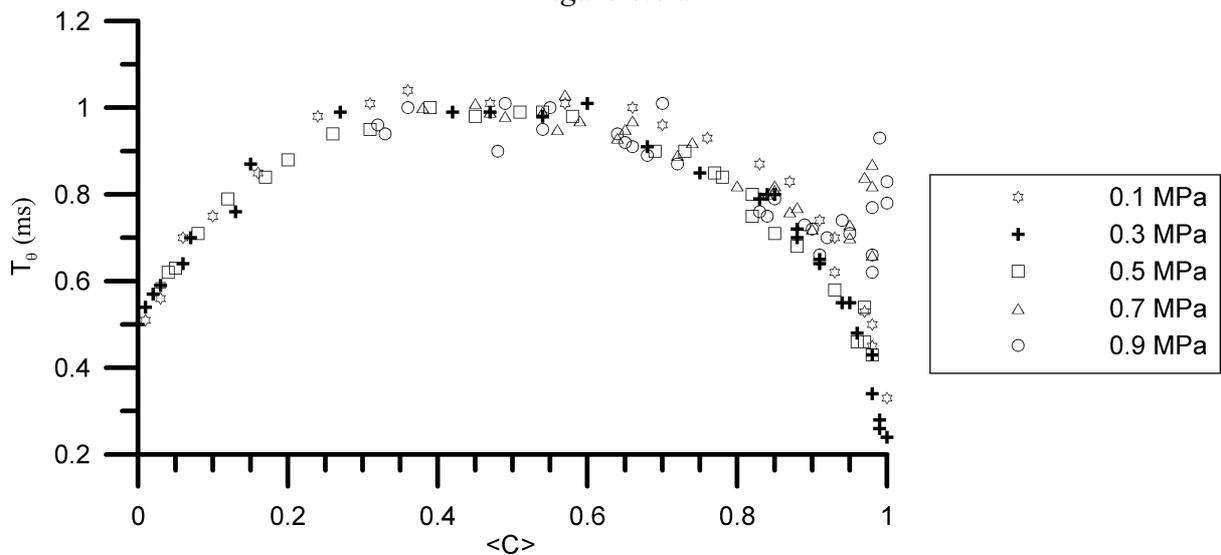


Figure 6.6 b

Figures 6.6 a et b : Echelle de temps intégrale scalaire en fonction de la pression.

A partir des valeurs de v_f , de T_θ il est possible de déterminer le coefficient g du modèle BML. La fréquence v_f s'écrit $v_f = \frac{g \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)}{T_\theta}$. La figure 6.7 montre l'évolution du coefficient g en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions. La distribution des temps de passages $\langle t_r \rangle$ et $\langle t_p \rangle$ passe d'une distribution gamma-2 a pression atmosphérique vers une distribution exponentielle quand la pression augmente. Les valeurs moyennes sont respectivement de 1.52, 1.77 et 2.04 pour les pressions de 0.1, 0.3 et 0.5 MPa.

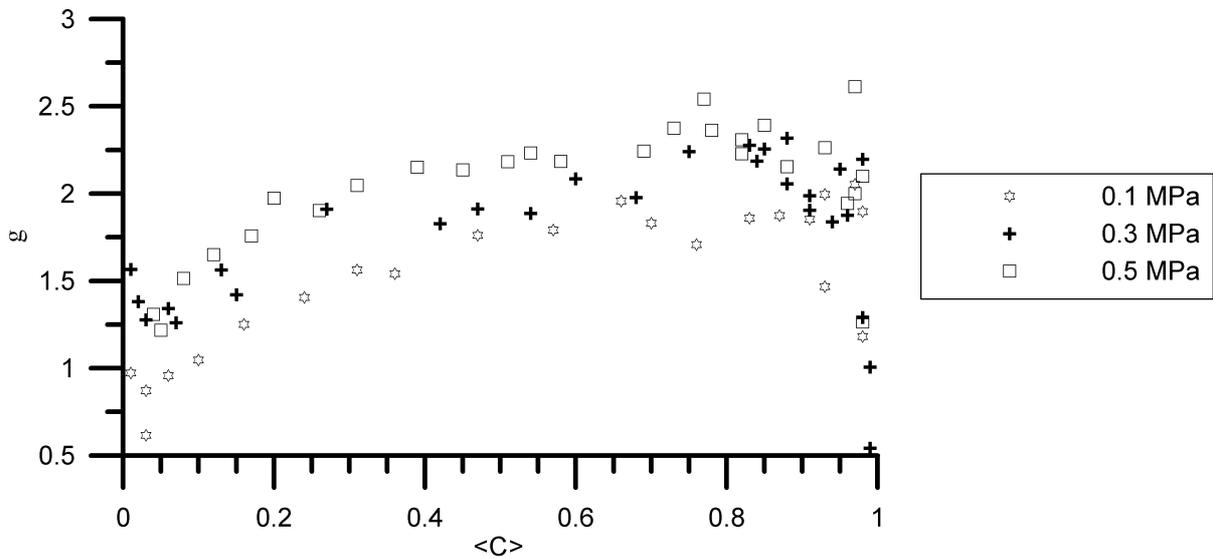


Figure 6.7 : Evolution du coefficient g en fonction de $\langle C \rangle$ du modèle temporel BML à différentes pressions.

6.5 Cosinus directeur et angle aigu d'orientation

Dans le chapitre 5 paragraphe 5.6, l'orientation du front de flamme était déterminée entre un vecteur tangent à l'iso $\langle C \rangle$ et un vecteur tangent au front de flamme. Le modèle BML utilise l'angle aigu entre la normale au front de flamme et l'iso $\langle C \rangle$ comme angle d'orientation ([Chew et al., 1990], [Chang et al., 2001]). La figure 6.8 représente la fonction densité de probabilité de cette distribution. L'angle d'orientation ϕ_{BML} vaut alors 90° quand le front de flamme est parallèle à l'iso $\langle C \rangle$ et 0° pour un front de flamme perpendiculaire à cette iso $\langle C \rangle$. A 0.1 MPa, la majorité des angles se trouvent vers 90° et une minorité vers 0° avec entre ces deux densités de probabilité un facteur 5, cette distribution est similaire à celle trouvée par

[Chew et al., 1990]. Dès 0.3 MPa, la distribution s'élargit et les angles sont presque uniformément répartis sur l'intervalle $[0, 90^\circ]$, ensuite la pression n'a plus d'effet visible. Les valeurs de l'angle moyen calculées sur l'ensemble de la distribution sont reportées dans le tableau 6.2. Les valeurs sont du même ordre de grandeur que celles rencontrées dans [Shepherd et Ashurst, 1992] (47 à 52°) pour une flamme à point d'arrêt à pression atmosphérique.

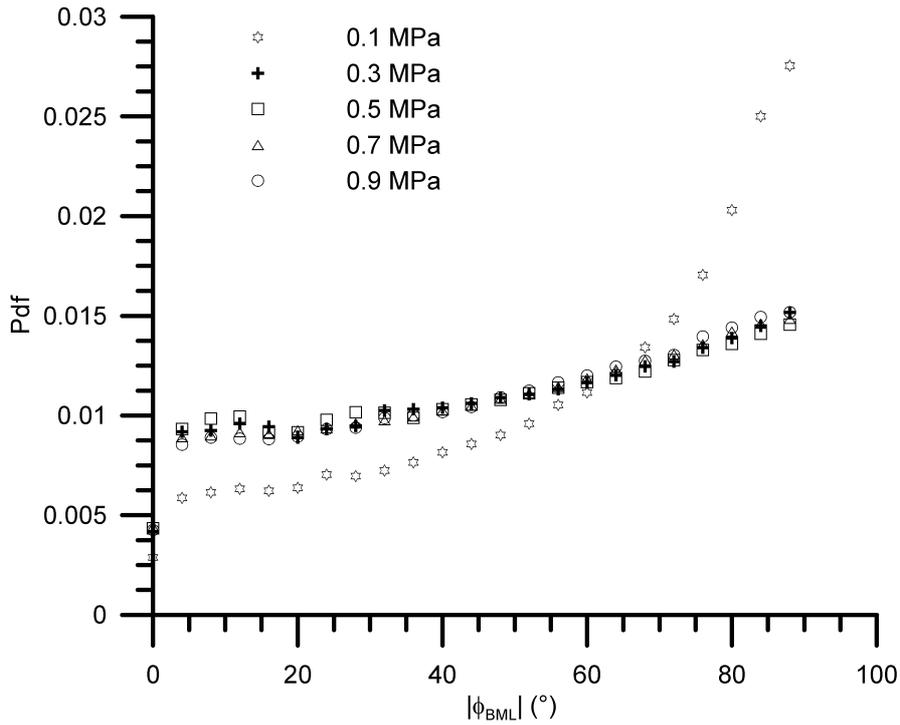


Figure 6.8 : Distribution de ϕ_{BML} en fonction de la pression.

P (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
$\langle\phi_{BML}\rangle(^{\circ})$	57.4	49.1	48.6	49.4	49.8
$\langle\sigma_y\rangle$	0.53	0.65	0.66	0.65	0.64

Tableau 6.2 : Valeur moyenne de σ_y et de ϕ_{BML} en fonction de la pression.

Le cosinus directeur de l'angle d'orientation de la flammelette, σ_y a été reporté sur la figure 6.9. Il s'agit du cosinus de la valeur moyenne de l'angle d'orientation calculé sur chaque iso $\langle C \rangle$.

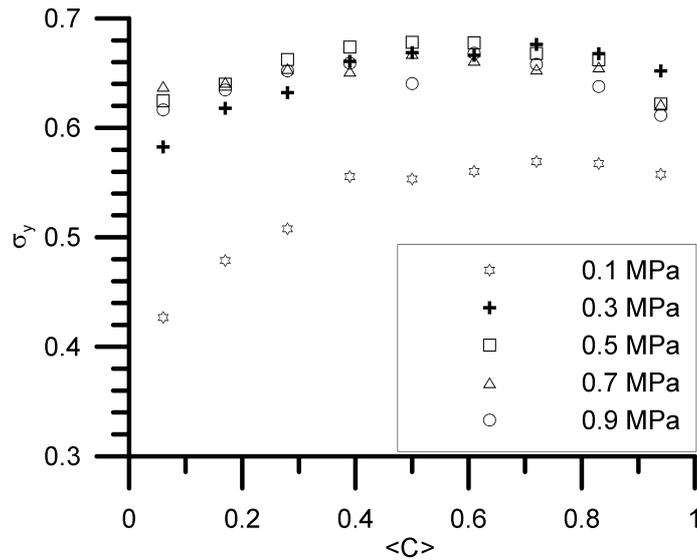


Figure 6.9 : σ_y en fonction de $\langle C \rangle$ pour l'ensemble des pressions.

Les valeurs de σ_y varient peu avec $\langle C \rangle$. Dès l'augmentation de pression, σ_y augmente puis se stabilise autour d'une valeur constante. Les résultats de la littérature concernant des expériences ou des simulations à pression atmosphérique. [Gagnepain, 1998 a] par diffusion Rayleigh multi-points, [Shy et al., 2000] par tomographie laser mesurent $\sigma_y \approx 0.6$, [Pavé, 2002] trouve pour la même flamme $\sigma_y \approx 0.7$ par tomographie laser, [Genai et al., 1996], [Chang et al., 2001], [Chew et al., 1990] donnent $\sigma_y \approx 0.7$. Par simulation numérique directe, [Trouvé et Poinso, 1994] trouvent également $\sigma_y \approx 0.7$. Le tableau 6.2 de la page précédente donne les valeurs de σ_y moyennées sur l'ensemble de la distribution, en fonction de la pression.

Pour expliquer cette augmentation de σ_y avec la pression, on peut se référer à la distribution de l'angle d'orientation figure 5.12 du chapitre 5. La pression induit une forte convolution du front de flamme qui tend à se rapprocher de la normale à l'iso $\langle C \rangle$.

6.6 Nombre de passages par unité de longueur

Le nombre de passages par unité de longueur, n_y , est aussi appelé fréquence spatiale du front de flamme instantané. C'est en quelque sorte l'analogue, pour la version spatiale du modèle

BML, de la fréquence de passage de flammelette, v_f , dans la version temporelle. La définition de n_y est :

$$n_y = \frac{2}{\langle L_u \rangle + \langle L_b \rangle}$$

où $\langle L_u \rangle$ et $\langle L_b \rangle$ sont les moyennes des longueurs de plissements sur une iso $\langle C \rangle$ comme déterminées au chapitre 5 paragraphe 5.7. La figure 6.10 montre l'évolution de n_y en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

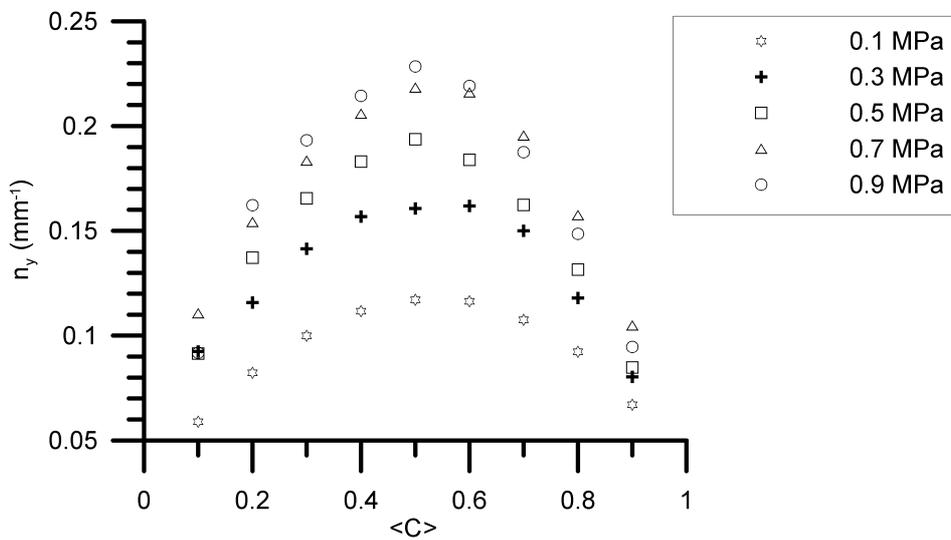


Figure 6.10 : Evolution de n_y en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

L'évolution à pression atmosphérique est identique à celles trouvées dans la littérature dont [Chew et al.,1990] et [Genai, 1995]. La valeur de n_y augmente avec la pression, elle est maximale vers $\langle C \rangle = 0.5$. En pression, des plissements de plus en plus petits apparaissent, $\langle L_u \rangle$ et $\langle L_b \rangle$ diminuent entraînant l'élévation de n_y .

D'après le modèle BML, n_y peut aussi s'écrire :

$$n_y = \frac{g \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)}{L_y}$$

Il est alors possible de déterminer le coefficient g .

La figure 6.11 rapporte l'évolution de ce coefficient g en fonction de $\langle C \rangle$ pour les pressions investiguées.

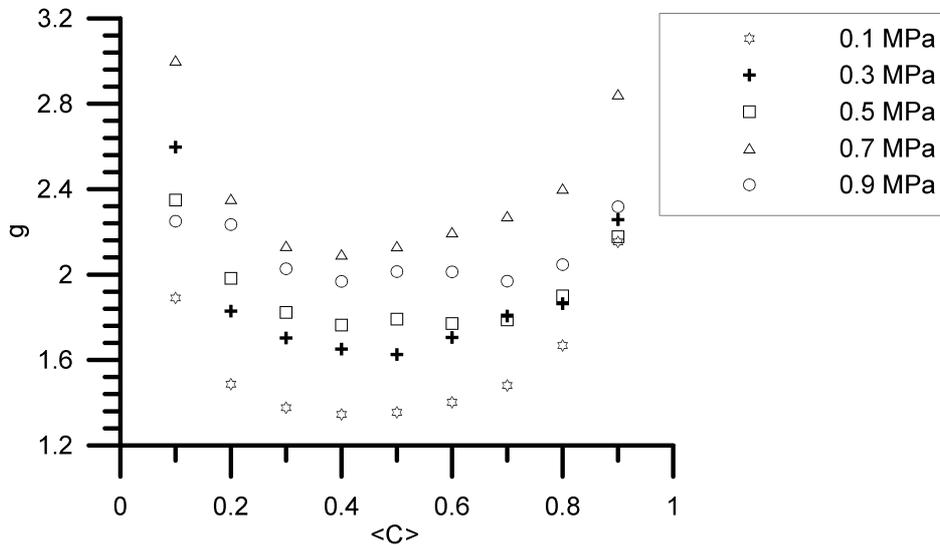


Figure 6.11 : Evolution du coefficient g en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

La valeur du coefficient g évolue dans un intervalle $[|g|, |g|+1]$ selon $\langle C \rangle$. Des évolutions similaires à pression atmosphérique avec les mêmes ordres de grandeur sont trouvées par [Chang et al., 2001]. [Chew et al., 1990] trouvent g augmentant de façon monotone avec $\langle C \rangle$. On observe que la distribution est de type gamma-2 entre $\langle C \rangle = 0.3$ et $\langle C \rangle = 0.7$ et tend vers une distribution exponentielle pour les autres valeurs. [Pavé, 2002] explique que vers $\langle C \rangle = 0.1$, la probabilité d'avoir des gaz frais est très grande, la même remarque s'impose vers $\langle C \rangle = 0.9$ mais pour les gaz brûlés. De ce fait aux extrêmités, la distribution est mieux représentée par une distribution de type exponentielle. Lorsque l'on se rapproche de $\langle C \rangle = 0.5$ la distribution s'élargit et est mieux représentée par une distribution de type gamma-2 comme illustré sur les figures 5.20 à 5.22 chapitre 5. Le tableau 6.3 donne les valeurs de g moyennées sur l'ensemble des $\langle C \rangle$, $\langle g \rangle_{\text{spatial}}$, et les compare avec celles obtenues à partir du modèle temporel, $\langle g \rangle_{\text{temporel}}$, du paragraphe 6.4. Les valeurs moyennes sont très proches et confirment l'augmentation de g avec la pression.

P (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
$\langle g \rangle$ spatial	1.57	1.89	1.93	2.38	2.09
$\langle g \rangle$ temporel	1.52	1.77	2.04		

Tableau 6.3 : Valeurs de g moyennées sur l'ensemble de la distribution en fonction de la pression.

Globalement, la distribution des longueurs de plissement est plutôt du type gamma-2 et se rapproche d'une distribution de type exponentielle quand la pression augmente. La distribution des longueurs de plissement devient plus étroite. En modèle temporel cela se traduirait par des temps de passage de la flammelette de plus en plus courts au fur et à mesure que la pression augmente.

6.7 Densité de surface de flamme

A partir du modèle BML dans sa version spatiale, la densité de surface de flamme s'écrit :

$$\Sigma = \frac{g \cdot \langle C \rangle \cdot (1 - \langle C \rangle)}{L_y} \left\langle \left| \frac{1}{\sigma_y} \right| \right\rangle$$

Avec l'échelle intégrale de plissement L_y déterminé au chapitre 5 paragraphe 5.7.3 et avec $\langle g \rangle$ et $\langle \sigma_y \rangle$ déterminés précédemment dans les tableaux 6.2 et 6.3, il est possible d'évaluer la densité de surface de flamme. Les résultats sont rapportés sur la figure 6.12.

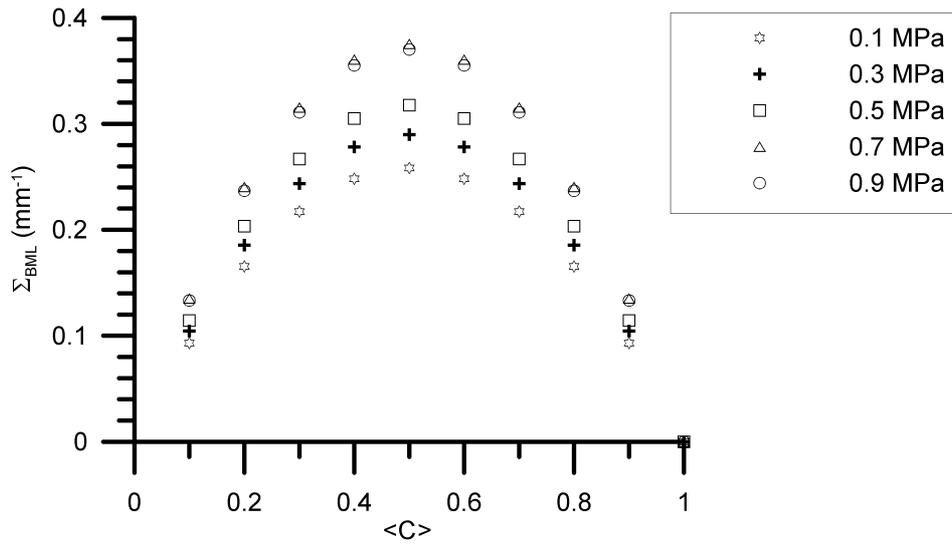


Figure 6.12 : Densité de surface de flamme par modèle BML en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

La courbe est une parabole (pour une pression donnée, $\langle g \rangle / (L_y \langle \sigma_y \rangle)$ est une constante) symétrique par rapport à $\langle c \rangle = 0.5$. Les valeurs de densité de surface de flamme obtenues à l'aide du modèle sont très proches de celles obtenues à l'aide du traitement des images tomographiques. Le tableau 6.4 nous permet de comparer $\langle g \rangle / (L_y \langle \sigma_y \rangle)$ aux valeurs du coefficient k de la courbe d'ajustement $\Sigma(\langle C \rangle) = k \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)$.

P (MPa)	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
k (mm-1)	1,039	1,115	1,26	1,37	1,48
$\langle g \rangle / (L_y \langle \sigma_y \rangle)$	1.034	1.159	1.271	1.503	1,481

Tableau 6.4 : Evolution des coefficients k et $\langle g \rangle / (L_y \langle \sigma_y \rangle)$ en fonction de la pression.

6.8 Intensité de combustion

[Shepherd, 1996] note que pour une turbulence modérée l'intensité de combustion peut se calculer à l'aide de la densité de surface de flamme par :

$$\frac{S_T}{S_L} = \int_{z_r}^{z_p} \Sigma(z) dz \quad (6.1)$$

[Cheng et al., 1988] à partir du modèle BML et BCL (Bray-Champion-Libby), calculent l'intensité de combustion S_T/S_L par l'intégration de $v_f / U_r(z)$ le long de l'axe z comme présenté au chapitre 1.

$$\frac{S_T}{S_L} = \int_{z_r}^{z_p} \frac{v_f(z)}{U_r(z)} dz \quad (6.2)$$

où, rappelons le, U_r est la vitesse conditionnelle des réactifs mesurée à l'aide de l'anémométrie Doppler laser. [Shepherd, 1996], établit que :

$$S_T/S_L \approx \Sigma_{\max} \delta_t \quad (6.3)$$

La figure 6.13 compare les intensités de combustion par les différentes méthodes (6.1), (6.2) et (6.3).

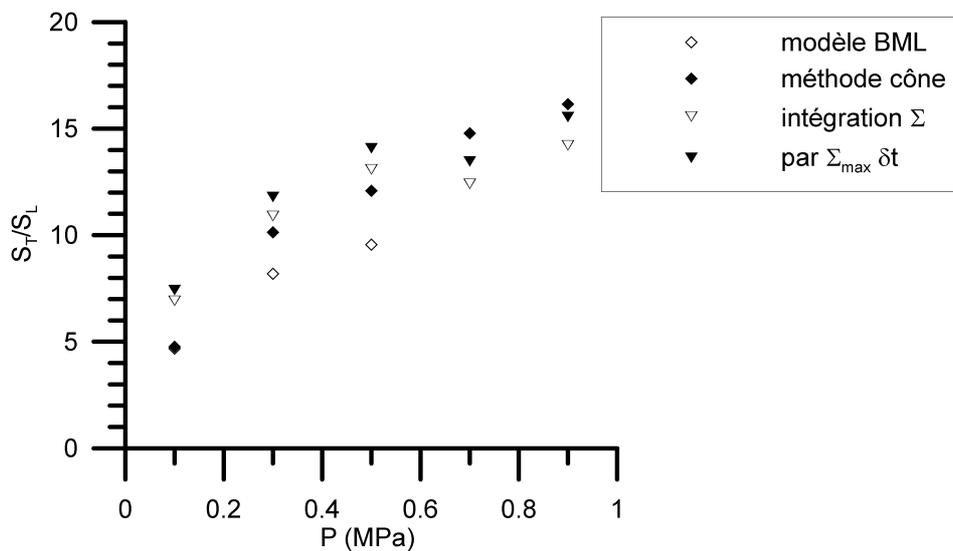


Figure 6.13 : Comparaison des intensités de combustion en fonction de la pression obtenues par différentes méthodes : modèle BML équation (6.2), méthode du cône (chapitre 5 § 5.9.1), intégration de la densité de surface de flamme équation (6.1) et calcul de $\Sigma_{\max} \delta_t$ équation (6.3).

L'intensité de combustion croît avec la pression. Les mesures obtenues à l'aide de la diffusion Rayleigh sont inférieures à celles obtenues par le traitement des images tomographiques d'un facteur 1.5 environ. Le modèle BML ne tient compte que des mesures dans l'axe pour la fréquence de passage et la vitesse axiale, celles-ci ne sont peut être pas homogènes dans le plan de la flamme, v_f augmente quand on s'éloigne de l'axe du brûleur d'après [Gagnepain, 1998 a]. Le profil radial des vitesses moyennes du chapitre 4 montre que la vitesse est maximale sur l'axe.

La figure 6.14 représente les évolutions de S_T/S_L en fonction de u'/S_L . Excepté pour les valeurs obtenues par la méthode du cône, les pentes sont proches : 1.52 avec l'utilisation de (6.1), 1.68 pour (6.3) et 1.81 pour la méthode BML.

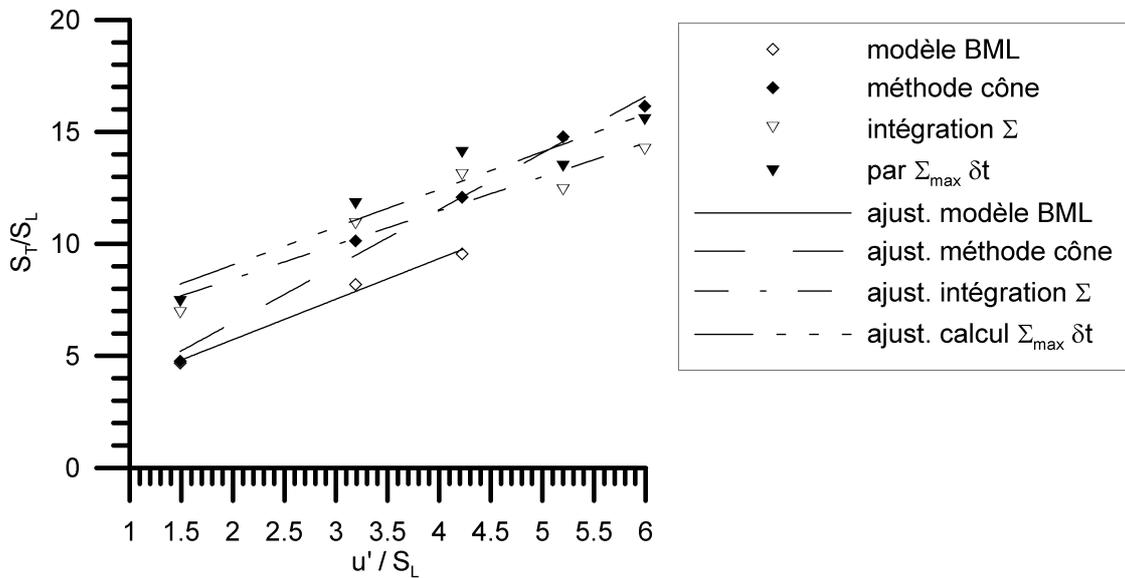


Figure 6.14 : Evolutions de S_T/S_L obtenues par différentes méthodes en fonction de u'/S_L pour différentes pressions.

6.9 Taux de combustion

Le taux de combustion local est exprimé par :

$$\langle w \rangle = \rho_u S_L I_o \Sigma \langle C \rangle \quad (6.4)$$

avec I_0 un facteur qui vaut environ 1 pour une turbulence modérée ([Shepherd, 1996]) comme c'est le cas pour nos expériences ($u'/U \approx 0.08$). La figure 6.15 donne l'évolution du taux de combustion local avec $\Sigma(\langle C \rangle)$ déterminé à partir des images tomographiques et ajusté par la loi $\Sigma(\langle C \rangle) = k\langle C \rangle(1-\langle C \rangle)$.

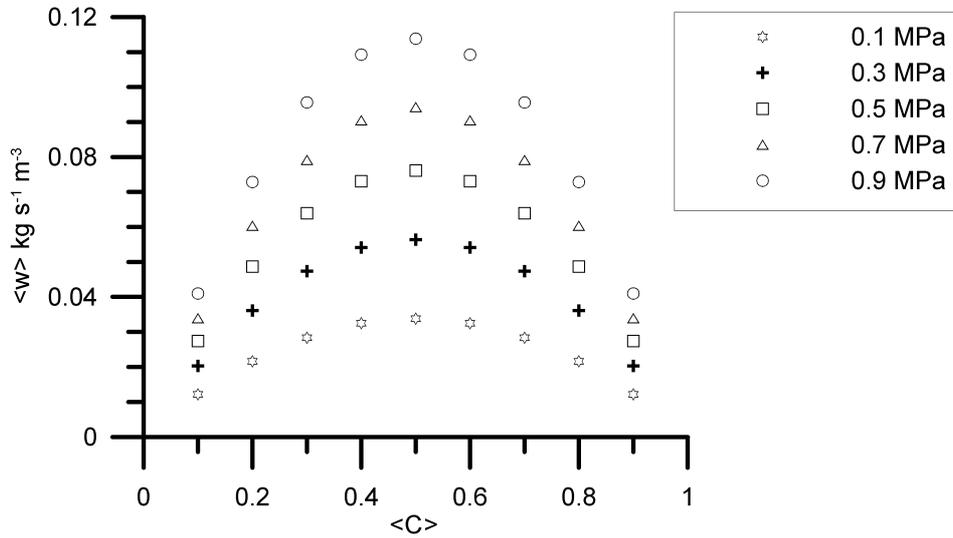


Figure 6.15 : Evolution du taux de combustion local moyen en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

Comme pour la densité de surface de flamme, il est possible de représenter le taux de combustion local en fonction de l'abscisse z , $\langle w \rangle(z)$, à partir de l'évolution de la densité de surface de flamme comme le montre la figure 6.16.

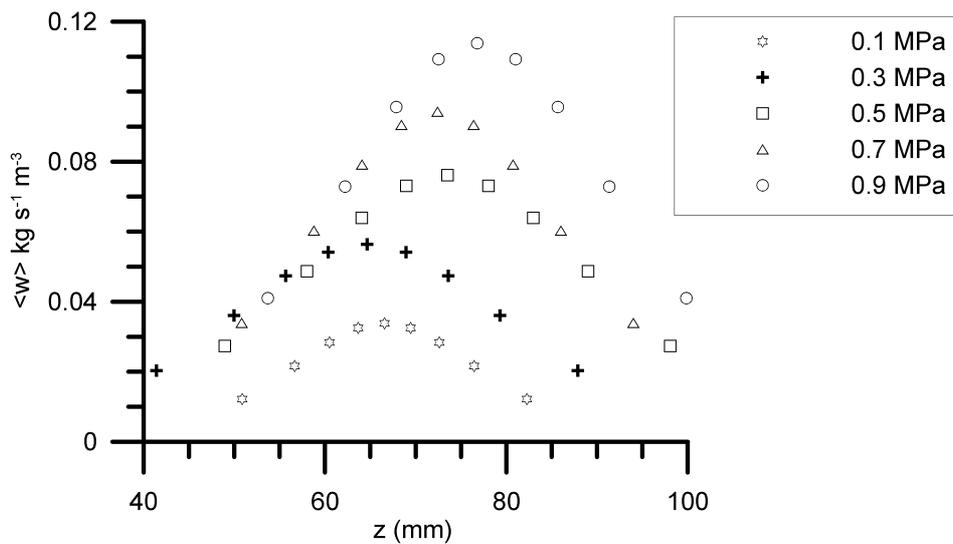


Figure 6.16 : Evolution de $\langle w \rangle$ en fonction de z pour différentes pressions.

La position du maximum se déplace vers une abscisse supérieure.

Pour un volume de flamme constant, le taux de combustion augmente proportionnellement à P si l'on admet que tout le débit de prémélange injecté est brûlé. La masse volumique ρ_f évoluant en P et d'après l'équation (6.4), la vitesse de combustion laminaire décroît et devrait être compensée par l'augmentation de la densité de surface de flamme. Celle-ci devrait évoluer alors en $P^{0.6}$. Il apparaît que ce n'est pas le cas, Σ_{\max} évolue en P^n avec n inférieur à 0.1, la conséquence est que la flamme s'allonge ou s'étire pour compenser et offrir plus de surface. L'hypothèse du coefficient $I_0 \approx 1$ n'est pas valable dans ce cas.

6.10 Conclusions

L'augmentation avec la pression de la hauteur de flamme et de l'épaisseur de flamme turbulente sont confirmées par les mesures de diffusion Rayleigh monopoint. La courbe $\langle C \rangle = f(z)$ adopte une pente plus douce au fur et à mesure de la montée en pression.

Les structures deviennent de plus en plus petites, la fréquence spatiale n_y des fronts instantanés obtenue par des mesures tomographiques augmente en conséquence, confirmant l'augmentation de la fréquence de passage de la flammelette v_f observée avec les mesures de diffusion Rayleigh. Les temps de transit restant constants, la vitesse de propagation de la flammelette aurait alors tendance à décroître avec la pression, comme la vitesse de propagation laminaire.

De la même façon que l'échelle intégrale de temps dynamique dans l'écoulement non réactif, l'échelle intégrale temporelle du champ scalaire reste constante avec la pression. Le ratio en sortie de brûleur T_θ / T_{tE} est de l'ordre de 0.5.

La distribution de l'angle aigu d'orientation et sa valeur moyenne montrent qu'avec la pression la forte convolution du front de flamme modifie la position du front de flamme « moyen » vers la perpendiculaire à l'iso $\langle C \rangle$.

L'augmentation avec la pression de la densité de surface de flamme Σ , du taux de combustion local $\langle w \rangle$ et de l'intensité de combustion S_T/S_L apparaissent clairement. Les valeurs de la densité de surface de flamme calculées à partir du modèle BML spatial sont très proches des valeurs obtenues dans le chapitre 5. De plus, l'augmentation du coefficient g indique que la distribution des longueurs de plissement passe d'une distribution type gamma-2 à une distribution exponentiel avec la pression. Ce coefficient g , moyenné sur l'ensemble des $\langle C \rangle$ est identique selon que l'on utilise le modèle temporel ou le modèle spatial pour le déterminer.

Les différents moyens de détermination de l'intensité de combustion conduisent à la même tendance et à des ordres de grandeur proches hormis pour le calcul dérivé des mesures de diffusion Rayleigh où les mesures sur l'axe uniquement ne tiennent pas compte de l'inhomogénéité du profil de vitesse moyenne et de la fréquence de passage de la flammelette.

La flamme s'allonge afin de compenser la baisse de la vitesse de flamme laminaire.

Conclusions générales et perspectives

L'utilisation d'une installation où la combustion est continue (par opposition à alternative comme dans un moteur à piston par exemple) et relativement stationnaire (faible variation des vitesses avec le temps) associée à un brûleur de géométrie simple, axisymétrique, a permis de déterminer l'évolution des caractéristiques des fronts de flamme instantanés avec la pression dans une flamme turbulente de prémélange pauvre. Les difficultés rencontrées pour l'utilisation des diagnostics optiques et l'obtention de mesures radiales ont été levées entre autre par le déplacement des sondes et optiques, par l'insertion de pièges à lumière et l'utilisation de peinture absorbante.

Nous avons dans un premier temps caractérisé la turbulence à l'aide de l'anémométrie laser Doppler. Pour l'écoulement non réactif, les vitesses fluctuantes u' et v' sont trouvées homogènes et isotropes sur l'axe à $z = 5$ mm de la section de sortie du brûleur. Leur évolution axiale ainsi que celles de la vitesse moyenne U , de l'énergie cinétique turbulente k montrent l'existence d'un cœur potentiel dont la hauteur a été évaluée à environ 70 mm soit $z/D \approx 3$ et ne change pas avec la pression. L'écoulement en sortie de brûleur sans réaction est caractéristique d'un jet libre turbulent axisymétrique.

La vitesse fluctuante u' varie peu le long de l'épaisseur de flamme turbulente et reste constante avec la pression. Les valeurs de u' , v' , U et u'/U à $z = 5$ mm ne sont pas trop éloignées des valeurs obtenues le long de l'épaisseur (la hauteur) axiale de flamme turbulente. Les valeurs des caractéristiques de la turbulence sur l'axe à $z = 5$ mm sans réaction sont globalement représentatives de ce qui se passe le long de l'épaisseur axiale de flamme turbulente.

Les échelles intégrales de longueur et de temps Eulerienne restent constantes avec la pression à $z = 5$ mm avec une valeur proche de celle de la maille pour l_t ; par contre les échelles de Taylor et les échelles de Kolmogorov (échelles de longueur) décroissent respectivement en $P^{-0.5}$ et en $P^{-3/4}$ à cause de la décroissance de la viscosité cinématique ν avec la pression. La taille des petites structures turbulentes diminue ainsi avec la pression.

La décroissance avec la pression de la vitesse de combustion laminaire en $P^{-0.6}$ combinée à celle des échelles de Kolmogorov conduit à une augmentation du nombre de Karlovitz en $P^{0.7}$. Dans le diagramme de combustion turbulente, la combustion passe rapidement du régime de flamme plissée avec poches à celui de flamme plissée épaissie ; mais il semble que la limite du régime de flammelette peut être repoussée d'un ordre de grandeur supérieur.

L'ensemble de ces résultats montre que la pression modifie modérément le champs des vitesses mais affecte les nombres sans dimension et les échelles caractéristiques, par l'intermédiaire de la viscosité cinématique.

La caractérisation de la flamme a notamment utilisé la technique de visualisation par diffusion de Mie induite par laser. Plusieurs auteurs ont montré que cette approche à deux dimensions de la caractérisation de flamme était représentative de son aspect tridimensionnel. L'analyse de ces images montre une fréquence d'apparition de plus en plus élevée de poches de gaz brûlés et d'îles de gaz frais avec l'augmentation de la pression, conduisant en partie à l'augmentation de la hauteur moyenne de la flamme. Ces îlots peuvent provenir des instabilités du système dues à des couplages acoustiques dans l'enceinte fermée et aussi de l'interaction de la flamme avec les vortex de grandes échelles. Les tourbillons de plus petites échelles conduisent à la formation de poches de gaz brûlés.

Lorsque la pression s'élève, le front de flamme devient de plus en plus plissé, s'orientant dans toutes les directions avec une répartition symétrique par rapport aux iso $\langle C \rangle$. Les longueurs de plissement diminuent confirmant la présence de structures (motifs) de plus en plus petites et montrant une certaine symétrie par rapport à $\langle C \rangle = 0.5$. Cependant l'échelle intégrale de plissement L_y ne décroît que peu avec la pression et sa valeur reste proche de l'échelle intégrale de turbulence. L'échelle de Gibson montre qu'avec la pression des structures de plus en plus petites peuvent interagir avec le front de flamme dû à la décroissance de S_L . La recirculation des gaz brûlés dans la chambre de combustion conduit certainement à une ondulation grande échelle du front de flamme mais ce paramètre n'a pas pu être pris en compte. Les rayons de courbure diminuent avec la pression. La répartition des courbures est légèrement dissymétrique vers les valeurs négatives suggérant la présence de points de rebroussement. Le rayon de courbure minimum peut être corrélé avec l'épaisseur thermique pour la flamme et avec l'échelle de Taylor pour la turbulence.

Avec la montée en pression, les structures du front de flamme de plus en plus fines participent à l'accroissement de sa surface, ainsi la densité de surface de flamme augmente et son maximum évolue linéairement. En conséquence de l'évolution de la surface de flamme et avec la décroissance de S_L , l'intensité de combustion augmente. La formation de poches de gaz brûlés et d'îlots de gaz frais participe également à ce processus.

L'effet stabilisateur de la diffusivité thermique s'atténue avec la pression, laissant la place aux instabilités hydrodynamiques et aux plissements à petites échelles du front de flamme.

La décroissance de S_L est un élément majeur par l'intermédiaire duquel la pression influence la combustion et la structure de la flamme.

L'augmentation avec la pression de la hauteur de flamme et de l'épaisseur de flamme turbulente sont confirmées par les mesures de diffusion Rayleigh monopoint. La courbe $\langle C \rangle = f(z)$ adopte une pente plus douce au fur et à mesure de la montée en pression.

Les structures deviennent de plus en plus petites, la fréquence spatiale n_y des fronts instantanés obtenus par des mesures tomographiques augmente en conséquence, confirmant l'augmentation de la fréquence de passage de la flammelette v_f observée avec les mesures de diffusion Rayleigh.

De la même façon que l'échelle intégrale de temps dynamique dans l'écoulement non réactif, l'échelle intégrale temporelle du champ scalaire reste constante avec la pression. Le ratio en sortie de brûleur T_θ / T_{tE} est de l'ordre de 0.5.

La distribution de l'angle aigu d'orientation et sa valeur moyenne montre qu'avec la pression la forte convolution du front de flamme modifie la position du front de flamme vers la perpendiculaire à l'iso $\langle C \rangle$.

L'augmentation avec la pression de la densité de surface de flamme Σ , du taux de combustion local $\langle w \rangle$ et de l'intensité de combustion S_T/S_L apparaît clairement. Les valeurs de la densité de surface de flamme calculées à partir du modèle BML spatial sont très proches des valeurs obtenues dans le chapitre 5. De plus, l'augmentation du coefficient g indique que la

distribution des longueurs de plissement passe d'une distribution type gamma-2 à une distribution exponentielle avec la pression. Ce coefficient g , moyenné sur l'ensemble des $\langle C \rangle$ est identique selon que l'on utilise le modèle temporel ou le modèle spatial pour le déterminer.

Les différents moyens de détermination de l'intensité de combustion conduisent à la même tendance et à des ordres de grandeur proches hormis pour le calcul dérivé des mesures de diffusion Rayleigh où les mesures sur l'axe uniquement ne tiennent pas compte de l'inhomogénéité du profil de vitesse moyenne et de la fréquence de passage de flammelette.

La flamme s'allonge et s'élargit légèrement avec la pression afin de compenser la baisse de la vitesse de flamme laminaire, cette dernière n'étant pas tout à fait compensée par l'augmentation de la densité de surface de flamme.

Les perspectives de ce travail sont multiples tant d'un point de vue expérimental que numérique. Pour l'aspect expérimental, afin de diminuer à la fois les émissions de dioxyde d'azote et diminuer les émissions de dioxyde de carbone, il est intéressant de mélanger de l'hydrogène avec le combustible gazeux initial. Ce dernier contient parfois aussi du dioxyde de carbone mais est souvent constitué majoritairement de méthane. Alors une étude sur la combustion haute-pression d'un mélange combustible composé de méthane, d'hydrogène, d'air et éventuellement de dioxyde de carbone (bien que celui-ci ne participe pas à la réaction) serait d'actualité. Au vu des résultats globaux obtenus avec le méthane pur, on peut pressentir un changement dans la vitesse de combustion, dans la structure de flamme et les instabilités par le changement du nombre de Lewis.

Les installations industrielles opèrent sous des pressions beaucoup plus élevées et à l'avenir des valeurs de 40 bars seront rencontrées. La caractérisation des flammes jusqu'à cette haute-pression représente donc un intérêt certain. L'installation très haute pression (40 à 50 bars, jusqu'à 800 K de température d'entrée d'air) dont l'avant projet a été réalisé durant la première année de cette thèse est en cours de réalisation chez ROXEL France de Bourges, dans le cadre des actions du CNRT Propulsion du Futur. Il doit permettre d'étudier et de caractériser la combustion de multiples carburants gazeux et liquides, dans des conditions de fonctionnement pertinentes pour les turbines à gaz, stationnaires et aéronautiques.

La chambre de combustion accouplée aux tuyauteries est le siège d'ondes acoustiques inhérentes à ce genre d'expérience. Cependant actuellement, les instabilités de pression, n'ont pas pu être mesurées. De même, l'écoulement dans la chambre autour de la flamme est attendu être différent de celui rencontré en atmosphère non confinée. Des mesures de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) pourrait renseigner sur la ou les zones de recirculation dans la chambre de combustion et leur évolution avec la pression. L'exploitation locale des images pourrait être comparée aux résultats issus de la simulation numérique directe.

D'autres diagnostics basés sur la fluorescence induite par laser pourrait donner des informations quantitatives sur le front de flamme proprement dit et son épaisseur. Dans ce but, des images de diffusion Rayleigh induites par laser (avec des caches spécifiques diminuant les réflexions parasites de lumières dues aux hublots et avec un plan laser de l'ordre de 20 mm de haut) ont été acquises sur une petite partie de la flamme. Ces mesures semblent confirmer une diminution de l'épaisseur du front de flamme avec la pression dans les zones où le rayon de courbure est grand et le front de flamme s'apparente à un segment de droite. Cependant la forte convolution du front de flamme avec la pression et une résolution d'image un peu faible (0.05 mm par pixel environ à comparer aux 1 mm à 0.1 MPa et 0.4 mm à 0.9 MPa d'épaisseur de flamme) rendent difficile l'interprétation et la mise en place d'un algorithme fiable de traitement généralisé à toutes les images. L'utilisation d'un zoom plus puissant à forte ouverture ($f/2.8$ par exemple) permettrait peut-être d'obtenir des images plus exploitables.

La simulation de l'écoulement sans réaction serait un premier pas dans la compréhension de l'influence de la pression sur la combustion. Cela permettrait de valider les résultats obtenus montrant que l'intensité de turbulence u' et l'échelle intégrale l_t restent constantes avec la pression. De même une simulation de l'écoulement sans réaction dans la chambre permettrait d'avoir une idée des intensités et formes des zones de recirculation.

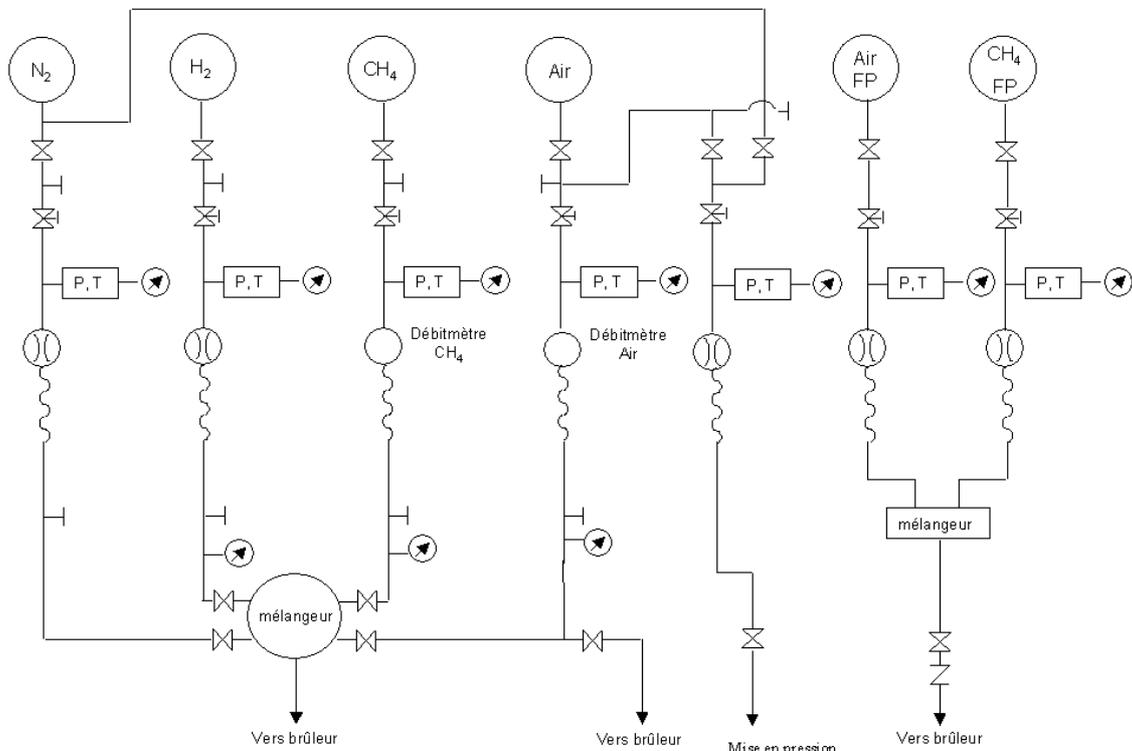
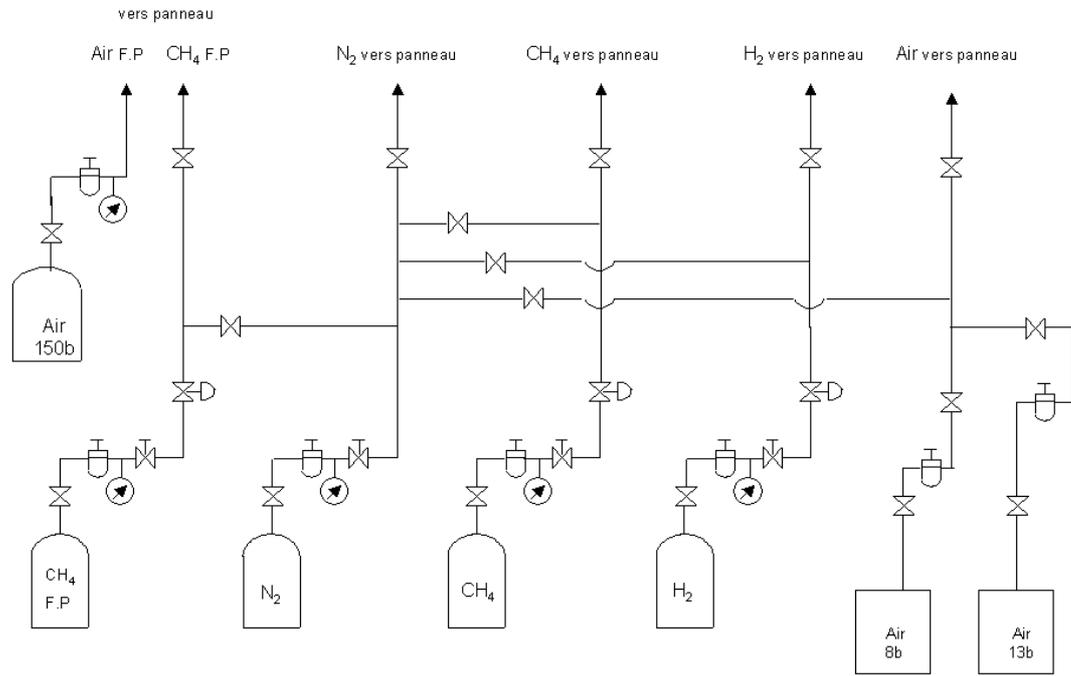
ANNEXE A

Valeurs de débit de méthane et d'air en fonction de la pression pour les expériences. U deb, la vitesse débitante, est prise à 300K. Xo est le ratio masse d'air / masse de combustible à la stœchiométrie, X est ce même rapport mais à la richesse considérée. La deuxième partie du tableau correspond aux valeurs de débit d'air seul pour les mesures dans l'écoulement sans flamme afin de conserver la vitesse débitante de 2.1 m/s. A noter que la pression est exprimée en bar relatif comme l'est la pression de la chambre mesurée par le manomètre.

U deb melange m/s	Xo	Rich	X	rho CH4 1,013b/ 273K kg/m3	rho air 1,013b/ 273K kg/m3	rho mél 1,013b/ 273K kg/m3	press mel b relatif	T mel K	deb mass mel g/s	deb mass air g/s	deb mass CH4 g/s	deb vol mel NI/mn	deb vol air NI/mn	deb vol CH4 NI/mn	%deb. metre Air %	%deb metre CH4 %
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	10,00	300	12,82	12,39	0,433	611,02	574,78	36,24	57,48	41,18
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	9,00	300	11,65	11,26	0,394	555,48	522,53	32,95	52,25	37,44
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	8,00	300	10,49	10,13	0,354	499,93	470,28	29,65	47,03	33,70
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	7,00	300	9,32	9,01	0,315	444,38	418,02	26,36	41,80	29,95
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	6,00	300	8,16	7,88	0,276	388,83	365,77	23,06	36,58	26,21
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	5,00	300	6,99	6,76	0,236	333,29	313,52	19,77	31,35	22,46
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	4,00	300	5,83	5,63	0,197	277,74	261,26	16,47	26,13	18,72
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	3,00	300	4,66	4,50	0,157	222,19	209,01	13,18	20,90	14,98
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	2,00	300	3,50	3,38	0,118	166,64	156,76	9,884	15,68	11,23
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	1,00	300	2,33	2,25	0,079	111,1	104,51	6,59	10,45	7,49
2,1	17,16	0,6	28,6	0,717	1,293	1,259	0,00	300	1,17	1,13	0,039	55,548	52,253	3,295	5,23	3,74

2,1					1,293		10,00	300		13,1662			610,96		61,1	
2,1					1,293		9,00	300		11,9692			555,42		55,54	
2,1					1,293		8,00	300		10,7723			499,88		49,99	
2,1					1,293		7,00	300		9,5754			444,33		44,43	
2,1					1,293		6,00	300		8,3785			388,79		38,88	
2,1					1,293		5,00	300		7,1815			333,25		33,33	
2,1					1,293		4,00	300		5,9846			277,71		27,77	
2,1					1,293		3,00	300		4,7877			222,17		22,22	
2,1					1,293		2,00	300		3,5908			166,63		16,66	
2,1					1,293		1,00	300		2,3938			111,08		11,11	
2,1					1,293		0,00	300		1,1969			55,542		5,554	

Page suivante, schéma des alimentations en air et en carburant des flammes pilotes et principales.



ANNEXE B

B.1 Moments statistiques, coefficient d'aplatissement et coefficient d'asymétrie

Pour la distribution des vitesses $u = \bar{u} + u'$, \bar{u} est la composante continue et u' la vitesse fluctuante. $P(u')$ est la densité de probabilité de u' :

$$\sigma = \sqrt{\overline{u^2} - \bar{u}^2} = \sqrt{\overline{u'^2}} \text{ est la déviation standard}$$

$$\overline{u^3} = \int_{-\infty}^{+\infty} u'^3 P(u') du' \text{ est le moment d'ordre 3}$$

$$\overline{u^4} = \int_{-\infty}^{+\infty} u'^4 P(u') du' \text{ est moment d'ordre 4}$$

$$S = \frac{\overline{u^3}}{\sigma^{3/2}} \text{ est le coefficient d'asymétrie}$$

$$T = \frac{\overline{u^4}}{\sigma^2} \text{ est le coefficient d'aplatissement}$$

$P(u') = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u'^2}{2\sigma^2}}$ pour une distribution Gaussienne des vitesses et dans ce cas $S_u = 0$ et $T_u = 3$

B.2 Distributions exponentielles, log-normale et gamma-2

B.2.1 Distribution exponentielle

$f(L) = \alpha \cdot e^{-\alpha L}$ est la pdf pour l'ajustement par une fonction exponentielle. Le coefficient α est donné par l'inverse de l'espérance de la série : $E(L) = 1/\alpha$. L'espérance est définie comme :

$$E(L) = \int_{-\infty}^{+\infty} L \cdot P(L) dL, \text{ moment d'ordre 1.}$$

B.2.2 Distribution Log-normale

$f(L) = \frac{e^{-\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(L)-\mu}{s}\right)^2\right]}}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot s^2 L^2}}$ est la pdf pour l'ajustement par une fonction log-normal. L'espérance de la série donne : $E(L) = e^{\mu+s^2/2}$. La variance de la série donne : $V(L) = e^{2\mu+2s^2} - e^{2\mu+s^2}$. En posant $Y = e^\mu$ et $Z = e^{s^2}$ et en résolvant le système on trouve :

$$s = \sqrt{\ln\left(\frac{V(L)+E^2(L)}{E^2(L)}\right)} \text{ et } \mu = \ln(E(L)) - s^2/2$$

B.2.3 Distribution Gamma-2

$f(L) = \alpha_g^2 \cdot L \cdot e^{-\alpha_g \cdot L}$ est la pdf pour l'ajustement par une fonction gamma-2 car la fonction $\Gamma(2)=1$. α_g a été fixé par $E(L) = 2/\alpha_g$.

B.3 Exemples d'auto-corrélation de signaux générés artificiellement

Les figures B1 a et b représentent les signaux générés artificiellement. La fonction de la figure B1 a est $2.5 + 0.5 \sin(2\pi \cdot 1000 t)$ donc de fréquence 1000 Hz pour la composante fluctuante. Pour la figure B1 b, la fonction est $2.5 +$ ou -0.5 , la partie fluctuante $+$ ou -0.5 est générée aléatoirement en fonction du temps. La figure B2 donne les courbes d'autocorrélation correspondantes. L'autocorrélation de la fonction $2.5 + 0.5 \sin(2\pi \cdot 1000 t)$ donne une fonction périodique car on cumule toujours les mêmes grandeurs dans les différentes classes

mais avec des signes opposés, l'autocorrélation de la fonction aléatoire tombe rapidement près de 0 sauf pour le premier intervalle de classe.

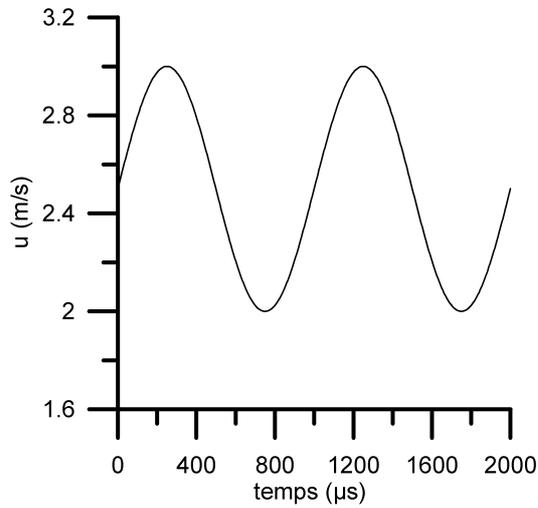


Figure B.1 a

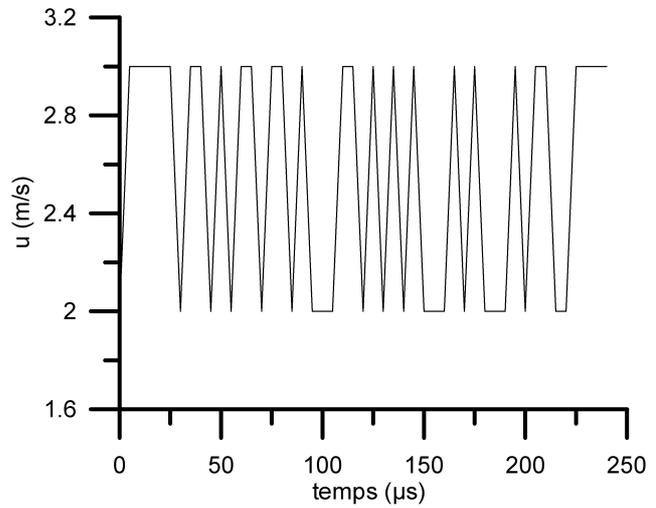


Figure B.1 b

Figures B.1 a et b : Fonction périodique de vitesse générée artificiellement de la forme $2.5 + 0.5 \sin(2\pi \cdot 1000 t)$ (a) et $2.5 + ou - 0.5$ (b).

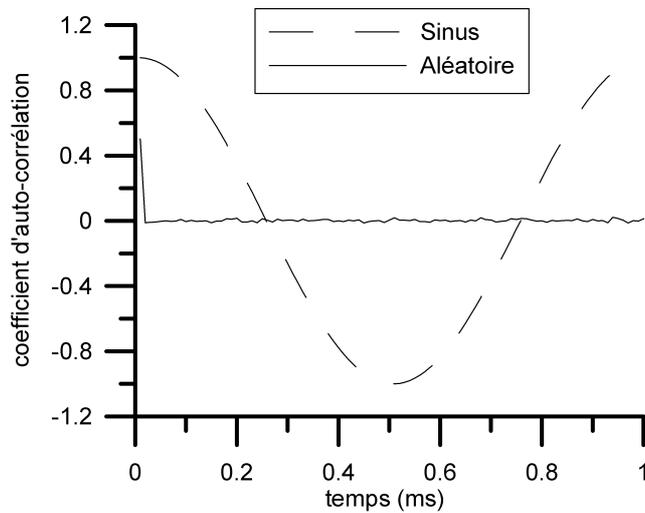


Figure B.2 : Coefficient d'auto-corrélation des deux fonction de vitesse générées aléatoirement.

ANNEXE C

Calculs des paramètres de la flamme laminaire à l'aide de PREMIX de la bibliothèque de programmes CHEMKIN II.

P(Pa)	pression
phi	richesse
Tu(K)	T gaz frais
Tb(K)	T gaz brûlés
SL(m/s)	vitesse de combustion laminaire fondamentale
lambda_u(W/m/K)	conductivité thermique
Cp_u(J/kg/K)	capacité calorifique gaz frais
rho_u(kg/m ³)	masse volumique gaz frais
nu_u(m ² /s)	viscosité cinématique gaz frais
(dT/dX)max(K/m)	gradient température
T((dT/dX)max)(K)	T au gradient max.
delta((dT/dX)max)(m)	épaisseur de flamme thermique
delta(Zeldovich)(m)	épaisseur de Zeldovitch
X(5%(Tb-Tu))(m)	abscisse à 5% de T _b - T _u
X(10%(Tb-Tu))(m)	
X(20%(Tb-Tu))(m)	
X(50%(Tb-Tu))(m)	
X(80%(Tb-Tu))(m)	
X(90%(Tb-Tu))(m)	
X(95%(Tb-Tu))(m)	
theta_cone(deg)	angle flamme conique
h_cone(m)	hauteur flamme conique
(dT/dX)(Tu)(K/m)	gradient initial
(dT/dX)(Tb)(K/m)	gradient final

Annexe C

P(Pa)	phi	Tu(K)	Tb(K)	SL(m/s)	lambda_u(W/m/K)	Cp_u(J/kg/K)
101325	1	300	2232,2694	0,37603903	2,71E-02	1070,6227
202650	1	300	2246,8537	0,28839044	2,71E-02	1070,621
303975	1	300	2254,6699	0,24132133	2,71E-02	1070,621
405300,01	1	300	2259,83	0,21078307	2,71E-02	1070,621
506625,01	1	300	2263,6139	0,18898774	2,71E-02	1070,621
607950,01	1	300	2266,617	0,17258474	2,71E-02	1070,621
709275,01	1	300	2269,0581	0,15972854	2,71E-02	1070,621
810600,01	1	300	2271,1127	0,14938559	2,71E-02	1070,621
911925,01	1	300	2272,8683	0,14088903	2,71E-02	1070,621
1013250	1	300	2274,4083	0,13378458	2,71E-02	1070,621
1114575	1	300	2275,7722	0,12778295	2,71E-02	1070,621
101325	0,80000621	300	2004,1866	0,26991112	2,70E-02	1057,775
202650	0,80000621	300	2006,7303	0,20033925	2,70E-02	1057,7746
303975	0,80000621	300	2008,0101	0,16509937	2,70E-02	1057,7746
405300,01	0,80000621	300	2008,8086	0,14277328	2,70E-02	1057,7746
506625,01	0,80000621	300	2009,3435	0,12706091	2,70E-02	1057,7746
607950,01	0,80000621	300	2009,7476	0,11531452	2,70E-02	1057,7746
709275,01	0,80000621	300	2010,1141	0,10617419	2,70E-02	1057,7746
810600,01	0,80000621	300	2010,4097	9,89E-02	2,70E-02	1057,7746
911925,01	0,80000621	300	2010,6613	9,29E-02	2,70E-02	1057,7746
1013250	0,80000621	300	2010,872	8,79E-02	2,70E-02	1057,7746
1114575	0,80000621	300	2011,0618	8,37E-02	2,70E-02	1057,7746
101325	0,70000205	300	1844,6455	0,19193706	2,69E-02	1051,2439
202650	0,70000205	300	1845,382	0,13764389	2,69E-02	1051,2439
303975	0,70000205	300	1845,7437	0,1108169	2,69E-02	1051,2439
405300,01	0,70000205	300	1845,9997	9,41E-02	2,69E-02	1051,2439
506625,01	0,70000205	300	1846,1949	8,26E-02	2,69E-02	1051,2439
607950,01	0,70000205	300	1846,3281	7,41E-02	2,69E-02	1051,2439
709275,01	0,70000205	300	1846,4378	6,77E-02	2,69E-02	1051,2439
810600,01	0,70000205	300	1846,5259	6,27E-02	2,69E-02	1051,2439
911925,01	0,70000205	300	1846,6004	5,86E-02	2,69E-02	1051,2439
1013250	0,70000205	300	1846,6702	5,53E-02	2,69E-02	1051,2439
1114575	0,70000205	300	1846,7264	5,26E-02	2,69E-02	1051,2439
101325	0,59999391	300	1669,9491	0,11366502	2,68E-02	1044,6394
202650	0,59999391	300	1670,1187	7,63E-02	2,68E-02	1044,6394
303975	0,59999391	300	1670,2214	5,89E-02	2,68E-02	1044,6394
405300,01	0,59999391	300	1670,3045	4,87E-02	2,68E-02	1044,6394
506625,01	0,59999391	300	1670,353	4,22E-02	2,68E-02	1044,6394
607950,01	0,59999391	300	1670,3947	3,76E-02	2,68E-02	1044,6394
709275,01	0,59999391	300	1670,4211	3,43E-02	2,68E-02	1044,6394
810600,01	0,59999391	300	1670,4508	3,18E-02	2,68E-02	1044,6394
911925,01	0,59999391	300	1670,4675	2,98E-02	2,68E-02	1044,6394
1013250	0,59999391	300	1670,4824	2,82E-02	2,68E-02	1044,6394
1114575	0,59999391	300	1670,4964	2,69E-02	2,68E-02	1044,6394
101325	0,49999498	300	1482,3042	4,85E-02	2,67E-02	1037,9609
202650	0,49999498	300	1482,3498	2,96E-02	2,67E-02	1037,9609
303975	0,49999498	300	1482,3664	2,24E-02	2,67E-02	1037,9609
405300,01	0,49999498	300	1482,3747	1,87E-02	2,67E-02	1037,9609
506625,01	0,49999498	300	1482,3936	1,64E-02	2,67E-02	1037,9609
607950,01	0,49999498	300	1482,411	1,48E-02	2,67E-02	1037,9609
709275,01	0,49999498	300	1482,4259	1,36E-02	2,67E-02	1037,9609
810600,01	0,49999498	300	1482,4375	1,27E-02	2,67E-02	1037,9609
911925,01	0,49999498	300	1482,4411	1,20E-02	2,67E-02	1037,9609
1013250	0,49999498	300	1482,4474	1,14E-02	2,67E-02	1037,9609
1114575	0,49999498	300	1482,4529	1,09E-02	2,67E-02	1037,9609

Annexe C

rho_u(kg/m ³)	nu_u(m ² /s)	(dT/dX)max(K/m)	T((dT/dX)max)(K)	delta((dT/dX)max)(m)
1,1267596	1,61E-05	4427990,3	1221,9526	4,36E-04
2,2535229	8,03E-06	7248872,7	1289,9073	2,69E-04
3,3802844	5,35E-06	9439943,6	1335,2758	2,07E-04
4,5070459	4,02E-06	11269478	1370,8149	1,74E-04
5,6338074	3,21E-06	12861968	1398,3702	1,53E-04
6,7605688	2,68E-06	14289960	1420,878	1,38E-04
7,8873303	2,29E-06	15597367	1438,0383	1,26E-04
9,0140918	2,01E-06	16817086	1453,3359	1,17E-04
10,140853	1,78E-06	17969350	1465,2936	1,10E-04
11,267615	1,61E-06	19069793	1475,9417	1,04E-04
12,394376	1,46E-06	20131247	1484,1581	9,81E-05
1,1359438	1,60E-05	3243027,3	1177,6024	5,25E-04
2,2718886	8,02E-06	5139392,5	1248,5383	3,32E-04
3,4078329	5,34E-06	6577854,3	1295,0247	2,60E-04
4,5437772	4,01E-06	7756431,9	1327,8866	2,20E-04
5,6797215	3,21E-06	8765023,6	1352,9449	1,95E-04
6,8156658	2,67E-06	9656729,9	1371,8512	1,77E-04
7,9516101	2,29E-06	10466368	1386,8068	1,63E-04
9,0875544	2,00E-06	11214831	1399,0272	1,53E-04
10,223499	1,78E-06	11918125	1408,8314	1,44E-04
11,359443	1,60E-06	12587382	1415,9385	1,36E-04
12,495387	1,46E-06	13231179	1422,015	1,29E-04
1,1406702	1,60E-05	2353571,2	1161,0968	6,56E-04
2,2813405	8,01E-06	3586360,8	1233,2762	4,31E-04
3,4220107	5,34E-06	4463570,2	1276,0069	3,46E-04
4,5626809	4,00E-06	5148808	1303,2096	3,00E-04
5,7033512	3,20E-06	5716714,6	1322,3565	2,70E-04
6,8440214	2,67E-06	6209273,5	1334,7848	2,49E-04
7,9846916	2,29E-06	6653369	1343,9545	2,32E-04
9,1253618	2,00E-06	7065740,8	1349,8425	2,19E-04
10,266032	1,78E-06	7457182,6	1353,8877	2,07E-04
11,406702	1,60E-06	7834661,6	1355,6768	1,97E-04
12,547373	1,46E-06	8202417,3	1356,9835	1,89E-04
1,1454897	1,60E-05	1426355,8	1148,0523	9,60E-04
2,2909794	8,00E-06	2011549,2	1211,685	6,81E-04
3,436469	5,33E-06	2378503,3	1240,2723	5,76E-04
4,5819587	4,00E-06	2651921	1252,8824	5,17E-04
5,7274484	3,20E-06	2882274,7	1258,4358	4,75E-04
6,8729381	2,67E-06	3092942,7	1258,1707	4,43E-04
8,0184277	2,29E-06	3293833,5	1256,8457	4,16E-04
9,1639174	2,00E-06	3489622,7	1256,1866	3,93E-04
10,309407	1,78E-06	3681689,8	1254,3516	3,72E-04
11,454897	1,60E-06	3871040,7	1251,6671	3,54E-04
12,600386	1,45E-06	4057947	1250,9909	3,38E-04
1,1504047	1,60E-05	617509,95	1124,3116	1,91E-03
2,3008095	7,99E-06	772389,34	1149,8144	1,53E-03
3,4512142	5,33E-06	881030,48	1147,8223	1,34E-03
4,601619	4,00E-06	979236,86	1143,3229	1,21E-03
5,7520237	3,20E-06	1071662,6	1139,9714	1,10E-03
6,9024285	2,66E-06	1159508,9	1137,5146	1,02E-03
8,0528332	2,28E-06	1243833,2	1134,8852	9,51E-04
9,203238	2,00E-06	1325456,8	1132,705	8,92E-04
10,353643	1,78E-06	1404935,2	1130,3062	8,42E-04
11,504047	1,60E-06	1482916,1	1129,2358	7,97E-04
12,654452	1,45E-06	1559677,2	1127,2082	7,58E-04

Annexe C

delta(Zeldovich)(m)	X(5%(Tb-Tu))(m)	X(10%(Tb-Tu))(m)	X(20%(Tb-Tu))(m)	X(50%(Tb-Tu))(m)	X(80%(Tb-Tu))(m)	X(90%(Tb-Tu))(m)
5,98E-05	-2,65E-04	-2,07E-04	-1,34E-04	1,02E-05	2,27E-04	1,14E-03
3,90E-05	-1,78E-04	-1,41E-04	-9,38E-05	-2,21E-06	1,08E-04	3,91E-04
3,10E-05	-1,46E-04	-1,15E-04	-7,84E-05	-6,05E-06	7,20E-05	2,19E-04
2,67E-05	-1,27E-04	-1,02E-04	-6,96E-05	-8,11E-06	5,44E-05	1,50E-04
2,38E-05	-1,15E-04	-9,22E-05	-6,37E-05	-9,15E-06	4,39E-05	1,13E-04
2,17E-05	-1,06E-04	-8,52E-05	-5,94E-05	-9,74E-06	3,70E-05	9,09E-05
2,01E-05	-9,95E-05	-8,00E-05	-5,58E-05	-9,97E-06	3,23E-05	7,61E-05
1,88E-05	-9,35E-05	-7,56E-05	-5,29E-05	-1,00E-05	2,87E-05	6,57E-05
1,77E-05	-8,86E-05	-7,16E-05	-5,04E-05	-1,01E-05	2,59E-05	5,79E-05
1,68E-05	-8,45E-05	-6,84E-05	-4,82E-05	-9,98E-06	2,36E-05	5,19E-05
1,60E-05	-8,07E-05	-6,55E-05	-4,62E-05	-9,84E-06	2,18E-05	4,71E-05
8,32E-05	-3,59E-04	-2,82E-04	-1,88E-04	-7,89E-06	2,03E-04	6,37E-04
5,60E-05	-2,53E-04	-2,01E-04	-1,37E-04	-1,86E-05	9,76E-05	2,45E-04
4,53E-05	-2,10E-04	-1,68E-04	-1,17E-04	-2,15E-05	6,46E-05	1,47E-04
3,93E-05	-1,85E-04	-1,49E-04	-1,05E-04	-2,27E-05	4,86E-05	1,05E-04
3,53E-05	-1,69E-04	-1,37E-04	-9,68E-05	-2,30E-05	3,91E-05	8,19E-05
3,24E-05	-1,57E-04	-1,27E-04	-9,08E-05	-2,29E-05	3,29E-05	6,79E-05
3,02E-05	-1,47E-04	-1,20E-04	-8,57E-05	-2,28E-05	2,86E-05	5,84E-05
2,84E-05	-1,40E-04	-1,13E-04	-8,13E-05	-2,22E-05	2,54E-05	5,15E-05
2,68E-05	-1,32E-04	-1,08E-04	-7,77E-05	-2,18E-05	2,30E-05	4,64E-05
2,55E-05	-1,27E-04	-1,03E-04	-7,43E-05	-2,12E-05	2,10E-05	4,25E-05
2,44E-05	-1,22E-04	-9,87E-05	-7,15E-05	-2,07E-05	1,95E-05	3,93E-05
1,17E-04	-5,06E-04	-4,01E-04	-2,74E-04	-3,79E-05	1,91E-04	4,85E-04
8,15E-05	-3,69E-04	-2,96E-04	-2,08E-04	-4,54E-05	9,40E-05	2,04E-04
6,75E-05	-3,13E-04	-2,53E-04	-1,80E-04	-4,63E-05	6,27E-05	1,31E-04
5,96E-05	-2,82E-04	-2,28E-04	-1,64E-04	-4,59E-05	4,78E-05	9,87E-05
5,43E-05	-2,60E-04	-2,12E-04	-1,52E-04	-4,49E-05	3,93E-05	8,09E-05
5,04E-05	-2,43E-04	-1,98E-04	-1,43E-04	-4,33E-05	3,39E-05	6,99E-05
4,73E-05	-2,29E-04	-1,87E-04	-1,35E-04	-4,20E-05	3,00E-05	6,24E-05
4,47E-05	-2,18E-04	-1,77E-04	-1,29E-04	-4,04E-05	2,74E-05	5,70E-05
4,25E-05	-2,07E-04	-1,69E-04	-1,23E-04	-3,90E-05	2,53E-05	5,28E-05
4,05E-05	-1,98E-04	-1,61E-04	-1,18E-04	-3,72E-05	2,39E-05	4,97E-05
3,88E-05	-1,89E-04	-1,54E-04	-1,13E-04	-3,58E-05	2,25E-05	4,70E-05
1,97E-04	-8,63E-04	-6,91E-04	-4,86E-04	-1,16E-04	1,90E-04	4,08E-04
1,47E-04	-6,70E-04	-5,44E-04	-3,92E-04	-1,16E-04	9,59E-05	2,02E-04
1,27E-04	-5,89E-04	-4,79E-04	-3,47E-04	-1,11E-04	6,76E-05	1,46E-04
1,15E-04	-5,40E-04	-4,38E-04	-3,19E-04	-1,05E-04	5,55E-05	1,22E-04
1,06E-04	-4,99E-04	-4,08E-04	-2,97E-04	-9,88E-05	4,88E-05	1,08E-04
9,92E-05	-4,66E-04	-3,80E-04	-2,77E-04	-9,22E-05	4,57E-05	1,00E-04
9,33E-05	-4,37E-04	-3,57E-04	-2,60E-04	-8,60E-05	4,33E-05	9,42E-05
8,80E-05	-4,15E-04	-3,37E-04	-2,46E-04	-8,11E-05	4,11E-05	8,93E-05
8,35E-05	-3,92E-04	-3,19E-04	-2,32E-04	-7,65E-05	3,95E-05	8,54E-05
7,94E-05	-3,71E-04	-3,04E-04	-2,19E-04	-7,20E-05	3,84E-05	8,20E-05
7,57E-05	-3,55E-04	-2,88E-04	-2,10E-04	-6,81E-05	3,68E-05	7,87E-05
4,61E-04	-2,05E-03	-1,66E-03	-1,20E-03	-3,95E-04	2,03E-04	4,59E-04
3,78E-04	-1,71E-03	-1,39E-03	-1,01E-03	-3,53E-04	1,27E-04	3,09E-04
3,33E-04	-1,49E-03	-1,22E-03	-8,86E-04	-3,06E-04	1,14E-04	2,73E-04
2,99E-04	-1,35E-03	-1,10E-03	-7,93E-04	-2,72E-04	1,07E-04	2,52E-04
2,73E-04	-1,22E-03	-9,92E-04	-7,21E-04	-2,47E-04	1,01E-04	2,37E-04
2,52E-04	-1,13E-03	-9,14E-04	-6,63E-04	-2,23E-04	9,62E-05	2,22E-04
2,35E-04	-1,04E-03	-8,50E-04	-6,16E-04	-2,06E-04	9,19E-05	2,11E-04
2,20E-04	-9,81E-04	-7,92E-04	-5,75E-04	-1,92E-04	8,79E-05	2,02E-04
2,08E-04	-9,25E-04	-7,47E-04	-5,42E-04	-1,80E-04	8,48E-05	1,93E-04
1,97E-04	-8,76E-04	-7,04E-04	-5,10E-04	-1,70E-04	8,12E-05	1,84E-04
1,87E-04	-8,31E-04	-6,70E-04	-4,84E-04	-1,59E-04	7,84E-05	1,77E-04

Annexe C

X(95%(Tb-Tu))(m)	theta_cone(deg)	h_cone(m)	(dT/dX)(Tu)(K/m)	(dT/dX)(Tb)(K/m)
2,82E-03	10,315374	6,87E-02	2,65E-05	5,45E-04
9,20E-04	7,8933038	9,02E-02	2,62E-07	7,24E-06
4,95E-04	6,598718	0,10805552	1,94E-05	1,16E-05
3,26E-04	5,7606438	0,12390669	1,14E-05	1,92E-05
2,39E-04	5,1632713	0,13833429	-8,91E-06	2,65E-05
1,88E-04	4,714068	0,15158467	1,89E-05	4,14E-05
1,53E-04	4,3621995	0,16386524	-2,52E-06	4,53E-05
1,30E-04	4,0792377	0,17527459	1,43E-05	5,97E-05
1,13E-04	3,8468644	0,18589705	2,56E-05	7,30E-05
9,99E-05	3,6526126	0,19581237	-1,59E-05	7,61E-05
8,95E-05	3,4885475	0,20504579	-1,20E-04	9,36E-05
1,32E-03	7,3846032	9,64E-02	6,74E-06	1,83E-05
4,69E-04	5,4743223	0,13043013	2,78E-06	6,24E-05
2,70E-04	4,5091757	0,15850302	-4,82E-06	1,19E-04
1,88E-04	3,8983912	0,18343251	-3,10E-06	1,99E-04
1,44E-04	3,4688111	0,20621532	2,52E-06	2,78E-04
1,17E-04	3,1477907	0,22729482	-3,81E-07	3,48E-04
9,89E-05	2,898061	0,24691901	2,83E-05	4,46E-04
8,62E-05	2,6981946	0,26523947	6,87E-06	5,58E-04
7,65E-05	2,5349194	0,28234817	-4,32E-04	6,61E-04
6,90E-05	2,3991298	0,29834926	1,04E-04	8,05E-04
6,33E-05	2,2847378	0,31330404	1,14E-03	9,31E-04
9,34E-04	5,2440727	0,13619114	2,45E-06	4,04E-05
3,71E-04	3,7581294	0,19029942	6,25E-06	1,29E-04
2,29E-04	3,0249005	0,23654718	-1,08E-06	2,47E-04
1,67E-04	2,5684819	0,27865387	-7,47E-06	4,18E-04
1,34E-04	2,2536663	0,31762814	-7,35E-05	5,77E-04
1,13E-04	2,0231682	0,35385072	-1,72E-04	7,80E-04
9,87E-05	1,8476661	0,38748828	5,00E-04	1,00E-03
8,87E-05	1,7101589	0,41866549	-1,17E-04	1,25E-03
8,11E-05	1,5999579	0,44751868	8,20E-04	1,52E-03
7,54E-05	1,509922	0,47421748	4,54E-04	1,80E-03
7,06E-05	1,4351901	0,49892167	-1,06E-03	2,11E-03
7,44E-04	3,102719	0,23060322	9,46E-05	8,18E-05
3,40E-04	2,0814676	0,34393143	-3,23E-06	2,72E-04
2,34E-04	1,6064438	0,44571092	3,76E-06	5,45E-04
1,88E-04	1,3298737	0,53844859	8,21E-05	9,52E-04
1,63E-04	1,1508839	0,62221819	6,69E-05	1,44E-03
1,48E-04	1,0270021	0,69729218	8,37E-04	1,98E-03
1,38E-04	0,93670259	0,76452593	9,14E-04	2,58E-03
1,30E-04	0,86808303	0,82496997	1,04E-03	3,26E-03
1,23E-04	0,81412255	0,87965752	1,35E-03	3,99E-03
1,18E-04	0,77047986	0,92949095	1,99E-03	4,73E-03
1,13E-04	0,73441532	0,97514033	3,18E-03	5,54E-03
7,47E-04	1,3241069	0,54079452	1,59E-04	1,63E-04
4,66E-04	0,80850133	0,88577429	4,83E-04	5,82E-04
3,98E-04	0,61248927	1,1692775	9,47E-04	1,27E-03
3,65E-04	0,5104777	1,402957	1,76E-03	2,14E-03
3,42E-04	0,44713152	1,6017272	3,29E-03	3,31E-03
3,24E-04	0,40349926	1,7749361	5,97E-03	4,57E-03
3,08E-04	0,37136553	1,9285236	1,02E-02	6,04E-03
2,95E-04	0,34658675	2,0664047	1,64E-02	7,66E-03
2,84E-04	0,32687181	2,1910407	2,48E-02	9,59E-03
2,72E-04	0,31080789	2,3042858	3,57E-02	1,17E-02
2,63E-04	0,29745236	2,4077495	4,93E-02	1,37E-02

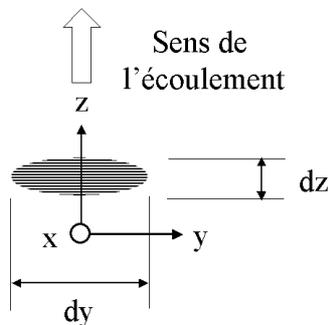
ANNEXE D

Tableau D-1 : principaux paramètres de réglage utilisés pour les mesures de diffusion Rayleigh.

Laser / mode / puissance	Spectra physics 2040 / mono-raie / 4 à 9 W selon pression
longueur d'onde (nm)	488 (bleu)
focale lentille sphérique (mm)	400
focale lentilles plano-convexe devant photomultiplicateur (mm)	400 et 200
Photomultiplicateur	Hamamatsu R647-04
Tension alimentation (V)	800 à 1000
Diamètre diaphragme (μm)	150
Filtre interférentiel (nm)	488 + -
Amplificateur / Gain / fréquence coupure	Pacific / 5 à 1 selon pression / 10kHz, filtre passe bas
Fréquence acquisition (kHz) / durée (s)	200 / 4

Tableau D-2 : Paramètres utilisés lors des mesures ADL et caractéristiques du système.

faisceaux bleu	$\lambda = 488 \text{ nm}$
filtre passe-bande utilisé :	0.3-3 Mhz avec un décalage de fréquence de 2 Mhz
faisceaux vert	$\lambda = 514.5 \text{ nm}$
filtre passe-bande utilisé :	1-10MHz avec un décalage de fréquence de 2 Mhz
Tension PM :	1600V
nombre d'acquisitions :	30000 pour les meures radiales , 10000 pour les mesures axiales
Puissance d'émission :	2 W
Seuil électronique minimum :	150 mV
Taux de validation :	environ 1000 s^{-1}
Mode d'acquisition :	« random »
espacement faisceau :	50 mm
longueur focale émission :	363 mm + 8 mm cause hublot
longueur focale réception :	310 mm + 8 mm cause hublot
Diamètre moyen du faisceau laser :	2.8 mm
Diamètre du volume de mesure maximal utile raie verte (dx) :	85 μm
Diamètre du volume de mesure maximal utile raie bleue (dx) :	81 μm
dy volume de mesure raie verte :	1.23 mm
dy volume de mesure raie bleue :	1.17 mm
dz volume de mesure raie verte :	85.2 μm
dz volume de mesure raie bleue :	81.2 μm
Nd nombre de franges :	22
Angle entre les deux faisceaux d'émission :	7.88°
Interfrange raie verte :	3.734 μm
Interfrange raie bleue :	3.542 μm
Angle d'observation :	90°



ANNEXE E



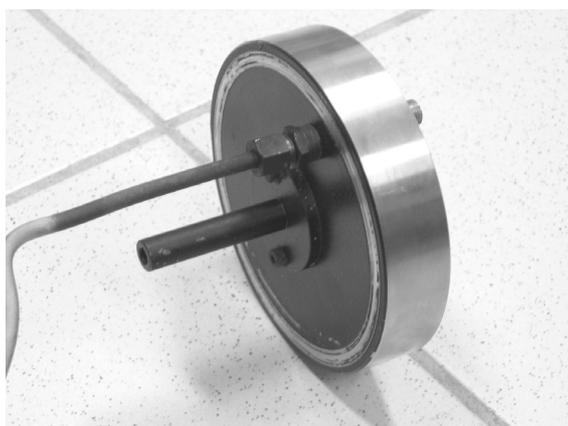
*Fritté en verre créant le lit fluidisé lors du passage de l'air pour l'ensemencement de particules solides (oxyde de zirconium) **0.9 MPa (absolu) maximum.***



Assécheur d'air se positionnant avant le lit fluidisé et contenant du chlorure de calcium.



Tube permettant la ventilation du hublot par un balayage d'azote évitant la condensation des produits de combustion.



Piège à lumière. Le faisceau laser entre par le hublot (face opposée) puis ressort à travers le tube, celui-ci faisant office de piège à lumière.

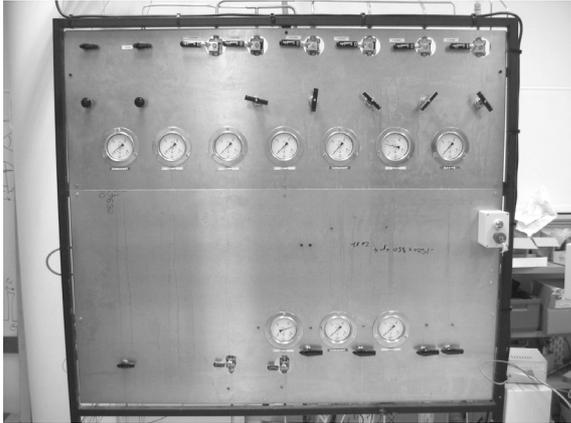


Tableau d'alimentation en méthane, air et azote.



Piège à lumière situé en fin de chemin optique du faisceau laser, à l'intérieur de la chambre.



Ensemenceur de particules liquides.

BIBLIOGRAPHIE

Abramovitch G.N., The theory of turbulent jets, English translation, MIT Press, 1963

Ashurst Wm.T., Shepherd I.G., Flame front curvature distributions in a turbulent premixed flame, Combustion Science and Technology, vol. 124, pp.115-144, 1997.

Baillet F., Bourehla A., Burning velocity of pockets from a vibrating flame experiment, Combustion and Flame, vol.126, pp.201, 1997

Ballal D.R., Lefebvre A.H., The structure and propagation of turbulent flames, Proc. R. Soc. Lond. A. 344, 217-234 , 1975

Batchelor G.K., The theory of homogeneous turbulence, Cambridge University Press, 1953

Bendat J.S., Piersol A.G., Random Data Analysis and measurement procedures, Wiley Interscience, 1986

Borghi R. , Destriau M., La combustion et les flammes, Editions technip, 1995

Boukhalfa A., Contribution à l'étude de la structure de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées de type Bunsen, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 1988a.

Boukhalfa A., Gökalp I., Time scales of the scalar field in turbulent premixed conical flames, 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 755-761, 1988b

Bray K.N.C., The challenge of turbulent combustion, 26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 1-26, 1996

Bray K.N.C., Studies of the turbulent burning velocity, Proceeding of the Royal Society of London A, vol.431, pp.315-335, 1990

Bray K.N.C., Champion M., Libby P.A., Mean reaction rates in premixed turbulent flames, 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 763-769, 1988

Bray K.N.C., Libby P.A., Passage times and flamelet crossing frequencies in premixed turbulent combustion, *Combustion Science and Technology*, vol. 47, pp. 253, 1986

Bray K.N.C., Libby P.A., Moss J.B., Scalar length scale variations in premixed turbulent flames, 20th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 421-427, 1984a

Bray K.N.C., Libby P.A., Moss J.B., Flamelet crossing frequencies and mean reaction rates in premixed turbulent combustion, *Combustion Science and Technology*, vol. 41, pp.143-172, 1984b

Cambray P., Joulin G., On moderately-forced premixed flames, 24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 61-6799, 1992

Candel S., *Mécanique des fluides – cours*, Dunod, 1996

Cant R.S., Bray K.N.C., Strained laminar flamelet calculations of premixed turbulent combustion in a closed vessel, 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 791-799, 1988

Chang N.W., Shy S.S., Yang S.I., Yang T.S., Spatially resolved flamelet statistics for reaction rate modeling using premixed methane-air flames in near-homogeneous turbulence, *combustion and flame*, vol. 127, pp. 1880-1894, 2001

Chen J.H., Echehki T., Kollmann W., The mechanism of two-dimensional pocket formation in lean premixed methane-air flames with implications to turbulent combustion, *Combustion and Flames* vol. 116, pp. 15, 1999

Chen Y.G., Bilger R.W., Turbulence measurements on a bunsen burner inserted with perforated plugs of different hole sizes using DPIV, *Experimental thermal and fluid Sciences*, vol. 27, pp. 619-627, 2003

Cheng R.K., Shepherd I.G., Talbot I., Reaction rates in premixed turbulent flames and their relevance to the turbulent burning speed, 22nd Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 771, 1988

Chew T.C., Bray K.N.C., Britter R.E., Spatially resolved flamelet statistics for reaction rate modeling, *Combustion and Flame*, vol. 80, pp. 65-82, 1990

Clavin P., Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows, Progress in Energy and Combustion Sciences, 1985, vol.11, pp. 1-59.

Comte-Bellot G., Corsin S., The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence, Journal of fluid Mechanics , 1966, vol. 25, part 4, pp 657-682.

Correa S.M., Power generation and aeropropulsion gas turbines : from combustion science to combustion technology , 27th Symposium on Combustion / the Combustion Institute , pp. 1793-1807 , 1998

Darrieus G., Propagation d'un front de flamme: essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de la turbulence. Presented at the Int. Congr. Appl. Mech. , 6th, Paris 1946.

Denet B., Pockets in turbulent premixed flames, Combustion Theory Modelling, vol. 5, pp. 85, 2001

Denet B., Are small scales of turbulence able to wrinkle a premixed flame at large scale ?, Combustion Theory and Modelling, vol. 2, pp. 167, 1998

Deschamps B., Boukhalfa A., Cheauveau C., Gökalp I., Shepherd I.G., Cheng R.K., An experimental estimation of flame surface density and mean reaction rate in turbulent premixed flames, 24th Symposium (International) de combustion/ The Combustion Institute, pp.469, 1992.

Deschamps B., Etude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes premelangées de methane-air, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 1990.

Dong Y., Vagelopoulos C.M., Spedding G.R., Egolfopoulos F.N., Measurement of laminar flame speeds through digital particle image velocimetry : mixtures of methane and ethane with hydrogen, oxygen, nitrogen, and helium, 29th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 1419-1426, 2002

Eckbreth A. C., Laser diagnostics for combustion temperature and species, Editors : Gupta A.K., Lilley D.G., Abacus press, 1996

Encyclopédie des gaz , Elsevier / l'Air liquide, 1976

Gagnepain L., Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 1998a.

Gagnepain L., Chauveau C., Gökalp I., A comparison between dynamic and scalar timescales in lean premixed turbulent flames, 27th Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 775 ,1998b

Ghenai C., Chauveau C., Gökalp I., Spatial and temporal dynamics of flamelets in turbulent premixed flames, 26th Symposium (International) on combustion / The Combustion Institute, pp. 331, 1996

Ghenai C., Etude de la structure et de la dynamique spatio-temporelle des fronts de flamme instantanés en combustion prémélangée, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 1995.

Gökalp I., An evaluation of the Klimov-Williams Criterion, Combustion and Flame, vol.67, 1987, pp. 111-119

Göttgens J., Mauss F., Peters N., Analytic approximations of burning velocities and flame thicknesses of lean hydrogen, methane, ethylene, ethane, acetylene, and propane flames, 24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 129-135 , 1992

Gu X.J., Haq M.Z., Lawes M., Wooley R., Laminar burning velocity and Markstein lengths of Methane-Air mixtures, combustion and flame , vol. 121, pp. 41-58, 2000.

Guin C., caractérisation des systèmes d'injection pré mélangés en auto-inflammation et remontées de flamme , Symposium on « Gas Turbine Engine Combustion , Emissions and Alternative fuels » RTO MP 14 , pp 30-1 à 30-10 , October 1998

Gülder O.L., Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes, 23rd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 743-750 , 1990

Gwang G., Lee G., Kang Y., Kobayashi H., Combustion and Flame, vol. 122, pp. 43, 2000.

Handbook Chemistry and Physics 66th edition, CRC press, 1985-86

Hassan M.I., Aung K.T., Faeth G.M., Measured and predicted properties of laminar premixed methane/air flames at various pressures, *Combustion and Flame* vol. 115, pp.539-550, 1998

Haworth D.C., Poinso T.J., Numerical Simulation of Lewis Number Effects in Turbulent Premixed Flames, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 244, pp. 405-436, 1992.

Hinze J.O., Turbulence, second edition, Mac Graw Hill series in Mechanical Engineering, 1975

Joulin G., Sivashinsky G.I., Pockets in premixed flames and combustion rate, *Combustion Science and Technology*, vol. 77, pp. 329, 1991

Kee R.J., Dixon-Lewis G., Warnatz J., Coltrin M.E., Miller J.A., A Fortran computer code package for the evaluation of gas-phase, multicomponent transport properties, SAND86-8246, 1986.

Kobayashi H., Kawahata T., Seyama K., Fujimari T., Kim J.S., Relationship between the smallest scale of wrinkle flames and turbulence characteristics of high-pressure, high-temperature turbulent premixed flames, 29th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 1793-1800, 2002

Kobayashi H., Kawazoe H., Flame instability effects on the smallest wrinkling scale and burning velocity of high-pressure turbulent premixed flames, 28th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 375-382 , 2000

Kobayashi H., Kawabata Y., Maruta K., Experimental study on general correlation of turbulent burning velocity at high-pressure, 27th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 941-948 , 1998

Kobayashi H., Nakashima T., Tamura T., Maruta K., Niioaka T., Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 Mpa , *Combustion and flame* , vol. 108 , pp. 104-117 , 1997

Kobayashi H., Tamura T., Maruta K., Niioaka T., Burning velocity of turbulent premixed flames in a high-pressure environment, 26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 389-396 , 1996

Lachaux T., Davidenko D., Gökalp I., Characterisation of high-pressure turbulent lean premixed methane-air flames, Proceedings of the European Combustion Meeting, LCSR, Orléans, 2003

Lachaux T., Halter F., Chauveau C., Gökalp I., Shepherd I.G., Flame front analysis of high-pressure turbulent lean premixed methane-air flames, 30th Symposium (International) on Combustion/ The combustion Institute, à paraître, 2004

Landau, L.D., On the theory of slow combustion. Acta Physicochim. URSS, 1944, vol.19:pp. 77-85

Lee T.W., Shankland R., Fenton M., Flame curvature statistics in axysymmetric turbulent jet flames, Combustion Science and Technology, vol. 108, pp.31-46, 1995.

Lefebvre A.H. , Atomization and sprays , Hemisphere publishing corporation , 1989

Lefebvre A.H. , Gas Turbine Combustion , Taylor&Francis , 1998

Lewis , Von Elbe, Combustion,flames and explosions of gases, 2nd edition , academic press Inc. 1961

Mansour A., Chigier N., Shih T., Kozarek R.L., The effects of the Hartman cavity on the performance of the USGA nozzle used for aluminium spray forming, Atomization and Sprays, vol. 8, pp. 1-24, 1998

Mayinger Franz (Editeur), Optical Measurements Techniques and Applications, Springer-Verlag, 1994

Mayo W.T., Spectrum measurements with Laser velocimeters , Proceedings of the Dynamic Flow Conference, 1978

Mayo W.T., Shay M.T., Ritter S., The development of new digital data processing techniques for turbulence measurements with a laser velocimeter, Final report of Arnold Engineering Developement Center, report TR-74-53, August 74

Micheson D.M., Sivashinsky G.I., Thermal expansion induced cellular flames, Combustion and Flames, vol. 48, pp. 211, 1982

Miles P.C., Gouldin F.C., Mean reaction rates and flamelet statistics for reaction rate modelling in premixed turbulent flames, 24th Symposium (International) on Combustion/ The combustion Institute, pp. 477, 1992

Mokhtarian F., Mackworth A., Scale-based description and recognition of planar curves and two-Dimensional shapes, IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence, vol. PAMI-8, No 1, January 1986

Morin C., Vaporisation et oxydation à haute température et haute pression de gouttes de combustibles liquides. Application aux n-alcanes et esters méthyliques d'huiles végétales, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 1999

Pavé D., Contribution à l'étude de la structure de flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane-air, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 2002.

Pelce P., Clavin P., Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames, Journal of Fluid Mechanics, 1982, vol. 124, pp.219-237.

Peters N., Turbulent combustion, Cambridge University Press, 2000

Peters N., Williams F.A., The asymptotic structure of stoichiometric methane-air flames, combustion and flames, vol.68, pp. 185-207, 1987

Pichard C., Caractérisation expérimentale de l'atomisation et de la combustion d'un mélange diphasique partiellement prévaporisé et prémélangé, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 2003.

Poinsot T., Veynante D., Candel S., Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation, 23rd Symposium (International) on Combustion/ The combustion Institute, pp. 613-619, 1990

Renou B., Boukhalfa A., Puechberty D., and Trinité M., Local Scalar Flame Properties of Freely Propagating Premixed Flames at Various Lewis Numbers, Combustion and Flame, vol. 123, pp.507-521, 2000.

Renou B., Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent. Influence du nombre de Lewis, Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 1999.

Ripplinger Th., Zarzalis N., Meikis G., Hassa C., Brandt M., Nox reduction by Lean Prevaporized Combustion , Symposium on « Gas Turbine Engine Combustion , Emissions and Alternative fuels » RTO MP 14 , pp 7-1 7-10 , October 1998

Roberts W.R., Driscoll J.F., A laminar vortex interacting with a premixed flame: Measured formation of pockets of reactants, *Combustion and Flame*, vol. 87, pp.245, 1997.

Rozenchan G., Zhu D.I., Law C.K., Outward propagation, burning velocities, and chemical effects of methanes flames up to 60 atmospheres, 29th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 1461-1469 , 2002

Shepherd I.G., Cheng R.K., Plessing T., Kortschik C., and Peters N., Premixed flame front structure in intense turbulence, 29th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 1833-1840 , 2002.

Shepherd I.G., Cheng R.K., The burning rate of premixed flames in moderate and intense turbulence, *Combustion and Flame*, vol. 127, pp.2066, 2001

Shepherd I.G., Gagnepain L., Gokalp I., Micro scalar timescales in premixed turbulent combustion, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol.28, pp. 351-358, 2000

Shepherd I.G., Flame surface density and burning rate in premixed turbulent flames, 26th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 373-379 , 1996.

Shepherd I.G., Ashurst Wm.T., Flame front geometry in turbulent combustion flames, 24th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 485-491 , 1992.

Sivashinsky G.I., Instabilities, pattern formation, and turbulence in flames, *Annual Review of Fluid MEchanic*, vol.15, pp.179-199, 1983

Shy S.S., Lee E.I., Chang N.W., Yang S.I., Direct and indirect measurements of flame surface density, orientation and curvature for premixed turbulent combustion modelling in a cruciform burner, 28th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 383-390 , 2000.

Smallwood G.J., Gülder O.L., Snelling D.R., Deschamps B.M., Gökalp I., Characterization of flame front surfaces in turbulent premixed methane/air combustion, *combustion and flame*, vol. 101, pp. 461-470, 1995

Smith G. P., Golden D. M., Frenklach M., Moriarty N. W., Eiteneer B., Goldenberg M., Bowman C. T., Hanson R. K., Song S., Gardiner W. C., Lissianski V. V., Qin Z., “GRI-Mech Version 3.0” http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/

Soika A., Dinkelacker F., Leipertz A., Combustion and Flame, vol. 132, pp. 451-462, 2003.

Tennekes H., Lumley J.L., A first course in turbulence, The MIT press, 1972

Trouvé A., Poinsot T., The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion, Journal of Fluid Mechanics, vol. 278, pp. 1, 1994

Vagelopoulos C.M., Egolfopoulos F.N., Direct experimental determination of laminar flame speeds, 25th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 513-519 , 1998

Vargaftik N.B , Tables on the thermophysical properties of liquids and gases , edition Hemisphere Publishing Corporation , 1975

Veynante D., Duclos J.M., Piana J., Experimental analysis of flamelet models for premixed turbulent combustion, 25th Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute , pp. 1249-1256 , 1994

Veynante D., Vervisch L., Turbulent Combustion, Lecture Series 2003-04, Von Karman Institute for Fluid Dynamics

Wedlock M I., Tilston J R, Seoud R E , The design and evaluation of a piloted lean burn , premixed , prevaporised combustor , Symposium on « Gas Turbine Engine Combustion , Emissions and Alternative fuels » RTO MP 14 , pp. 23-1 23-11 , October 1998

Wilcox D., Turbulence modeling for CFD, DCW Industries, Inc., La Canada, CA, 1993

Yamamoto T., Miyazaki T., Furuhashi T., Arai N., Kobayashi N., Miura T., Temperature profile in the pressurized methane-air combustor, Journal of fluid visualisation and image processing, vol. 5, pp. 51-62, 1998

Zeldovich, Y.B., Theory of Combustion and detonation of gases. Acad. Sci. USSR (in Russian), 1944.

Zhang Y., Bray K.N.C., Rogg B., The modelling and measurement of local flame surface orientation in turbulent premixed flames, *Combustion Science and Technology*, vol. 137, pp. 347-358, 1998.

Zhao F.Q., Hiroyasu H., The applications of laser Rayleigh scattering to combustion diagnostics, *Progress in Energy and Combustion Sciences*, vol.19, 1993, pp. 447-485.

