



Caractérisation des effets de l'ajout d'hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélange méthane/air

Fabien Halter

► To cite this version:

Fabien Halter. Caractérisation des effets de l'ajout d'hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélange méthane/air. Energie électrique. Université d'Orléans, 2005. Français. NNT: . tel-00591421

HAL Id: tel-00591421

<https://theses.hal.science/tel-00591421>

Submitted on 9 May 2011

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
Fabien HALTER

**Caractérisation des effets de l'ajout d'hydrogène et de
la haute pression dans les flammes turbulentes de
prémélange méthane/air**

Soutenue publiquement le 17 octobre 2005

MEMBRES DU JURY

M. HIGELIN P.	Président du jury / Professeur, Université d'Orléans
M. BOUKHALFA A.	Rapporteur / Professeur, INSA de Rouen
M. VEYNANTE D.	Rapporteur / Directeur de Recherche CNRS-EM2C, Châtenay Malabry
M. de GOEY LPH	Examineur / Professeur, Université d'Eindhoven (Pays Bas)
M. BERAT C.	Examineur / Ingénieur responsable de groupe combustion à Turboméca-SAFRAN, Bordes
M. GOKALP I.	Directeur de thèse / Directeur du LCSR

Remerciements

Je tiens à remercier Iskender Gökalp, directeur du Laboratoire de combustion et systèmes réactifs et responsable de l'équipe Combustion Turbulente, pour m'avoir accueilli et m'avoir donné les moyens de réaliser ce travail de thèse dans de très bonnes conditions.

Je remercie messieurs Abdelkrim Boukhalfa et Denis Veynante pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce mémoire et pour l'ensemble de leurs conseils. Ma gratitude va également à Philip de Goey qui a examiné ce travail. Merci à Pascal Higelin d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Juste quelques mots pour une immense reconnaissance. Merci Chef.

Merci à Christine et Fabrice du Laboratoire de Mécanique et Energétique pour l'ensemble du matériel que j'ai été amené à leur emprunter (mais que j'ai rendu !).

Merci à Emilie Colin de la société Quantel, à Jean Stéfanini de TSI et Aurelia Shirtliffe de Excel Technologies, pour le matériel qu'ils ont mis à ma disposition.

L'étude laminaire n'aurait pas pu être réalisée sans l'aide de Nabiha. Merci.

Merci à l'ensemble des membres du LCSR qui ont rendu mon séjour au LCSR très agréable.

Je remercie Murielle Chevrier « bella Galina » pour avoir su combler brillamment tous les moments de silence de mes trois dernières années.

Ce fut un grand bonheur de partager tant de bons moments avec les doctorants (et les docteurs). Bonne continuation à tous : Pab (le fragniol), Andrea (l'étalon italien sur une jambe), Lulu (la Divine Nymphé Salivante), Cécile (non je ne remercierai pas Voltige !!), Antoine (le réchauffé), Bibou (mini me), Homan (le thésard le plus calme du labo), Mayu (hello little p.. !!), Kev (le travailleur nocturne), Yohan (le casseur de tibia), Francois (l'expatrié), Sandra (et son homonyme), DJ Shadow (la boule de poils), Karim (le ballon d'or), Guillaume (le caribou), Thierry (le bourreau d'écran) et Fred (et pourtant la goutte est ronde !).

Amitié à tous les autres : Dmitri, Cécile, David, Manu, Nabil, Géraldine, Nico, Fatima, Alexa, Angélique, Bruno, Yohan, Ken, Romain.

A ma mère.

A Yves.

A ma femme.

Sommaire

Sommaire	5
Introduction	13
Nomenclature	9
1 Description de la problématique	17
1.1 Combustion prémélangée laminaire	17
1.2 Instabilités du front de flamme	19
1.2.1 <i>Instabilités dues aux forces de gravité</i>	20
1.2.2 <i>Instabilités hydrodynamiques</i>	20
1.2.3 <i>Instabilités thermodiffusives</i>	21
1.3 Turbulence	23
1.3.1 <i>Grandeurs moyennes, vitesses fluctuantes et énergie cinétique de turbulence</i> : ..	23
1.3.2 <i>Echelles de la turbulence</i> :	23
1.3.3 <i>Spectre des échelles de longueur de la turbulence</i>	26
1.4 Combustion prémélangée turbulente	27
1.4.1 <i>Nombres caractéristiques de la combustion</i>	27
1.4.2 <i>Diagramme de combustion</i>	30
1.5 La modélisation de la combustion turbulente	31
1.5.1 <i>Le taux de réaction moyen</i>	32
1.5.2 <i>La densité de surface de flamme</i> :	33
1.5.3 <i>Modèle BML</i>	35
1.5.4 <i>Equation de transport de la densité de surface de flamme</i> :	36
1.6 Ajout d'hydrogène à une flamme de prémélange CH ₄ -Air	37
1.6.1 <i>Intérêt de l'ajout d'hydrogène</i>	37
1.6.2 <i>Mélanges investigués au cours de cette étude</i>	41
2 De l'expérimentation à l'obtention des résultats	43
2.1 Introduction	43
2.2 L'étude laminaire	43
2.2.1 <i>Objectifs</i>	43
2.2.2 <i>Dispositif d'étude de flamme laminaire</i>	43
2.2.3 <i>Les conditions étudiées</i>	46
2.2.4 <i>Traitement des résultats</i>	47
2.3 L'étude turbulente	51
2.3.1 <i>Dispositif expérimental</i>	51
2.4 Les diagnostics optiques et les traitements mis en œuvre	58
2.4.1 <i>Interaction entre une particule et une onde électromagnétique</i>	58

2.4.2	<i>La mesure de vitesse par imagerie de particules (PIV)</i>	59
2.4.3	<i>L'anémométrie Doppler laser</i>	67
2.4.4	<i>La tomographie plan laser</i>	75
2.4.5	<i>L'imagerie plane par diffusion Rayleigh</i>	82
3	Résultats laminaires	97
3.1	Contexte de l'étude laminaire	97
3.2	Résultats pour un mélange méthane/air à pression atmosphérique	97
3.3	Impact de l'ajout d'hydrogène	100
3.4	Impact de l'augmentation de pression	102
3.5	Effet couplé de la pression et de l'ajout d'hydrogène	104
3.6	Conclusions sur les résultats de l'étude des flammes laminaires	107
4	Etudes préliminaires sur la chambre de combustion haute pression .	109
4.1	Effet de la chambre de combustion sur l'écoulement	109
4.2	Résonateur de Helmholtz	111
4.3	Evolution temporelle de l'écoulement	112
4.4	Evolution temporelle de la hauteur de flamme	114
4.5	Refroidissement de la chambre	115
4.6	Conclusions	115
5	Etude des champs dynamiques	116
5.1	Effets de la pression sur l'écoulement sans flamme :	116
5.1.1	<i>Turbulence homogène et isotrope</i>	116
5.1.2	<i>Echelles de la turbulence</i>	121
5.1.3	<i>Spectres d'énergie de la turbulence</i>	122
5.1.4	<i>Comparaison des résultats issus de l'analyse spectrale et des courbes d'autocorrélation</i>	124
5.2	Essais avec flamme : Influence de l'ajout d'hydrogène	128
5.2.1	<i>Mesures de la variable d'avancement</i>	128
5.2.2	<i>Mesures des vitesses moyennes et fluctuantes</i>	128
5.2.3	<i>Les échelles de la turbulence</i>	132
5.2.4	<i>Spectres de l'énergie</i>	134
5.3	Conclusions	137
6	Etude de la structure macroscopique de la flamme	138
6.1	Brefs rappels sur l'impact de l'augmentation de pression sur une flamme CH ₄ /Air	138
6.2	Impact de l'ajout d'hydrogène	140
6.2.1	<i>Hauteur de flamme et épaisseurs caractéristiques</i>	140
6.2.2	<i>Courbure du front de flamme</i>	143
6.2.3	<i>Densité de surface de flamme</i>	147

6.2.4	<i>Intensité de combustion</i>	149
6.2.5	<i>Conclusions sur l'influence de l'ajout d'hydrogène dans le combustible</i>	150
7	Etude de la structure interne des fronts de flamme instantanés	151
7.1	Effet 2D.....	152
7.2	Etude préliminaire sur une image de diffusion Rayleigh.....	153
7.3	Impact de la richesse	154
7.4	Impact de l'ajout d'hydrogène	159
7.5	Impact de la pression.....	161
7.6	Impact de la courbure sur l'épaisseur de la flammelette.....	167
7.6.1	<i>PDF à courbure nulle</i>	169
7.6.2	<i>Impact de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme pour différentes pressions</i>	171
7.6.3	<i>Influence de la courbure en fonction de la composition du mélange</i>	173
7.7	Conclusions :	174
8	Utilisation des résultats expérimentaux pour tester différents modèles de combustion	177
8.1	Calcul de la densité de surface de flamme	177
8.2	Modèle BML	181
8.2.1	<i>Facteur d'orientation</i>	181
8.2.2	<i>Estimation de $\frac{\Sigma}{\bar{c}(1-\bar{c})}$</i>	187
8.2.3	<i>Estimation de L_y/g</i>	190
8.2.4	<i>Estimation du taux de combustion :</i>	194
8.2.5	<i>Conclusions</i>	198
8.3	L'équation de transport de la densité de surface de flamme	199
8.3.1	<i>Evolution des normales</i>	199
8.3.2	<i>Etude des différents termes</i>	209
8.3.3	<i>Bilan :</i>	230
8.3.4	<i>Conclusions :</i>	232
	Conclusions et perspectives	235
	Bibliographie	241

Nomenclature

A	Surface de flamme	$[m^2]$
a	Diamètre du tube débouchant dans le cylindre de Helmholtz	$[m]$
C ou c	Variable d'avancement de la réaction	$[-]$
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$[J/(kg.K)]$
Da	Nombre de Damköhler	$[-]$
$D_{particule}$	Diamètre des particulesensemencées	$[m]$
D_{10}	Diamètre moyen des particules d'huile	$[m]$
D_{1/e^2}	Diamètre des faisceaux en sortie du laser	$[m]$
$d.d.$	Densité de données	$[-]$
$\vec{E}$	Champ électrique	$[V/m]$
F	Focale de la lentille convergente	$[m]$
f_D	Fréquence de la bouffée Doppler	$[Hz]$
f	Fréquence de résonance d'un résonateur de Helmholtz	$[Hz]$
G	Grandissement du système d'acquisition	$[pixel/mm]$
h	Courbure du front de flamme	$[m^{-1}]$
I_0	Intensité du laser	$[cd]$
I_R	Intensité lumineuse totale diffusée par effet Rayleigh	$[cd]$
I_{R0}	Intensité du Rayleigh de référence	$[cd]$
$I_{\perp}$	Intensité lumineuse polarisée perpendiculairement	$[cd]$
$I_{//}$	Intensité lumineuse polarisée parallèlement	$[cd]$
i	Interfrange	$[m]$
i	Indicateur des gaz brûlés	$[-]$
$\vec{i}$	Vecteur unitaire du repère	$[-]$
J^i	Flux de diffusion de l'espèce i	$[kg/(m^2.s)]$
k	Energie cinétique de la turbulence	$[J]$
K	Etirement total agissant sur le front de flamme	$[m^{-1}]$
K	Facteur de transmission imposé par le système optique	$[-]$
Ka	Nombre de Karlovitz	$[-]$
Ka_r	Nombre de Karlovitz basé sur la zone de réaction	$[-]$
Le	Nombre de Lewis	$[-]$
L	Longueur de Markstein	$[m]$
$L' = \frac{L}{\sigma}$	Echelle de plissement du front de flamme	$[m]$
L_U	Echelle intégrale de longueur	$[m]$
L	Longueur du front de flamme	$[m]$
l	Longueur du tube débouchant dans le cylindre de Helmholtz	$[m]$
m_{carb}	Masse de carburant	$[kg]$
m_{air}	Masse d'air	$[kg]$
$m_{mélange}$	Masse du mélange réactif	$[kg]$

M_i	Grandeur moyenne issue de la décomposition de Favre de la normale au front de flamme	[kg]
m_i	Terme de fluctuation issu de la décomposition de Favre de la normale au front de flamme	[-]
N_i	Nombre de molécules isotropes d'espèce i par unité de volume	[-]
N_i	Nombre de goutte de diamètre d_i	[-]
N	Nombre total de molécules isotropes par unité de volume	[-]
N	Nombre de franges du réseau	[-]
N	Fréquence d'acquisition du signal LDA	[Hz]
N_A	Nombre d'Avogadro ($6.02 \cdot 10^{23}$ molécules/mole)	
n	Normale au front de flamme	[-]
n	Indice de réfraction du milieu	[-]
n	Nombre de moles	[mol]
$n(H_2)$	Nombre de mole de H_2	[mol]
$n(CH_4)$	Nombre de mole de CH_4	[mol]
n_i	Indice de réfraction du milieu i	[-]
P_{ini}	Pression initiale du mélange réactif	[Pa]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
Re_t	Nombre de Reynolds turbulent	[-]
R_f	Rayon de la flamme laminaire sphérique	[m]
R	Constante universelle des gaz parfait ($8.32 \text{ kJ}/(\text{mole.K})$)	
S_L	Vitesse fondamentale de combustion	[m/s]
S_L^0	Vitesse fondamentale de combustion non étirée	[m/s]
S_C	Vitesse de consommation du front de flamme	[m/s]
S_D	Vitesse de propagation du front de flamme	[m/s]
T	Température	[K]
T_{ini}	Température initiale du mélange réactif	[K]
T_b	Température des gaz brûlés	[K]
T_f	Température des gaz frais	[K]
$\vec{T}$	Vecteur tangent au front de flamme	[-]
T_E	Échelle intégrale de temps	[s]
$\langle t_P \rangle$	Temps moyen passé dans les produits	[s]
$\langle t_R \rangle$	Temps moyen passé dans les réactifs	[s]
t_λ	Échelle temporelle de Taylor	[s]
t_η	Échelle temporelle de Kolmogorov	[s]
U	Vitesse moyenne de l'écoulement	[m/s]
u	Vitesse de l'écoulement	[m/s]
u	Vitesse de déplacement de la particule	[m/s]
u'	Écart type des fluctuations de vitesse axiale ($u' = \sqrt{ u'^2 }$)	[m/s]
u''	Vitesse fluctuante issue de la décomposition de Favre	[m/s]
$\tilde{U}$	Vitesse moyenne issue de la décomposition de Favre	[m/s]

$\langle U(x,t) \rangle$	Composante moyenne de la vitesse instantanée de l'écoulement	[m/s]
V_{GB}	Volume des gaz brûlés	[m ³]
$V_{mélange}$	Volume du mélange réactif	[m ³]
V_{air}	Volume de l'air	[m ³]
V_{CH_4}	Volume de méthane	[m ³]
V_{H_2}	Volume d'hydrogène	[m ³]
V_S	Vitesse de propagation de la flamme laminaire	[m/s]
V_S	Vitesse de propagation du front de flamme	[m/s]
V_S^0	Vitesse de propagation non étirée	[m/s]
v'	Écart type des fluctuations de vitesse radiale (on le note $v' = \sqrt{ v'^2 }$)	[m/s]
V	Volume de la chambre de combustion haute pression	[m ³]
$\vec{V}(x,t)$	Vitesse de l'écoulement	[m/s]
w	Vitesse de déplacement du front de flamme	[m/s]
$\dot{W}_i$	Taux de réaction de l'espèce i	[kg/(m ³ .s)]
$\bar{w}$	Taux de réaction moyen	[kg/(m ³ .s)]
X_i	Fraction molaire de l'espèce i	[-]
x_i	Coordonnée du repère galiléen	[-]
x	Excès d'air	[-]
Y_i	Fraction massique de l'espèce i	[-]
Symboles grecs		
α	Fraction molaire d'hydrogène dans le carburant	[-]
$\Delta \vec{x}$	Déplacement de la particule	[m]
Δt	Intervalle de temps	[s]
$\Delta pixel$	Déplacement de la particule en pixel	[m]
δ^0	Épaisseur de la flamme laminaire	[m]
$\delta_g = 4.6\delta_L$	Épaisseur de la zone de préchauffage	[m]
δ_S	Épaisseur de la flamme laminaire (définition de Spalding)	[m]
δ	Distance entre les 2 faisceaux laser	[m]
δS	Petit élément de surface	[m ²]
δV	Petit élément de volume	[m ³]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence	[m ² .s ⁻³]
η	Échelle spatiale de Kolmogorov	[m]
ϕ	Richesse du mélange	[-]
Φ	Angle entre le vecteur électrique incident et la direction d'observation de la diffusion Rayleigh	[deg]
Φ	Diamètre utile du volume de mesure	[m]
λ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
$\lambda_{onde_incidente}$	Longueur d'onde de l'onde incidente	[m]
λ	Conductivité thermique du mélange réactif	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
λ	Échelle spatiale de Taylor	[m]
λ	Longueur d'onde des faisceaux incidents	[m]

ν	Viscosité cinématique	[m ² /s]
Ω	Angle solide de collection de la lumière diffusée	[deg]
ρ_0	Masse volumique de référence	[kg/m ³]
ρ_f	Masse volumique du mélange frais	[kg/m ³]
ρ_b	Masse volumique des gaz brûlés	[kg/m ³]
ρ_f	Masse volumique des gaz frais	[kg/m ³]
$\rho_{mélange}$	Masse volumique du mélange réactif	[kg/m ³]
ρ_{air}	Masse volumique de l'air	[kg/m ³]
ρ_{CH_4}	Masse volumique de méthane	[kg/m ³]
ρ_{H_2}	Masse volumique d'hydrogène	[kg/m ³]
Σ	Densité de surface de flamme	[m ⁻¹]
σ_y	Facteur d'orientation	[-]
σ	Facteur d'expansion	[-]
σ_i	Section efficace de l'espèce i	[m ² .sr ⁻¹]
θ	Angle entre le vecteur tangent au front de flamme et le vecteur unitaire $\vec{i}$	[deg]
θ	Angle existant entre la normale au front instantané et les iso-c	[deg]
θ	Angle de croisement entre les deux faisceaux laser	[deg]

$\langle \rangle_s$: moyenne conditionnée sur la surface : $\langle f \rangle_s = \frac{\int f ds}{ds}$

Soit $f(x, t)$ une variable.

Décomposition de Reynolds : $f = \bar{f} + f'$ avec $\overline{f'} = 0$

Décomposition de Favre : $f = \tilde{f} + f''$ avec $\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}$ et $\tilde{f}'' = 0$

Introduction



Les réactions de combustion d'un mélange carburant/comburant sont largement exothermiques. De nombreuses applications industrielles convertissent l'énergie thermique fournie lors de ces réactions en énergie mécanique ou électrique. Nous pouvons citer entre autres les moteurs à combustion interne ainsi que les turbines à gaz stationnaires ou aéronautiques. Pour ces applications industrielles, l'optimisation du rendement et la réduction des émissions polluantes sont prépondérantes. Une première étape permettant d'améliorer le rendement du système est de rendre l'écoulement turbulent. Concernant les émissions polluantes, des solutions de post traitement ont été mises en place pour les systèmes fonctionnant en combustion prémélangée. Le pot catalytique permet de réduire, par catalyse, les gaz polluants ou les imbrûlés à l'échappement (monoxyde de carbone, hydrocarbures et oxydes d'azote). Cette solution est intéressante, cependant il serait préférable de solutionner le problème à la base en diminuant la production des polluants. Une stratégie intéressante pour parvenir à une réduction des polluants est la combustion en mélange pauvre. Un exemple de mise en œuvre de ce principe est illustré avec les moteurs HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition). La température de combustion est réduite et l'on diminue ainsi les émissions de NO_x (production des NO thermiques). Cependant, lorsque l'on s'approche des limites d'inflammabilité, la stabilité de la flamme est menacée et des phénomènes d'extinction peuvent apparaître, augmentant les émissions d'hydrocarbures imbrûlés. La stabilité de la flamme est un paramètre primordial en combustion, qu'il est impératif de maîtriser dans des configurations industrielles. De nombreuses études ont alors démontré que l'ajout d'hydrogène au mélange permet de solutionner ce problème. En effet, l'adjonction de petites quantités d'hydrogène à un mélange CH₄/Air permet d'étendre les limites d'inflammabilité du mélange et d'accroître la stabilité de la combustion.

Une meilleure compréhension de l'ensemble de ces phénomènes est rendue possible par la mise en place de diagnostics optiques. De larges progrès ont été obtenus grâce à leur utilisation. Leur caractère non intrusif permet de ne pas perturber les phénomènes physiques. L'amélioration permanente des performances des lasers (haute cadence et énergie des flashes) et des caméras (résolution et cadence) permet d'obtenir des grandeurs mesurées qui n'étaient accessibles auparavant que par le biais de modèles théoriques et de simulations numériques. L'exploration spatiale des flammes est actuellement possible. L'exploration spatio-temporelle de la flamme devient également réalisable, même si le matériel doit encore évoluer pour améliorer la qualité des résultats.

Lorsque la géométrie du dispositif est complexe, l'utilisation de diagnostics optiques se complique. L'expérimentation devient coûteuse et difficile à mettre en place. Le recours à des outils numériques s'avère un intermédiaire intéressant. Cependant, les moyens de calcul actuels, bien qu'ayant largement et rapidement évolués, ne permettent pas de simuler intégralement les phénomènes de la combustion turbulente. La formulation et l'utilisation de modèles est indispensable. Avant d'intégrer ces modèles dans des codes de calcul, il est nécessaire de les tester. Le dispositif expérimental développé au LCSR est, de part sa géométrie simplifiée et ses nombreux accès optiques, un banc de test idéal.

Cette étude capitalise sur les acquis du LCSR dans le domaine de la combustion turbulente, tout en apportant deux nouveautés : l'augmentation de la pression et l'ajout d'hydrogène à un prémélange méthane/air. Après avoir caractérisé les flammes turbulentes de prémélange méthane/air à pression atmosphérique [1-6], le LCSR a donné une nouvelle impulsion à la recherche fondamentale sur les flammes turbulentes en se dotant d'une chambre haute pression. L'utilisation de cette chambre haute pression permet de s'approcher des conditions de fonctionnement des dispositifs industriels. De part leur coût de construction et la difficulté de leur utilisation, ces chambres ne sont que faiblement répandues de part le monde (Université de Tohoku à Sendai au Japon (Kobayashi et al. [7-11]) et l'université d'Erlangen en Allemagne (Soika et al. [12])). Dans son travail de thèse, Thierry Lachaux [13] a largement contribué à la caractérisation macroscopique des flammes turbulentes de prémélange en pression.

Ce travail de thèse expérimental a pour objectif d'apporter des informations utiles à la compréhension des interactions entre la turbulence et la combustion, pour différents cas de pression, de richesse et différents mélanges réactifs.

Les flammes turbulentes font intervenir conjointement les phénomènes de turbulence et de combustion. Avant d'investiguer le couplage entre une flamme de prémélange et un écoulement turbulent, il nous est apparu primordial de caractériser séparément les phénomènes de combustion et de turbulence.

Après une partie introductive et une présentation des différents dispositifs expérimentaux utilisés au cours de ce travail, nous présentons l'étude expérimentale sur la combustion de mélanges réactifs en mode laminaire.

Ensuite, nous détaillons l'étude sur la turbulence de l'écoulement en fonction de la pression.

Dans les chapitres suivants, nous avons caractérisé les flammes turbulentes de prémélange. Nous étudions la structure macroscopique de la flamme à l'aide du diagnostic de tomographie par plan laser, puis la structure interne de la flamme à l'aide de la diffusion de la lumière par effet Rayleigh 2D.

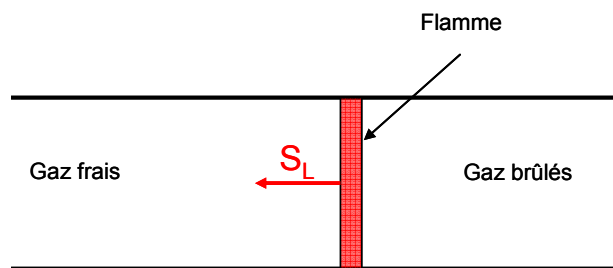
Pour finir, nous avons utilisé les informations obtenues expérimentalement pour tester différents modèles de combustion.

1 Description de la problématique

Ce premier chapitre est consacré à des rappels théoriques. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la combustion prémélangée en régime laminaire. Nous décrivons les caractéristiques de ces flammes et les différentes instabilités auxquelles elles sont soumises. Après une présentation des outils permettant de décrire la turbulence d'un écoulement, nous investiguons le couplage entre combustion et turbulence. Nous décrivons alors les flammes turbulentes de prémélange, les différents outils utiles à leur caractérisation ainsi que quelques modèles utilisés pour évaluer le taux de combustion, paramètre prépondérant d'une combustion turbulente. Nous terminons ce chapitre par un état de l'art sur l'ajout d'hydrogène à un mélange méthane/air, de la genèse de l'idée aux résultats obtenus.

1.1 Combustion prémélangée laminaire

Le schéma de propagation et la structure d'une flamme laminaire sont présentés sur la Figure 1. Les gaz frais (comburant + carburant) et les gaz brûlés sont séparés par une mince zone de réaction (le front de flamme). Le front de flamme chauffe les gaz frais principalement par diffusion et conduction thermiques (zone de préchauffage). Lorsque la température des gaz frais atteint la température critique d'auto inflammation, les gaz frais s'enflamment. Le front de flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais. C'est une réaction de proche en proche. La vitesse de propagation S_L dépend de nombreux paramètres (mélange, pression et température des gaz frais, ...).



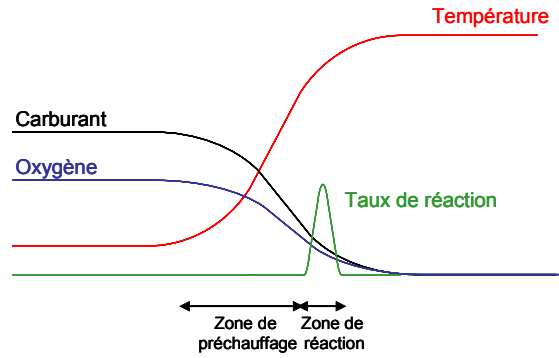


Figure 1 : Structure d'une flamme plane laminaire prémélangée

La flamme laminaire est donc caractérisée par plusieurs paramètres :

- La vitesse de propagation laminaire qui représente la rapidité du front de flamme à consommer le mélange de gaz frais. Il est important de noter que cette vitesse peut être largement modifiée par l'étirement du front de flamme. Il est alors nécessaire de définir une vitesse de flamme laminaire non-étirée S_L^0 .

- L'épaisseur de flamme est un autre paramètre prépondérant qui permet de caractériser la structure du front de flamme.

Dans la théorie de Mallard et Le Châtelier (1883), la zone intermédiaire entre les gaz frais et les gaz brûlés peut être découpée en deux parties (Figure 1) :

- la zone de préchauffage
- la zone de réaction

Trois définitions sont couramment employées pour caractériser l'épaisseur de flamme [14].

La première, l'épaisseur de Zeldovich est définie par l'équation suivante :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{c_p \rho_f S_L}$$

avec

λ : conductivité thermique du mélange réactif

c_p : chaleur spécifique à pression constante

ρ_f : masse volumique du mélange frais

S_L : vitesse de propagation laminaire

La deuxième définition, proposée par Gaydon et Wolfhard [15], correspond à l'épaisseur de la zone de préchauffage. La zone de préchauffage est limitée entre le point où la température du mélange est 1% plus élevée que la température des gaz frais et le point correspondant à la température d'inflammation. On montre que [15] :

$$\delta_g = 4.6\delta_L$$

Enfin, Spalding [16] définit l'épaisseur de flamme comme le rapport entre la différence de température entre les gaz frais et les gaz brûlés et le gradient maximum de température.

$$\delta_s = \frac{T_b - T_f}{\max(\text{grad}(T))}$$

avec :

T_b : température des gaz brûlés

T_f : température des gaz frais

Le front de flamme laminaire peut-être soumis à des instabilités qui engendrent des modifications de sa structure. Nous allons à présent décrire les différentes instabilités et leurs effets sur le front de flamme.

1.2 Instabilités du front de flamme

L'étude s'intéresse à des gaz se déplaçant à des vitesses largement sub-soniques. L'approximation d'iso pression de part et d'autre du front de flamme est donc largement justifiée.

Considérons un écoulement réactif. Au niveau du front de flamme, les gaz sont soumis à de forts gradients de température et de concentration. Ces gradients entraînent des instabilités dues à la gravité (les gaz chauds et les gaz frais n'ont pas la même masse volumique), des instabilités dues à l'expansion thermique des gaz au passage du front de flamme (instabilités hydrodynamiques de type Darrieus-Landau), ainsi que des transferts diffusifs de masse et de chaleur (effets thermodiffusifs). L'ensemble de ces instabilités va modifier l'équilibre local des paramètres thermodynamiques, provoquant la déformation du front de flamme vers une nouvelle position d'équilibre stable ou instable.

1.2.1 Instabilités dues aux forces de gravité

Cette instabilité apparaît lorsque deux gaz de masse volumique différente sont superposés. Si le gaz le plus chaud est en dessous (flamme se propageant vers le haut), la gravité a un effet déstabilisateur sur le front de flamme.

1.2.2 Instabilités hydrodynamiques

La première étude concernant les effets hydrodynamiques a été menée par Darrieus [17] et Landau [18] en négligeant complètement les effets diffusifs. Ils ont étudié la réponse d'un front de flamme infiniment mince à des perturbations de petite amplitude. Darrieus et Landau ont montré que le front de flamme infiniment mince était intrinsèquement instable face à des petites perturbations.

Considérons le front de flamme comme une interface infiniment fine entre 2 milieux de masse volumique différente. A la traversée du front de flamme, la vitesse du gaz normale au front augmente d'un facteur $\frac{\rho_f}{\rho_b}$ (facteur d'expansion thermique).

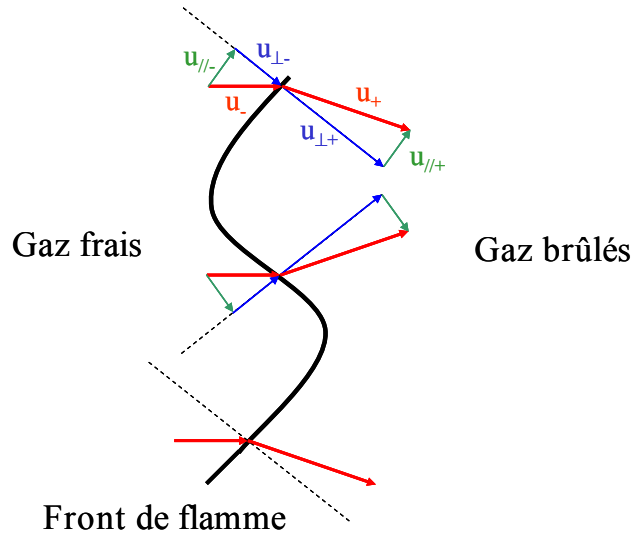


Figure 2 : Déflexion des champs de vitesse au passage du front de flamme

Sur la Figure 2, on représente l'évolution de la vitesse des gaz à travers le front de flamme. Les effets de cisaillement étant négligés, la composante tangentielle de la vitesse se conserve. La composante normale est multipliée par le facteur d'expansion. On constate sur la Figure 2 qu'après le front de flamme, on a une convergence des lignes de courant en haut (front

convexe au gaz frais) et une divergence des lignes de courant en bas (front concave aux gaz frais).

Considérons un front de flamme plan que l'on perturbe légèrement. En haut le tube de courant amont converge, tandis qu'en bas, il diverge, ce qui amplifie le plissement du front de flamme.

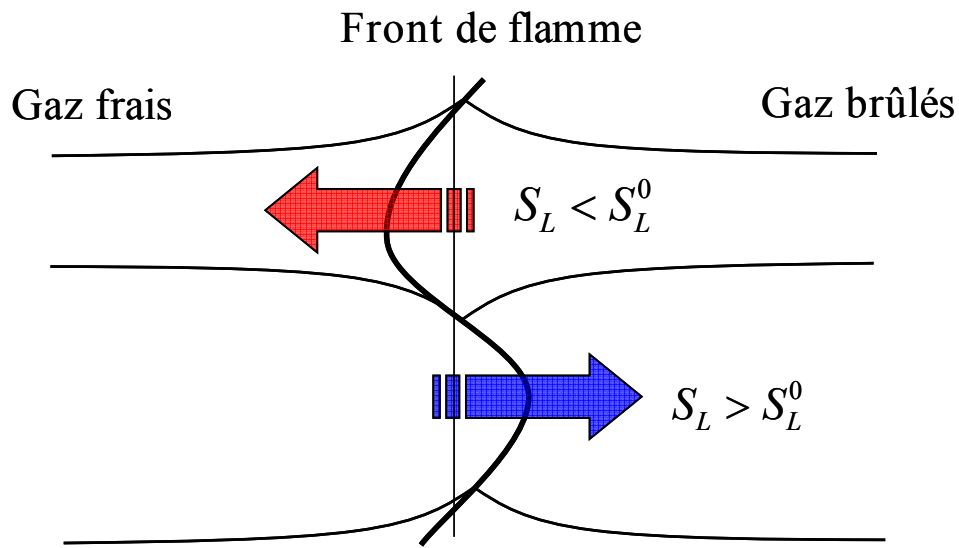


Figure 3 : Instabilités hydrodynamiques

1.2.3 Instabilités thermodiffusives

Ces instabilités concernent le développement de flux diffusifs dans la direction tangente au front de flamme. Le plissement du front de flamme induit des gradients de température et de concentration dans les directions tangentes. L'effet thermodiffusif repose sur la compétition entre la diffusion de masse et la diffusion de chaleur.

Dans un premier temps, l'étude de ces instabilités s'est faite en négligeant les effets hydrodynamiques (facteur d'expansion égal à 1) [19, 20].

Considérons la zone de réaction comme ayant une épaisseur non nulle et négligeons les effets hydrodynamiques.

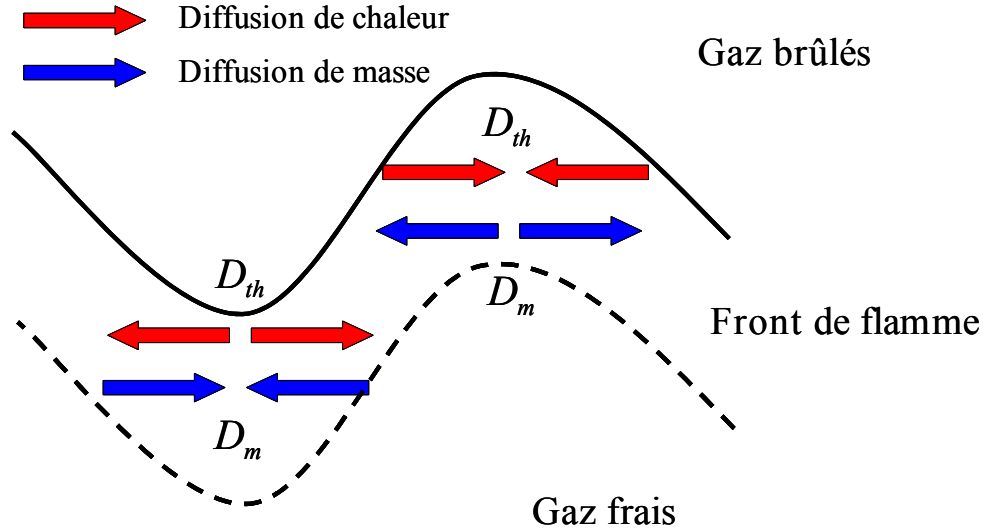


Figure 4 : Instabilités thermodiffusives

On constate sur la Figure 4 que la diffusion de masse a un effet déstabilisant sur le front de flamme et qu'au contraire, la diffusion de la chaleur a un effet stabilisant sur le front de flamme. En effet, si l'on considère le cas où le front est convexe aux gaz frais, la diffusion des réactifs va permettre d'enrichir la zone en réactif et donc d'augmenter la vitesse de combustion. Pour le même cas, une partie de la chaleur va de la zone de réaction vers les gaz frais. Cette zone perd plus de chaleur que la flamme plane, ce qui entraîne une diminution de la vitesse de combustion. Il va donc y avoir une compétition entre les effets des deux phénomènes diffusifs.

La diffusion des espèces réactives est proportionnelle au coefficient de diffusion moléculaire D_m et la diffusion de chaleur est proportionnelle au coefficient de diffusion thermique D_{th} . La compétition entre ces deux effets est représentée par le nombre de Lewis : $Le = \frac{D_{th}}{D_m}$. Suivant

la valeur du nombre de Lewis, le front sera stable ou non. Les instabilités thermodiffusives apparaissent lorsque le nombre de Lewis est inférieur à l'unité (la diffusion massique est prépondérante). Lorsque le nombre de Lewis est supérieur à 1, les effets sont stabilisants.

La première étude couplant les effets hydrodynamiques et diffusifs fut menée par Markstein [21]. Pour prendre en compte les effets hydrodynamiques, Sivashinsky [22] a développé une analyse dans laquelle l'expansion des gaz est considérée comme faible. Le couplage entre ces deux effets a été depuis largement investigué [23-25].

En plus de ces instabilités, le front de flamme peut être perturbé par la turbulence de l'écoulement. Avant de s'intéresser aux interactions qui peuvent exister entre la turbulence de l'écoulement et la structure du front de flamme, il est important que la turbulence de l'écoulement soit bien connue. Nous consacrons le paragraphe suivant à la turbulence et sa caractérisation.

1.3 Turbulence

Un écoulement turbulent n'est pas prévisible dans l'espace et dans le temps. Cependant, on peut décrire cet écoulement de manière statistique, pour obtenir des valeurs moyennes, fluctuantes et des échelles caractéristiques spatiales et temporelles.

1.3.1 Grandeurs moyennes, vitesses fluctuantes et énergie cinétique de turbulence :

Considérons un point fixe de l'écoulement. La vitesse instantanée en ce point peut être décomposée en une composante moyenne et une composante fluctuante :

$$U(x, t) = \langle U(x, t) \rangle + u'(x, t)$$

avec $\langle u'(x, t) \rangle = 0$ (moyenne temporelle)

Les fluctuations de vitesse $u'(x, t)$ sont définies comme l'écart type de la distribution de $U(x, t)$.

L'énergie cinétique de turbulence k est définie par la relation suivante :

$$k = \frac{1}{2} \left(u'(x, t)^2 + v'(x, t)^2 + w'(x, t)^2 \right)$$

Dans la suite de l'étude, on se placera dans le cas d'une turbulence homogène (turbulence identique quelque soit le point de l'écoulement considéré) et isotrope (turbulence identique dans toutes les directions).

1.3.2 Echelles de la turbulence :

Les structures turbulentes peuvent être caractérisées par un temps ou par une longueur. Si l'on s'intéresse à leur taille, on constate qu'elles sont de taille très variable et qu'elles évoluent en permanence dans le temps. Pour un écoulement donné, les dimensions des tourbillons sont bornées. La borne supérieure correspond aux échelles intégrales de longueur, au-delà de cette dimension, le tourbillon se retrouve noyé dans l'écoulement général. La borne inférieure

correspond à la taille minimale avant la disparition de la structure par viscosité ; c'est l'échelle spatiale de Kolmogorov. Les structures vont évoluer de la limite haute vers la limite basse ; c'est la théorie de la cascade, développée par Kolmogorov en 1941. Les grandes structures réalisent l'essentiel du transport turbulent des grandeurs physiques, alors que les petites structures dissipent l'énergie.

1.3.2.1 Echelles intégrales :

On se fixe à un endroit dans l'écoulement. La vitesse de l'écoulement en cet endroit est mesurée à intervalle de temps régulier. A partir de l'ensemble des vitesses mesurées, on calcule une vitesse moyenne. On peut alors obtenir l'évolution temporelle, à intervalle de temps régulier, de la vitesse fluctuante en cet endroit (point de vue eulérien). On trace, à partir des informations sur l'évolution temporelle de la vitesse fluctuante, la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes. L'autocorrélation est égale à 1 lorsque le temps entre 2 mesures est nul. Ensuite, on a une décroissance qui vient de la décorrélation des vitesses fluctuantes dans le temps. Le point essentiel nécessaire à l'obtention de cette courbe d'autocorrélation est l'échantillonnage régulier des mesures.

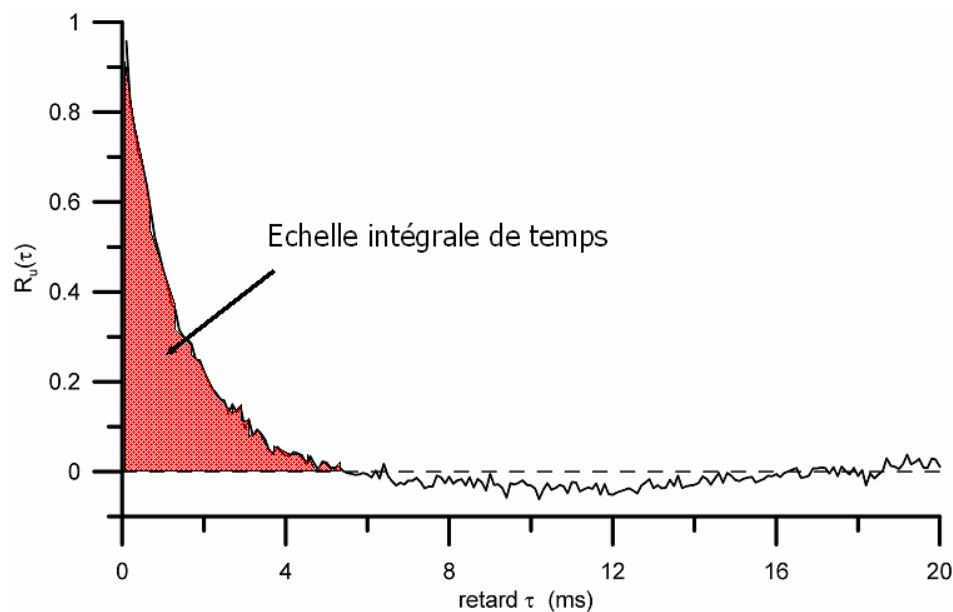


Figure 5 : Evolution temporelle de la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes

L'échelle intégrale de temps T_E représente l'aire sous la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes. L'hypothèse de Taylor, qui suppose que les structures turbulentes sont convectées à la vitesse moyenne de l'écoulement, permet de relier l'échelle intégrale temporelle à l'échelle intégrale spatiale :

$$L_U = U.T_E$$

Cette échelle nous renseigne sur la taille des plus grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement.

Nous pouvons remarquer que Borghi et Destriau [26] définissent les échelles intégrales à partir d'une approche lagrangienne. Cependant, l'hypothèse de Taylor (qui est vérifiée pour une turbulence de grille) permet de montrer l'égalité entre les échelles obtenues avec les 2 approches [27].

1.3.2.2 Echelles de Taylor :

L'échelle de Taylor est une échelle intermédiaire entre les grandes échelles et les échelles de Kolmogorov. Elle est obtenue à partir de la dissipation de l'énergie.

La dissipation de l'énergie est définie par l'équation suivante :

$$\varepsilon = \nu [\nabla u' + \nabla u'^T] : \nabla u'$$

En remplaçant le gradient moyen par u'/λ dans la définition précédente, on obtient [28] :

$$\lambda^2 = \frac{15\nu u'^2}{\varepsilon}$$

Le facteur 15 provient de considération sur l'homogénéité et l'isotropie de la turbulence.

L'échelle temporelle de Taylor associée est définie par :

$$t_\lambda = \frac{l_\lambda}{u'}$$

1.3.2.3 Echelles de Kolmogorov :

Les échelles de Kolmogorov représentent la taille des plus petites structures de l'écoulement turbulent. Elles dissipent leur énergie sous forme de frottement et donc de chaleur.

Echelle spatiale de Kolmogorov :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}$$

Echelle temporelle de Kolmogorov :

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

L'écriture des relations précédentes nécessite que la turbulence de l'écoulement turbulent soit homogène et isotrope. Pratiquement, cette turbulence peut être obtenue à l'aide d'une grille de turbulence.

1.3.3 Spectre des échelles de longueur de la turbulence

La turbulence d'un écoulement peut également être caractérisée à l'aide d'une analyse spectrale. Cette analyse s'appuie sur l'étude du spectre d'énergie de la turbulence.

Le spectre d'énergie est défini par l'équation suivante [28] :

$$k = \int_0^{\infty} E(K) dK$$

avec k l'énergie cinétique turbulente et K le nombre d'onde.

Le spectre d'énergie représente la densité d'énergie cinétique par nombre d'onde K (ou par taille de structure de l'écoulement). Il indique comment se répartit l'énergie en fonction de K et permet de distinguer le rôle des grosses (petits K) et des petites (grands K) structures.

En coordonnées logarithmiques, un spectre d'énergie caractéristique d'une turbulence de grille (supposée homogène et isotrope) a l'allure suivante (Figure 6) :

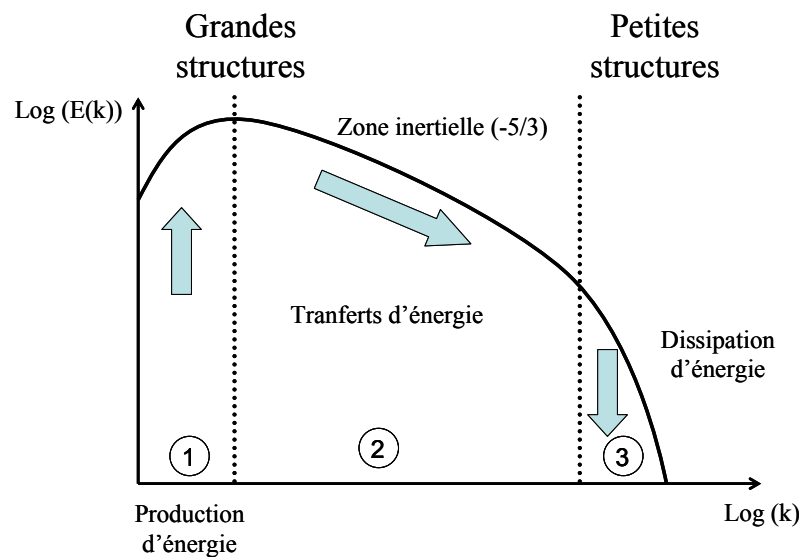


Figure 6 : Spectre d'énergie de la turbulence

L'observation du spectre nous permet de savoir que la turbulence ne se conserve pas dans un domaine fluide, mais se dissipe (dégradée en chaleur au niveau des plus petits tourbillons) du fait des frottements visqueux.

Au cours de ce paragraphe, nous avons présenté les outils permettant de décrire la turbulence de l'écoulement. Une fois que la turbulence est correctement caractérisée, nous pouvons nous intéresser à l'interaction entre la combustion et l'écoulement turbulent.

1.4 Combustion prémélangée turbulente

L'utilisation industrielle des phénomènes de combustion s'inscrit dans une volonté de production d'énergie, l'intérêt étant de produire un maximum d'énergie par unité de volume. Dans les années 1880, Mallard et Le Chatelier ont montré que la turbulence affecte la vitesse de combustion. En 1940, Damköhler [29] a montré que pour $\delta_L \ll \eta$, la turbulence parvenait à augmenter la vitesse de combustion. En effet, la turbulence permet d'augmenter largement les vitesses de flamme par le biais de l'augmentation de la surface de flamme ainsi que des échanges de masse et de température. La turbulence permet d'accroître considérablement l'énergie dégagée par unité de volume. Cependant, la structure des flammes turbulentes est beaucoup plus complexe que celle des flammes laminaires.

Pour qu'une flamme soit turbulente, il faut que l'écoulement en amont de la flamme soit turbulent, c'est-à-dire qu'il possède des fluctuations de vitesse. Cependant, il est important de noter que la flamme modifie l'écoulement turbulent du fait de l'expansion des gaz. Il y a donc interaction entre la flamme et la turbulence, et c'est cette interaction que nous allons investiguer.

1.4.1 Nombres caractéristiques de la combustion

On peut distinguer plusieurs types de flammes turbulentes, suivant l'importance respective jouée par la chimie et la turbulence. Pour faciliter le travail de classification des différentes flammes turbulentes, quelques nombres adimensionnels ont été introduits et différents régimes de combustion ont été définis.

On introduit un nombre de Reynolds turbulent défini par :

$$\text{Re}_t = \frac{u' L_U}{\nu}$$

avec ν la viscosité cinématique.

Le nombre de Damköhler représente le rapport entre le temps caractéristique de la turbulence τ_t et le temps caractéristique de la chimie τ_c . Pour des flammes turbulentes de prémélange, le temps caractéristique de la chimie peut être estimé par le rapport entre l'épaisseur δ_l et la vitesse de combustion S_L d'une flamme laminaire. Le temps caractéristique de la turbulence s'exprime par le rapport entre l'échelle intégrale de longueur et la vitesse fluctuante.

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{L_U}{\delta_l} \frac{S_L}{u'}$$

Pour de grands nombres de Damköhler, le temps de la chimie est négligeable devant celui de la turbulence et le front de flamme est fin. Sa structure intérieure n'est pas affectée par la turbulence. Pour savoir si les plus petites échelles de l'écoulement peuvent interagir avec le front de flamme, il faut comparer l'échelle temporelle de Kolmogorov avec le temps chimique, ce qui nous amène à introduire le nombre de Karlovitz.

$$Ka = \frac{\tau_c}{t_\eta} = \left(\frac{\delta_l}{\eta} \right)^2$$

Le nombre de Karlovitz est utilisé pour définir le critère de Klimov-Williams, qui correspond à $Ka = 1$. Ce critère fut dans un premier temps interprété comme la transition entre le régime de flammelettes et le régime de flammes plissées.

Ces trois nombres adimensionnels sont reliés entre eux par l'équation suivante :

$$Re_t = Da^2 Ka^2$$

Peters [30] a montré que pour des nombres de Karlovitz supérieurs à l'unité ($Ka > 1$), les petites structures de l'écoulement turbulent sont capables de pénétrer la structure interne de la flamme mais pas forcément la zone de réaction. Un autre nombre de Karlovitz, basé sur la dimension de cette zone de réaction, a alors été introduit :

$$Ka_r = \left(\frac{\delta_r}{\eta} \right)^2 = \delta Ka$$

avec δ qui varie pour un mélange CH₄-Air de richesse 1 de 0.1 à pression atmosphérique à 0.03 pour une pression de 3MPa [31]. La limite du régime de flammelette serait donc vers des nombres de Karlovitz de l'ordre de 100.

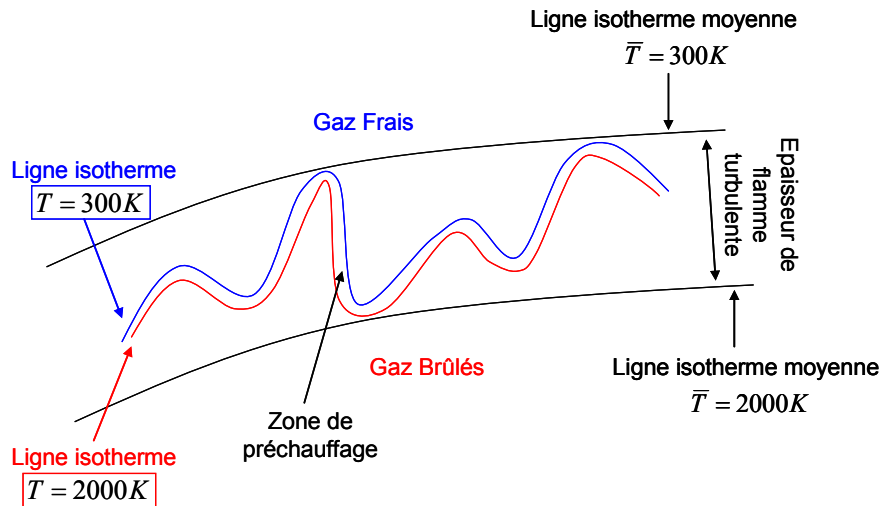
Ces trois paramètres nous permettent de caractériser les différents régimes de combustion.

- $Re_t < 1$

Dans ce régime, les flammes sont laminaires.

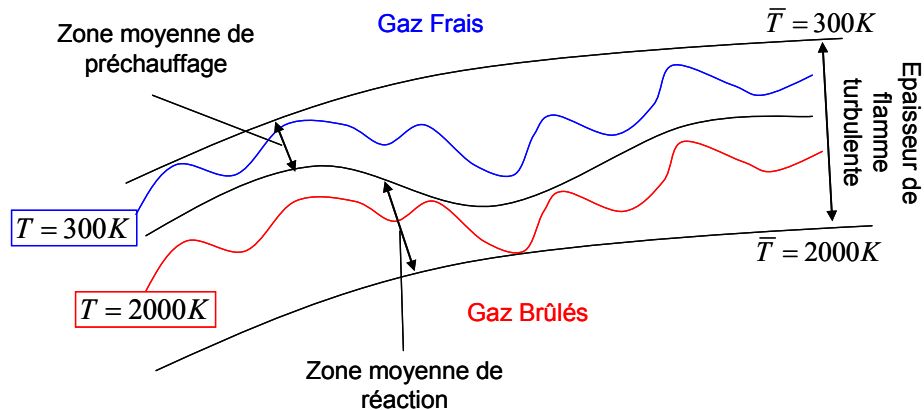
- $Ka < 1$ et $Re_t > 1$: Régime de flammelette ou flammes plissées

Cette zone s'étend jusqu'à la droite de Klimov-Williams ($Ka = 1$). Dans cette zone, l'épaisseur de flamme est plus petite que les plus petites échelles de la turbulence. Le front de flamme, courbées et étirées par la turbulence, garde sa structure laminaire.



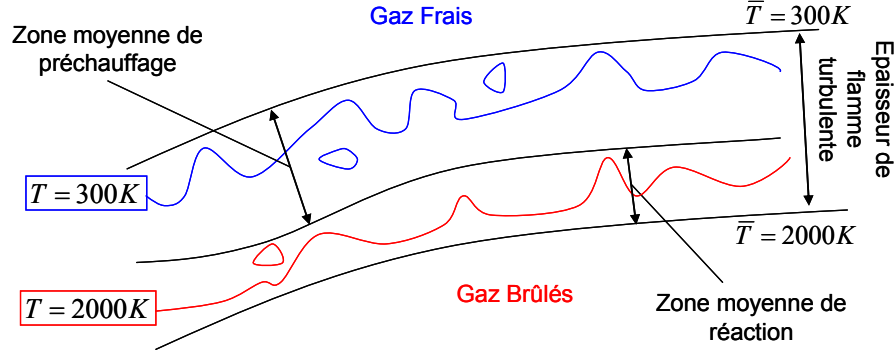
- $Ka > 1$, $Ka_r < 1$, $Da > 1$ et $Re_t > 1$: Flammes plissées et épaissies

Dans ce régime intermédiaire,



- $Da < 1$ et $Re_t > 1$

Régime de flammes épaissies pour lequel la chimie est relativement lente.



1.4.2 Diagramme de combustion

De nombreux auteurs [32-36] ont construit des diagrammes pour illustrer les différents régimes de la combustion prémélangée.

Sur la Figure 7, les différentes lignes $Re = 1$, $Ka = 1$ et $Ka_r = 1$ représentent les frontières entre les différents régimes de combustion.

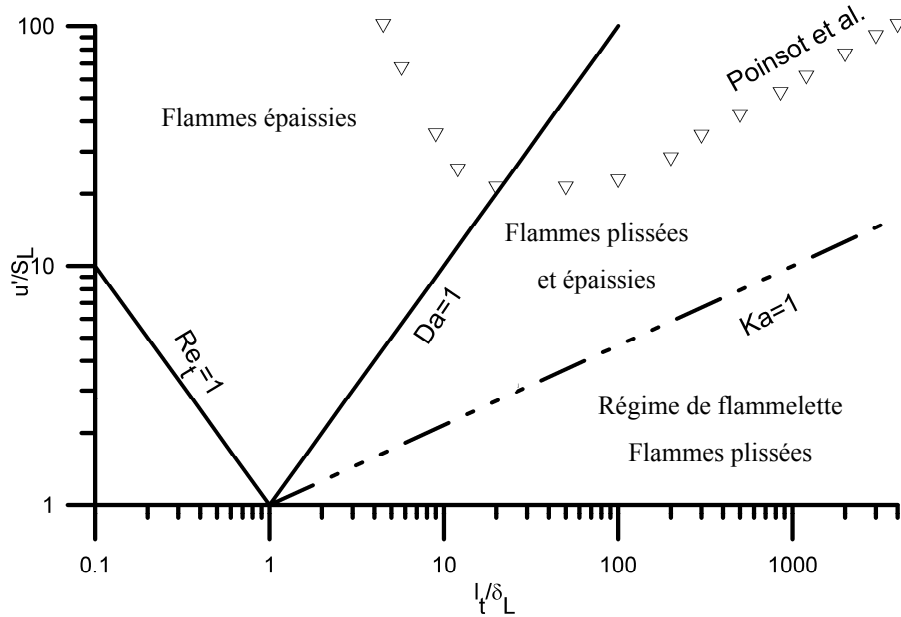


Figure 7 : Diagramme de combustion turbulente

Des résultats issus de simulations numériques directes [37, 38] ont permis de montrer que le domaine de flammelette peut être étendu au-delà de la droite de Klimov-Williams. Dans cette nouvelle zone, les petites structures pénètrent à l'intérieur de la zone de préchauffage du front de flamme mais ne parviennent pas à perturber la zone de réaction. L'idée est que la zone de réaction est trop fine et reste insensible à ces perturbations. Par contre, la zone de

préchauffage peut être élargie par la turbulence. Bray [39] puis Peters [30] ont présenté un diagramme de combustion prenant en compte ces extensions.

Buschmann et al. [40] ont montré que l'étirement dû à l'écoulement pouvait diminuer l'épaisseur du front de flamme. La question que l'on se pose est donc de savoir si les structures de Kolmogorov sont capables d'élargir le front d'une flamme soumise à un étirement.

De Goey et Sung [41, 42] ont également montré que les petites structures parviennent à pénétrer la zone de préchauffage sans atteindre la zone de réaction. Cependant, ces études ont été réalisées pour des nombres de Karlovitz restant loin de 100 (de l'ordre de 10). C'est peut-être près de cette limite que des investigations seraient nécessaires pour voir si les petites structures sont assez énergétiques pour influencer la zone de réaction. Toutes ces observations justifient la modification du diagramme de combustion effectué par Bray [39] et Peters [43].

Les phénomènes de combustion turbulente sont souvent complexes. Les informations expérimentales étant très délicates à obtenir d'un point de vue pratique et sont souvent très onéreuses, le recours à une modélisation des phénomènes est alors une solution intéressante.

1.5 La modélisation de la combustion turbulente

La modélisation de la combustion s'intéresse principalement à l'évolution des fractions massiques des espèces présentes.

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_k}{\partial x_j} = - \frac{\partial J_j^k}{\partial x_j} + \dot{W}_k$$

où u_j est la projection de la vitesse du fluide sur la coordonnée x_j , Y_k est la fraction massique de l'espèce k , J_j^k son flux de diffusion et $\dot{W}_k$ son taux de production massique par unité de volume.

La résolution de cette équation instantanée (et des autres équations de bilan instantanées : masse, quantité de mouvement et enthalpie totale) suppose la résolution de toutes les échelles spatiales et temporelles. Ceci n'est pas réalisable pour nos géométries. Pour simplifier le problème, nous adoptons une description statistique. L'écoulement est décomposé en un écoulement moyen et un écoulement fluctuant. Nous utilisons les moyennes de Reynolds et de Favre.

En appliquant une moyenne de Favre à l'équation bilan des espèces chimiques, nous obtenons

$$\text{l'équation suivante : } \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j'' \tilde{Y}_k}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{J}_j^k}{\partial x_j} + \bar{W}_k$$

Les termes de gauche de cette équation représentent respectivement la variation temporelle, la convection par l'écoulement moyen et la diffusion turbulente de la fraction massique Y_k . Les termes de droite représentent la diffusion laminaire et le taux de réaction moyen par unité de volume de l'espèce k .

On considère que la diffusion laminaire est négligeable devant le flux turbulent (c'est le cas lorsque les nombres de Reynolds sont suffisamment élevés). Il reste donc 2 termes qui ne sont pas fermés et qui nécessitent une modélisation : le transport turbulent $\bar{\rho} \tilde{u}_j'' \tilde{Y}_k$ et le taux de réaction $\bar{W}_k$.

Les fluctuations turbulentes sont traditionnellement modélisées à l'aide d'une formulation de type "gradient" : $\bar{\rho} \tilde{u}_j'' \tilde{Y}_k = - \frac{\mu_t}{S_{Ckt}} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j}$. Cependant, quelques études ont montré l'apparition de phénomènes de type "contre gradient" [44].

Nous allons donc nous intéresser au taux de réaction moyen.

1.5.1 Le taux de réaction moyen

Lorsque la chimie est très rapide, on utilise les modèles à densité de surface de flamme pour évaluer le taux de combustion. Ces modèles sont basés sur l'hypothèse de flammelette : la flamme est décomposée en éléments de flamme laminaire transportés et étirés par l'écoulement turbulent. L'idée de départ est de découpler l'aérodynamique de la chimie dans la formulation du taux de réaction moyen :

$$\bar{\dot{\omega}} = \rho_{GF} \langle S_C \rangle_S \Sigma$$

avec Σ la densité de surface de flamme, $\langle S_C \rangle_S$ la vitesse de consommation de la surface et ρ_{GF} la masse volumique des gaz frais. La densité de surface de flamme est définie comme le rapport entre l'aire de la flamme et son volume.

Un modèle de combustion turbulente prémélangée par densité de surface de flamme comprend donc deux sous modèles (Figure 8) : un sous modèle pour décrire la densité de surface de flamme, et un sous modèle (modèle local) pour décrire la vitesse de consommation de cette surface.

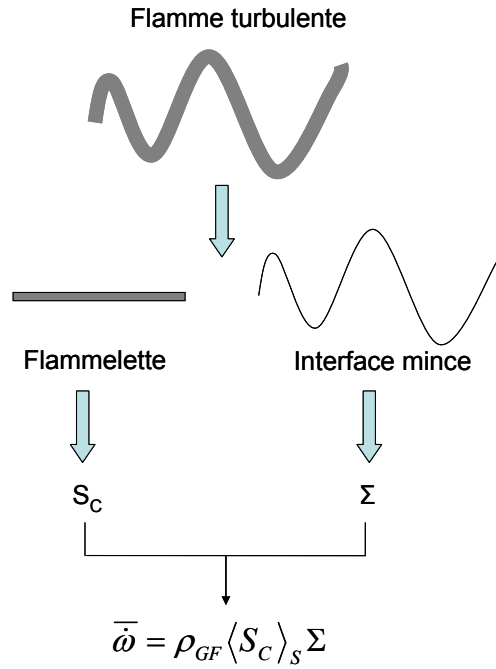


Figure 8 : Principe de la modélisation de la combustion par densité de surface de flamme

Il reste donc à trouver un modèle capable de décrire la densité de surface moyenne locale et un modèle destiné à décrire la vitesse de consommation de la surface. Dans notre étude, la vitesse de consommation de la surface sera prise égale à la vitesse fondamentale de combustion laminaire.

Concernant la densité de surface de flamme, nous pouvons utiliser un modèle à fermeture algébrique (modèle Bray Moss Libby Champion) ou un modèle à équation de transport. Il existe également une formulation géométrique exacte de la densité de surface de flamme [45]. Nous rappelons dans le paragraphe suivant les étapes pour obtenir cette équation exacte.

1.5.2 La densité de surface de flamme :

La flamme est une interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. On introduit un indicateur gaz brûlés i , qui vaut 1 dans les gaz brûlés et 0 dans les gaz frais. Par définition, la moyenne de Reynolds de l'indicateur représente la fraction volumique moyenne des gaz brûlés et la moyenne de Favre représente la fraction massique moyenne des gaz brûlés.

$$X_{GB} = \bar{i}$$

$$Y_{GB} = \tilde{i}$$

L'assimilation d'une flamme à une surface infiniment mince revient à considérer comme équivalent l'indicateur gaz brûlés et la variable d'avancement de la réaction ; $i = c$. La variable d'avancement de la réaction c mesure l'évolution de la réaction de combustion. Elle vaut 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlés.

Considérons un élément de surface δS séparant les gaz frais des gaz brûlés. Soit w sa vitesse dans le référentiel du laboratoire et n sa normale orientée vers les gaz frais.

Pendant un temps δt , cet élément de surface va balayer un volume :

$$\delta V = w.n\delta S\delta t$$

D'une façon plus générale, on a :

$$\frac{\partial V_{GB}}{\partial t} = \int_S w.n dS$$

Par définition de la moyenne le long d'une surface, ceci s'écrit également :

$$\frac{\partial V_{GB}}{\partial t} = \langle w.n \rangle_S S$$

En divisant les deux membres de l'équation précédente par un volume fixe V contenant la surface, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{V_{GB}}{V} = \frac{\partial X_{GB}}{\partial t} = \langle w.n \rangle_S \frac{S}{V} = \langle w.n \rangle_S \Sigma$$

soit encore,

$$\frac{\partial \bar{i}}{\partial t} = \langle w.n \rangle_S \Sigma$$

La vitesse de la surface dans le référentiel du laboratoire peut être décomposée en la somme de la vitesse due à l'écoulement fluide $u = \tilde{u} + u'$ et de la vitesse de combustion $S_d n$.

$$w = (\tilde{u} + u') + S_d n$$

On obtient finalement :

$$\frac{\partial \bar{i}}{\partial t} - \tilde{u} \cdot \langle n \rangle_S \Sigma = \langle u' \cdot n \rangle_S \Sigma + \langle S_d \rangle_S \Sigma$$

Le membre de droite de l'équation précédente est indépendant du repère galiléen choisi. Il en est donc de même pour le membre de gauche.

Considérons v la vitesse, constante, d'un référentiel (R') dans le référentiel du laboratoire (R).

Pour toute quantité, les équations de changement de repère permettent d'écrire :

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_R = \left(\frac{\partial Q}{\partial t}\right)_{R'} + v \cdot \nabla Q$$

La relation de transport de l'indicateur est valable dans les deux référentiels. Si $\tilde{u}_r$ est la vitesse moyenne au sens de Favre dans le référentiel R et $\tilde{u}'_r$ la vitesse moyenne au sens de Favre dans le référentiel R', alors ces deux vitesses sont reliées par l'égalité suivante :

$$\tilde{u}_R = \tilde{u}'_R + v.$$

$$\left(\frac{\partial \bar{i}}{\partial t}\right)_R - \tilde{u}_R \cdot \langle n \rangle_S \Sigma = \left(\frac{\partial \bar{i}}{\partial t}\right)_{R'} - \tilde{u}'_R \cdot \langle n \rangle_S \Sigma$$

En utilisant la relation reliant les vitesses dans les différents repères et la formule de changement de repère, on obtient :

$$v \cdot \nabla \bar{i} = -v \cdot \langle n \rangle_S \Sigma$$

Cette équation est valable pour tout v constant dans l'espace. On obtient finalement :

$$\nabla \bar{i} = -\langle n \rangle_S \Sigma \text{ ou } \nabla \bar{c} = -\langle n \rangle_S \Sigma \text{ si on fait l'hypothèse d'une flamme infiniment mince.}$$

Cette relation a été initialement établie par Dopazo en 1977 [46] puis par Cant et al. en 1990 [45].

1.5.3 Modèle BML

L'approche la plus simple est de calculer la densité de surface de flamme à l'aide d'une expression algébrique composée de grandeurs connues.

Bray et al. [47] ont proposé la formulation suivante :

$$\Sigma = \frac{g\bar{c}(1-\bar{c})}{\sigma_y L_y}$$

avec g une constante, L_y est l'échelle de plissement du front de flamme et σ_y un facteur d'orientation, défini comme la moyenne du cosinus de l'angle θ existant entre la normale au front instantané et les iso- $\bar{c}$.

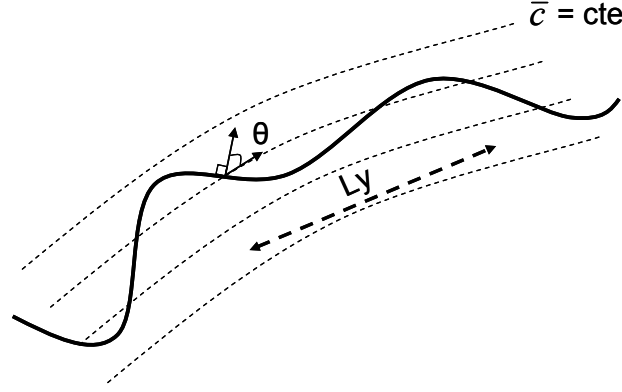


Figure 9 : Définition du facteur d'orientation σ_y et de l'échelle de plissement L_y .

1.5.4 Equation de transport de la densité de surface de flamme :

Initialement, l'écriture d'une équation pour Σ a reposé sur l'équation de transport d'une surface matérielle par un écoulement et sur une fermeture purement algébrique [48]. D'autres travaux ont permis l'écriture exacte d'une équation de transport de la densité de surface de flamme [49-51].

Une description de la densité de surface de flamme en terme probabilistique due à Pope [49] a permis à Cant et al. [45] d'établir l'équation de transport de la densité de surface de flamme.

L'équation moyennée de transport d'une densité de surface de flamme peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \mathbf{u} \rangle_s \Sigma) = \langle \nabla \cdot \mathbf{u} - \mathbf{nn} : \nabla \mathbf{u} \rangle_s \Sigma - \nabla \cdot (\langle w \mathbf{n} \rangle_s \Sigma) + \langle w \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_s \Sigma$$

où n est le vecteur normal au front de flamme (n pointe vers les gaz frais), $\nabla \cdot n$ est la courbure du front de flamme et S_d la vitesse de propagation du front de flamme.

$\langle \rangle_s$ représente la moyenne conditionnée sur la surface de la flamme : $\langle f \rangle_s = \frac{\int f ds}{\int ds}$.

En utilisant la décomposition de Favre pour la vitesse $u = \tilde{U} + u''$, on obtient :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{U} \Sigma) + \nabla \cdot (\langle \mathbf{u}'' \rangle_s \Sigma) = \underbrace{(\nabla \cdot \tilde{U} - \langle \mathbf{nn} \rangle_s : \nabla \cdot \tilde{U}) \Sigma}_{A_T} + \underbrace{\langle \nabla \cdot \mathbf{u}'' - \mathbf{nn} : \nabla \mathbf{u}'' \rangle_s \Sigma}_{a_T} - \nabla \cdot (\langle w \mathbf{n} \rangle_s \Sigma) + \langle w \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_s \Sigma$$

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{U} \Sigma) = -\nabla \cdot (\langle \mathbf{u}'' \rangle_s \Sigma) - \nabla \cdot (\langle w \mathbf{n} \rangle_s \Sigma) + \underbrace{(\nabla \cdot \tilde{U} - \langle \mathbf{nn} \rangle_s : \nabla \cdot \tilde{U}) \Sigma}_{A_T} + \underbrace{\langle \nabla \cdot \mathbf{u}'' - \mathbf{nn} : \nabla \mathbf{u}'' \rangle_s \Sigma}_{a_T} + \langle w \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_s \Sigma$$

Dans le membre de gauche de cette équation apparaissent les termes d'accumulation et de convection. Le membre de droite comporte un terme de type convectif et trois autres, linéaires en densité de surface de flamme. Le premier terme convectif correspond au transfert turbulent de la densité de surface de flamme. L'autre terme de flux est relatif au déplacement du front. Les trois termes sources représentent respectivement l'action de l'écoulement moyen sur la densité de surface de flamme, $A_T \Sigma$, l'action des fluctuations de vitesses, $a_T \Sigma$, et enfin l'action combinée de la courbure et de la vitesse de déplacement de la surface, $\langle w \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_s \Sigma$. Les deux termes A_T et a_T sont les termes d'étirement associés à la vitesse du fluide. En général, ces termes sont de signe positifs, c'est-à-dire que l'écoulement agit dans le sens de la production de la densité de flamme.

Si on considère la flamme infiniment mince, la vitesse de déplacement est égale à la vitesse de consommation de la flamme. Ainsi, cette vitesse est forcément positive ou nulle. Le terme source de courbure est donc, à la pondération par la vitesse de déplacement près, du signe de la courbure moyennée le long du front. C'est donc un terme source du côté des gaz frais et un terme puits du côté des gaz brûlés.

L'étude que nous avons effectuée concerne des flammes turbulentes de prémélange méthane/air enrichis en hydrogène. La nouveauté de cette étude consiste principalement en l'ajout de petite quantité d'hydrogène. Nous présentons dans le paragraphe suivant les raisons qui nous ont amenées à réaliser cette étude et nous synthétisons l'ensemble des informations bibliographiques que nous avons trouvées sur ce sujet.

1.6 Ajout d'hydrogène à une flamme de prémélange CH₄-Air

1.6.1 Intérêt de l'ajout d'hydrogène

La démarche d'enrichissement d'un prémélange de méthane/air ou gaz naturel/air en hydrogène s'inscrit dans une volonté de réduction des polluants. Les normes anti-pollution étant de plus en plus sévères, les industriels spécialisés dans la conversion d'énergie (moteur à combustion interne, turbines à gaz terrestres ou aéroportées) doivent en permanence améliorer leurs produits pour diminuer leurs émissions polluantes. A titre d'exemple, les normes européennes pour les véhicules à moteur essence et diesel sont données dans le Tableau 1.

Essence	Euro 3 (2000)	Euro 4 (2005)
CO (g/km)	2.3	1
HC (g/km)	0.2	0.1
NOx (g/km)	0.15	0.08
Diesel	Euro 3 (2000)	Euro 4 (2005)
CO (g/km)	0.64	0.5
NOx (g/km)	0.5	0.25
HC + NOx (g/km)	0.56	0.3
Particules (g/km)	0.05	0.025

Tableau 1 : Normes européennes pour les polluants.

La norme Euro 5, prévue pour 2009, est encore en réflexion. Elle devrait porter l'essence et le diesel à un taux d'imbrûlés (HC) de 0.05 g/km, et surtout réduire par un facteur dix la masse de particules.

Une stratégie intéressante pour parvenir à une réduction des polluants est la combustion en mélange pauvre. La température de combustion est réduite et l'on diminue ainsi les émissions de NOx (production des NO thermiques). Cependant, lorsque l'on s'approche des limites d'inflammabilité, la stabilité de la flamme est menacée et des phénomènes d'extinction peuvent apparaître, augmentant les émissions d'hydrocarbures imbrûlés. La stabilité de la flamme est un paramètre primordial en combustion, qu'il est impératif de maîtriser dans des configurations industrielles. De nombreuses études ont alors démontré que l'ajout d'hydrogène au mélange permet de solutionner ce problème. En effet, l'adjonction de petites quantités d'hydrogène à un mélange CH₄/Air permet d'étendre les limites d'inflammabilité du mélange et d'accroître la stabilité de la combustion.

1.6.1.1 Etudes laminaires

Quelques études [52-54] ont investigué l'impact de l'ajout d'hydrogène sur la vitesse laminaire de combustion. Wierzba et al. [55] ont étudié les limites riches d'inflammabilité de prémélanges CH₄/air enrichis en hydrogène pour différentes températures initiales. Plus le mélange contient d'hydrogène, plus il est stable et ce pour toute la plage de température investiguée. Yamaoka et Tsuji [56] ont étudié l'impact de l'ajout d'hydrogène sur la structure et les limites d'extinction de flammes laminaires prémélangées de CH₄/Air enrichies en

hydrogène et diluées avec de l'azote. Le dispositif expérimental utilisé est un brûleur cylindrique poreux à jets opposés. Ils ont montré que l'addition d'hydrogène permet de conserver une flamme pour des valeurs de dilution en azote plus élevées, et ce pour l'ensemble des richesses.

1.6.1.2 Moteur à combustion interne :

De nombreuses études ont investigué l'impact de l'ajout d'hydrogène dans les moteurs à combustion interne fonctionnant au gaz naturel. Elles ont permis de montrer que l'ajout d'hydrogène augmente la stabilité de la flamme [57-59]. De plus, si l'on se place à une richesse donnée, le remplacement d'un volume de gaz naturel par de l'hydrogène diminue les émissions d'hydrocarbures, de CO et de CO₂, en augmentant très légèrement les émissions de NO_x [60]. Lorsque l'on diminue la richesse, on diminue fortement les émissions de NO_x, tout en augmentant les émissions d'hydrocarbures, de CO et de CO₂. La solution d'ajouter de l'hydrogène pour ensuite diminuer la richesse n'est donc pas parfaite mais a le mérite de diminuer fortement les émissions de NO_x et d'offrir un meilleur compromis NO_x/Imbrûlés/CO.

La possibilité de fonctionner avec des mélanges pauvres est très intéressante dans une optique de recirculation des gaz d'échappement (EGR). En effet, l'ajout d'hydrogène permet d'augmenter les proportions d'EGR (acceptées par le moteur au gaz naturel). L'augmentation de la quantité de gaz d'échappement admise dans le mélange permet de réduire fortement les émissions de NO_x avec une faible augmentation des émissions des hydrocarbures imbrûlés [61-63]. Smith et Bartley [63] travaillent avec de l'hydrogène de synthèse (issu d'une catalyse des gaz brûlés). L'ajout de cet hydrogène augmente la tolérance en EGR de 44 % et diminue de 77 % les émissions de NO_x. De plus, la durée de la combustion et le délai d'auto inflammation sont réduits. Tsolakis et Megaritis [64] utilisent également cette technique pour diminuer les émissions polluantes et la consommation de carburant.

L'ajout d'hydrogène peut se révéler intéressant pour les moteurs HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition) fonctionnant au gaz naturel [65-67]. En effet, le gaz naturel a une température d'auto inflammation assez élevée. Il est donc nécessaire d'augmenter le taux de compression et de chauffer les gaz frais pour enflammer le mélange. L'ajout d'hydrogène couplé à la recirculation de gaz d'échappement permettrait de diminuer la température d'auto inflammation. L'ajout d'hydrogène avance en effet le début de la combustion dans le cylindre.

Un des problèmes majeurs dans cette solution est la production et le stockage de l'hydrogène dans le véhicule. Pour pallier ce problème, des systèmes astucieux utilisant l'ajout d'hydrogène ont été développés. Meyers et Kubesh [68] décrivent dans leur article un moteur au fonctionnement particulier. Sur les 4 cylindres, un cylindre est rempli avec un mélange très riche. Dans ce cylindre, on produit en abondance de l'hydrogène et du CO. Ensuite, un traitement catalytique de ces gaz de combustion permet d'augmenter la concentration en hydrogène et de diminuer celle en CO. Les autres cylindres fonctionnent avec des mélanges pauvres. Cependant, on additionne également à ces mélanges pauvres les gaz qui sortent du catalyseur. Grâce à ce système, les 3 cylindres peuvent opérer hors des limites de combustion traditionnelles, ce qui permet de largement diminuer la température de combustion et ainsi d'atteindre des niveaux d'émissions de NOx très faibles.

Une synthèse bibliographique sur l'intérêt de l'ajout d'hydrogène dans des configurations moteur a été effectuée par Akansu et al. [69].

1.6.1.3 Combustion prémélangée sur des configurations de type « brûleurs » :

Les avantages tirés de l'hydrogène intéressent également fortement l'industrie des turbines à gaz. Des études fondamentales sur des brûleurs ont été mises en place pour caractériser l'impact de l'ajout d'hydrogène. La flamme reste stable pour des températures et des richesses plus faibles [70], ce qui permet de diminuer la production des émissions de NOx.

Des études ont été réalisées sur une flamme pauvre prémélangée stabilisée par un swirl [71-73]. La combustion a lieu à pression atmosphérique à l'intérieur d'une chambre en quartz refroidie par air. Le prémélange CH₄/Air est enrichi en hydrogène jusqu'à 20 % en volume. Les résultats ont montré que l'addition d'une faible quantité d'hydrogène au prémélange CH₄/Air permet une réduction des émissions de CO sans pour autant augmenter les émissions de NOx. La stabilité de la flamme est largement augmentée, ce qui est dû à une plus forte concentration des radicaux OH (mesures obtenues par fluorescence plan induite par laser). De plus, l'ajout d'hydrogène implique une diminution de la taille de la flamme.

Des études numériques ont également montré que l'ajout d'hydrogène augmente largement la résistance à l'étirement de la flamme et la limite basse de stabilité [74, 75].

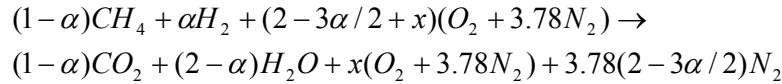
De nombreuses études témoignent également de l'intérêt de l'ajout d'hydrogène pour les flammes turbulentes de diffusion [76-85]. L'ajout d'hydrogène a pour effet de diminuer les émissions de CO et de suies mais augmente les émissions de NOx [76-79, 83].

Après ce tour d'horizon des travaux effectués sur l'importance de l'ajout de l'hydrogène, nous présentons les caractéristiques des mélanges que nous avons étudiés.

1.6.2 Mélanges investigués au cours de cette étude

1.6.2.1 Equation bilan

Au cours de cette étude, nous avons étudié plusieurs mélanges contenant des pourcentages d'hydrogène variés. L'équation bilan de la réaction de combustion est la suivante :



avec x l'excès d'air, ϕ la richesse et α la fraction molaire d'hydrogène sachant que la fraction molaire totale de carburant (méthane + hydrogène) est de 1.

$$\alpha = \frac{n(H_2)}{n(H_2) + n(CH_4)}$$

où $n(H_2)$ est le nombre de moles d'hydrogène et $n(CH_4)$ le nombre de moles de méthane.

Lorsque l'on fait varier le pourcentage d'hydrogène contenu dans le carburant, la richesse globale du mélange reste constante.

1.6.2.2 Calcul de la richesse ϕ

La richesse globale du mélange est calculée à partir de l'équation suivante :

$$\phi = \frac{\frac{m_{carb}}{m_{air}}}{\left(\frac{m_{carb}}{m_{air}}\right)_{stoech}} = \left(\frac{m_{carb}}{m_{air}}\right) * \frac{(2-3\alpha/2) * (2M_O + 2 * 3.78M_N)}{(1-\alpha)M_{CH_4} + \alpha M_{H_2}}$$

L'excès d'air est relié au pourcentage d'hydrogène α et à la richesse par l'équation suivante :

$$x = \frac{2-3\alpha/2}{\phi} - 2 + \frac{3\alpha}{2}$$

1.6.2.3 Calcul de la masse volumique du mélange :

La masse volumique du mélange est un paramètre important que nous avons évalué pour l'ensemble des mélanges. Nous décrivons brièvement ci-dessous les différentes étapes de ce calcul.

La masse du mélange est égale à la somme des masses des espèces constitutantes :

$$m_{\text{mélange}} = m_{\text{air}} + m_{\text{CH}_4} + m_{\text{H}_2}$$

En divisant les deux membres de l'équation précédente par le volume total du mélange, on obtient :

$$\rho_{\text{mélange}} = \frac{m_{\text{air}} + m_{\text{CH}_4} + m_{\text{H}_2}}{V_{\text{mélange}}} = \frac{V_{\text{air}}}{V_{\text{mélange}}} \rho_{\text{air}} + \frac{V_{\text{CH}_4}}{V_{\text{mélange}}} \rho_{\text{CH}_4} + \frac{V_{\text{H}_2}}{V_{\text{mélange}}} \rho_{\text{H}_2}$$

Soit également :

$$\rho_{\text{mélange}} = \frac{4.78 * (2 - 3\alpha/2 + x)}{1 + 4.78 * (2 - 3\alpha/2 + x)} \rho_{\text{air}} + \frac{1 - \alpha}{1 + 4.78 * (2 - 3\alpha/2 + x)} \rho_{\text{CH}_4} + \frac{\alpha}{1 + 4.78 * (2 - 3\alpha/2 + x)} \rho_{\text{H}_2}$$

On peut donc calculer la masse volumique du mélange à partir de l'équation précédente.

2 De l'expérimentation à l'obtention des résultats

2.1 Introduction

Ce chapitre présente les deux dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés au cours de ce travail de thèse, à savoir la chambre de combustion sphérique et la chambre de combustion haute pression. Il décrit les différents moyens mis en œuvre pour investiguer les flammes laminaires et turbulentes. Il précise les cheminements qui permettent d'obtenir, à partir des images brutes issues d'une caméra, des informations caractéristiques des phénomènes mis en jeu.

2.2 L'étude laminaire

2.2.1 Objectifs

L'objectif principal de l'étude laminaire est de déterminer les vitesses fondamentales de combustion pour différents cas de pression, différentes richesses et différents taux d'enrichissement en hydrogène. Des études antérieures ont permis d'obtenir des informations sur les vitesses de combustion de mélanges CH₄/Air pour différentes pressions [86-90]. Cependant, très peu d'informations sont présentes dans la littérature concernant les mélanges enrichis en hydrogène. Dans une étude précédente, Milton and Keck [54] ont obtenu des valeurs expérimentales de S_L^0 jusqu'à des pressions de 0.7 MPa mais seulement pour un mélange stoechiométrique (CH₄+2 H₂). Il était donc indispensable de procéder à une campagne de mesures laminaires complètes.

2.2.2 Dispositif d'étude de flamme laminaire

Le dispositif expérimental est principalement composé d'une chambre de combustion sphérique, d'un laser, d'un montage optique et d'une caméra d'acquisition. Un schéma du dispositif expérimental laminaire est présenté sur la Figure 10.

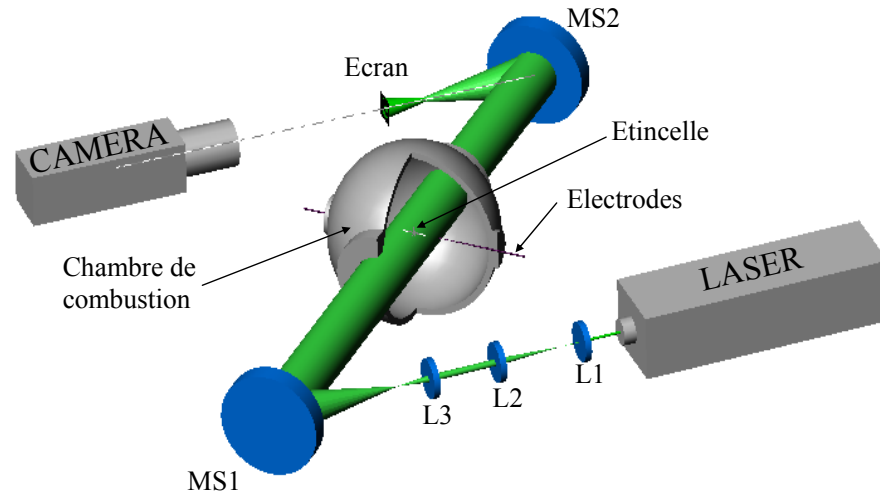


Figure 10 : Schéma représentatif du dispositif expérimental laminaire

La chambre de combustion est remplie d'un mélange carburant/comburant que l'on enflamme par l'intermédiaire d'une étincelle. Le système laser+optique+caméra permet de visualiser l'évolution du front de flamme par ombroscopie.

Les paragraphes suivant décrivent plus précisément les éléments constitutifs du dispositif.

2.2.2.1 La chambre et le mélange

La chambre de combustion sphérique est en acier. Elle a été conçue et usinée pour supporter des pressions allant jusqu'à 50 bars. Elle possède un diamètre intérieur de 250 mm. Afin de permettre la visualisation de la propagation de la flamme, deux hublots en quartz d'un diamètre de 70 mm et d'une épaisseur de 40 mm sont placés en vis-à-vis, pour permettre le passage de la lumière. La surface intérieure de la chambre a subi un brunissage ce qui permet de limiter les réflexions lumineuses.

Les mélanges réactifs sont réalisés à l'intérieur de la chambre de combustion. Le protocole expérimental comprend plusieurs étapes. Dans un premier temps, tous les gaz se trouvant dans la chambre sont évacués. L'utilisation d'une pompe à vide permet d'abaisser la pression jusqu'à quelques dizaines de Pascal. Une fois ce vide primaire obtenu, nous pouvons remplir la chambre du mélange à étudier. Dans le cas d'un mélange composé de plusieurs gaz, ils doivent être introduits dans l'ordre croissant de leur pression partielle. Cette démarche est importante pour obtenir une bonne homogénéité ainsi qu'une bonne précision sur la composition finale du mélange. Après chaque expérience, la chambre est ventilée avec de l'air frais pour abaisser la température du système et chasser les gaz de combustion et la vapeur d'eau.

2.2.2.2 L'inflammation du mélange

Deux électrodes (diamètre de 2 mm), dont l'écartement est réglable, sont reliées à une source haute tension (10 kV) et permettent d'enflammer le mélange. L'écartement entre les deux électrodes est généralement de l'ordre du millimètre. L'inflammation a lieu au centre de la chambre. Pour éviter les effets dus à la déposition de l'énergie près des électrodes, le traitement n'est effectué que pour des diamètres de flamme supérieurs à 5 mm.

2.2.2.3 La visualisation

La propagation du front de flamme est visualisée par l'intermédiaire d'un système laser+optiques+caméra permettant la mise en œuvre des techniques d'ombroscopie et de strioscopie. L'ombroscopie et la strioscopie (ou la technique de Schlieren) sont deux techniques optiques qui permettent de visualiser la variation de densité d'un milieu traversé par un faisceau de lumière parallèle. Considérons un faisceau lumineux qui rencontre des zones de températures différentes lors de sa traversée du milieu. La température fait localement varier la densité (si l'on considère que l'on est à pression constante) et donc l'indice de réfraction. Le faisceau est réfracté lorsqu'il traverse une zone où la température varie. La lumière est déviée. Les images ainsi formées alternent des zones claires et sombres suivant les gradients de température traversés. Ainsi, il est possible de visualiser un front de flamme. En effet, le front de flamme a une épaisseur très faible (moins de 1 mm). Les gaz brûlés se trouvant à 2000 K dans cette zone, il règne un gradient de température de l'ordre de 10^3 degrés par millimètre. Lorsque l'on utilise l'ombroscopie, méthode inventée par Dvorak, une zone de fort gradient d'indice apparaît en sombre sur l'image. La strioscopie (méthode inventée par Foucault (1859) et développée par Toepler (1964)) utilise un couteau permettant d'enlever une partie des rayons non déviés. Ainsi, les zones de fort gradient d'indice apparaissent en noir sur une image claire.

Le laser utilisé est un laser continu à Argon Ionisé Spectra Physics 2017 d'une puissance de 6W. Le faisceau laser est éclaté comme indiqué sur la Figure 10. Les deux premières lentilles sphériques L1 et L2 servent à augmenter le diamètre du faisceau laser en conservant sa cylindricité. La troisième lentille sphérique L3, couplée à un miroir sphérique MS1, permet la formation d'un cylindre de lumière possédant un diamètre légèrement supérieur au diamètre des hublots de la chambre. Ce cylindre laser traverse la chambre de part en part et est ensuite refocalisé par un miroir sphérique (MS2). Selon que l'on effectue de l'ombroscopie ou de la strioscopie, on place un couteau au point focal du miroir sphérique 2. Un écran faiblement

opaque (type papier calque) est placé sur le trajet du faisceau après le miroir sphérique 2. Une caméra vidéo rapide Phantom V5 permet d'enregistrer l'évolution du front de flamme.

La visualisation de la flamme est limitée aux diamètres inférieurs à 60 mm et supérieurs à 5 mm. Dans cette région on considère que la pression totale à l'intérieur de la chambre reste constante. Pour cette condition limite, le volume des gaz brûlés est inférieur à 0.5% du volume total de la chambre.

La résolution du système est de 330 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. Chaque diamètre est déterminé avec une précision de ± 1 pixel. L'erreur maximale faite sur la mesure du rayon est de 6% (lorsque le diamètre est petit). A la fin de la mesure (pour un rayon de 30 mm), l'erreur sur le rayon est de 1%.

Nous avons représenté sur le Figure 11 des images obtenues par ombroscopie. Ces images présentent la propagation sphérique de la flamme au cours du temps.

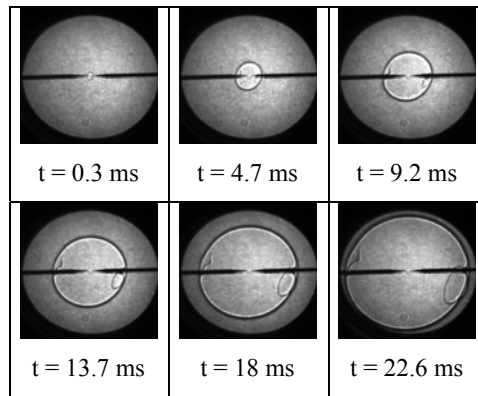


Figure 11 : Illustration de la propagation sphérique du front de flamme, mélange CH_4/Air , $\phi=0.8$, $P_{ini}=0.1 \text{ MPa}$, $T_{ini}=298 \text{ K}$.

Des deux côtés de la flamme, on peut remarquer la présence de distorsions du front de flamme dues aux électrodes. Cependant, la valeur du rayon moyen étant obtenue sur l'ensemble de la flamme, ce phénomène a un effet négligeable sur nos résultats.

2.2.3 Les conditions étudiées

Les différents cas d'étude investigués sont indiqués dans le tableau suivant :

		P = 0.1 MPa	P = 0.3 MPa	P = 0.5 MPa
$\phi = 0.7$	$\alpha = 0.0$	•		
	$\alpha = 0.1$	•		
	$\alpha = 0.2$	•		

$\phi = 0.8$	$\alpha = 0.0$	•	•	•
	$\alpha = 0.1$	•	•	•
	$\alpha = 0.2$	•	•	•
$\phi = 0.9$	$\alpha = 0.0$	•		
	$\alpha = 0.1$	•		
	$\alpha = 0.2$	•		
$\phi = 1.0$	$\alpha = 0.0$	•	•	•
	$\alpha = 0.1$	•	•	•
	$\alpha = 0.2$	•	•	•
$\phi = 1.05$	$\alpha = 0.0$	•		
	$\alpha = 0.1$	•		
	$\alpha = 0.2$	•		
$\phi = 1.1$	$\alpha = 0.0$	•		
	$\alpha = 0.1$	•		
	$\alpha = 0.2$	•		
$\phi = 1.15$	$\alpha = 0.0$	•		
	$\alpha = 0.1$	•		
	$\alpha = 0.2$	•		
$\phi = 1.2$	$\alpha = 0.0$	•	•	•
	$\alpha = 0.1$	•	•	•
	$\alpha = 0.2$	•	•	•

Tableau 2 : Conditions des expérimentations laminares

Nous avons centré notre étude autour de la stoechiométrie. Nous aurions souhaité diminuer un peu plus la richesse du mélange réactif. Cependant, le système d'inflammation utilisé ne nous a pas permis d'enflammer ces mélanges pauvres. Nous avons dû limiter la pression d'expérimentation à 0.5 MPa pour ne pas risquer d'endommager la chambre de combustion (le facteur d'expansion d'un mélange CH₄/air stoechiométrique étant d'environ 8 et la pression maximale autorisée pour la chambre de 5 MPa).

2.2.4 Traitement des résultats

Nous allons à présent décrire le traitement appliqué aux visualisations de l'évolution du front de flamme.

Dans l'approche de Clavin et Joulin [91], la vitesse spatiale est obtenue en extrapolant la vitesse des gaz brûlés à partir du front lumineux. Nous allons utiliser cette approche avec nos images. Le traitement est effectué à l'aide du logiciel de traitement d'images Visilog et d'un

tableur Excel. Chaque image instantanée du front de flamme nous permet d'obtenir un rayon moyen. Grâce à la fréquence d'acquisition élevée de la caméra, nous pouvons obtenir l'évolution du rayon moyen en fonction du temps (environ 200 points). Un exemple d'évolution du rayon de flamme moyen en fonction du temps est représenté sur la Figure 12.

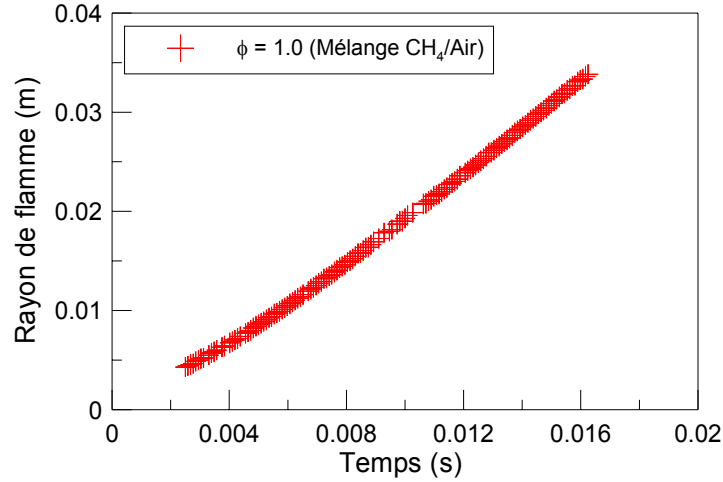


Figure 12 : Evolution du rayon moyen de la flamme en fonction du temps ($\phi=1.0$, mélange CH_4/Air)

Ensuite, nous approximations cette courbe par un polynôme d'ordre 4. Nous accédons à la vitesse de propagation du front de flamme par dérivation de ce polynôme d'ordre 4 : $V_s = \frac{dR_f}{dt}$

Un exemple d'évolution de rayon et de vitesse en fonction du temps est donné sur la Figure 13.

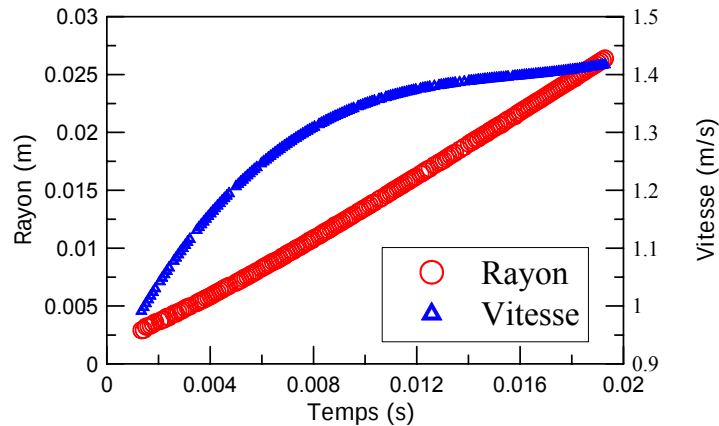


Figure 13 : Evolution du rayon et de la vitesse de propagation en fonction du temps ($\phi=1.0$, mélange CH_4/Air)

Le concept d'étirement a été initialement introduit par Karlovitz et al [92]. Une surface de flamme qui se propage est soumise à la fois à la courbure et à l'étirement tangentiel, ce qui aboutit à une modification de sa surface. L'étirement est défini comme le taux relatif de

changement d'un élément de surface de flamme (A) : $K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}$ [92-94]. L'étirement de la flamme influence la structure, la stabilité et la vitesse des flammes laminaires prémélangées [95, 96, 35].

Dans le cas d'une flamme sphérique, l'étirement total agissant sur la flamme peut être aisément calculé. L'aire de la flamme est donnée par :

$$A = 4\pi R_f^2$$

Si l'on dérive cette grandeur par rapport au temps, on obtient :

$$\frac{dA}{dt} = 2R_f * 4\pi \frac{dR_f}{dt} = 2(4\pi R_f^2) \frac{1}{R_f} V_f = 2A \frac{1}{R_f} V_s$$

D'où l'expression de l'étirement :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2V_s}{R_f}$$

Cette relation permet de relier la vitesse spatiale à l'étirement. Nous avons tracé sur la Figure 14 les évolutions de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement pour différentes richesses.

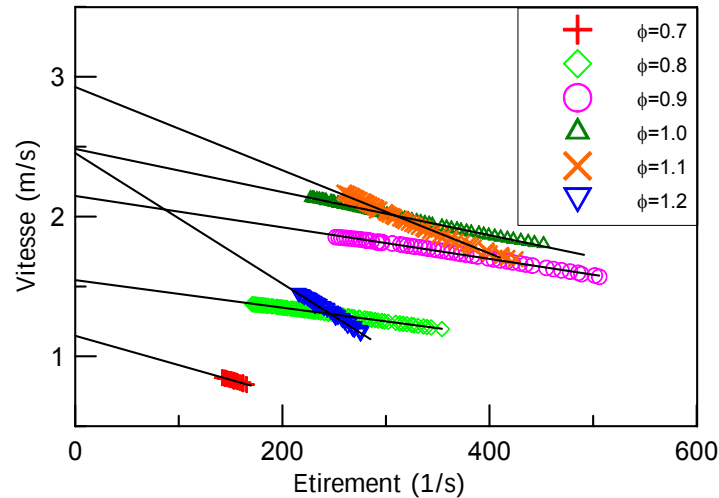


Figure 14 : Evolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement pour différentes richesses, mélange CH₄/air, Pini=0.1 MPa, Tini=298 K.

Markstein fut le premier à proposer une relation entre la vitesse de combustion et l'étirement de la flamme [21]. Pour un étirement modéré, on peut considérer que la vitesse de flamme varie linéairement avec l'étirement. Au cours de cette étude, nous utiliserons la définition de Clavin [95] :

$$V_s = V_s^0 - L\kappa$$

avec V_s^0 la vitesse de propagation non étirée. La longueur de Markstein des gaz brûlés L est une mesure de la réponse de la flamme à l'étirement.

L'équation fournie par Clavin nous permet d'obtenir la vitesse de propagation non étirée à partir de l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement. Sur la Figure 14, nous avons tracé les extrapolations linéaires permettant d'obtenir les vitesses non étirées pour l'ensemble des richesses étudiées. On constate que toutes les droites ont des pentes négatives, ce qui correspond à une longueur de Markstein positive.

La longueur de Markstein peut être soit positive soit négative, en fonction des propriétés du mélange réactif. Plus la longueur de Markstein est petite, moins l'étirement aura d'influence sur le front de flamme.

A pression constante, la vitesse fondamentale de combustion non étirée (S_L^0) est déduite de la vitesse de propagation non étirée V_s^0 en utilisant la relation suivante [97] :

$$\frac{V_s^0}{S_L^0} = \frac{\rho_f}{\rho_b}$$

avec ρ_f et ρ_b les masses volumiques des gaz frais et brûlés respectivement. Le ratio $\frac{\rho_f}{\rho_b}$ est

appelé facteur d'expansion (σ).

A partir des deux relations précédentes, on obtient la relation suivante :

$$S_L = S_L^0 - L' \kappa$$

avec L' la longueur de Markstein des gaz brûlés divisée par le facteur d'expansion ($L' = L / \sigma$)

La méthodologie décrite ci-dessus nous permet de dériver la vitesse fondamentale de combustion non étirée à partir des images de l'évolution du front de flamme. Une fois cette vitesse estimée, nous pouvons aussi calculer l'épaisseur du front de flamme. Nous avons adopté la définition de Zeldovich pour calculer l'épaisseur de flamme :

$$\delta^0 = \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \right)_u \frac{1}{S_L^0}$$

avec λ la conductivité thermique et c_p la chaleur spécifique à pression constante.

L'interaction entre la flamme et l'étirement est caractérisée par deux nombres sans dimensions : le nombre de Karlovitz (K_a^0) et le nombre de Markstein (M_a^0).

Ces deux nombres sans dimensions sont exprimés ci-dessous :

$$K_a^0 = \kappa \frac{\delta^0}{S_L^0}$$

$$M_a^0 = \frac{L'}{\delta^0}$$

Le nombre de Markstein peut être soit positif (flammes stables) soit négatif (flammes instables). Une relation faisant intervenir les nombres de Markstein et de Karlovitz relie les vitesses de combustion étirées et non étirées :

$$\frac{S_L}{S_L^0} = 1 - M_a^0 K_a^0$$

Cette forme correspond à un résultat classique de la théorie asymptotique de la propagation de flamme prémélangée laminaire [95, 98, 99].

L'évaluation de la Longueur de Markstein L' , contrairement à celle du nombre de Markstein M_a^0 , ne fait pas intervenir de calcul d'épaisseur laminaire. Vu la disparité des définitions pouvant être prises par les différents auteurs pour évaluer l'épaisseur laminaire, il est nécessaire, pour pouvoir comparer correctement les résultats, de travailler avec L' . Au cours de notre étude, nous avons donc choisi de travailler avec la grandeur L' .

Nous avons présenté dans ce paragraphe le dispositif expérimental et les traitements utilisés pour l'étude des flammes laminares de prémélange. A présent, nous allons décrire le dispositif expérimental permettant l'étude des flammes turbulentes de prémélange.

2.3 L'étude turbulente

2.3.1 Dispositif expérimental

2.3.1.1 La chambre de combustion

La chambre de combustion est constituée de trois parties cylindriques en acier ayant chacun une hauteur de 600 mm et un diamètre intérieur de 300 mm, ce qui représente 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 comme on peut le

voir sur la Figure 15. L'utilisation de ces deux blocs est suffisante pour éviter tout effet de paroi sur la flamme. Les blocs ont été soumis à l'épreuve de pression (APAVE) et ne doivent pas subir de modification susceptible de modifier leur résistance mécanique et thermique.

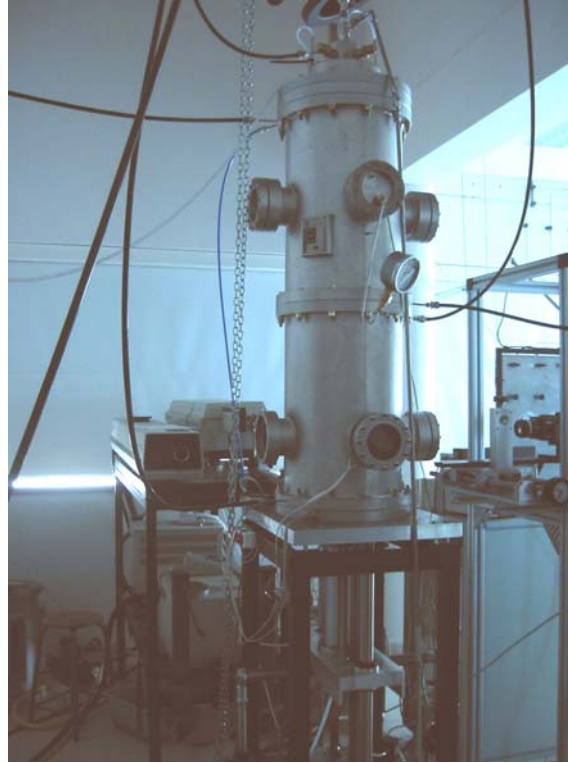


Figure 15 : Photographie de la chambre de combustion

Les blocs sont coiffés par un couvercle qui récupère les condensats issus de la combustion. Cette eau est alors évacuée au moyen d'une pompe. Quatre soupapes de sécurité sont positionnées sur le couvercle et s'ouvrent si la pression dépasse 1 MPa. La pression dans la chambre est régulée à l'aide d'une vanne (vanne Kämmer) asservie par un système PID.

A l'autre extrémité, les blocs sont posés sur une embase traversée par le brûleur en son centre. Un conduit d'évacuation fermé par une vanne permet d'évacuer les condensats 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 différents hublots utilisés, d'épaisseur 27 mm et d'un diamètre 100 mm, sont en verre BK7 ou en quartz HQ310. Ces hublots ont une transmittance d'environ 97% (si le faisceau laser arrive perpendiculairement) pour les longueurs d'ondes utilisées dans ce travail (488 et 514 et 532 nm). La traversée des hublots engendre une légère augmentation du chemin optique d'environ 9 mm (pour une longueur d'onde de travail de 532 nm). La vapeur d'eau produite par la combustion se condense sur les hublots. Il est impératif de chauffer les hublots

pour que la visualisation soit correcte. Des fils chauffants ont été enroulés autour des différents hublots pour résoudre ce problème.

2.3.1.2 Le système de refroidissement

La combustion qui se déroule à l'intérieur de la chambre apporte de l'énergie en quantité importante. Afin d'éviter toute détérioration de la chambre de combustion, il est nécessaire de la refroidir. Le refroidissement est assuré par la circulation d'eau entre les deux parois. Le débit maximum que l'on parvient à faire passer dans la chambre est d'environ 9 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. Avec ce système de refroidissement, on peut évacuer jusqu'à 20 KW. Cette puissance thermique que l'on peut évacuer doit rester supérieure à la puissance maximale dégagée par la combustion.

Si l'on considère que le PCI du méthane est de $5 \cdot 10^7$ J/Kg, on peut calculer la puissance fournie par la flamme pour les différentes pressions de travail. Ces calculs sont portés dans le Tableau 4.

P (MPa)	0.1	0.5	0.9
Débit massique de combustible (g/s)	0.0392	0.1961	0.3530
Puissance (KW)	1.96	9.8	17.6

Tableau 3 : Calcul de la puissance fournie par la combustion pour différentes pressions

On constate que le refroidissement que l'on a mis en place est bien adapté.

2.3.1.3 Le Brûleur

Le brûleur utilisé possède la même géométrie que celui utilisé pour les travaux de Gagnepain [5], Pavé [6] et Lachaux [13]. Le diamètre intérieur est de 25 mm, la longueur du tube principal est de 230 mm. Le corps principal est en laiton et l'enveloppe extérieure en acier inoxydable.

Une grille de turbulence est placée à 50 mm en amont de la sortie du brûleur. La maille de la grille est $M = 3.5$ mm et de diamètre de trou 2.5 mm. La solidité, rapport entre la surface bloquée et la surface totale, est de $\sigma = 51\%$. Suite à des problèmes de rentrée de flamme

(« flash-back ») entraînant la détérioration de la grille, nous avons choisi de la réaliser en titane.

Une flamme pilote annulaire de largeur 2 mm entoure la flamme principale. Cette flamme permet de stabiliser la flamme principale lorsque le mélange est pauvre. A la base de la flamme, le brûleur évacue de la chaleur par conduction. Ces pertes thermiques engendrent une diminution locale de la température de flamme. Si la température de flamme devient trop faible pour initier la réaction de combustion des gaz frais qui arrive, la flamme s'éteint. La présence d'une flamme pilote à la base de la flamme principale permet de compenser ces pertes thermiques et de maintenir la flamme stabilisée.

Nous avons représenté le brûleur et la grille de turbulence sur la Figure 16.

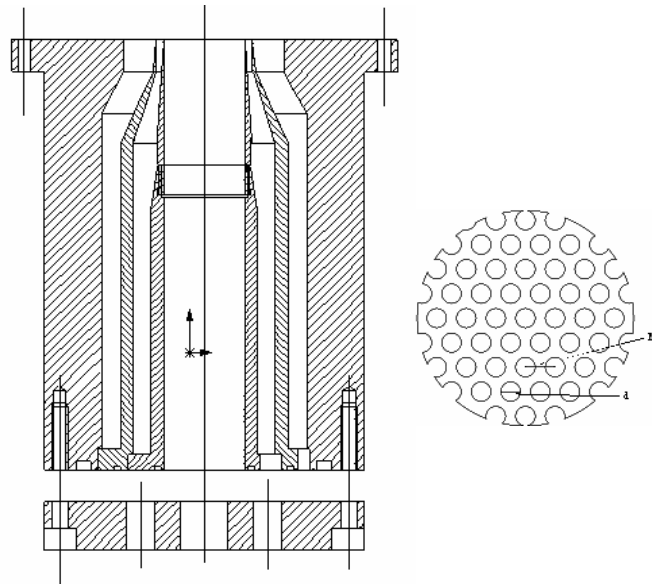


Figure 16 : Brûleur de prémélange et grille de turbulence.

L'allumage de la flamme pilote est réalisé par l'intermédiaire d'une électrode en cuivre. 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. L'allumage de la flamme principale est réalisé par la flamme pilote.

Au cours de nos expérimentations, il est souvent nécessaire d'effectuer des mesures le long de l'axe du brûleur. Les dispositifs optiques (laser et caméra) étant fixes, nous avons dû trouver une solution pour déplacer axialement le brûleur. Un moteur pas à pas permet la montée et la descente du brûleur. Il est assisté par deux vérins double effet alimentés à la pression de la chambre. 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.

L'étanchéité entre le brûleur et la chambre de combustion est réalisée à l'aide d'un joint à lèvres.

2.3.1.4 Turbulence de grille

La turbulence de l'écoulement est obtenue à l'aide de la grille représentée sur la Figure 17. Elle est placée perpendiculaire à l'écoulement 50 mm en amont de la sortie du brûleur. La grille est caractérisée par sa maille M , paramètre déterminant pour l'échelle intégrale, et par son diamètre de trou d .

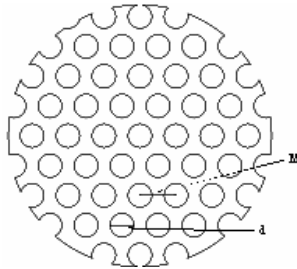


Figure 17 : Schéma de la grille de turbulence

Dans notre étude, $M=3.5$ mm et $d=2.5$ mm. La solidité, rapport entre la surface bloquée et la surface totale, est de $\sigma = 51\%$.

2.3.1.5 Les mélanges

Le schéma d'alimentation du brûleur est représenté sur la Figure 18. On distingue deux zones : une pour le mélange de la flamme principale et une pour le mélange de la flamme pilote. En cas de problème (coupure d'électricité, actionnement de l'arrêt d'urgence ou détection de fuite de gaz par l'un des trois capteurs, les alimentations en gaz combustible sont immédiatement coupées par un système de contre-pression.

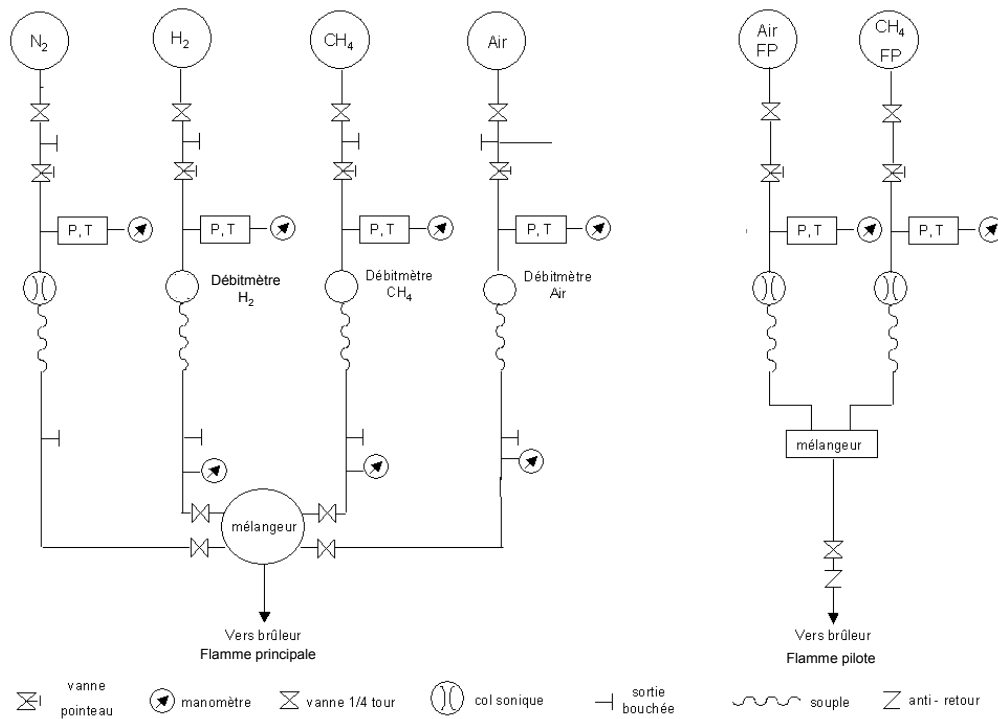


Figure 18 : Schéma de fonctionnement du tableau d'alimentation.

Les débits d'air, de méthane et d'hydrogène de la flamme principale sont régulés par des débitmètres massique thermique Brooks (5853S pour l'air, 5851S pour les carburants). L'air est fourni par un compresseur Kaeser 26 (jusqu'à $100 \text{ m}^3/\text{h}$ sous 13 bars). Il est filtré par deux filtres sub-microniques en série (Atlas Copco PD 17 enlevant les particules jusqu'à $0.01 \mu\text{m}$ et un filtre QD 17 pour les résidus d'huile). Le méthane utilisé est du G20 acheté à Air liquide. Sa teneur en méthane est supérieure à 95%. Les combustibles et le comburant sont mélangés dans une chambre de prémélange, cylindre contenant des billes de téflons de quelques millimètres de diamètre, afin d'homogénéiser au maximum le mélange. L'ensemble est ensuite acheminé vers le brûleur.

La flamme pilote utilise également un prémélange de méthane et d'air mais à une richesse proche de la stoechiométrie. Le méthane et l'air passent chacun à travers deux cols soniques de diamètre respectifs 0.14 mm et 0.61 mm . Le débit de la flamme pilote représente environ 13 % du débit de la flamme principale à 0.1 MPa , 3% à 0.6 MPa et seulement 0.2% à 0.9 MPa .

2.3.1.6 Les conditions expérimentales

Pour mener à bien notre étude, nous avons fait varier la pression, le pourcentage d'hydrogène contenu dans le mélange et la richesse du mélange. Pour l'ensemble des expériences réalisées dans la chambre, la vitesse débitante en sortie brûleur est constante, égale à 2.1 m/s. On se place donc à débit volumique constant, condition de fonctionnement des turbines à gaz.

Ces différents cas d'étude sont regroupés dans le tableau suivant, qui indique également les différents diagnostics optiques utilisés.

		P = 0.1 MPa	P = 0.3 MPa	P = 0.5 MPa	P = 0.7 MPa	P = 0.9 MPa
$\phi = 0.6$	$\alpha = 0.0$	T P	T R P	T R P	T R P	T R P
	$\alpha = 0.1$	T	T	T R	T	T
	$\alpha = 0.2$	T	T R	T R	T R	T R
$\phi = 0.7$		P	R P	R P	R P	R P

T : Tomographie 2D

R : Rayleigh 2D

P : PIV pour validation de modèles de combustion

$\alpha = \frac{n(H_2)}{n(H_2) + n(CH_4)}$: le pourcentage d'hydrogène contenu dans le mélange

$\phi = \frac{\frac{m_{carb}}{m_{air}}}{\left(\frac{m_{carb}}{m_{air}}\right)_{stoech}} = \left(\frac{m_{carb}}{m_{air}}\right) * \frac{(2 - 3\alpha/2) * (2M_O + 2 * 3.78M_N)}{(1 - \alpha)M_{CH_4} + \alpha M_{H_2}}$: richesse globale du mélange

Nous avons reporté sur la Figure 19 les points représentatifs de différents cas de pression et d'enrichissement en hydrogène.

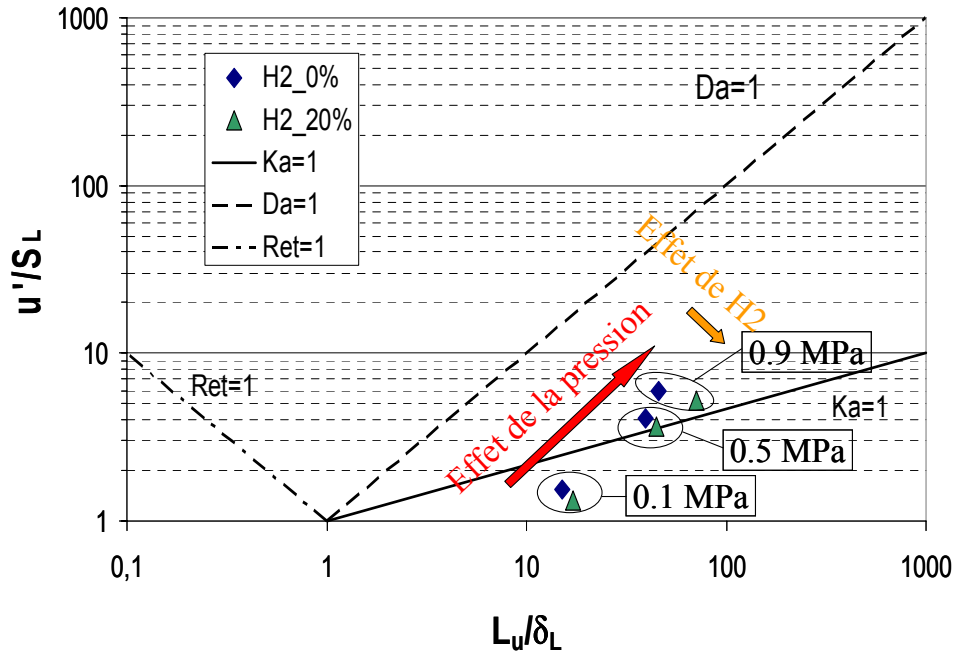


Figure 19 : Points expérimentaux dans le diagramme de combustion turbulente

L'augmentation de la pression rapproche les points de la zone de flammes plissées et épaissies. L'ajout d'hydrogène les en éloigne.

A présent nous allons décrire les différents diagnostics optiques qui ont été utilisés pour caractériser les phénomènes de combustion qui ont lieu à l'intérieur de la chambre.

2.4 Les diagnostics optiques et les traitements mis en œuvre

2.4.1 Interaction entre une particule et une onde électromagnétique

L'interaction d'une onde électromagnétique avec une particule donne lieu à une émission de lumière spontanée. En effet, les électrons qui constituent la particule sont perturbés périodiquement à la fréquence de l'onde incidente, ce qui engendre une émission. La majorité des émissions induites sont élastiques, c'est-à-dire qu'elles ont la même longueur d'onde que l'onde incidente. Suivant le rapport entre la taille de la particule et la longueur d'onde de la lumière incidente, on parle de diffusion Rayleigh ou de diffusion de Mie. La théorie de la

diffusion Rayleigh est applicable aux petites particules ($D_{particule} \ll \lambda_{onde_incidente}$). Lorsque la particule est de l'ordre de grandeur ou plus grande que l'onde incidente, il faut utiliser la théorie de Mie (1908). Cette théorie a ensuite été reprise et discutée par Kerber [100]. Les diagnostics optiques utilisés au cours de ce travail font intervenir ces deux phénomènes de diffusion élastique : la diffusion de Mie et la diffusion Rayleigh.

2.4.2 La mesure de vitesse par imagerie de particules (PIV)

2.4.2.1 Principe de la mesure de vitesse par imagerie de particules

Cette technique, développée dans les années 1980, permet d'obtenir des champs bidimensionnels de vitesses instantanées par diffusion de Mie. On travaille avec un écoulement ensemencé, soit par des particules solides (mesure non conditionnelle), soit par des particules liquides (mesure conditionnelle). Un exemple de dispositif PIV est représenté sur la Figure 20.

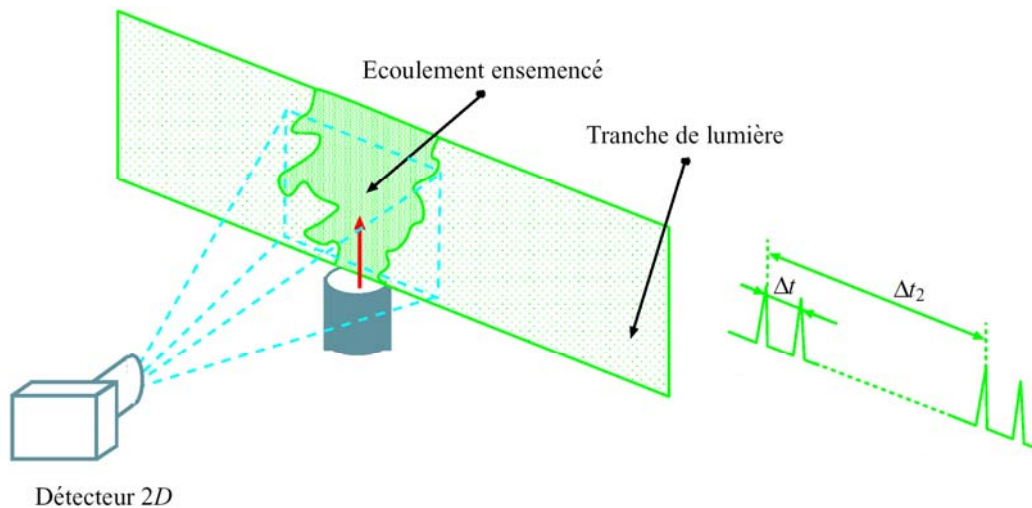


Figure 20 : Exemple de dispositif PIV (Lecordier [101])

Deux images instantanées de l'écoulement sont enregistrées par une caméra numérique. Ces images successives sont séparées par un faible écart temporel (Δt), inférieur à l'échelle intégrale de temps de l'écoulement. Nous avons représenté sur la Figure 21 deux visualisations instantanées de l'écoulement ensemencé.

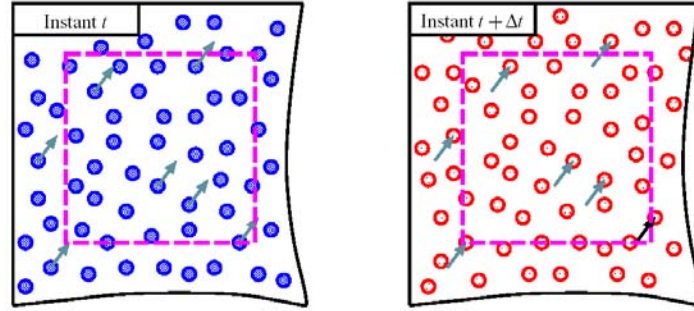


Figure 21 : Deux champs de particules séparés d'un faible écart temporel Δt (Lecordier [101])

Pendant cet intervalle de temps Δt , une particule de l'écoulement se déplace d'une distance Δx . La vitesse de l'écoulement en ce point est donnée par :

$$\vec{V}(x, t) = \frac{\Delta \vec{x}}{\Delta t}$$

L'image globale de l'écoulement enssemencé est découpée en petites zones d'investigation d'égales dimensions. Suivant la qualité des images, ces zones d'analyse ont pour dimensions $64*64$, $32*32$, $16*16$ ou $8*8$ pixels².

Pour déterminer les déplacements des particules dans chaque fenêtre d'interrogation, on effectue une intercorrélacion 2D sur chacune des zones de l'image [102]. L'intercorrélacion consiste en un calcul de transformée de Fourier. Ce traitement est illustré sur la Figure 22.

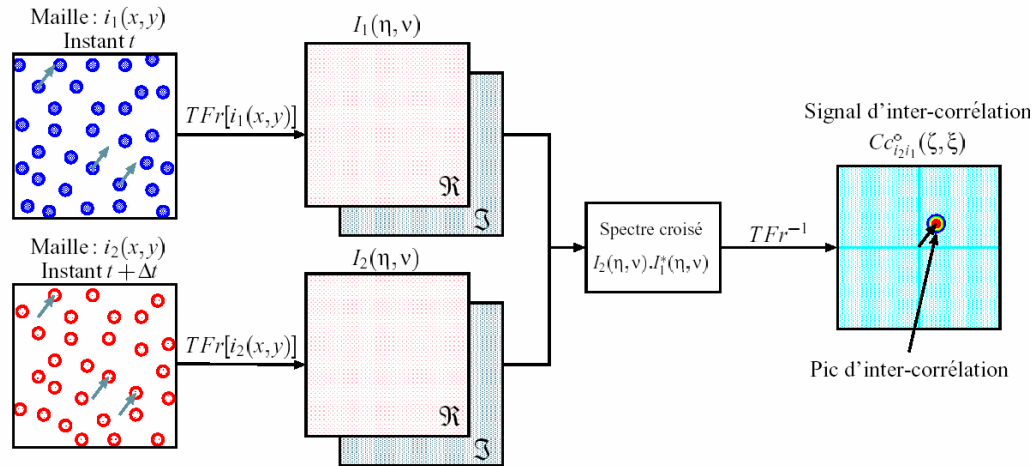


Figure 22 : Décomposition du calcul de l'intercorrélacion (Lecordier [101])

Cette fonction d'intercorrélacion possède un seul pic dont le maximum d'amplitude est obtenu pour le déplacement Δx . Ce pic contient l'information sur l'amplitude, la direction et le sens du déplacement. Un exemple de signal d'intercorrélacion est représenté sur la Figure 23.

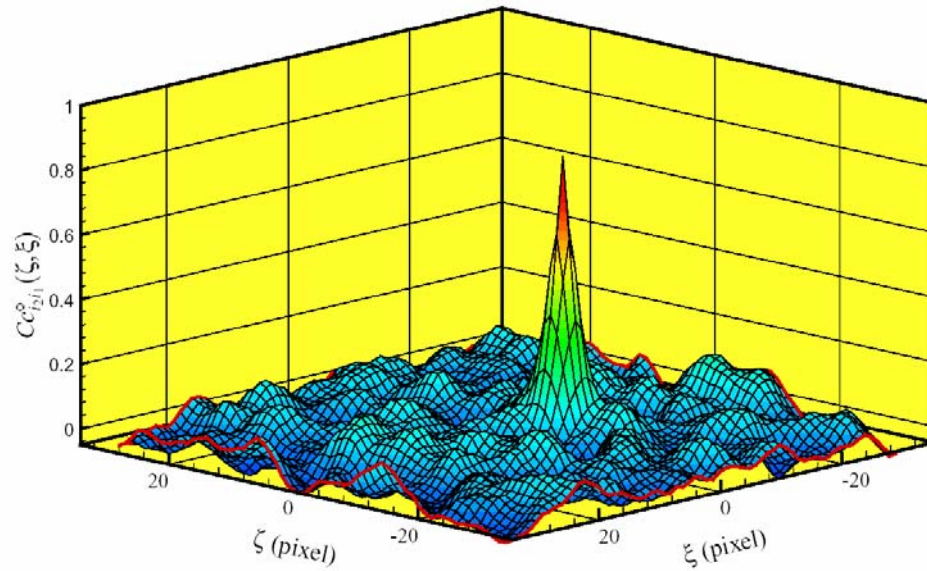


Figure 23 : Exemple de signal d'intercorrélation 2D (image tirée de Lecordier [101])

Un des avantages de cette technique est la possibilité d'utiliser des images fortement ensemençées (mais pas saturées). Les images tomographiques, dont la densité d'ensemencement est élevée, peuvent être utilisées pour ce traitement.

2.4.2.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est décrit sur la Figure 24.

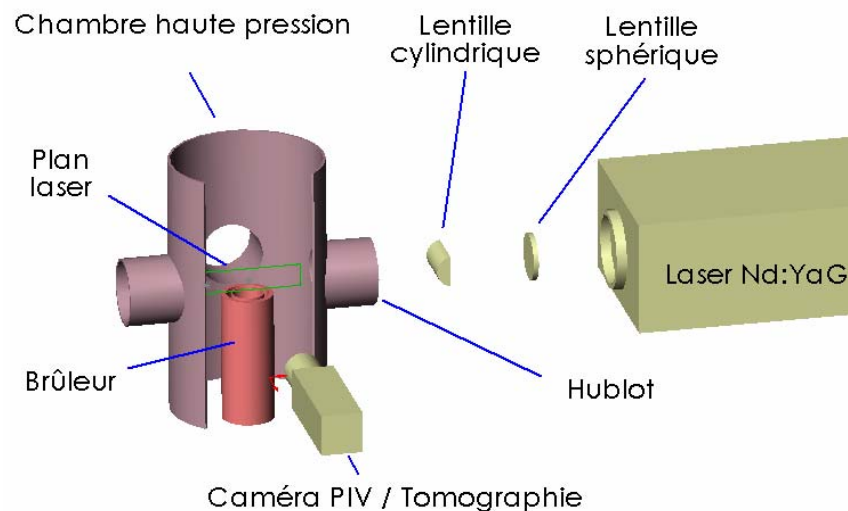


Figure 24 : Dispositif expérimental de mesure de vitesse par imagerie de particules (PIV)

Au cours de notre étude, nous avons été amené à travailler avec plusieurs lasers Nd-YAG doublé en fréquence ($\lambda=532$ nm). Nous avons utilisé entre autre un CFR de 200 mJ pulsé à 10 Hz (société Quantel) ainsi qu'un Spectra-Physics de 180 mJ, pulsé à 10 Hz. La caméra (TSI PIV CAM 10-30) et son objectif (Nikkor 50 f/1.4D) sont placés à 90°. Un système de synchronisation (Synchroniser laser pulse TSI) permet de faire coïncider les impulsions laser et les temps d'ouverture de la caméra.

La durée entre deux images successives a été adaptée au traitement. Notre écoulement est principalement monodirectionnel, ce qui facilite le choix de l'intervalle de temps. Par expérience, nous savons que si nous voulons travailler avec des zones de 16×16 pixels², un déplacement de 6 pixels entre deux images est idéal. Connaissant la vitesse de convection moyenne de l'écoulement ($U=2.1$ m/s), et la résolution de l'image ($G=10$ pixels/mm) on peut calculer le temps séparant deux images successives pour obtenir un déplacement de 6 pixels :

$$\Delta t = \frac{\Delta_{pixel}}{U * G} \approx 285 \mu s$$

Le temps d'ouverture de la caméra est de 66.7 ms. Le chronogramme de la synchronisation de la caméra et du laser est représenté sur la Figure 25 :

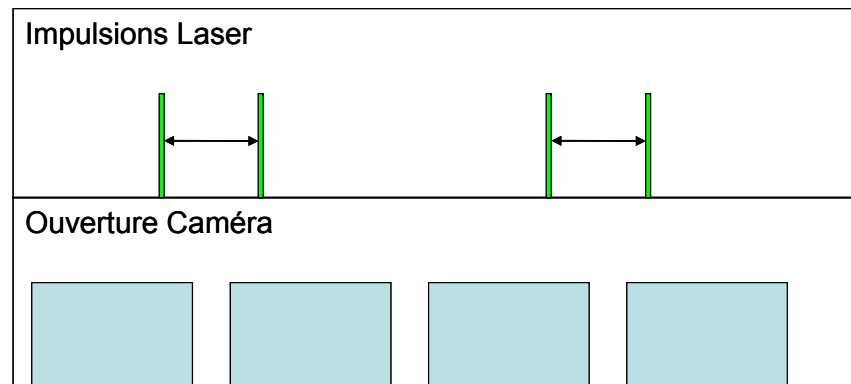


Figure 25 : Chronogramme de la synchronisation de l'ouverture de la caméra et des impulsions laser

Au cours de nos expérimentations, nous avons utilisé desensemencements liquides (huile d'olive) et desensemencements solides (l'Aerosil R812 qui est un dioxyde de silicone amorphe synthétique et l'Aeroxide AluC qui est un oxyde d'aluminium).

2.4.2.3 Traitement des images

Le traitement des images a été effectué à l'aide du logiciel Insight de TSI. Nous décrivons brièvement ce traitement. Nous partons du doublet d'images brutes, prises avec un intervalle

de temps de 150 μ s (soit environ 3 pixels de déplacement, champ optimal pour une zone d'interrogation de 8*8). Un exemple de doublet d'image est représenté sur la Figure 26.

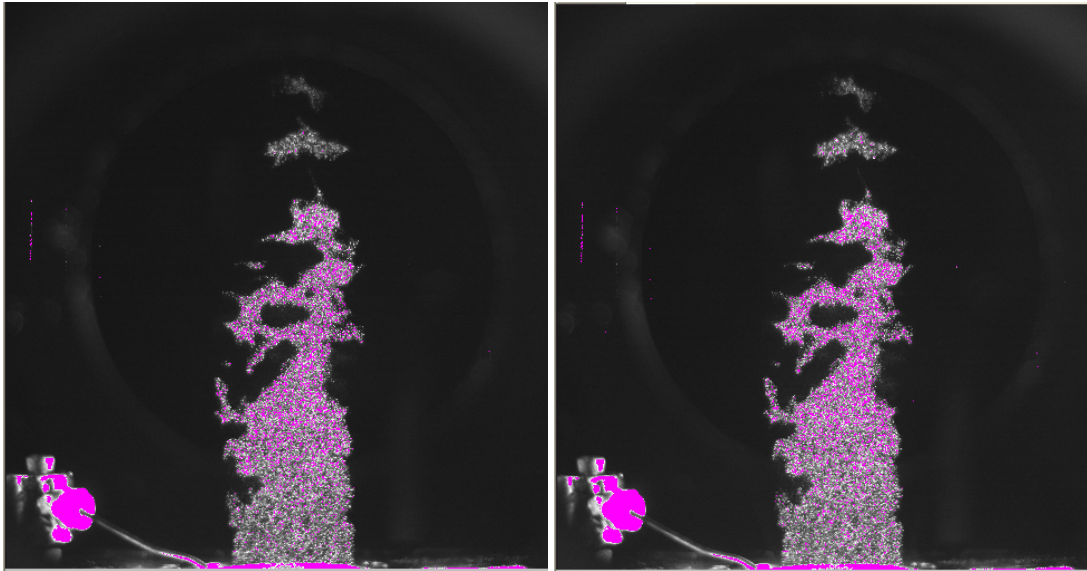


Figure 26 : Doublet d'images PIV

Dans un premier temps, nous travaillons avec des fenêtres d'interrogation de 32*32 pixels². Nous appliquons l'algorithme d'intercorrélation afin d'obtenir un déplacement pour chaque fenêtre. Nous utilisons la méthode de recouvrement de 50 % afin d'éviter de perdre les particules situées en bordure des fenêtres d'interrogation. Nous obtenons le champ de vecteurs représentés sur la Figure 27.

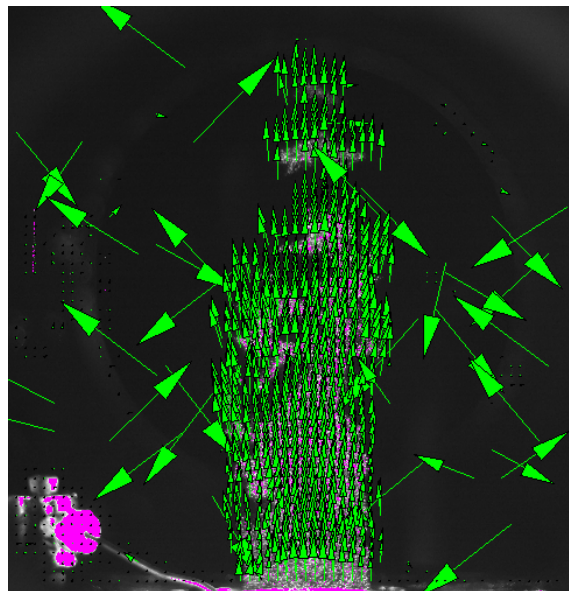


Figure 27 : Champ de vecteurs obtenu après un premier traitement sur des fenêtres 32*32 pixels²

Ensuite, nous filtrons le champ de vecteurs pour éliminer tous les vecteurs faux engendrés par le bruit des images. Suivant la nature de l'ensemencement (conditionnel ou non conditionnel), nous sommes amenés à utiliser différents filtrages. D'une façon générale, nous filtrons les vecteurs par rapport à leur déviation standard. Une image du champ de vecteurs après filtrage est représentée sur la Figure 28.

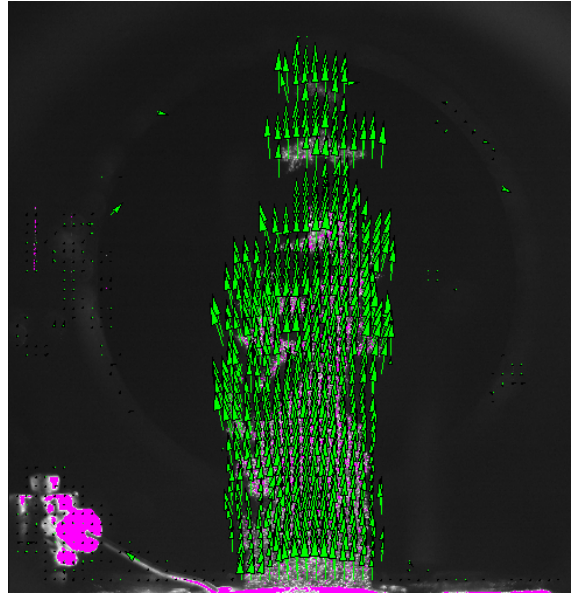


Figure 28 : Champ de vecteurs filtré

Ce filtrage élimine environ 3 % des vecteurs (34 sur 939 pour ce cas d'étude).

Ensuite, nous effectuons un deuxième passage récursif. Nous réduisons les fenêtres d'interrogation à 16×16 et nous déplaçons artificiellement de manière récursive la deuxième fenêtre de la valeur du vecteur trouvé précédemment. Finalement, nous filtrons le champ de vecteurs obtenus. La Figure 29 illustre cette étape.

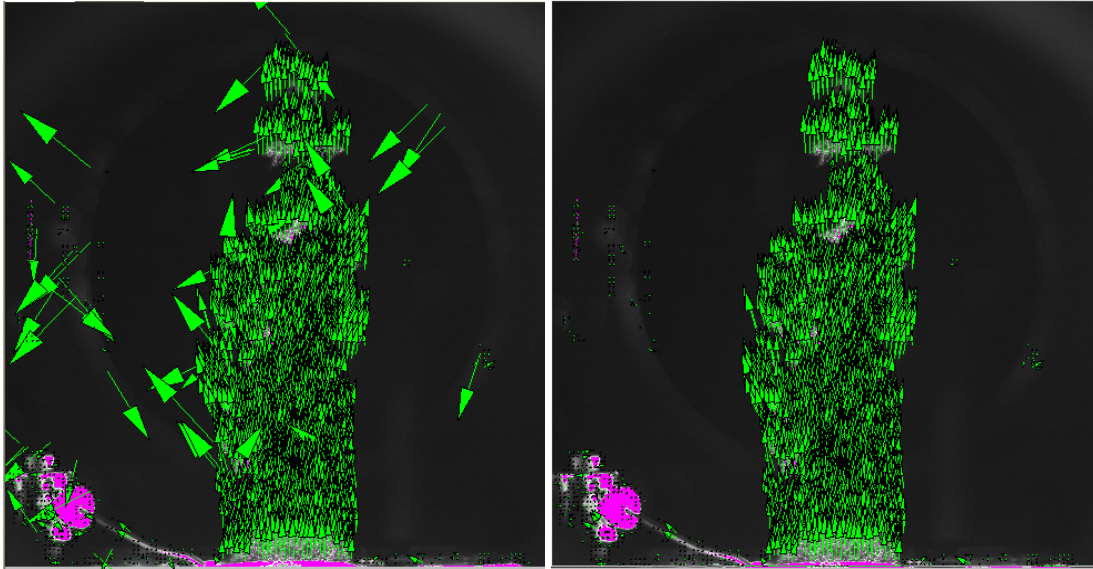


Figure 29 : Traitement sur des fenêtres d'interrogation $16 \times 16 \text{ p}^2$; image non filtrée à gauche et filtrée à droite

A ce niveau, le filtrage engendre un rebut d'environ 10 % des vecteurs (221 sur 2486 pour ce cas d'étude).

Certains traitements nécessitent d'attribuer une valeur de vitesse à chaque pixel du contour de la flamme. Dans ce cas, il est important d'être bien résolu. Nous effectuons alors un dernier passage récursif avec une fenêtre d'interrogation de $8 \times 8 \text{ pixels}^2$. La Figure 30 illustre les résultats obtenus.

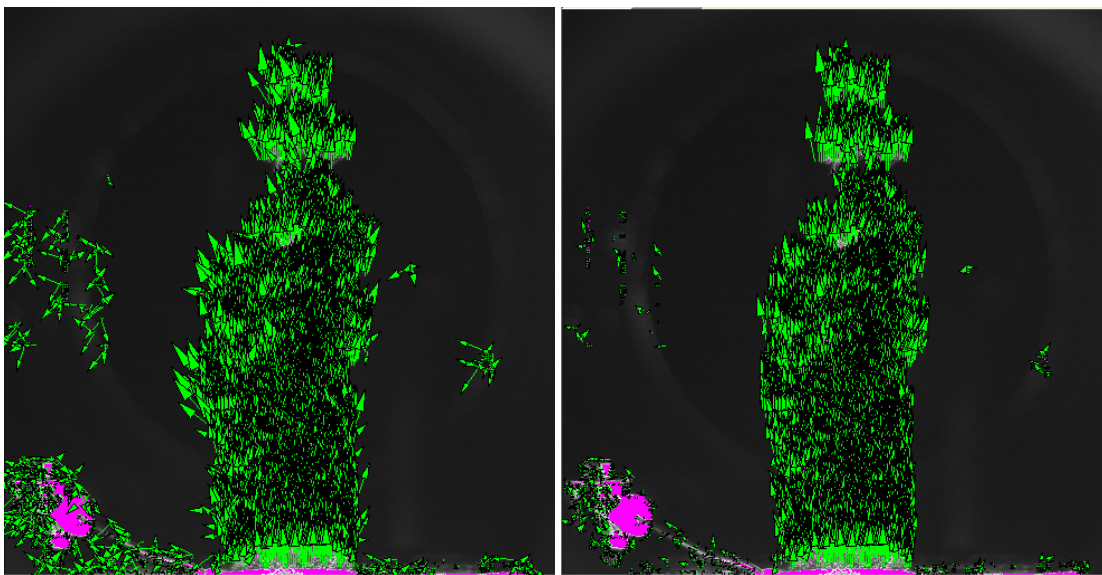


Figure 30 : Traitement sur des fenêtres d'interrogation $8 \times 8 \text{ p}^2$; image non filtrée à gauche et filtrée à droite

Nous obtenons un taux de rejet plus élevé (environ 20 %). Afin que le lecteur se rende compte de la validité de cette dernière étape, nous portons sur la Figure 31 le haut de la flamme zoomé. La taille des vecteurs a été réduite pour une meilleure visibilité.

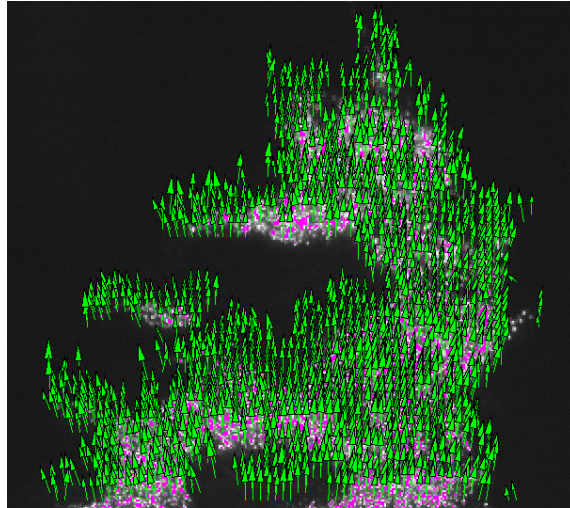


Figure 31 : Zoom sur le haut de la flamme avec le traitement $8 \times 8 \text{ p}^2$

Nous constatons que les vecteurs présentent des directions tout à fait conformes à la direction de l'écoulement.

Nous avons appliqué ce traitement à l'ensemble des images. Nous obtenons au final des champs de vitesse instantanés. Ensuite, nous avons utilisé des traitements que nous avons développés pour obtenir des champs moyens de vitesse de l'écoulement et de vitesse turbulente. Pour obtenir le champ moyen de vitesse de l'écoulement, il suffit de moyenner l'ensemble des champs instantanés. Ensuite, nous soustrayons ce champ moyen à l'ensemble des champs instantanés et nous faisons la moyenne des champs modifiés. Nous obtenons alors le champ moyen des vitesses fluctuantes. Nous avons également couplé ces traitements à celui de détection de contour, pour attribuer à chaque pixel du contour de flamme d'une image instantanée une valeur de vitesse moyenne.

Le diagnostic de PIV classique donne accès à des champs instantanés sur un espace 2D, mais ne fournit pas le suivi temporel. Cependant, nous avons également essayé durant ce travail un système de PIV rapide permettant un suivi temporel (voir chapitre 4.3).

Une autre méthode pour obtenir des informations sur les vitesses de l'écoulement est d'utiliser le diagnostic d'anémométrie Doppler laser.

2.4.3 L'anémométrie Doppler laser

Le système d'anémométrie Doppler laser permet, à partir de la mesure de vitesses instantanées, d'obtenir des informations sur la turbulence de l'écoulement localement. Ce système possède une résolution temporelle suffisante pour pouvoir investiguer les plus petites échelles temporelles de l'écoulement.

2.4.3.1 Principe de l'anémométrie Doppler laser

Deux faisceaux laser cohérents et monochromatiques qui se croisent, créent en leur point de croisement un réseau de franges d'interférences (Figure 32) [103].

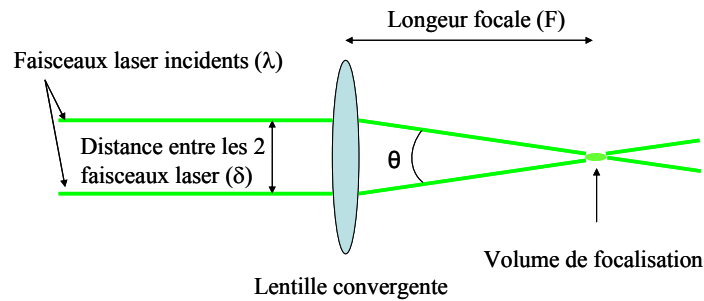


Figure 32 : Schéma d'interférence entre deux faisceaux laser cohérents et monochromatiques

Une relation géométrique relie l'angle de croisement (θ) entre les deux faisceaux laser et la focale de lentille convergente (F).

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{\delta}{2F}$$

Ce réseau de franges possède une forme elliptique. Ses caractéristiques géométriques, diamètres et interfranges, sont imposées par les caractéristiques des faisceaux lasers incidents (diamètre et longueur d'onde du faisceau laser, distance entre les faisceaux parallèles avant convergence, angle de croisement) et l'indice de réfraction du milieu ambiant. Un schéma du volume de focalisation est représenté sur la Figure 33.

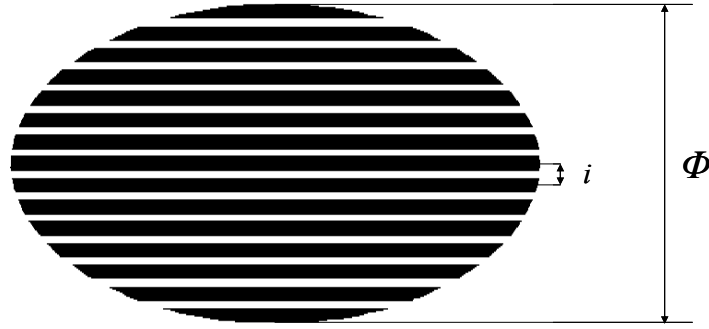


Figure 33 : Réseau de franges

Soit Φ le diamètre utile du volume de mesure. Ce diamètre est calculé à partir de la formule suivante :

$$\Phi = \frac{4\lambda F}{\pi n D_{1/e^2}}$$

avec λ la longueur d'onde des faisceaux incidents, F la focale de la lentille convergente, D_{1/e^2} le diamètre des faisceaux en sortie du laser et n l'indice de réfraction du milieu.

La distance entre deux franges lumineuses successives est calculée à l'aide de la formule :

$$i = \frac{\lambda F}{n\delta}$$

avec δ la distance qui sépare les deux faisceaux incidents parallèles avant convergence.

Le nombre de franges est déduit directement du ratio entre le diamètre du volume et de l'interfrange :

$$N = \frac{\Phi}{i}$$

L'écoulement étudié estensemencé par de fines particules dont la vitesse est représentative de la vitesse du fluide. Considérons une particule qui traverse le volume de mesure. Cette particule traverse successivement une raie éclairée puis une raie sombre. Elle va réémettre sous forme de diffusion de Mie la lumière qu'elle absorbe à chaque passage dans une raie lumineuse. Le signal émis est alors collecté par un photomultiplicateur. Un exemple de ce signal, appelée bouffée Doppler, est représenté sur la Figure 34. Le signal est plus intense au centre car les raies centrales du réseau de franges sont plus lumineuses. Seule l'information sur la fréquence du signal est importante.

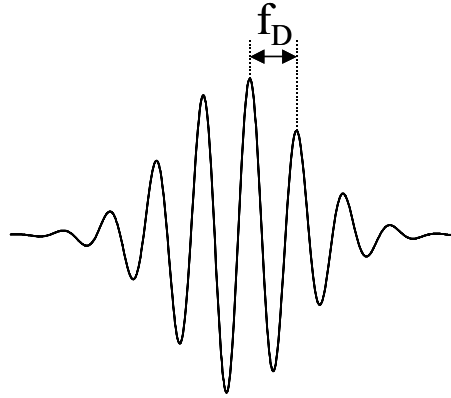


Figure 34 : Bouffée Doppler émise par une particule traversant le réseau de franges

Ce signal présenté sur la Figure 34 ne permet pas de savoir dans quel sens la particule a parcouru le volume de mesure (du haut vers le bas ou du bas vers le haut). Pour pallier ce problème, un déphasage en fréquence est introduit pour l'un des deux faisceaux laser. Une cellule de Bragg est placée sur le trajet optique d'un des faisceaux laser et décale la fréquence initiale du faisceau de 40 MHz. Cette différence de fréquence entre les deux faisceaux entraîne un défilement des franges d'interférence, ce qui permet de connaître le signe de la vitesse de la particule.

A partir de la bouffée Doppler émise par la particule, on peut aisément calculer la vitesse de déplacement de cette particule (u) et donc, si la particule est un parfait traceur de l'écoulement, connaître la vitesse du fluide en ce point à cet instant.

$$u = f_d \cdot \lambda$$

avec u la vitesse instantanée de la particule et f_d la fréquence de la bouffée Doppler. La composante de vitesse mesurée est perpendiculaire aux franges, dans le plan des faisceaux laser.

2.4.3.2 Le dispositif expérimental

Un laser Argon ionisé Spectra Physics 2017 d'une puissance de 6W produit un faisceau laser initial bichromatique, composé principalement des deux longueurs d'onde $\lambda = 488 \text{ nm}$ (composante bleue) et $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ (composante verte). Le séparateur de couleur dissocie les deux longueurs d'onde. Ensuite, les deux faisceaux monochromatiques issus du séparateur sont dédoublés (pour obtenir deux paires de faisceaux monochromatiques) et l'un des deux faisceaux de chaque couleur passe dans la cellule de Bragg (décalage en fréquence). Les quatre faisceaux sont ensuite acheminés par fibre optique jusqu'à la sonde d'émission avant

d'être focalisés deux à deux par une lentille convergente de 363 mm de distance focale comme indiqué sur la Figure 35.

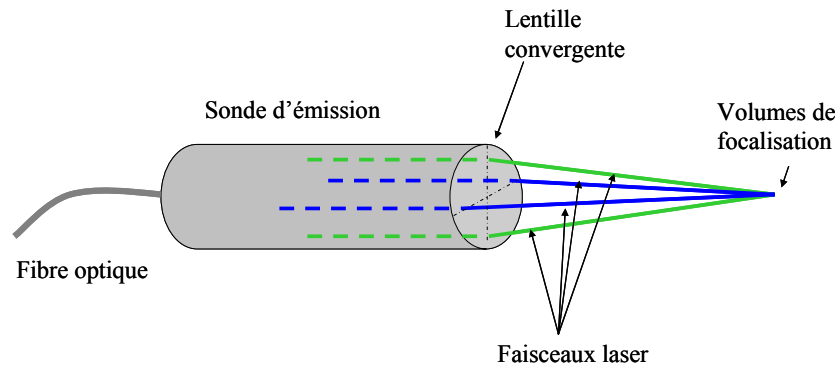


Figure 35 : Système de focalisation des faisceaux laser

Les faisceaux verts servent à déterminer la vitesse axiale et les faisceaux bleus la vitesse radiale. En effet, la composante de vitesse mesurée est perpendiculaire aux franges, dans le plan des faisceaux laser. Un schéma des deux volumes de mesure est représenté sur la Figure 36.

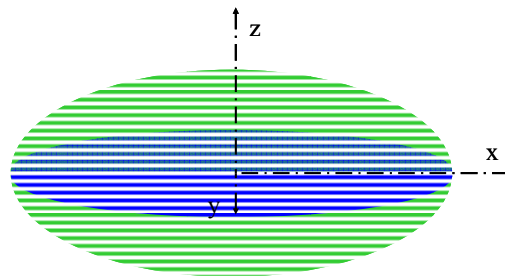


Figure 36 : Schéma des deux volumes de mesure

Le récepteur est focalisé sur les volumes de mesure et reçoit les signaux émis par les particules qui traversent les deux systèmes de franges. Ces informations sont acheminées par fibre optique à un système composé de photomultiplicateurs et d'amplificateurs (*ColorLink Plus de TSI*) qui convertit les signaux lumineux en signaux électriques. Ensuite, les signaux électriques sont dirigés vers le processeur (*IFA 755 de TSI*) qui évalue la fréquence de passage de chaque particule et transfère l'information au logiciel FIND (Flow INformation Display). Les caractéristiques des deux volumes de mesure sont indiquées dans le Tableau 4.

	$\lambda = 514.5 \text{ nm}$ (vert)	$\lambda = 488.0 \text{ nm}$ (bleu)
diamètre du faisceau laser (mm)	2.8	2.8
écart δ entre les 2 faisceaux (mm)	50	50
demi-angle d'intersection des faisceaux θ (°)	3.95	3.95
diamètre utile du volume de mesure Φ (μm)	84.93	80.55
interfrange i (μm)	3.73	3.54
nombre de franges N	24	24

Tableau 4 : Caractéristiques des deux volumes de mesure

2.4.3.3 Le traitement du signal

Le logiciel FIND reçoit donc l'information de fréquence pour chaque particule qui traverse le volume de mesure. A partir des fréquences mesurées pour un nombre spécifié de particules (généralement 30 000), le logiciel effectue des calculs statistiques pour obtenir les composantes axiales et radiales des vitesses moyennes (U et V) et fluctuantes (les vitesses fluctuantes représentent les écarts types des fluctuations de vitesse $\sqrt{|u'^2|}$ et $\sqrt{|v'^2|}$ que nous noterons u' et v' dans la suite). Des études de sensibilité des différents paramètres du logiciel FIND ont été réalisées par Pichard [104].

Si l'on parvient à obtenir une évolution temporelle des fluctuations de vitesse échantillonnée à intervalles réguliers, il est possible d'obtenir une courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes. Le point délicat est l'échantillonnage régulier des mesures. En effet, au cours de nos mesures, nous sommes tributaires du caractère aléatoire du signal LDV (les particules passent de façon complètement désordonnée temporellement dans le volume de mesure). Cependant, plusieurs méthodes permettent de travailler à partir de mesures échantillonnées aléatoirement. Nous avons utilisé la méthode des produits à intervalles discrets (MPID ou slotting technique). Cette méthode est décrite dans la thèse de Pichard [104].

Ensuite, l'échelle intégrale eulérienne de temps T_E est obtenue par intégration de la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes. Grâce à l'hypothèse de Taylor, nous pouvons évaluer l'ensemble des autres échelles de la turbulence.

2.4.3.4 L'analyse spectrale

L'analyse spectrale nécessite également un échantillonnage régulier des mesures. Cependant, la méthode MPID conduit à des estimations peu précises du spectre de la turbulence.

La méthode d'échantillonnage régulier (Even Time method) intégrée dans le logiciel FIND de TSI permet d'acquérir des mesures à intervalles de temps réguliers. Tous les pas de temps, le système enregistre l'information de la particule qui passe dans le volume de mesure. Si aucune particule ne traverse le volume de mesure, le système reprend la valeur de la mesure précédente (Sample and Hold method). Le logiciel calcule alors la transformée de Fourier directe du signal parfaitement échantillonné en temps.

Cette méthode est utilisable pour des écoulements caractérisés par une faible turbulence et une forte densité de données (d. d.) [105, 106]. Le densité de données est définie par :

$$d.d. = Nt_\lambda$$

avec N la fréquence d'acquisition du signal LDA et T_λ l'échelle de temps de Taylor. Si la densité de données est suffisamment grande ($d.d. > 5$), il est prouvé que la méthode « Sample and Hold » permet d'obtenir une bonne estimation du spectre réel. Dans notre étude, l'intensité de turbulence est inférieure à 10% et la densité de données (d. d.) est supérieure à 5.

Les paramètres suivants ont été sélectionnés pour l'ensemble des mesures : fréquence d'échantillonnage de 200µs avec 5000 particules par seconde. Pour chaque cas d'étude, on acquiert 160 000 mesures de vitesse. Des études de sensibilité sur ces différents paramètres ont été réalisées.

Tous les spectres mesurés sont corrigés pour soustraire au signal le bruit du système, estimé en utilisant la procédure décrite par Nobach et al. [107]. Ce bruit a plusieurs sources: diffusion de la lumière, détection des photons, bruit électronique, alignement non parfait du système de réception, ... La technique d'échantillonnage « Sample and Hold » introduit également un bruit (step noise) qui est pris en compte et soustrait.

L' échelle de longueur de Taylor peut être évaluée à partir du spectre d'énergie de la turbulence en utilisant la définition suivante [28] :

$$\frac{l}{\lambda^2} = \frac{2 \cdot \pi^2}{U_{mean}^2 \cdot u'^2} \int_0^\infty f^2 \cdot E(f) \cdot df$$

Les valeurs obtenues avec cette méthode peuvent être comparées avec celles obtenues à l'aide des relations entre les échelles de la turbulence.

2.4.3.5 L'ensemencement

Au cours de cette étude, nous avons essentiellement utilisé un ensemencement à l'huile d'olive. L'ensemencement doit être un traceur parfait de l'écoulement fluide. Pour cela, il est nécessaire que les particules ensemencées soient suffisamment fines et légères pour suivre l'écoulement et diffuser la lumière par effet Mie. L'ensemencement est réalisé à l'aide d'un appareil de type diffuseur de parfum. Il est en acier, ce qui lui permet de supporter les contraintes engendrées lorsque l'on travaille à pression élevée.

Des mesures de taille de particule d'huile d'olive ont été effectuées par Lachaux [13]. Ces mesures ont été réalisées dans des conditions identiques à nos conditions de travail, à pression atmosphérique. Le diagramme de répartition des diamètres de gouttes est représenté sur la Figure 37.

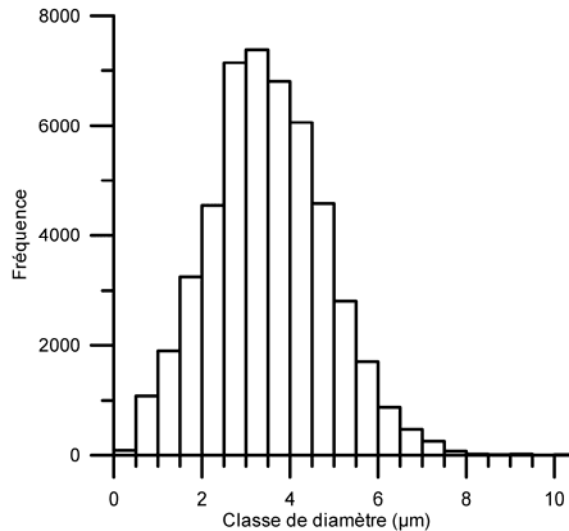


Figure 37 : Distribution des diamètres de gouttes à pression atmosphérique.

Le diamètre moyen est défini par $D_{10} = \sum_i \frac{N_i d_i}{N}$, N_i étant le nombre de gouttes de diamètre d_i dans une classe i donnée et N la somme des N_i . Pour notre cas d'étude, on obtient un

diamètre moyen de $4.3 \mu\text{m}$. La valeur moyenne de la distribution est de $3 \mu\text{m}$. Cependant quelques gouttes ayant d'importants diamètres (de l'ordre de $70 \mu\text{m}$) décalent la moyenne vers $4.3 \mu\text{m}$.

2.4.3.6 La détermination du degré d'avancement moyen

Parallèlement au système de mesure de vitesses, nous avons utilisé un photomultiplicateur, focalisé sur le volume de mesure, pour mesurer localement le degré d'avancement moyen de la réaction. L'ensemencement utilisé étant conditionnel, les particules sont présentes uniquement dans les gaz frais, là où la température du milieu est inférieure à leur température de vaporisation. L'émission de lumière des particules renseigne sur la présence du volume de mesure dans les gaz frais ou brûlés. En observant le volume de mesure, on obtient donc un signal de type créneau égal à 1 lorsque le volume de mesure est dans les gaz frais (des particules passent dans le volume et diffusent de la lumière) et égal à 0 quand le volume de mesure est dans les gaz brûlés. Un exemple du signal obtenu en sortie du photomultiplicateur est donné sur la Figure 38.

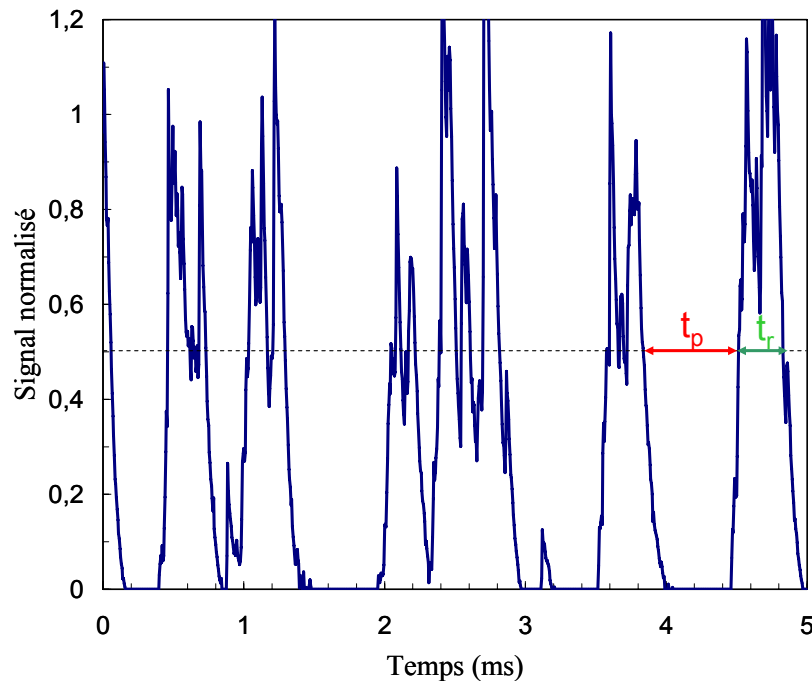


Figure 38 : Signal de diffusion de Mie, $P = 0.1 \text{ MPa}$, $\phi = 0.6$, $z = 70\text{mm}$.

Le degré d'avancement moyen de la réaction est ensuite obtenu en effectuant le rapport entre le temps moyen passé dans les gaz brûlés $\langle t_p \rangle$ et la somme des temps moyens passés dans les

produits et les réactifs $\langle t_p \rangle + \langle t_r \rangle : \langle c \rangle = \frac{\langle t_p \rangle}{\langle t_p \rangle + \langle t_r \rangle}$.

La présence d'un diaphragme de petite dimension devant le photomultiplicateur permet de diminuer le bruit lumineux. La fréquence d'échantillonnage du photomultiplicateur est de 200 kHz. Le temps de réponse du photomultiplicateur est de 1.2 ns, ce qui est largement inférieur à la résolution temporelle.

2.4.4 La tomographie plan laser

2.4.4.1 Description du diagnostic

La tomographie par plan laser est une technique basée sur la diffusion de Mie. L'onde laser incidente impacte les particules (poussières, fines gouttelettes d'huile d'olive, particules solides...) qui vont réémettre la lumière à la même longueur d'onde que l'onde incidente. La tomographie par laser permet d'obtenir des informations sur la géométrie instantanée du front de flamme.

Nous avons travaillé avec plusieurs lasers Nd-YAG à la longueur d'onde de 532 nm. Le laser utilise une longueur d'onde doublée en fréquence. Les principaux lasers utilisés sont un Brilliant de 180 mJ pulsé à 10 Hz (société Quantel) et un Spectra-Physics de 180 mJ pulsé à 15 Hz. La durée du pulse des deux lasers est d'environ 5 ns. Pour acquérir les images, nous utilisons une caméra CCD (PIV-CAM 10 30 de TSI) de 1008*1016 pixels² et un objectif Nikkor (105 f/2.8D). Le dispositif expérimental est décrit sur la Figure 39.

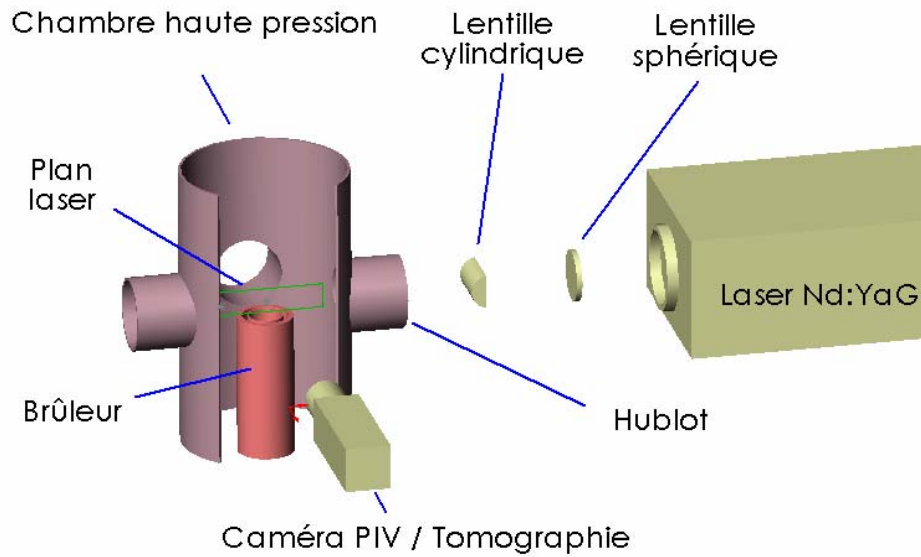


Figure 39 : Dispositif expérimental de l'imagerie par diffusion de Mie

Le faisceau laser, d'un diamètre initial de 8 mm, traverse successivement une lentille sphérique de focale 1000 mm et une lentille semi-cylindrique de focale 25 mm. Ce dispositif optique permet la réalisation d'une nappe laser. Cette nappe est filtrée spatialement pour ne conserver que la partie centrale énergétique. La lentille sphérique influe sur l'épaisseur de la nappe et la lentille semi-cylindrique sur sa hauteur. Dans notre configuration, la nappe possède une hauteur d'environ 10 cm, afin de visualiser l'intégralité de la flamme et une épaisseur de 80 μm . Les mêmes réglages ont été conservés pour l'ensemble des expérimentations.

Le plan laser intercepte la flamme au centre du brûleur et illumine les particules d'huile contenues dans l'écoulement. Les particules d'huile d'olive se vaporisent au niveau du front de flamme à une température d'environ 500 K, ce qui permet d'obtenir une image conditionnelle de la flamme (absence de signal pour les gaz brûlés ($T > 500\text{K}$) et signal lumineux pour les gaz frais ($T < 500\text{K}$)) (Figure 40). L'isotherme visualisée correspond donc à la zone de préchauffage de la flamme instantanée.

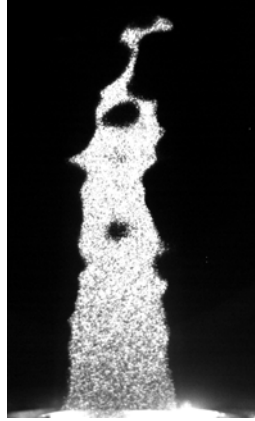


Figure 40 : Image instantanée de flamme, obtenue par diffusion de Mie

L'ensemble du traitement des images tomographiques a été effectué au moyen du logiciel Matlab. La mise au point des programmes a fait l'objet d'un stage de DEA au sein du laboratoire (Cécile COHE, 2004). La validité de ces programmes a été largement testée au cours de ce stage.

2.4.4.2 Traitement des résultats :

2.4.4.2.1 Travail sur les images brutes :

Nous travaillons à partir des images brutes obtenues par la caméra CCD (images 8 bits). Plusieurs traitements préalables sont nécessaires pour obtenir les images binarisées. Dans un premier temps, nous retranchons à l'image brute une image moyenne (sur 100 images) du fond sans flamme avec laser. Cela permet de s'affranchir de l'inhomogénéité de la nappe laser et des différentes réflexions parasites. Ensuite, nous passons à la phase de binarisation de l'image. Nous traçons la fonction de densité de probabilité (PDF) de l'image (Figure 41).

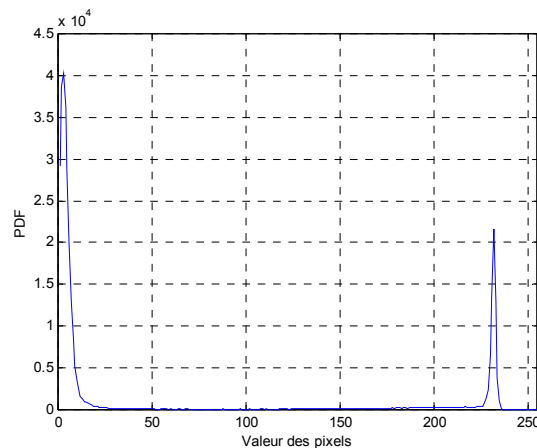


Figure 41 : PDF d'intensité pour une image tomographique

Du fait de la conditionnalité de l'ensemencement, nous obtenons une PDF bimodale. Le premier pic correspond aux gaz brûlés (valeur proche de 0 ce qui signifie qu'il n'y a pas de signal) et le deuxième pic aux gaz frais. La valeur seuil choisie pour la binarisation des images est le milieu entre les 2 pics. Tous les pixels inférieurs à ce seuil sont mis à 0 (gaz brûlés) et tous les pixels supérieurs sont mis à 255 (gaz frais).

A partir des images binarisées, on détermine le contour instantané du front de flamme en appliquant un opérateur gradient à l'image (le gradient est nul sur l'ensemble de l'image, sauf lorsque l'on passe des gaz frais aux gaz brûlés). Ce traitement engendre un bruit de pixellisation, que nous éliminons par filtrage. Nous utilisons un filtre passe-bas de Butterworth. La résolution de notre image est de 0.11 mm/pixel. Il est donc inutile de chercher à obtenir des structures inférieures au millimètre (ces structures seraient représentées par moins de 10 pixels sur l'image). Nous avons ajusté les coefficients du filtre passe-bas de Butterworth pour ne conserver que les structures dont la taille est supérieure au millimètre.

Les différentes étapes du traitement tomographiques sont schématisées dans la Figure 42.

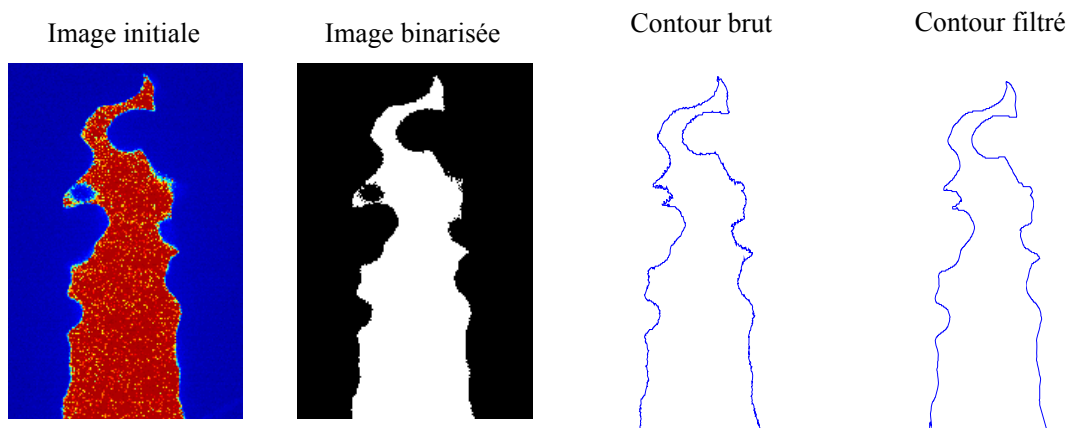


Figure 42 : Les différentes phases de traitement tomographique

Il est à noter que seules les structures (îlots de gaz frais ou poches de gaz brûlés) dont la taille est supérieure au centimètre sont conservées.

2.4.4.2 Travail à partir des images traitées :

- Cartographies d'iso- $\langle c \rangle$:

Pour chaque cas d'étude, nous avons enregistré 500 images brutes. Chaque image brute de flamme est binarisée. Ensuite, on effectue une moyenne de ces images binarisées. On obtient alors la cartographie d'iso- $\langle c \rangle$. Le résultat obtenu est une image en dégradés de gris dont la valeur d'intensité de chaque pixel est comprise entre 0 et 1 (0 pour les gaz complètement

brûlés et 1 pour les gaz frais). Une image de ce type est représentée sur la Figure 43. A partir de cette image, nous allons tracer 9 courbes d'équiprobabilité ou $\text{iso}\langle c \rangle$, correspondant chacune à une probabilité ou une valeur de pixel distincte.

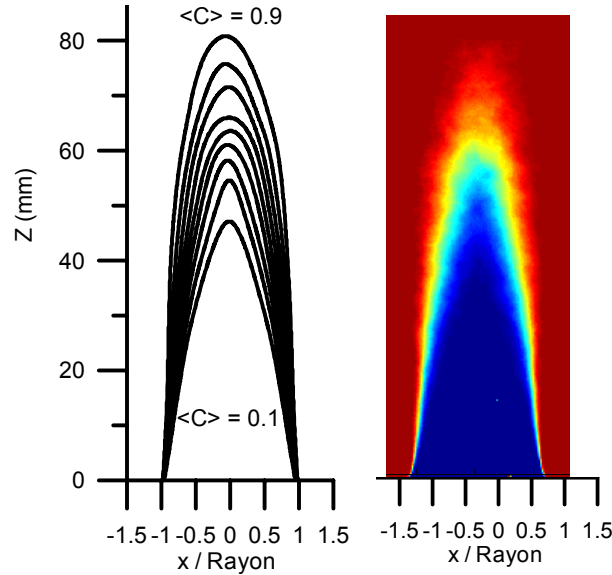


Figure 43 : Exemple de cartographie des $\text{iso}\langle c \rangle$ (Mélange CH₄/Air, $f=0.6$, $P=0.1$ MPa)

L'ensemble de ce traitement est effectué pour chaque cas d'étude. A partir des contours de flammes et des cartes d' $\text{iso}\langle C \rangle$, de nombreuses données peuvent être extraites, telles que la densité de surface de flamme, l'échelle caractéristique de plissements du front de flamme, la courbure, ...

- Densité de surface de flamme :

La densité de surface de flamme est définie comme le rapport entre l'aire de la flamme et son volume. Elle s'exprime donc en m^{-1} . Cependant, nos traitements tomographiques ne donnent accès qu'à des informations bidimensionnelles. Une définition modifiée de la densité de surface de flamme est donc utilisée. La densité de surface de flamme à deux dimensions est calculée à partir du rapport entre la longueur du front (L) et l'aire de la zone de flamme (A). Généralement, nous l'évaluons en fonction des différents $\text{iso}\langle c \rangle$ en adoptant la méthodologie utilisée par Shepherd [108]. Elle est alors définie par l'équation suivante :

$$\Sigma(\langle C \rangle) = \frac{L(\langle C \rangle)}{A(\langle C \rangle)}$$

Prenons l'exemple de $\langle C \rangle = 0,25$. Pour déterminer l'aire $A(\langle C \rangle)$, il suffit de compter le nombre de pixels se trouvant entre les $\text{iso}\langle C \rangle$ 0,20 et 0,30 et de connaître les dimensions d'un pixel (dans notre étude 1 pixel = 0,1107 mm). En ce qui concerne la longueur de front de flamme $L(\langle C \rangle)$, on superpose un à un l'ensemble des 500 contours filtrés de flamme sur la carte d' $\text{iso}\langle C \rangle$. Pour chaque contour filtré on comptabilise la longueur du contour se trouvant entre les $\text{iso}\langle C \rangle$ 0,20 et 0,30. La Figure 44 illustre cette procédure. Les parties du contour en trait épais sont les longueurs comptabilisées. La longueur de front de flamme $L(\langle C \rangle)$ correspond à la longueur moyenne par image.

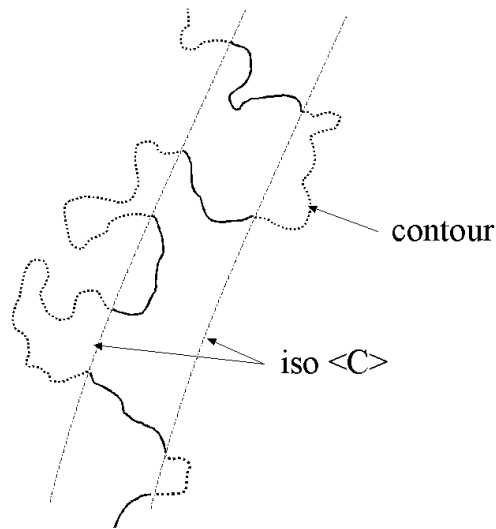


Figure 44 : Superposition d'un contour et de deux $\text{iso}\langle C \rangle$ pour le calcul de la densité de surface de flamme.

- Courbure

La courbure est très importante dans les phénomènes de propagation de flamme. Si l'on considère une géométrie tridimensionnelle, la courbure est composée de deux éléments, les courbures principales, qui sont les valeurs propres d'un tenseur symétrique du second ordre ([49], [109]). La courbure moyenne, représentative des 3 dimensions, est la somme des courbures principales. Notre étude est basée sur des visualisations bidimensionnelles, cependant Shepherd et Ashurst [109] ont montré numériquement que les analyses bidimensionnelles donnent une bonne estimation des phénomènes tridimensionnels (sauf pour les courbures très éloignées de zéro).

Dans un espace plan, la courbure en un point du front de flamme est définie comme l'inverse du rayon (rayon de courbure) du cercle tangent à la courbe en ce point [110] (Figure 45).

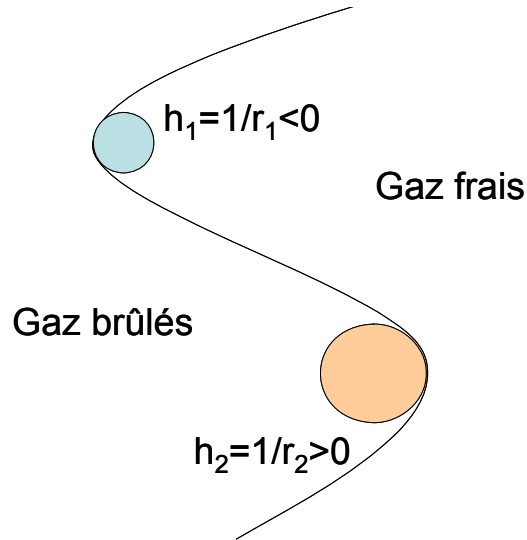


Figure 45 : Convention du signe pour la courbure

Par convention, la courbure est positive si le front de flamme est concave du côté des gaz brûlés et négative si le front de flamme est concave du côté des gaz frais (Figure 18).

Pour des raisons de rapidité de calcul, nous n'avons pas utilisé cette méthode pour évaluer la courbure en un point du contour. Nous avons utilisé la formulation fournie par Mokhtarian et al. [110].

Considérons la Figure 46 avec une approche lagrangienne. Prenons un point qui se déplace sur la courbe au cours du temps. Ce point voit sa direction (symbolisée ici par le vecteur tangent $\vec{T}$) changer au cours de son déplacement. Soit θ l'angle entre le vecteur tangent $\vec{T}$ et le vecteur unitaire $\vec{i}$, la courbure, qui rend compte du changement de direction, peut être exprimée par $h = d\theta/ds$.

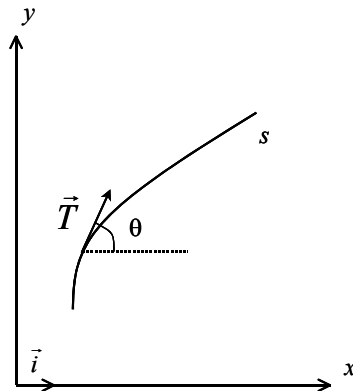


Figure 46 : Définition de la courbure

Si l'on exprime cette équation dans les coordonnées cartésiennes $(x(t), y(t))$, on peut développer l'expression précédente :

$$h = \frac{d\theta}{dt} \cdot \frac{dt}{ds}$$

En se servant du fait que $\tan \theta = y'/x'$ et $\frac{ds}{dt} = \sqrt{x'^2 + y'^2}$, on obtient

$$h = \frac{d\theta}{dt} \cdot \frac{dt}{ds} = \left(\frac{d}{dt} \left(\arctan \left(\frac{y'}{x'} \right) \right) \right) \cdot \frac{dt}{ds} = \left(\frac{1}{1 + (y'/x')^2} \cdot \frac{x'y'' - y'x''}{x'^2} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{x'^2 + y'^2}} = \frac{x'y'' - y'x''}{x'^2 + y'^2}.$$

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

On obtient ainsi l'expression suivante :

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

La courbure en un point du front de flamme est calculée à partir d'un segment d'une longueur de 1 mm centré sur le point considéré. Les dérivées premières et secondes sont issues des coefficients d'un polynôme du 3^{ème} degré qui passe par ces points.

Comme pour la densité de surface de flamme, la courbure peut être calculée pour un $\langle C \rangle$ donné. Pour déterminer la courbure en fonction des $\langle C \rangle$, on superpose la carte d'iso $\langle C \rangle$ à un contour de flamme, et on détermine les courbures du contour de flamme contenu entre les deux courbes d'iso $\langle C \rangle$.

2.4.5 L'imagerie plane par diffusion Rayleigh

2.4.5.1 Définition du phénomène :

La diffusion Rayleigh résulte de la collision élastique d'une onde électromagnétique (faisceau laser) avec des molécules et des atomes dont la taille caractéristique est très petite devant la longueur d'onde de radiation incidente. Le fait que la collision soit élastique signifie que la fréquence des photons est identique avant et après la collision. Il n'y a donc pas d'échange d'énergie entre les photons incidents et les particules cibles.

Considérons un atome (noyau atomique + nuage électronique) exposé à un champ électrique (faisceau laser incident).

Le champ électrique est de la forme $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$.

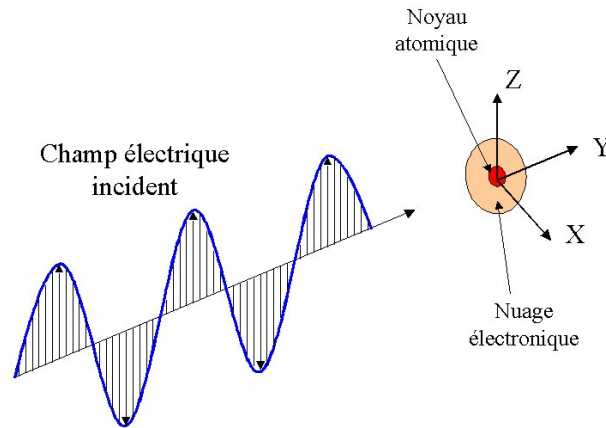


Figure 47 : Atome soumis à une lumière incidente

Sous l'effet du champ électrique, le nuage électronique dont la masse est négligeable devant celle du noyau atomique va se mettre à osciller :

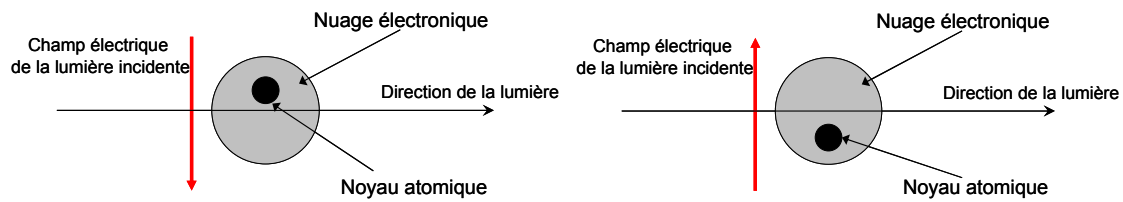


Figure 48 : Interaction entre champ électrique incident et un atome

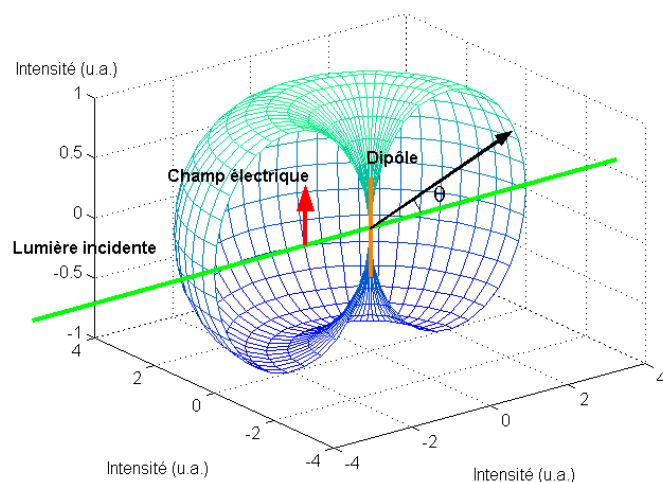


Figure 49 : Emission du dipôle oscillant

On forme ainsi un dipôle oscillant qui diffuse la lumière à la même longueur d'onde que la lumière incidente Figure 49. Il faut placer la caméra ou le photomultiplicateur qui collecte la diffusion Rayleigh en prenant en compte la polarisation du faisceau incident Figure 50. Puisque la molécule excitée par le faisceau laser se comporte comme un dipôle, l'émission ne sera pas la même dans toutes les directions.

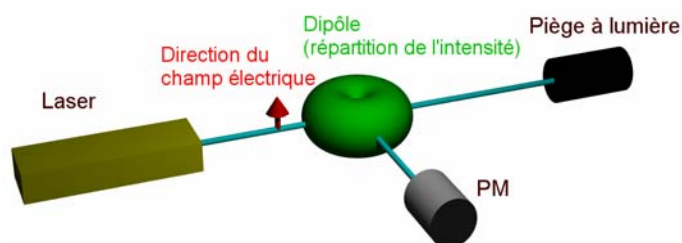


Figure 50 : Schéma du dispositif Rayleigh

A une pression donnée, l'intensité diffusée est proportionnelle au nombre de diffuseurs (atomes et molécules excités par le champ électrique) et donc aux fractions molaires des espèces.

2.4.5.2 Description de la surface efficace angulaire

Avant de définir l'intensité Rayleigh, il est nécessaire d'introduire une grandeur : la section efficace de diffusion σ_i . La section efficace de diffusion est définie par le rapport du flux lumineux diffusé par la molécule et celui de l'éclairement incident.

Elle représente en réalité l'aire de la surface plane qui, placée perpendiculairement au rayonnement incident, recueillerait l'énergie lumineuse équivalente à celle que diffuse la molécule dans tout l'espace.

Pour un volume V contenant N_i molécules d'un gaz parfait constitué d'une seule espèce i et d'indice de réfraction n_i , la surface efficace angulaire de l'espèce i est définie par l'équation suivante (Robben, 1975) :

$$\sigma_i = \frac{4.\pi^2}{\lambda^4} \left(\frac{n_i - 1}{N_i} \right)^2 \sin^2 \Phi$$

avec

- λ : la longueur d'onde de la lumière monochromatique incidente
- Φ : l'angle entre le vecteur électrique incident E et la direction d'observation de la diffusion Rayleigh
- n_i : l'indice de réfraction de l'espèce i
- N_i : le nombre de molécules isotopes d'espèce i par unité de volume

Cette expression n'est valable que pour un gaz parfait pour lequel $n_i - 1 \ll 1$.

On constate que pour obtenir un signal maximal, il faut que Φ soit égal à $\frac{\pi}{2} + k.\pi$ (k entier naturel). Il est donc nécessaire que le dispositif de réception soit placé à 90° par rapport au rayon incident.

Il est à noter que la section efficace de la diffusion Rayleigh est environ 100 fois plus grande que celle de la diffusion Raman, ce qui explique que l'on peut négliger les effets de la diffusion Raman.

2.4.5.3 Mise en équation de l'intensité diffusée

L'intensité Rayleigh diffusée par un volume de gaz à une température constante T est directement proportionnelle à la densité moléculaire du gaz ainsi qu'à l'irradiance I_0 de la lumière incidente.

On peut décomposer l'intensité de la lumière diffusée par effet Rayleigh en deux intensités :

- celle polarisée parallèlement au champ électrique de la lumière incidente $I_{//}$
- celle polarisée perpendiculairement $I_{\perp}$

Si les molécules sont isotropes, on aura (Pitts, 1983) :

$$I_{//}^i = I_0 \cdot N \cdot \sigma_{Ri}$$

$$I_{\perp}^i = 0$$

Pour un système contenant n espèces, l'intensité totale diffusée par effet Rayleigh est :

$$I_R = K \cdot N \cdot I_0 \cdot \Omega \cdot L \cdot \sum_{i=1}^n X_i \sigma_{Ri}$$

- K facteur de transmission imposé par le système optique
- I_0 intensité du laser
- Ω l'angle solide de collection de la lumière diffusée
- L longueur du volume diffusant
- N le nombre total de molécules isotropes par unité de volume
- X_i la fraction molaire de l'espèce i (N_i/N)

On constate que l'intensité Rayleigh diffusée est directement proportionnelle à la surface efficace angulaire. L'intensité Rayleigh varie donc comme $1/\lambda^4$, ce qui rend le processus plus performant pour les faibles longueurs d'onde.

2.4.5.4 Interprétation du signal Rayleigh

Pour un gaz parfait :

$$P = \frac{n}{V} RT = \frac{N}{N_A} RT$$

P est la pression totale,

n est le nombre de moles,

V est le volume du gaz,

R est la constante universelle des gaz parfaits (8.32 kJ/mole.K)

T est la température thermodynamique

N est le nombre de molécules contenues dans le volume

N_A est le nombre d'Avogadro ($6.02 \cdot 10^{23}$ molécules/moles)

Si l'intensité du signal Rayleigh est connue pour une certaine condition de référence o , le rapport entre l'intensité instantanée et l'intensité de référence est donné par :

$$\frac{I_R}{I_{Ro}} = \frac{N \sum_{i=1}^m X_i \sigma_{Ri}}{N_o \sum_{i=1}^m (X_i \sigma_{Ri})_o}$$

En combinant les deux équations précédentes, il vient :

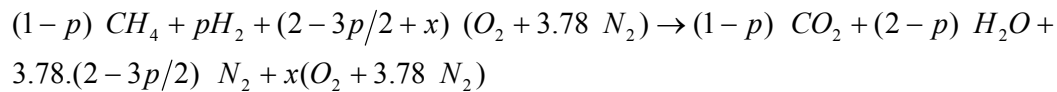
$$\frac{I_R}{I_{Ro}} = \frac{\left(\frac{P}{T}\right) \sum_{i=1}^m X_i \sigma_{Ri}}{\left(\frac{P}{T}\right)_o \sum_{i=1}^m (X_i \sigma_{Ri})_o}$$

Si l'on considère que la pression reste constante, on en déduit :

$$\frac{I_R}{I_{Ro}} = \frac{T_o}{T} \frac{\sum_{i=1}^m X_i \sigma_{Ri}}{\sum_{i=1}^m (X_i \sigma_{Ri})_o}$$

2.4.5.5 Sections efficaces des réactifs et des produits

En régime pauvre, l'équation de la combustion d'un mélange méthane/hydrogène/air s'écrit :



où p représente la fraction volumique d'hydrogène et x l'excès d'air. L'excès d'air est défini comme $2(1/\phi-1)$ où ϕ est la richesse.

La section efficace de chacune des espèces mises en jeu dans la réaction de combustion s'écrit :

$$\sigma_i = \frac{4.\pi^2}{\lambda^4} \left(\frac{n-1}{N} \right)^2$$

On a représenté dans le tableau suivant les valeurs des indices de réfractions (tirées de l'encyclopédie des gaz [111]), des sections efficaces (déterminées avec la relation

précédemment citée pour une longueur d'onde de 488 nm) et des fractions molaires de chaque espèce.

Espèce i	n_i	$\sigma_i (*10^{28}) \text{ cm}^2$	X_i
CH ₄	1.00044	18.67	$(1-p)/(10.56-7.17p+4.78x)$
H ₂	1.000132	1.68	$p/(10.56-7.17p+4.78x)$
Air	1.0002926	8.25	$4.78(2-3p/2+x)/(10.56-7.17p+4.78x)$
CO ₂	1.000451	19.61	$(1-p)/(10.56-7.67p+4.78x)$
H ₂ O	1.000254	6.22	$(2-p)/(10.56-7.67p+4.78x)$
N ₂	1.000297	8.5	$3.78*(2-3p/2)/(10.56-7.67p+4.78x)$
Air	1.0002926	8.25	$4.78x/(10.56-7.67p+4.78x)$

Pour plusieurs flammes méthane/hydrogène/air de richesse globale 0.6, on a les X_i suivants :

Espèce i	p=0 (0 % H ₂)	p=0.1 (10 % H ₂)	p=0.2 (20 % H ₂)
CH ₄	5.91e-2	5.55e-2	5.17e-2
H ₂	0	6.2e-3	1.29e-2
Air	0.9409	0.9383	0.9354
CO ₂	5.91e-2	5.572e-2	5.2e-2
H ₂ O	0.1182	0.11764	0.117
N ₂	0.4469	0.433	0.4177
Air	0.3758	0.39364	0.4133

	p=0 (0 % H ₂)	p=0.1 (10 % H ₂)	p=0.2 (20 % H ₂)
$\sigma_{\text{réactifs}} (*10^{28})$ (cm ² /sr)	8.8658	8.7876	8.7040
$\sigma_{\text{produits}} (*10^{28})$ (cm ² /sr)	8.7931	8.7524	8.7076
Différence (%)	0.82	0.4	0.04

La différence entre les sections efficaces des produits et des réactifs est de l'ordre de 1% pour les cas étudiés. On peut donc considérer que la section efficace de diffusion reste constante dans la flamme. On obtient finalement :

$$\frac{I_R}{I_{Ro}} = \frac{T_o}{T} = \frac{\rho}{\rho_o}$$

2.4.5.6 Limites

Il faut impérativement travailler dans un milieu propre sans aucune particule qui pourrait générer de la diffusion de Mie. Le signal Rayleigh est proportionnel à la masse volumique du milieu. Les mesures à pression atmosphérique sont limitées par la faiblesse du signal.

2.4.5.7 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de diffusion Rayleigh 2D est représenté sur la Figure 51.

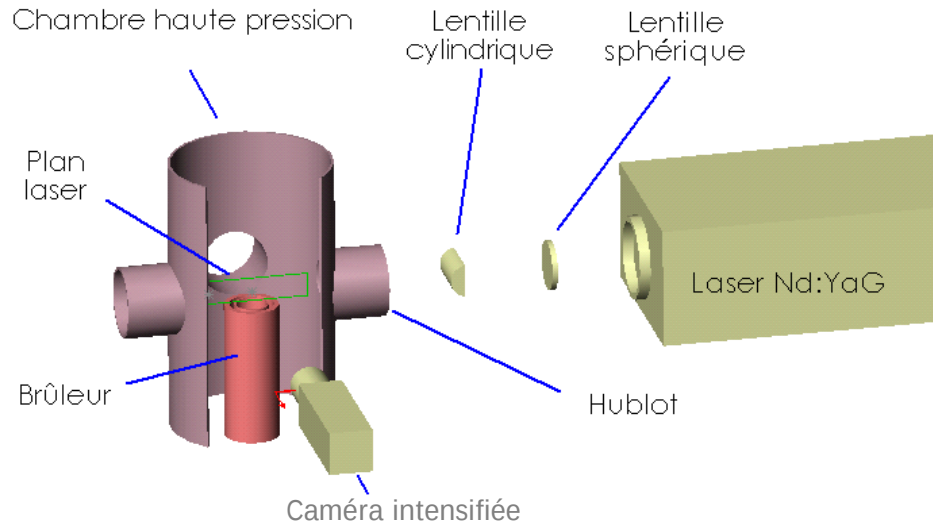


Figure 51 : Dispositif expérimental utilisé pour les mesures Rayleigh plan

Nous avons utilisé un laser Nd-YAG (Spectra Physics) pulsé à 15Hz avec un énergie de 180 mJ par pulse. La durée du pulse laser est de 6 ns. La nappe est réalisée grâce à une lentille sphérique ($f = 500$ mm) et une lentille semi-cylindrique ($f = -50$ mm). La caméra utilisée pour la détection est une caméra intensifiée *Princeton Pentamax* (512×512 pixels²). Afin d'investiguer une zone restreinte, nous avons placé le système optique suivant devant la caméra : bague d'adaptation NIKON + Bague allonge 36 mm + Doubleur (Vivitar 2* Macro) + Objectif Nikkor (85 f/1.4D).

L'épaisseur de nappe a été mesurée à l'aide d'une photodiode et a été trouvée égale à 50 μm (Figure 52).

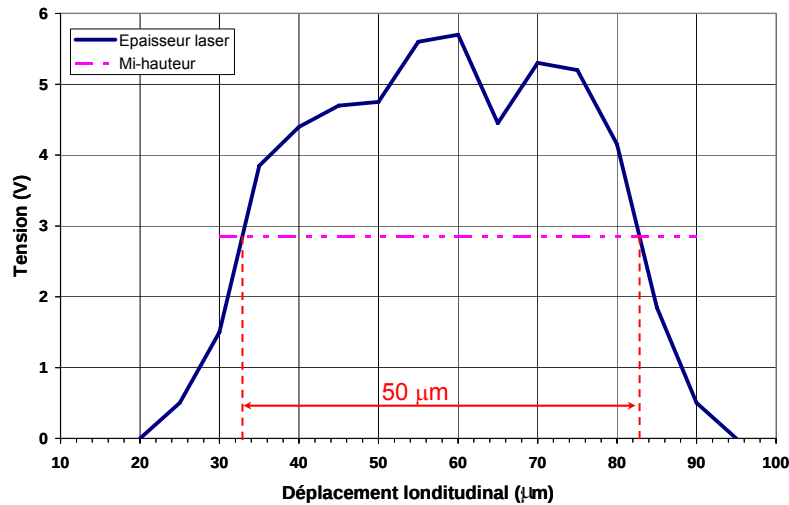


Figure 52 : Mesure de l'épaisseur de la nappe laser par photo diode

Lors de nos expérimentations, nous avons investigué un champ de flamme restreint (un carré de 1.4 cm de côté), ceci pour 2 raisons :

- La diffusion Rayleigh est un phénomène peu intense. Il est donc nécessaire de travailler avec une nappe laser réduite pour augmenter les intensités lumineuses surfaciques.
- Les informations que l'on souhaite obtenir sont de l'ordre du millimètre. Il est donc nécessaire d'optimiser la résolution pour caractériser l'impact de l'augmentation de pression ou de modification du mélange sur l'épaisseur mesurée.

La zone d'investigation est fixe pour tous les cas d'étude. Ceci n'est pas gênant lorsque l'on fait varier le paramètre pression car la hauteur de la flamme reste quasiment identique. On regarde donc approximativement la même zone de flamme. Par contre, ceci est plus problématique lorsque l'on modifie le mélange. La taille de la flamme étant largement modifiée, on ne regarde plus la même zone de flamme. L'information sur la courbure est alors modifiée. En effet, Pavé [6] a montré que la courbure de la flamme étant largement dépendante de la position axiale. Dans ces conditions, il est nécessaire de considérer, en plus de l'épaisseur du front de flamme, sa courbure.

2.4.5.8 Traitement des images

2.4.5.8.1 Filtrage des images :

L'ensemble du traitement des images de diffusion Rayleigh a été effectué au moyen du logiciel Matlab. Les programmes ont été mis au point au cours de ce travail de recherche. Nous travaillons à partir des images brutes obtenues par la caméra intensifiée.

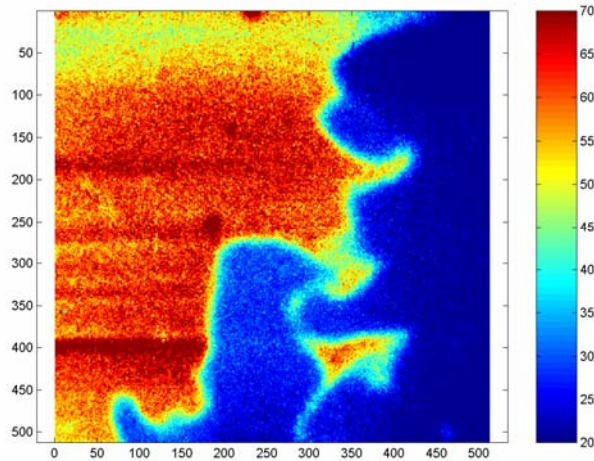


Figure 53 : Image brute de diffusion Rayleigh

Sur l'image brute de la Figure 53, on remarque que les gaz frais ont des valeurs d'intensité plus grandes que les gaz brûlés (l'intensité Rayleigh est inversement proportionnelle à la température).

Les différents bruits parasites qui perturbent nos mesures (lumière parasite, bruit de lecture du système) sont soustraits à l'image brute. Cette démarche est explicitée dans la thèse de Pavé [6]. Ensuite, il faut s'affranchir de l'inhomogénéité de la nappe laser qui possède un profil gaussien (Figure 54). Pour cela, nous effectuons le rapport entre l'image de la flamme et l'image du profil laser. Le résultat de ce ratio est présenté sur la Figure 55.

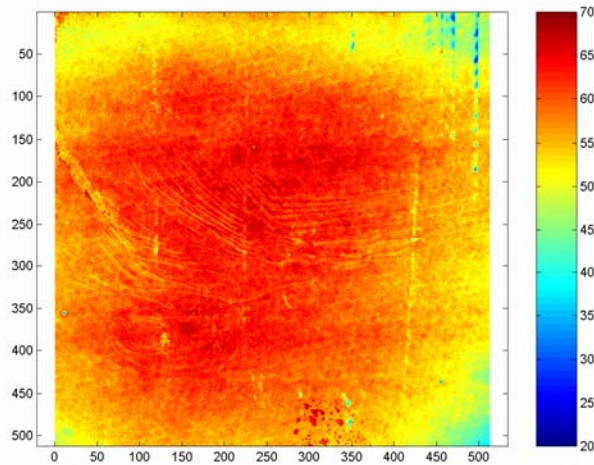


Figure 54 : Profil laser

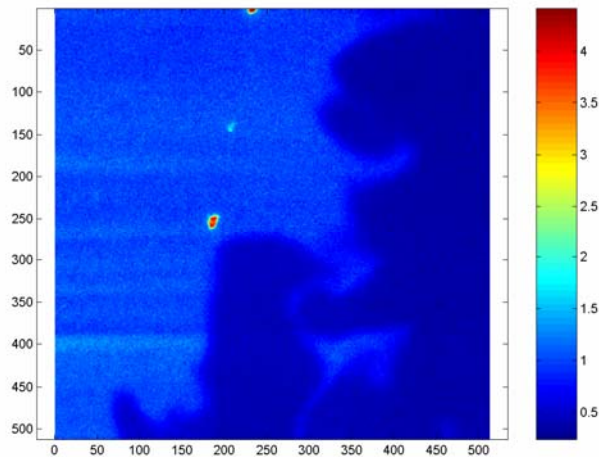


Figure 55 : Rapport entre l'image brute et le fond laser

On constate sur la Figure 55 que quelques spots lumineux sont présents sur l'image. Ces spots sont certainement dus à la présence de particules de poussière qui diffusent de la lumière (diffusion de Mie). L'objectif de cette étude est d'investiguer la zone de transition entre les gaz brûlés et les gaz frais. Pour faciliter l'analyse, nous appliquons un seuillage à l'image. Les valeurs seuils sont déterminées à partir de la PDF de l'image (Figure 56).

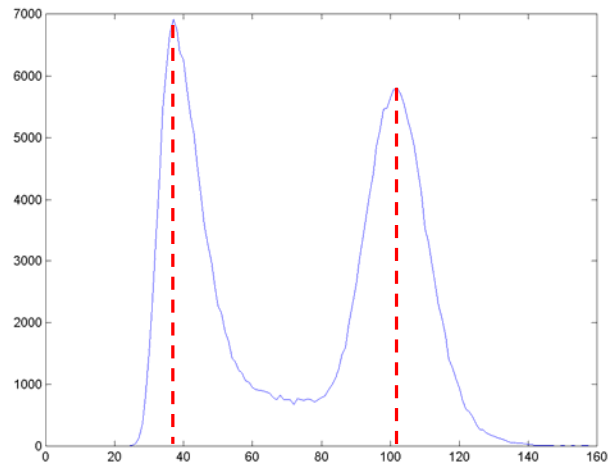


Figure 56 : PDF de l'image de la flamme

Les deux pics de cette PDF nous fournissent les valeurs de seuillage. Nous obtenons alors l'image représentée sur la Figure 57.

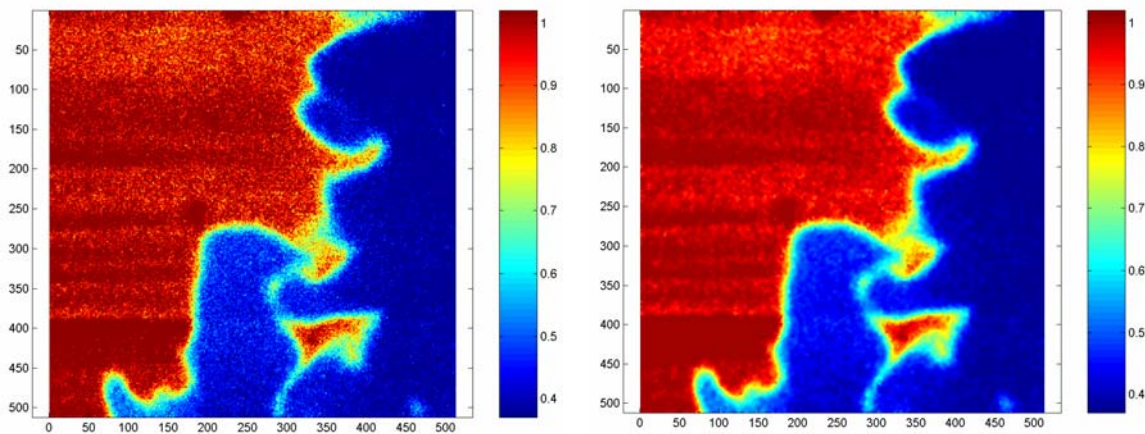


Figure 57 : Image non filtrée à gauche ; image filtrée à droite

Pour remédier au bruit de pixellisation de nos images, nous appliquons un filtre de Wiener pour lequel nous avons spécifié une matrice de travail de 5×5 pixels². Ce filtre calcule à l'intérieur de la zone d'étude spécifiée (ici 5×5 pixels²) la moyenne et la déviation standard du pixel investigué. Une nouvelle valeur d'intensité est alors donnée au pixel. La taille de la matrice sur laquelle le filtre va travailler est très importante. En effet, plus la taille est grande, plus le filtrage est important. Il est donc nécessaire de trouver un bon compromis pour retirer suffisamment de bruit sans détériorer l'information contenue dans l'image. Avec notre résolution (0.0273 mm/pixel), 5 pixels correspondent à 0.13 mm, ce qui reste inférieure à la plus petite épaisseur à mesurer.

On remarque que l'image filtrée présente encore quelques défauts, notamment des traits horizontaux qui sont dus au « beam stirring ». Leur présence est amplifiée avec l'augmentation de la pression.

Pour une image instantanée, nous attribuons aux valeurs « seuil haut » et « seuil bas » les valeurs respectives de température gaz frais et température gaz brûlés. Nous obtenons alors l'image de la Figure 58 :

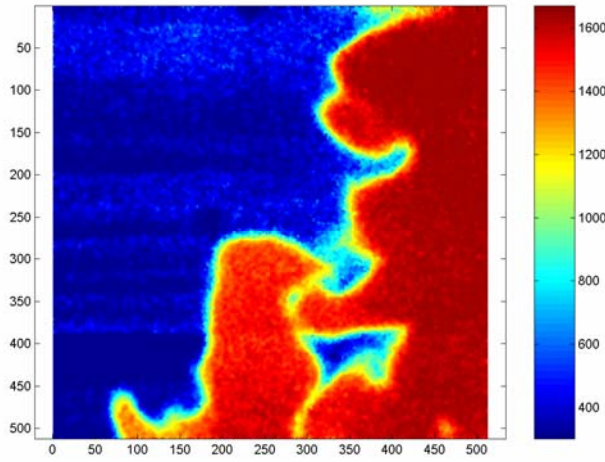


Figure 58 : Image de diffusion Rayleigh après traitement

2.4.5.8.2 Traitement des images filtrées :

Nous travaillons à partir des images filtrées, pour obtenir des informations sur l'épaisseur instantanée du front de flamme. L'épaisseur instantanée du front de flamme est calculée à partir du gradient maximal du profil de température (définition de Spalding).

$$\delta_s = \frac{T_p - T_r}{(\text{grad}(T))_{\max}}$$

Pour chaque image d'intensité Rayleigh, nous superposons le contour correspondant à l'iso contour $c=0.5$ et l'image Rayleigh (Figure 59). L'iso contour $c=0.5$ relie les pixels de l'image qui ont pour valeur la demi somme des températures des produits et des réactifs.

$$c = \frac{T - T_r}{T_p - T_r} = 0.5 \quad T = \frac{1}{2}(T_p + T_r)$$

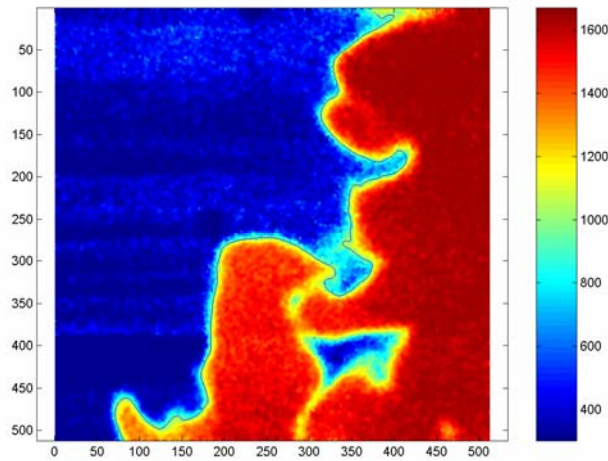


Figure 59 : Superposition de l'image de diffusion Rayleigh et de l'iso $c=0.5$

Des études antérieures ont comparé les différences entre un contour obtenu à partir des images de température et un contour obtenu à partir d'images de fluorescence induite par laser [112]. Il est montré à partir de comparaisons entre des images Rayleigh et des images de fluorescence que les images Rayleigh sont plus adéquates pour caractériser la géométrie du front de flamme.

Sur le contour obtenu correspondant à $c=0.5$, nous choisissons de prendre en compte un pixel sur 50. En chaque point d'étude, nous calculons la droite perpendiculaire au front de flamme (Figure 60).

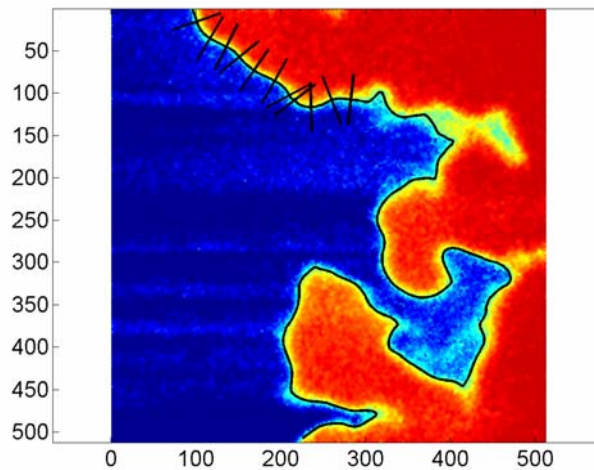


Figure 60 : Détermination des profils de température le long du front de flamme.

En suivant la droite perpendiculaire au front de flamme, des gaz frais vers les gaz brûlés, nous obtenons localement le profil de température. Ce profil est lissé pour enlever le bruit de pixellisation résiduel. Nous avons utilisé un filtre polynomial d'ordre 5. La Figure 61 présente un exemple de profils de température brut et lissé.

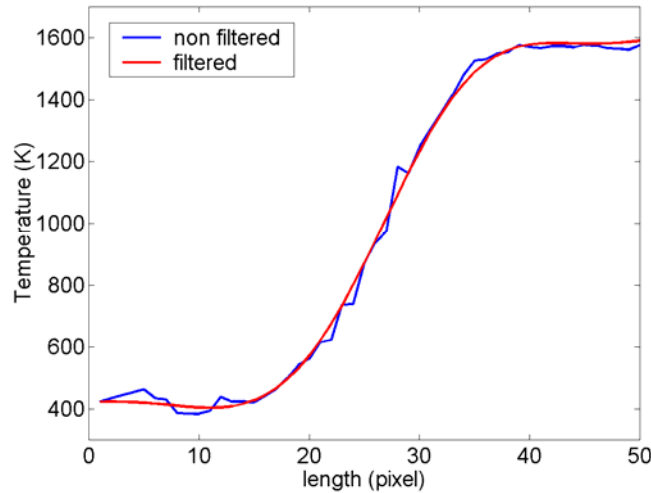


Figure 61 : Exemple de profil de température.

Nous obtenons en moyenne 80 profils de température par image, soit 40 000 profils de températures pour les 500 images traitées pour chaque cas d'étude. Parallèlement à la détermination de l'épaisseur locale, nous évaluons la courbure locale du front de flamme. La courbure est calculée comme pour les images tomographiques.

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les deux dispositifs expérimentaux utilisés pour mener à bien notre étude. Nous avons également décrit les différents diagnostics optiques que nous avons mis en place pour caractériser les flammes laminares et turbulentes, et ainsi obtenir les informations qui nous ont permis d'approfondir notre connaissance des phénomènes de combustion et de turbulence.

3 Résultats laminaires

3.1 Contexte de l'étude laminaire

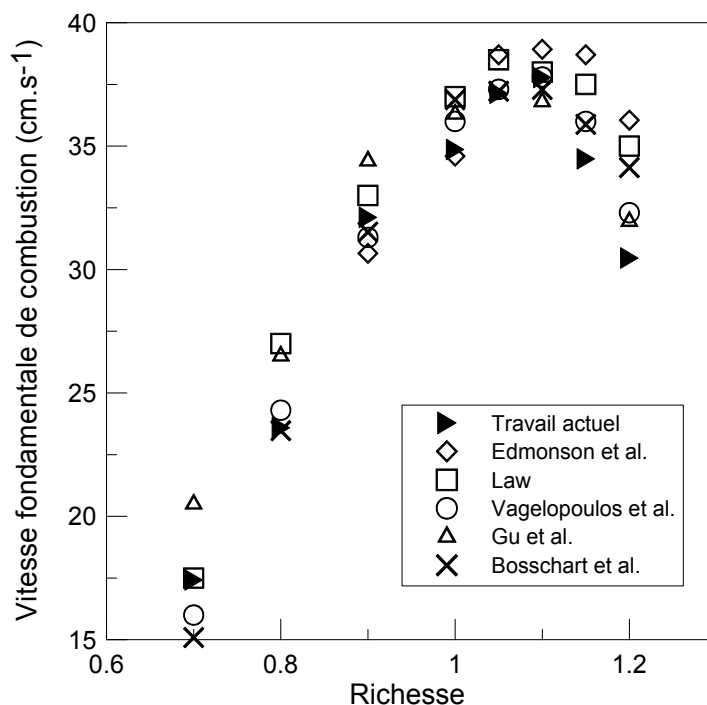
Une étude sur les flammes laminaires de prémélange nous est apparue nécessaire en préambule à la partie turbulente. Avant d'investiguer le couplage entre une flamme de prémélange et un écoulement turbulent, il est nécessaire d'étudier séparément les phénomènes de combustion et de turbulence. De plus, de nombreuses informations obtenues en laminaire, telle que la vitesse fondamentale de combustion, sont nécessaires pour analyser et comprendre les flammes turbulentes. Les précédents travaux en turbulent réalisés au laboratoire ont utilisé des informations obtenues en laminaire issues de modélisations effectuées sous CHEMKIN. Cependant, l'étude actuelle porte sur des mélanges méthane/air enrichis en hydrogène. Les schémas cinétiques utilisés (GRI mechanism [113]) sont dédiés principalement au gaz naturel et non à ce type de mélanges. Il était donc prépondérant de vérifier la validité des résultats numériques à l'aide de résultats expérimentaux. Le code PREMIX a également été utilisé pour calculer les vitesses de flamme et les résultats obtenus ont été comparés aux résultats expérimentaux.

L'étude laminaire s'articule autour de trois axes : la validation de la méthode utilisée pour obtenir les vitesses fondamentales de combustion (mélanges CH_4 -air), l'influence de l'ajout d'hydrogène sur les caractéristiques de la flamme et l'influence de l'augmentation de la pression. Nous investiguons dans la dernière partie l'influence couplée de l'ajout d'hydrogène et de l'augmentation de pression.

3.2 Résultats pour un mélange méthane/air à pression atmosphérique

Concernant les mélanges méthane/air à pression atmosphérique, de nombreuses études expérimentales ont été effectuées. Nous avons représenté sur la Figure 62 nos résultats expérimentaux pour plusieurs richesses et nous les comparons à des résultats issus de la

littérature [86, 114-116]. Les résultats de la littérature sont représentatifs des différents dispositifs expérimentaux utilisés pour obtenir des vitesses de combustion laminaire.



**Figure 62 : Vitesses fondamentales de combustion pour différentes richesses,
mélange CH₄/Air, P_{ini}=0.1 MPa, T_{ini}=298 K.**

Nous constatons un très bon accord entre les résultats que nous avons obtenus et les résultats des autres auteurs. Nous remarquons cependant que nous sous-estimons légèrement les vitesses des mélanges riches par rapport aux autres études.

Nous avons présenté dans le chapitre 2, paragraphe 2.1.4, la relation reliant les longueurs de Markstein à la vitesse de combustion. Rappelons que la longueur de Markstein renseigne sur la sensibilité de la flamme à l'étirement.

Les longueurs de Markstein (L') sont présentées sur la Figure 63 et sont comparées à des résultats issus de la littérature [88, 117-120]. Les travaux de Aung et al. [117], Bradley et al. [88] et Smith et al. [119] ont été effectués avec un dispositif expérimental similaire au nôtre.

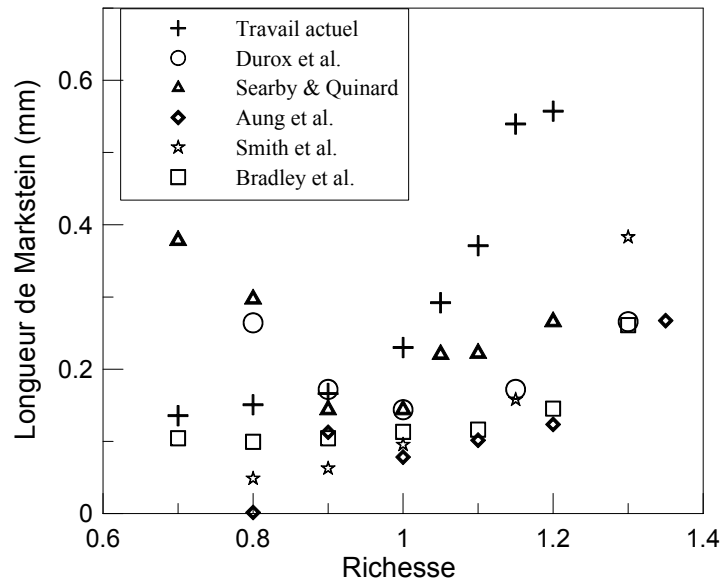


Figure 63 : Longueurs de Markstein pour différentes richesses, mélange CH₄/Air, P_{ini}=0.1 MPa, T_{ini}=298 K.

Dans un premier temps, nous pouvons comparer nos résultats à ceux obtenus avec une chambre de combustion sphérique [88, 117, 119]. Les valeurs issues de la littérature présentent une légère augmentation de la longueur de Markstein lorsque l'on passe d'un mélange pauvre à un mélange stoechiométrique. Ensuite, on observe une forte augmentation si l'on enrichit encore le mélange. Nos résultats présentent les mêmes évolutions.

Concernant les résultats issus de configurations expérimentales différentes, nous constatons une légère différence. Les mesures de Searby et Quinard [120] ont été effectuées sur des flammes quasi-planaires faiblement étirées. Le brûleur qu'ils ont utilisé engendre des flammes très instables du côté pauvre. Durox et al. [118] ont travaillé avec des flammes de prémélange fortement courbées (brûleur axisymétrique excité en fréquence). On s'éloigne alors des conditions de faible étirement nécessaires à l'application de la théorie asymptotique.

Au cours de ce paragraphe, nous avons investigué les caractéristiques de flammes laminaires méthane/air. Les valeurs de vitesse fondamentale de flamme et de longueur de Markstein obtenues sont en très bon accord avec les résultats issus de la littérature. Nous pouvons à présent étudier l'impact de l'ajout d'hydrogène.

3.3 Impact de l'ajout d'hydrogène

Nous présentons sur la Figure 64 nos résultats sur les vitesses fondamentales de flamme obtenus expérimentalement. Nous avons également porté sur cette figure les résultats expérimentaux obtenus par Yu et al. [121], ainsi que les valeurs obtenues par simulation numérique. Pour l'ensemble des figures présentées dans cette partie consacrée aux flammes laminaires, les valeurs expérimentales sont représentées par des symboles et les valeurs calculées par des lignes continues et pointillées.

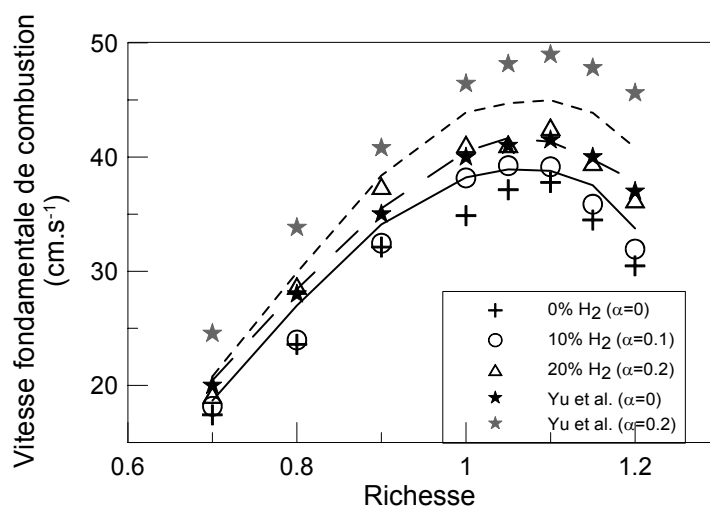


Figure 64 : Vitesses fondamentales de combustion pour différentes richesses, mélanges CH₄/H₂/Air, P_{ini}=0.1 MPa, T_{ini}=298 K.

On constate que lorsqu'on ajoute de l'hydrogène au mélange, S_L^0 augmente. On retrouve cette tendance dans les résultats de Yu et al. Cependant, leurs valeurs sont plus élevées que les nôtres, même pour un mélange méthane/air. Les résultats de Yu et al. sont certainement trop élevés à cause du dispositif expérimental utilisé. Ils ont utilisé des brûleurs à jets opposés. Vagelopoulos et al. [122] ont montré que si la distance de séparation entre les deux brûleurs est trop importante, les résultats obtenus surestiment les vitesses fondamentales de combustion réelles. Toujours est-il que ce problème n'affecte pas les tendances qui peuvent être comparées aux nôtres.

La Figure 65 montre l'influence de l'ajout d'hydrogène sur l'interaction entre la flamme et l'étirement.

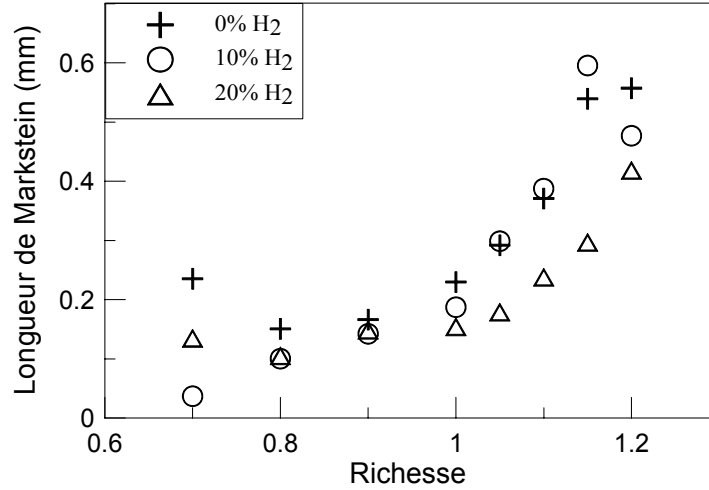


Figure 65 : Longueurs de Markstein pour différentes richesses, mélange CH₄/H₂/Air,

P_{ini}=0.1 MPa, T_{ini}=298 K.

D'après ces résultats, la longueur de Markstein L' augmente lorsque l'on augmente la richesse et diminue lorsque l'on ajoute de l'hydrogène au mélange. L'ajout d'hydrogène réduit la dépendance de la vitesse de combustion vis-à-vis de l'étirement. On remarque que les longueurs de Markstein sont positives pour tous les cas d'étude. Les flammes sont donc stables.

D'après la définition de Zeldovitch, l'épaisseur laminaire peut être calculée à l'aide de la

formule suivante : $\delta_L^0 = \left(\frac{\lambda}{\rho C_p} \right) \frac{1}{S_L^0}$. Elle représente alors une épaisseur thermique.

La valeur du ratio $\lambda/(\rho C_p)$ varie de moins de 1% quand on ajoute de l'hydrogène (à la fois pour $\alpha=0,1$ et $\alpha=0,2$). L'évolution de l'épaisseur laminaire sera donc contrôlée par la vitesse de combustion. D'après la Figure 64, la vitesse fondamentale de combustion augmente avec le pourcentage d'hydrogène contenu dans le mélange. En conséquence, l'épaisseur laminaire de flamme, qui est inversement proportionnelle à S_L^0 , diminue avec l'ajout d'hydrogène (Figure 66).

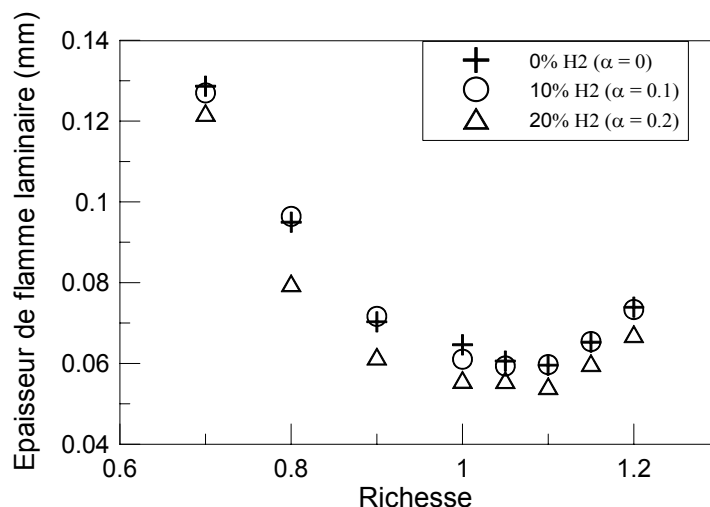


Figure 66 : Epaisseur laminaire de flamme pour différentes richesses, mélanges $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Air}$, $P_{\text{ini}}=0,1$ MPa, $T_{\text{ini}}=298$ K.

L'ajout d'hydrogène au mélange entraîne une augmentation de la vitesse fondamentale de combustion et une diminution des longueurs de Markstein.

3.4 Impact de l'augmentation de pression

Nous nous intéressons à présent au paramètre pression.

L'effet de la pression sur la vitesse de combustion d'un mélange méthane/air est présenté sur la Figure 67. Nous comparons nos résultats à ceux de Gu et al. [86] pour la pression de 0.5 MPa, et à ceux de Egolfopoulos et al. [89] et Hassan et al. [87] pour la pression de 0.3 MPa.

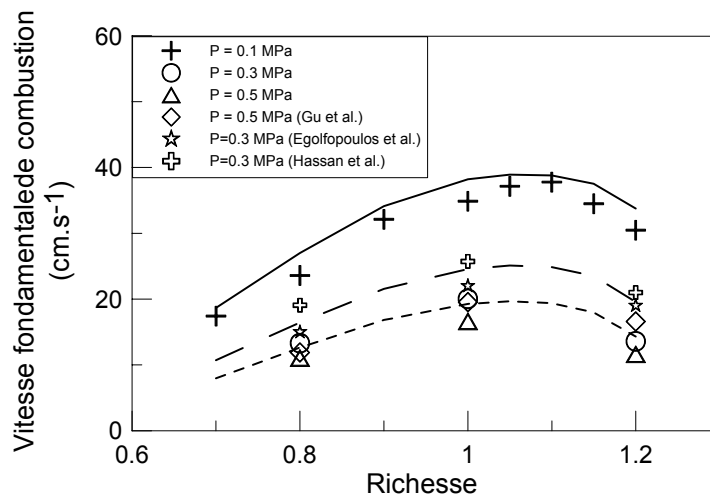


Figure 67 : Vitesses fondamentales de combustion pour différentes richesses, mélange CH_4/Air , $P_{\text{ini}}=0.1$ MPa, $T_{\text{ini}}=298$ K. Les symboles représentent les résultats expérimentaux et les lignes les résultats calculés (ligne pleine : $P=0.1$ MPa, ligne longs tirets : $P=0.3$ MPa, ligne courts tirets : $P=0.5$ MPa).

Nous constatons que l'augmentation de la pression entraîne une diminution de la vitesse fondamentale de combustion, et ce pour toutes les richesses.

La variation de la vitesse fondamentale de combustion avec la pression peut être exprimée à l'aide de l'expression empirique suivante [123] :

$$S_L = S_L^0 \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^{a_T} \left(\frac{P_u}{P_0} \right)^{b_P} \quad (1)$$

avec S_L^0 la vitesse fondamentale de combustion pour une pression P_0 et une température T_0 .

Les paramètres a_T et b_P dépendent de la richesse ϕ .

Dans ce travail, nous étudions uniquement la dépendance en pression et P_0 est égal à 0.1 MPa.

Nous avons porté dans le Tableau 5 nos résultats et ceux obtenus par Gu et al. [86] pour le coefficient b_P .

	b_P (Gu et al. [5])	b_P (present work)
$\phi = 0.8$	-0.504	-0.50
$\phi = 1.0$	-0.374	-0.48
$\phi = 1.2$	-0.438	-0.60

Tableau 5 : Evolution de b_P avec la richesse

La valeur absolue de l'exposant de la pression b_P augmente lorsque l'on s'écarte de la stoechiométrie du côté riche comme du côté pauvre. On constate un bon accord entre nos résultats et ceux de Gu et al. [86].

Les effets de la pression sur l'épaisseur de flamme laminaire sont présentés sur la Figure 68.

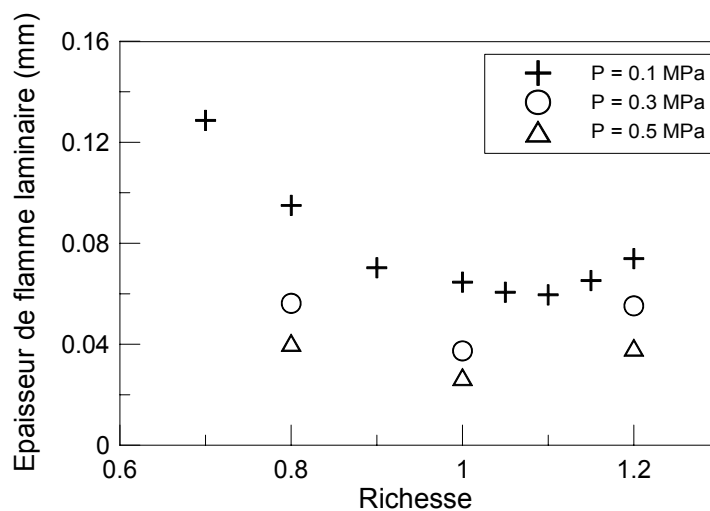
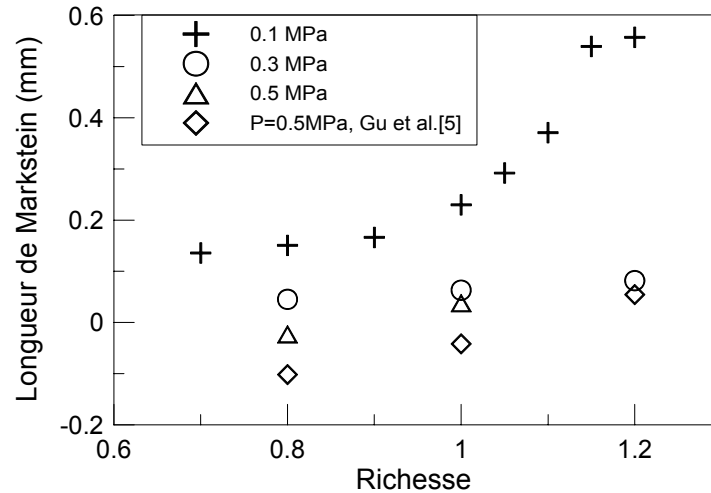


Figure 68 : Epaisseur laminaire de flamme pour différentes richesses et différentes pressions, mélanges CH_4/Air , $T_{\text{ini}}=298$ K.

L'épaisseur laminaire de flamme diminue lorsque la pression augmente. L'influence de la pression est du même ordre de grandeur pour les différentes richesses.

Nous avons représenté sur la Figure 69 l'évolution des longueurs de Markstein L' en fonction de la richesse pour différentes pressions. Nous avons également tracé les résultats obtenus par Gu et al. [86] pour une pression initiale du mélange de 0.5 MPa.



**Figure 69 : Longueurs de Markstein pour différentes richesses et différentes pressions,
mélange CH_4/Air , $T_{\text{ini}}=298 \text{ K}$.**

Lorsqu'on augmente la pression, la longueur de Markstein diminue, pour devenir négative, synonyme de flammes instables. La longueur de Markstein augmente avec la richesse. Elle suit l'évolution du nombre de Lewis.

3.5 Effet couplé de la pression et de l'ajout d'hydrogène

Sur les Figure 70 a et b, nous avons représenté les vitesses fondamentales de combustion expérimentales (symboles) et calculées (lignes continues et pointillées) pour deux mélanges hydrogénés et différentes pressions. L'absence de résultats dans la littérature nous prive de toute comparaison.

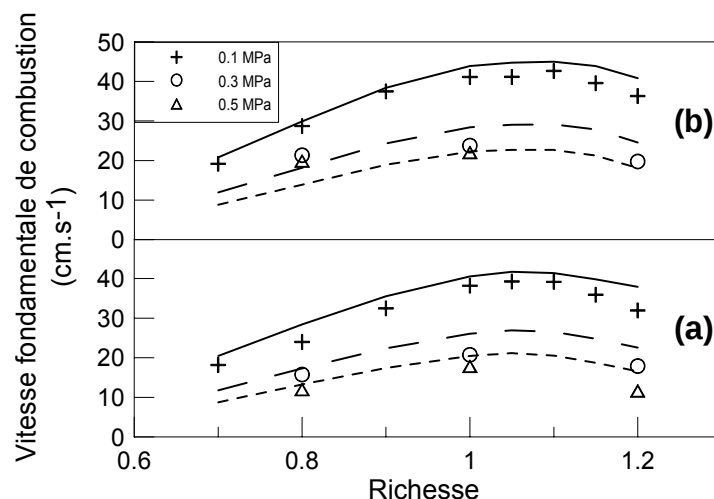


Figure 70 : Vitesses fondamentales de combustion pour différentes richesses, mélanges $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Air}$, $P_{\text{ini}}=0.1 \text{ MPa}$, $T_{\text{ini}}=298 \text{ K}$. $\alpha=0.1$: Fig. 13a; $\alpha=0.2$: Fig. 13b.

Les symboles représentent les résultats expérimentaux et les lignes les résultats calculés (ligne pleine : $P=0.1 \text{ MPa}$, ligne longs tirets : $P=0.3 \text{ MPa}$, ligne courts tirets : $P=0.5 \text{ MPa}$).

Pour $\alpha=0.1$ (Figure 70a) et $\alpha=0.2$ (Figure 70b), une dépendance similaire en pression est constatée. Lorsque la pression augmente, la vitesse fondamentale de combustion diminue pour l'ensemble des mélanges.

Sur la Figure 71, nous avons placé les valeurs de (S_L^0) pour différentes pressions et différents pourcentages d'hydrogène. Nous nous sommes uniquement intéressés au cas stoechiométrique.

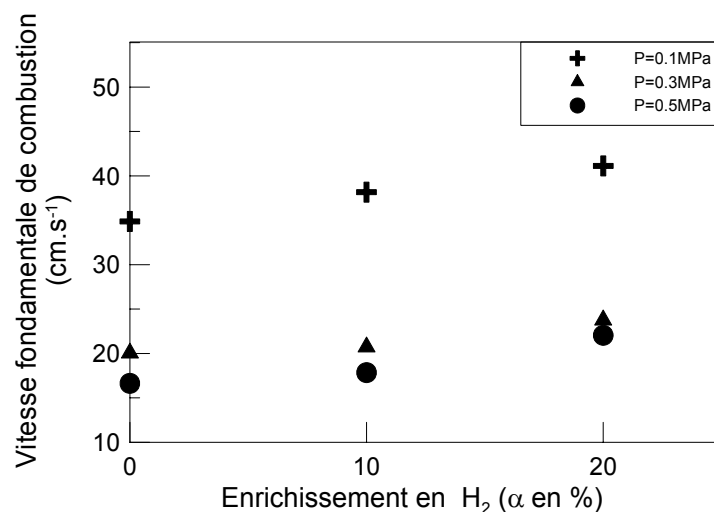


Figure 71 : Vitesse fondamentale de combustion pour différents pourcentages d'hydrogène et différentes pressions. $\phi=1.0$, $T_{\text{ini}}=298 \text{ K}$.

Nous remarquons que l'impact de la pression est largement prédominant.

Il nous paraît également intéressant de quantifier l'impact de la pression et de l'ajout d'hydrogène sur la taux de réaction total, qui se déduit facilement des valeurs de vitesse fondamentale de combustion obtenues. Ces résultats sont présentés sur la Figure 72.

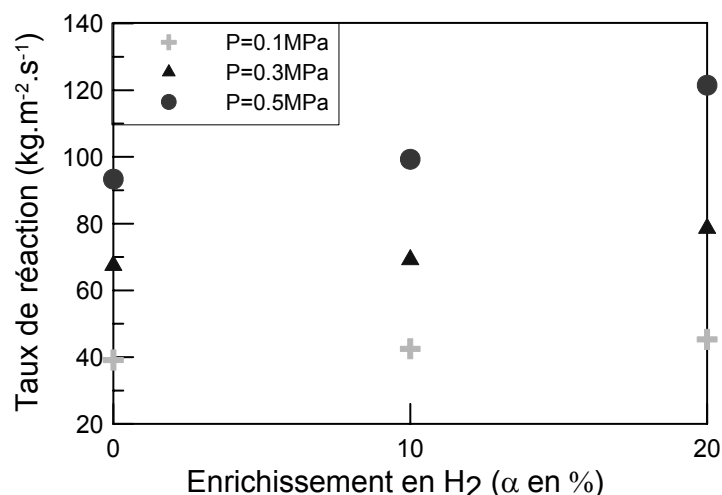


Figure 72 : Taux de réaction total pour différents pourcentages d'hydrogène et différentes pressions.

$\phi=1.0$, $T_{ini}=298$ K.

L'augmentation de pression entraîne une augmentation du taux de réaction total. La masse volumique augmente plus vite que ne diminue la vitesse de flamme.

Nous avons reporté dans le Tableau 6 les différentes valeurs de S_L^0 obtenues expérimentalement et numériquement pour l'ensemble des cas d'étude.

Richesse	α	Expérimental 0,1MPa	Calcul 0,1MPa	Expérimental 0,3MPa	Calcul 0,3MPa	Expérimental 0,5MPa	Calcul 0,5MPa
0,7	0	17,4	18,7		10,7		8,0
	0,1	18,2	20,4		11,8		8,8
	0,2	19,2	20,8		11,9		8,8
0,8	0	23,6	27,0	13,3	16,4	11,1	12,6
	0,1	24,0	28,4	15,8	17,3	12,0	13,3
	0,2	28,7	29,9	21,3	18,2	19,9	13,9
0,9	0	32,1	34,1		21,6		16,8
	0,1	32,4	35,5		22,4		17,4
	0,2	37,5	38,4		24,3		18,9
1	0	34,9	38,2	20,0	24,6	16,6	19,3
	0,1	38,2	40,5	20,7	26,0	17,8	20,5
	0,2	41,1	43,9	23,8	28,4	22,0	22,3
1,05	0	37,1	38,9		25,1		19,7
	0,1	39,2	41,7		26,9		21,1
	0,2	41,1	44,7		29,0		22,7
1,1	0	37,8	38,8		24,9		19,4
	0,1	39,1	41,3		26,5		20,5
	0,2	42,6	45,0		29,1		22,7

1,15	0	34,5	37,5		23,5		18,0
	0,1	35,9	39,8		24,8		18,7
	0,2	39,6	43,9		27,9		21,3
1,2	0	30,5	33,7	13,6	19,6	11,6	14,3
	0,1	31,9	37,9	17,9	22,6	11,6	16,6
	0,2	36,3	40,8	19,8	24,6		18,1

Tableau 6 : Récapitulatif des valeurs de vitesse fondamentale de combustion, unité en cm/s

3.6 Conclusions sur les résultats de l'étude des flammes laminaires

Cette étude nous a permis d'investiguer l'influence de l'ajout d'hydrogène et de l'augmentation de pression sur une flamme laminaire prémélangée de méthane et d'air. Les vitesses de combustion laminaires et les longueurs de Markstein ont été obtenues expérimentalement. Ces résultats ont pu être comparés à des résultats numériques obtenus avec le code PREMIX.

Dans un premier temps, nous avons comparé les résultats expérimentaux pour un mélange méthane/air à pression atmosphérique à des résultats issus de la littérature. Nous obtenons un très bon accord.

Nous avons ensuite étudié l'impact de l'ajout d'hydrogène à un mélange méthane/air. L'augmentation du pourcentage d'hydrogène engendre un accroissement de la vitesse fondamentale de combustion. Elle entraîne également une diminution de la sensibilité de la flamme à l'étirement.

L'augmentation de la pression entraîne une diminution de la vitesse fondamentale de combustion et de l'épaisseur caractéristique de flamme.

Nous obtenons un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux calculés, même si les vitesses fondamentales de flamme obtenues expérimentalement surestiment les vitesses calculées. Cependant, les tendances sont correctement reproduites.

Cette étude sur les flammes laminaires, préambule à l'étude turbulente, était essentielle pour pouvoir analyser correctement les phénomènes mis en jeu lors d'une combustion turbulente. La richesse de travail de l'étude turbulente est de 0.6. Cette richesse n'a pas pu être atteinte expérimentalement pour les flammes laminaires, cependant nos travaux en laminaire nous ont permis d'acquérir une bonne confiance concernant les résultats issus de la modélisation. Au

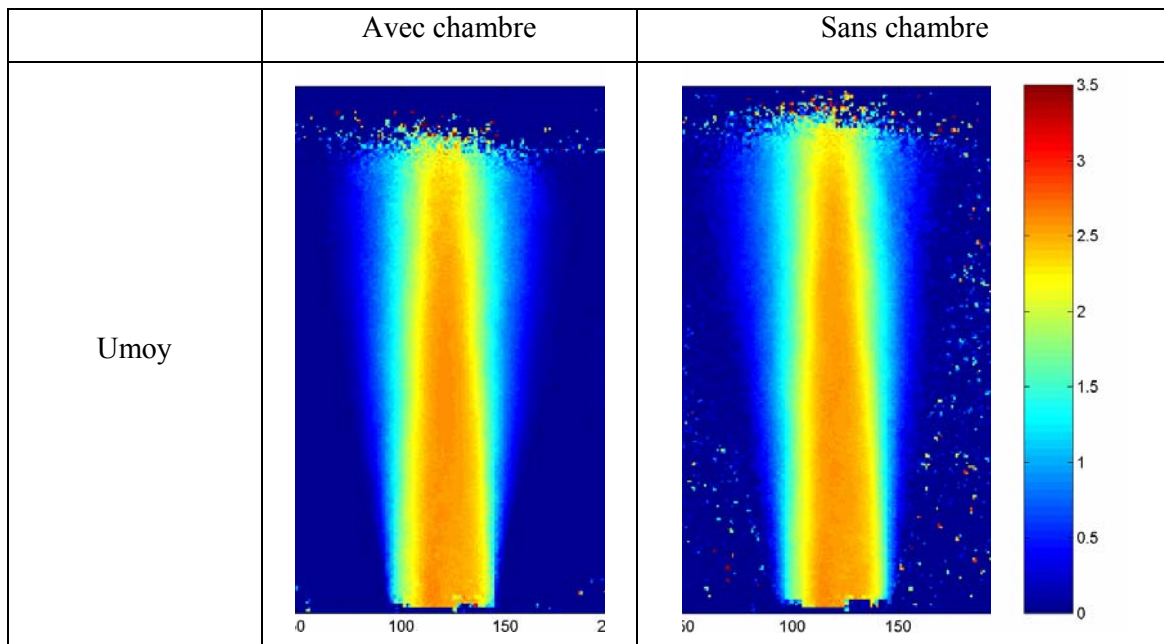
cours de l'étude turbulente, nous utiliserons les grandeurs calculées pour effectuer notre analyse.

4 Etudes préliminaires sur la chambre de combustion haute pression

Il nous est apparu important de caractériser le fonctionnement de la chambre de combustion haute pression et son influence sur le déroulement de la combustion avant d'étudier la combustion.

4.1 Effet de la chambre de combustion sur l'écoulement

Dans un premier temps, nous investiguons l'interaction entre la chambre de combustion et l'écoulement turbulent. Pour cela, nous avons effectué des mesures à l'aide de dispositif de PIV. Les champs moyens des vitesses axiales et radiales sont portés sur la Figure 73.



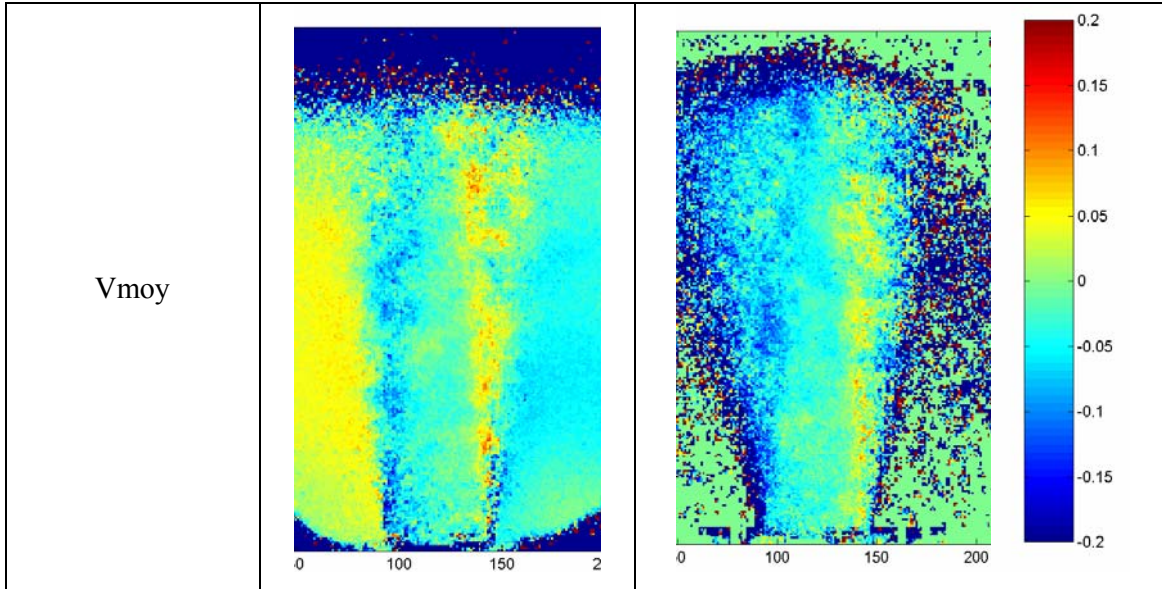


Figure 73 : Champs de vitesse moyens avec et sans chambre (unités en m/s)

On constate que les champs moyens de vitesse axiale sont quasiment identiques. Les champs moyens de vitesse radiale sont également similaires, bien que bruités. Nous traçons sur la Figure 74 les profils axiaux de la vitesse axiale.

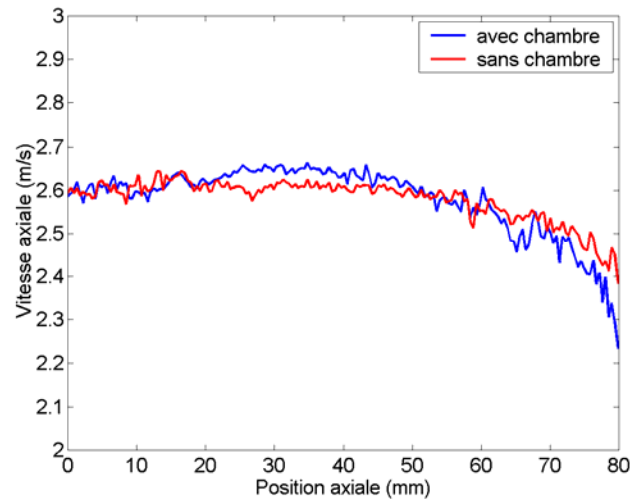


Figure 74 : Profils axiaux de la vitesse axiale avec chambre et sans chambre

Les deux profils sont quasiment confondus. On remarque que les valeurs axiales en sortie du brûleur sont de l'ordre de 2.6 m/s. On obtient des valeurs plus élevées que la vitesse moyenne débitante de 2.1 m/s. Cette différence provient de la forme parabolique du profil radial de vitesse. Nous traçons sur la Figure 75 les profils axiaux de la vitesse radiale avec et sans chambre.

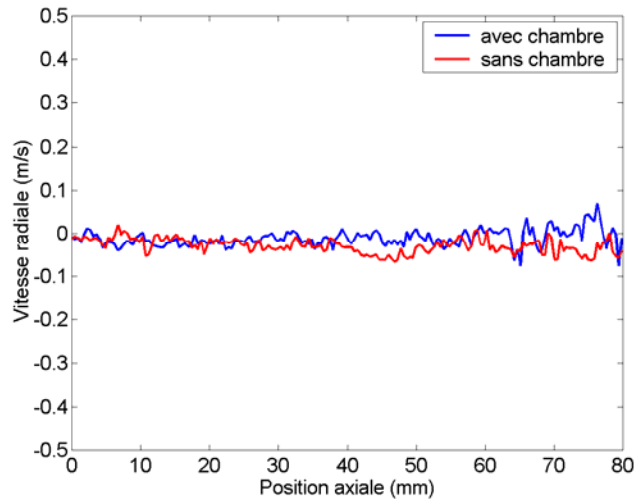


Figure 75 : Profils axiaux de la vitesse radiale avec chambre et sans chambre

On ne constate aucune différence notable entre les cas avec et sans chambre. En conclusion, on peut dire que la chambre de combustion n'a pas d'effet sur l'écoulement moyen.

La chambre de combustion est un volume qui peut s'apparenter à un résonateur d'Helmholtz et donc posséder une fréquence propre de fonctionnement. Nous calculons cette fréquence dans le paragraphe suivant.

4.2 Résonateur de Helmholtz

Ce type de résonateur, connu depuis l'antiquité, est constitué d'un volume et d'un col comme indiqué sur la Figure 76.

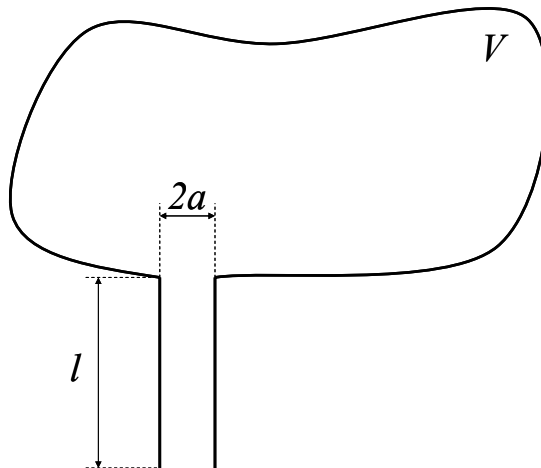


Figure 76 : Schéma d'un résonateur de Helmholtz

La fréquence de résonance d'un tel résonateur est donnée par la relation suivante :

$$f = \frac{ac}{2\sqrt{V\left(\pi l + \frac{16a}{3}\right)}}$$

avec c la célérité du son dans l'air ($c=343$ m/s).

La chambre de combustion, que l'on peut assimiler à un résonateur de Helmholtz, possède les caractéristiques suivantes :

$a = 12.5 \cdot 10^{-3}$ m (diamètre de sortie du brûleur)

$l = 0.23$ m (longueur du tube constituant le brûleur)

$V = 45 \cdot 10^{-3}$ m³ (Volume de la chambre)

Avec ces dimensions, on obtient une fréquence de résonance de la chambre d'environ 12 Hz. Il reste maintenant à voir si cette fréquence de résonance influence l'évolution de la flamme. Pour obtenir des informations sur l'évolution temporelle de la flamme et de l'écoulement, nous avons utilisé un laser cadencé à 1KHz (Quantronix DARWIN PIV) synchronisé avec une caméra Photron APX (1000 images par seconde en 1024*1024 pixels²). Avec ce dispositif, nous échantillonons nos mesures toutes les millisecondes, ce qui est inférieur à l'échelle intégrale de temps (comme on le verra au chapitre suivant).

4.3 Evolution temporelle de l'écoulement

Grâce à la résolution temporelle du système, nous pouvons suivre l'évolution des structures tourbillonnaires de l'écoulement. La Figure 77 représente une image instantanée de l'écoulement réactif ensemencé avec des particules solides.

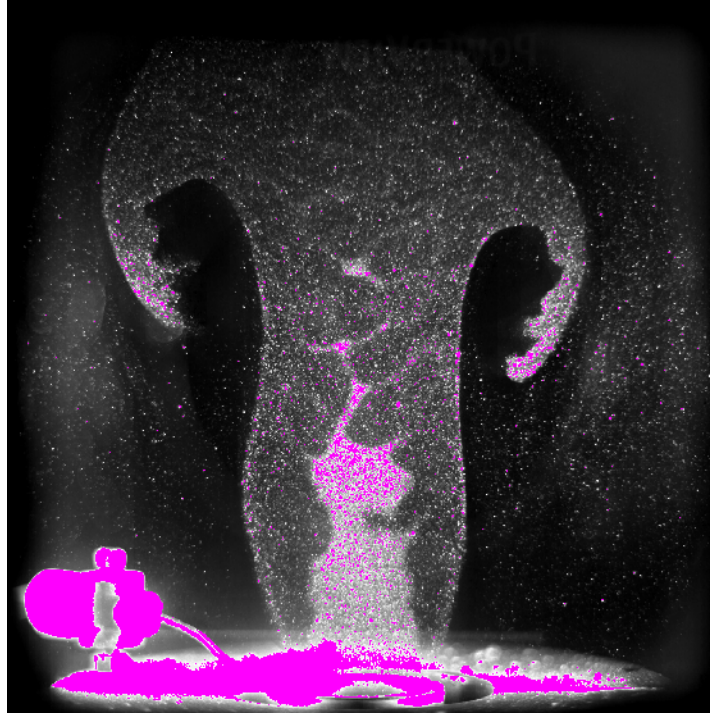


Figure 77 : Image instantanée de l'écoulement réactif ensemené avec des particules solides

Nous pouvons voir sur cette figure les structures tourbillonnaires de l'écoulement. Pour la pression atmosphérique, nous avons observé que la fréquence d'apparition de ces structures tourbillonnaires est d'environ 13 Hz. On retrouve ici une valeur proche de la fréquence de résonance de la chambre de combustion. Reste à savoir si l'on peut lier la fréquence d'apparition des structures tourbillonnaires à la fréquence de résonance de la chambre. Pour cela, il aurait fallu effectuer des expérimentations sans flamme et sans chambre. La disponibilité du matériel haute cadence ne nous a pas permis de réaliser ces expériences. Il peut être également intéressant de rajouter un cylindre à la chambre de combustion pour modifier le volume total de la chambre, et donc changer sa fréquence de résonance (d'après la relation du résonateur de Helmholtz, on devrait obtenir une fréquence de 9 Hz si on place les trois éléments de la chambre). Par manque d'informations, nous n'avons pas pu conclure quant à l'effet de la chambre de combustion sur l'écoulement.

Nous avons étudié l'évolution temporelle de la flamme, en essayant de trouver une fréquence de battement qui pourrait se rapprocher de la fréquence de résonance de la chambre de combustion.

4.4 Evolution temporelle de la hauteur de flamme

Nous avons tracé sur la Figure 78 l'évolution temporelle de la hauteur d'une flamme de richesse 0.6 à pression atmosphérique. Les îlots de gaz frais qui se détachent de la flamme ne sont pas pris en compte dans l'évaluation de la hauteur de la flamme.

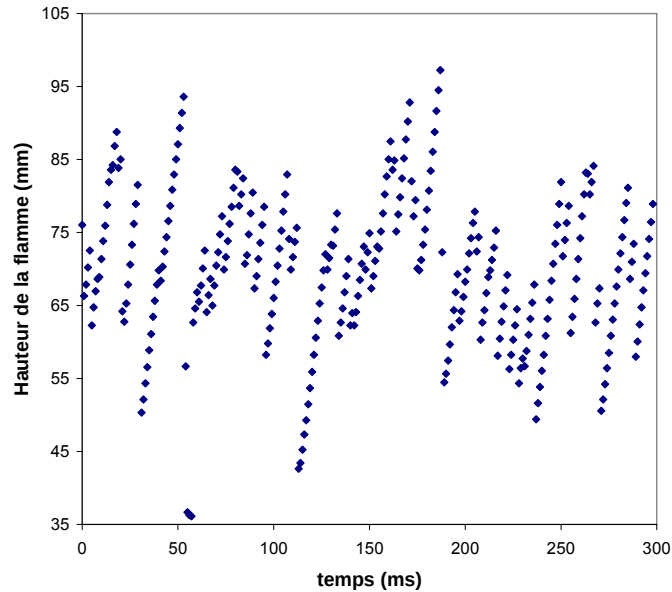


Figure 78 : Evolution temporelle de la hauteur de la flamme sans îlots

On observe sur la Figure 78 des segments de droite parallèles. La fin d'un segment correspond à l'instant critique avant qu'un îlot de gaz frais se détache de la flamme principale et que la hauteur de la flamme diminue fortement. La pente de chaque segment est quasiment identique. A partir de cette pente, on peut obtenir une vitesse de déplacement du haut de la flamme. On obtient une vitesse égale à 2.1 m/s, la vitesse débitante de l'écoulement en sortie du brûleur.

Nous avons essayé de savoir si le détachement des îlots s'effectuait à une fréquence particulière. La FFT du signal présenté sur la Figure 78 ne permet pas de conclure quant à l'effet de la chambre sur le comportement de la flamme.

Nous ne pouvons donc pas conclure sur l'effet de la chambre de combustion sur l'évolution temporelle du front de flamme. L'ensemble des résultats présentés dans la suite du manuscrit a été réalisé à l'aide de laser pulsé à des fréquences différentes de la fréquence de résonance de la chambre (10 ou 15 Hz). De plus, nous nous affranchissons de l'aspect temporel en

effectuant des moyennes sur plus de 500 images. Le confinement de la flamme dans la chambre de combustion n'a donc pas d'influence sur les résultats que nous présentons.

4.5 Refroidissement de la chambre

Il est nécessaire de refroidir la chambre pour éviter toute détérioration du matériel. Le refroidissement est assuré par la circulation d'eau entre les deux parois. Le débit maximum que l'on parvient à faire passer dans la chambre est d'environ 9 l/min. 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 et de favoriser les transferts thermiques. Pour minimiser les pertes de charges, l'alimentation de chaque bloc est réalisée en parallèle. Avec ce système de refroidissement, on peut évacuer jusqu'à 20 KW, ce qui est inférieure à la puissance maximale fournie par la combustion (puissance environ égale à 18kW pour $P=0.9$ MPa et $\phi=0.6$).

4.6 Conclusions

Dans un premier temps, nous avons démontré que le confinement de l'écoulement à l'intérieur de la chambre n'avait aucun effet sur les vitesses axiales et radiales de cet écoulement. De plus, nous n'avons à priori pas trouvé de corrélation entre la fréquence de résonance de la chambre de combustion et les fréquences de battement de la flamme. Des expérimentations supplémentaires sont nécessaires pour répondre complètement à cette question.

5 Etude des champs dynamiques

Après les flammes laminaires, nous portons à présent notre attention sur la dynamique de l'écoulement non réactif et réactif. La caractérisation du champ turbulent avec et sans flamme est indispensable avant de passer à l'étude des flammes turbulentes de prémélange. Nous étudierons successivement l'impact de l'augmentation de pression sur l'écoulement, puis celui de l'enrichissement en hydrogène.

5.1 Effets de la pression sur l'écoulement sans flamme :

5.1.1 Turbulence homogène et isotrope

Les formules permettant d'obtenir les différentes échelles de turbulence à partir de l'intégrale de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse nécessitent que l'on vérifie les hypothèses d'une turbulence homogène et isotrope et d'un écoulement incompressible.

Dans notre étude, les mesures sont bidimensionnelles : l'hypothèse d'isotropie ne peut donc être vérifiée que pour deux dimensions de l'espace. La notation des axes est rappelée sur la Figure 79. La géométrie du brûleur nous autorise à considérer l'écoulement comme axisymétrique (par rapport à l'axe z). Dans ces conditions, la mesure des vitesses fluctuantes suivant deux dimensions (dont celle contenant l'axe z) est suffisante. L'homogénéité de la turbulence peut être vérifiée en déplaçant le volume de mesure dans le plan de l'écoulement (plan Oxz). Les gaz étudiés sont considérés comme incompressibles.

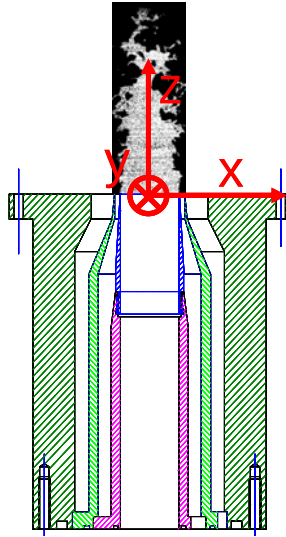
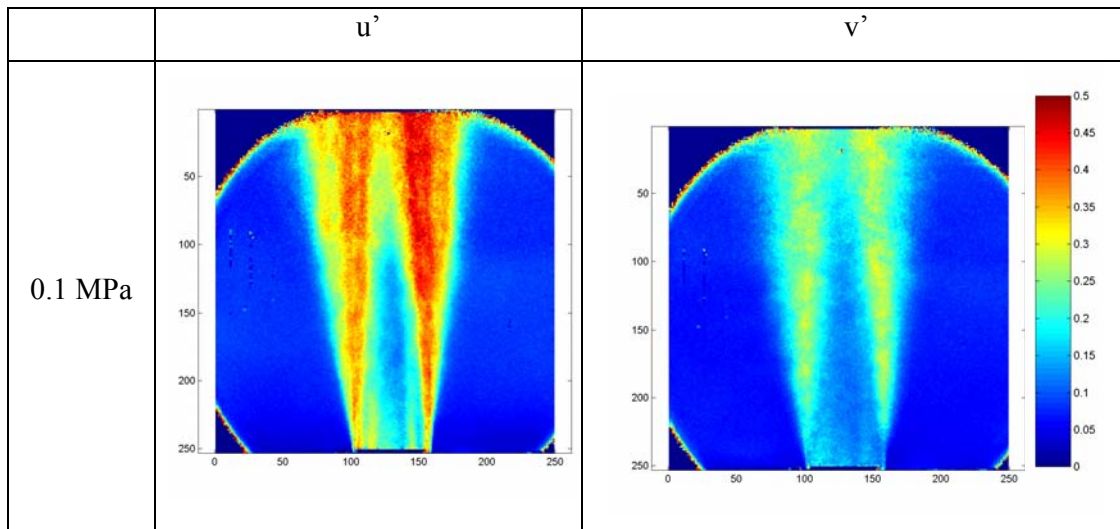


Figure 79 : Repère de l'étude

Pour investiguer l'homogénéité de la turbulence, nous avons dans un premier temps mesuré des champs de vitesse instantanée à l'aide d'un système PIV. Un traitement Matlab nous a ensuite permis de construire un champ moyen pour les vitesses turbulentes u' (suivant l'axe z) et v' (suivant l'axe x). Ces champs de vitesse sont montrés pour les pressions de 0.1, 0.5 et 0.9 MPa sur la Figure 80.



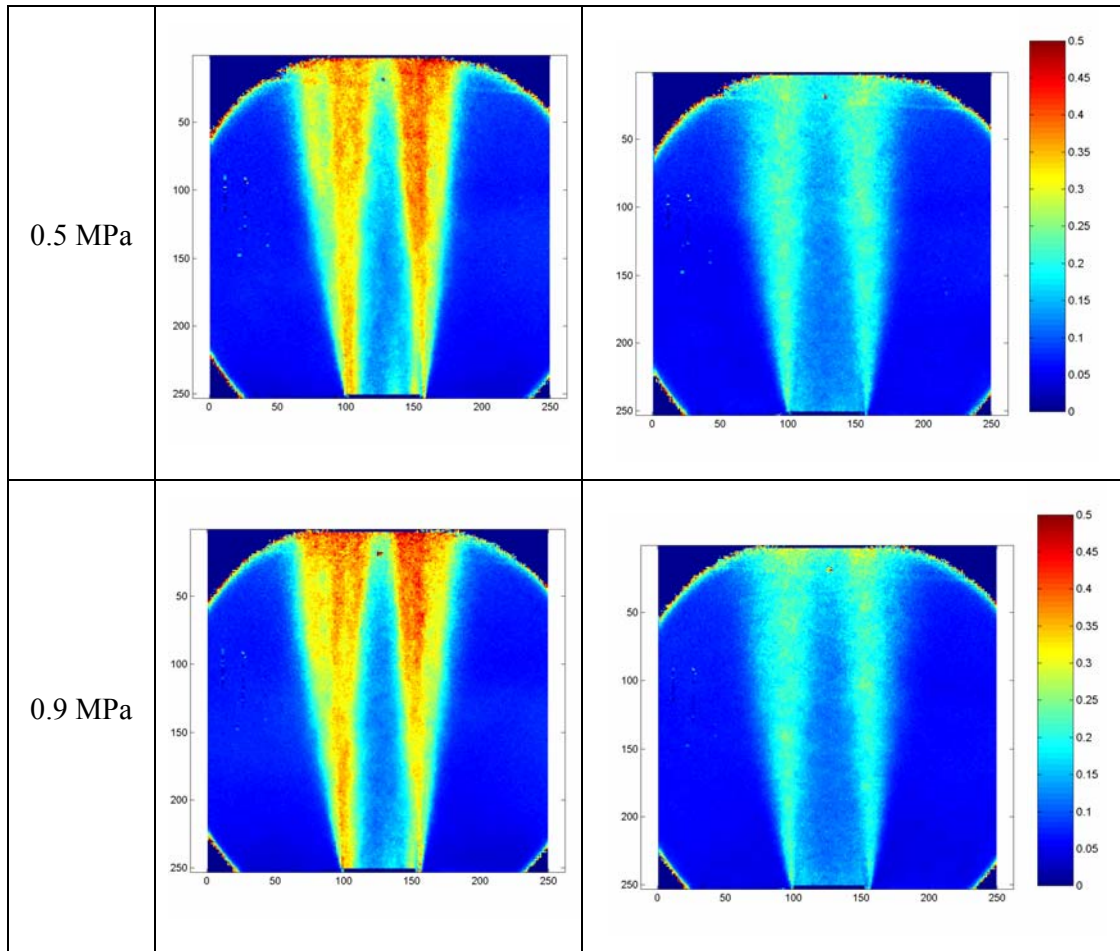


Figure 80 : Cartographies des champs turbulents pour différentes pressions (unités en m/s)

Il ressort de l'ensemble des cartographies que la turbulence est approximativement homogène dans une zone correspondant au cœur potentiel, c'est-à-dire les gaz frais. A l'extérieur du cœur potentiel, la turbulence n'est plus homogène. On constate que plus on monte en pression (et donc plus l'écoulement possède un Reynolds élevé), plus la turbulence est homogène. Ces conclusions sont largement corroborées par les profils de l'évolution axiale des vitesses fluctuantes u' et v' de la Figure 83.

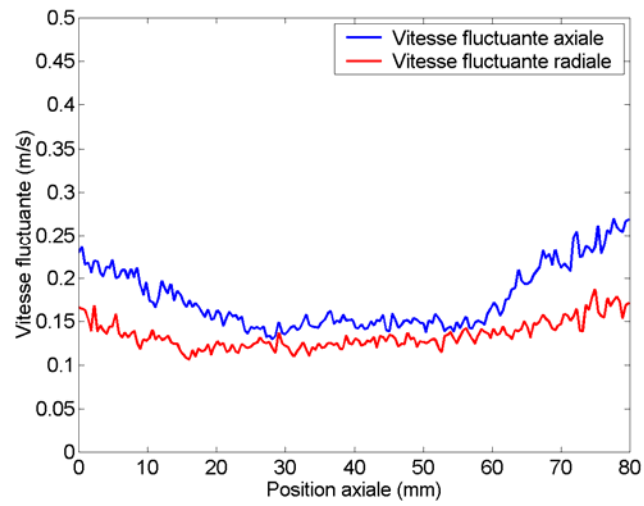


Figure 81 : Evolution axiale des vitesses fluctuantes axiales et radiales, $P=0.1$ MPa

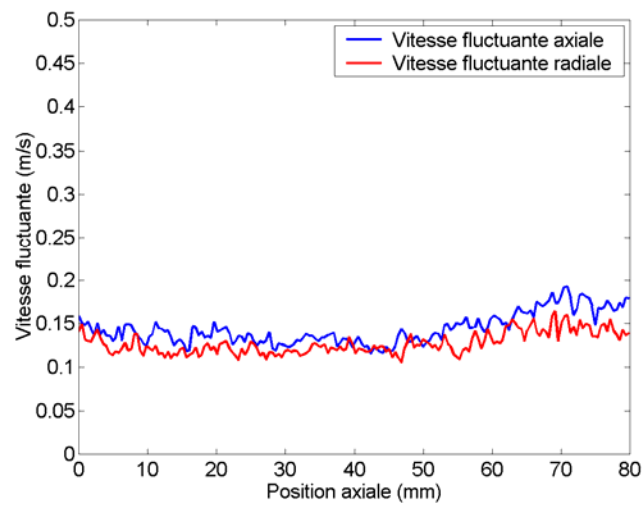


Figure 82 : Evolution axiale des vitesses fluctuantes axiales et radiales, $P=0.5$ MPa

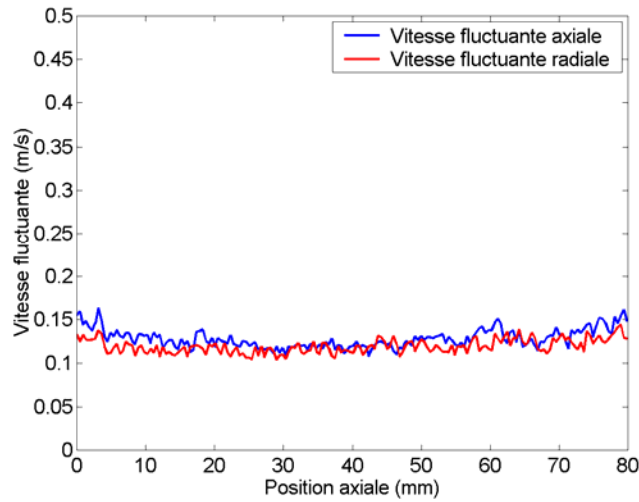


Figure 83 : Evolution axiale des vitesses fluctuantes axiales et radiales, $P=0.9$ MPa

On constate que pour le cas $P=0.1$ MPa, la turbulence peut être considérée comme homogène sur une zone plus restreinte. Par contre, dès que l'on augmente la pression, on obtient une turbulence très homogène.

Nous investiguons l'isotropie de la turbulence sur la Figure 84. Nous traçons l'évolution axiale du rapport v'/u' .

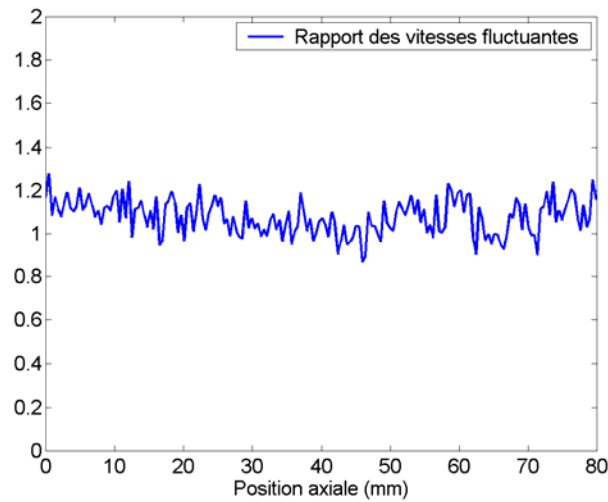


Figure 84 : Evolution axiale du rapport des vitesses fluctuantes radiales et axiales (v'/u'), $P=0.9$ MPa

L'isotropie n'est pas parfaite pour le cas à pression atmosphérique. Par contre, elle est très correcte dès que l'on augmente la pression.

En conclusion, nous considérons la turbulence comme homogène et isotrope à l'intérieur de la zone correspondante au cœur potentiel, et ce quelle que soit la pression. Cette conclusion

corrobore les résultats obtenus par Lachaux [13] avec un dispositif d'anémométrie laser doppler.

La validation des hypothèses d'isotropie et d'homogénéité de la turbulence dans la zone correspondante au cœur potentiel, permet de calculer les échelles de la turbulence à partir de l'intégrale de la fonction d'autocorrélation des vitesses fluctuantes.

5.1.2 Echelles de la turbulence

L'évaluation des échelles de la turbulence pour les différentes pressions a été effectuée au cours de ce travail de thèse à l'aide du dispositif d'anémométrie laser doppler. L'échelle intégrale est obtenue à partir de l'intégration de la courbe d'autocorrélation. Les échelles de Taylor et de Kolmogorov sont ensuite calculées à partir de l'échelle intégrale. Etant donné que les résultats obtenus sont similaires à ceux fournis par Lachaux [13] dans son travail de thèse, nous ne présenterons ici qu'un tableau récapitulatif des grandeurs caractéristiques de la turbulence mesurée à 5 mm au dessus du brûleur. Nous laissons le soin au lecteur de se reporter au travail de Lachaux s'il souhaite connaître les évolutions axiales des échelles de la turbulence.

P MPa	U m/s	u' m/s	Re	L _U mm	T _E ms	Re _t	λ mm	η mm
0.1	2.54	0.17	4130	3.0	1.17	33	1.99	0.21
0.3	2.42	0.19	11800	3.1	1.26	111	1.12	0.09
0.5	2.37	0.18	19300	2.9	1.22	171	0.86	0.06
0.7	2.36	0.18	26300	3.0	1.28	245	0.75	0.05
0.9	2.35	0.18	33800	3.1	1.32	329	0.66	0.04

Tableau 7 : Récapitulatif des caractéristiques de la turbulence à 5 mm en sortie de brûleur sur l'axe à différentes pressions, sans flamme.

Kobayashi et al. [8] ont montré que l'augmentation de la pression engendrait une diminution des échelles de Kolmogorov. Nos résultats indiquent que les échelles intégrales de longueur sont insensibles à la pression, avec une valeur proche de celle de la maille de la grille.

Les expressions des échelles de Taylor et de Kolmogorov sont les suivantes :

$$\lambda^2 = \frac{15\nu u'^2}{\varepsilon}$$

$$\eta^2 = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}$$

Nos mesures montrent que les vitesses fluctuantes sont constantes quelle que soit la pression.

Le taux de dissipation ($\varepsilon = A \frac{u'^3}{L_U}$ avec A constant pour toutes les pressions) fait intervenir

l'échelle intégrale, qui a été trouvée constante. Ce terme est donc constant avec la pression.

La viscosité cinématique s'exprime en fonction de la viscosité dynamique et de la masse volumique :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

La viscosité dynamique est constante dans la gamme de pression considérée. On obtient donc une relation entre les deux échelles et la pression :

$$\lambda \approx P^{-1/2}$$

$$\eta \approx P^{-3/4}$$

Il en résulte que les échelles spatiales de Taylor et de Kolmogorov décroissent respectivement en $P^{-0.5}$ et en $P^{-3/4}$. Ceci s'explique par la diminution de la viscosité cinématique avec la pression.

Il est également possible d'obtenir les échelles de la turbulence à l'aide d'une analyse spectrale. Nous avons effectué cette analyse et nous avons ensuite comparé les résultats obtenus avec ceux issus de l'intégration de la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes.

5.1.3 Spectres d'énergie de la turbulence

Cette étude est réalisée à partir de mesures LDA pour un écoulement sans flamme à pression atmosphérique et à 0.9 MPa. Les mesures sont effectuées 5 mm au dessus du brûleur.

Comme on peut le voir sur la Figure 85, les spectres des deux pressions étudiées sont caractéristiques d'une turbulence isotrope. En effet, ils présentent une zone distincte présentant une pente de $-5/3$. Cette zone est plus restreinte pour le spectre du cas atmosphérique.

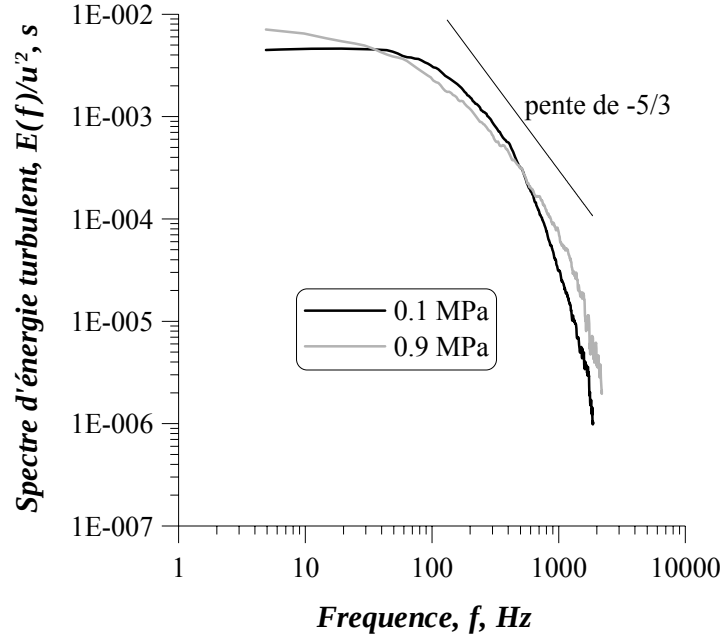


Figure 85 : Effet de la pression sur le spectre d'énergie turbulente.

Le nombre de Reynolds turbulent augmente avec la pression (Tableau 8) ; en conséquence la turbulence est plus développée pour le cas à haute pression.

Les résultats portés dans le Tableau 8 montrent que la pression a un important effet sur l'échelle de longueur de Kolmogorov.

Pression [MPa]	u' [m/s]	L_U [mm]	ν [m ² /s]	Re_T	η [mm]
0.1	0.17	3.0	1.60E-5	33	0.21
0.9	0.18	3.1	1.78E-6	329	0.04

Tableau 8 : Effets de la pression sur les caractéristiques de la turbulence.

L'étude des spectres de dissipation $f^2 E(f)$ permet d'aboutir aux mêmes résultats. Comme on peut le voir sur la Figure 86, le spectre de dissipation pour le cas à 0.9 MPa est décalé vers les hautes fréquences. Cela signifie que les micro échelles de la turbulence sont plus petites pour des pressions plus élevées.

D'après la définition $\frac{I}{\lambda^2} = \frac{2 \cdot \pi^2}{U_{mean}^2 \cdot u'^2} \int_0^\infty f^2 \cdot E(f) \cdot df$ [28], l'échelle de longueur de Taylor est

inversement proportionnelle à l'intégrale du spectre de dissipation. Le Tableau 8 nous

renseigne sur le fait que u' ne varie pas lorsque l'on modifie la pression. Il en résulte que l'échelle de longueur de Taylor diminue lorsque la pression augmente de 0.1 à 0.9 MPa.

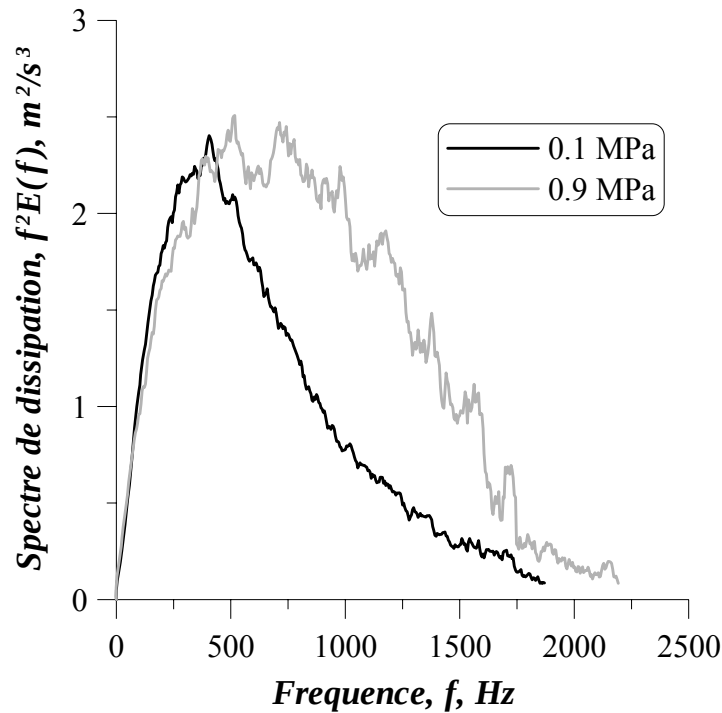


Figure 86 : Effets de la pression sur les spectres de dissipation.

5.1.4 Comparaison des résultats issus de l'analyse spectrale et des courbes d'autocorrélation

Nous obtenons des valeurs d'échelle de longueur de Taylor à la fois avec l'analyse spectrale ($\lambda_{\text{spectrum}}$) et également à partir des courbes d'autocorrélation des vitesses fluctuantes et des hypothèses de turbulence isotrope et homogène (λ_{auto}). Les mesures de vitesse sont effectuées verticalement, dans l'axe du centre du brûleur. Nous pouvons voir sur la Figure 87 que les deux méthodes donnent des résultats similaires jusqu'à une hauteur de 50 mm. Cette hauteur correspond approximativement au cœur potentiel de l'écoulement. Le cœur potentiel est la zone entre la sortie du brûleur et l'endroit où la vitesse commence à décroître. Au-delà de cette hauteur, les deux courbes divergent. L'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope n'est pas applicable en dehors du cœur potentiel. La détermination de λ_{auto} est donc erronée en dehors de cette zone. Lorsque l'écoulement est isotrope et homogène, la fonction de densité de probabilité (PDF) des fluctuations de vitesse peut être approximée par une gaussienne

[124]. La distribution gaussienne est symétrique par rapport à sa valeur moyenne (dissymétrie égale à 0) et a un coefficient d'aplatissement de l'ordre de 2.9 – 3.

Les valeurs obtenues par les deux méthodes à 5 mm au dessus du brûleur sont de l'ordre de 2.2. Elles peuvent comparées à la valeur de 1.99 portées dans le Tableau 7, qui avait été obtenue avec la méthode d'autocorrélation. On observe une légère variation des résultats d'environ 10%. Cette précision est correcte étant donnée la complexité de la méthodologie utilisée.

Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement, calculés le long de l'axe du brûleur, sont reportés sur les Figure 87 et Figure 88 respectivement. Il apparaît que la déviation entre les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement et les coefficients d'une courbe gaussienne débutent approximativement à la fin du cœur potentiel.

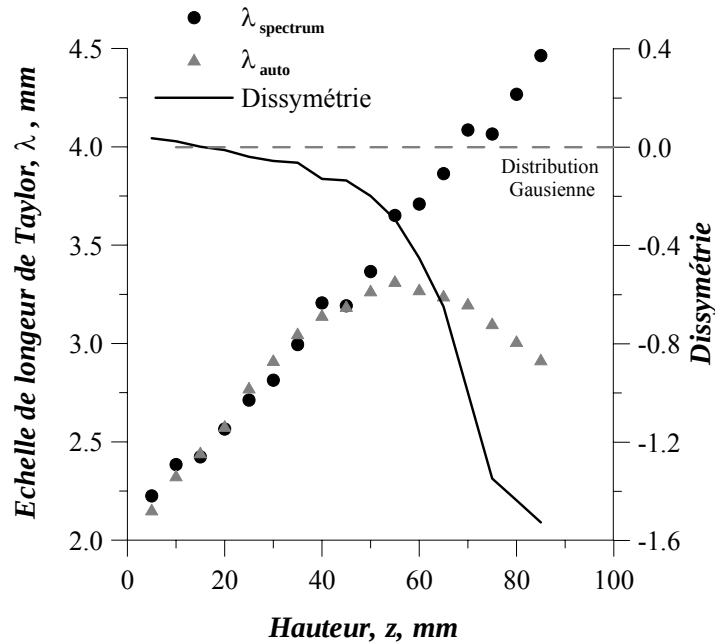


Figure 87 : Comparaison des échelles de longueur de Taylor le long de l'axe du brûleur. Coefficient de dissymétrie le long de l'axe. $P=0.1\text{MPa}$

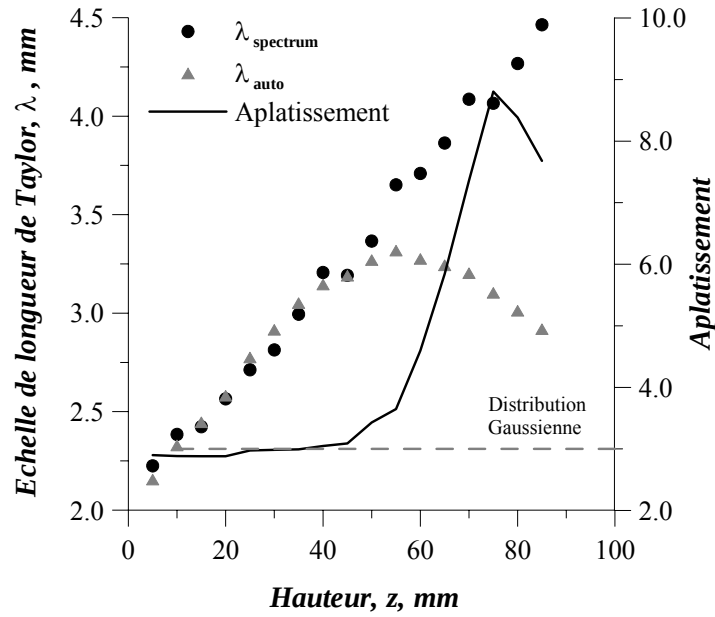


Figure 88 : Comparaison des échelles de longueur de Taylor le long de l'axe du brûleur. Coefficient d'aplatissement le long de l'axe.

La Figure 89 et la Figure 90 montrent les différences entre la PDF de vitesse turbulente calculée et la distribution gaussienne ajustée. Lorsque l'on se trouve à l'intérieur du cœur potentiel (Figure 89) les résultats expérimentaux sont correctement approximés par la gaussienne. Cependant, lorsque l'on s'éloigne du brûleur (Figure 90) la distribution ne peut plus être considérée comme gaussienne et donc les hypothèses de turbulence homogène et isotrope ne sont plus applicables.

Les relations classiques appliquées dans le cadre d'une turbulence homogène et isotrope afin d'obtenir les échelles de Taylor et de Kolmogorov peuvent être appliquées uniquement dans la zone de cœur potentiel, c'est-à-dire dans les gaz frais.

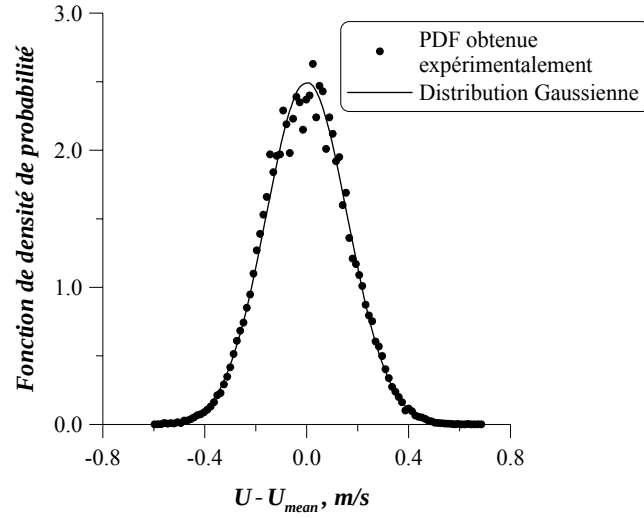


Figure 89 : Comparaison entre la pdf de vitesse turbulente et la distribution gaussienne à l'intérieur du coeur potentiel ($z = 5$ mm).

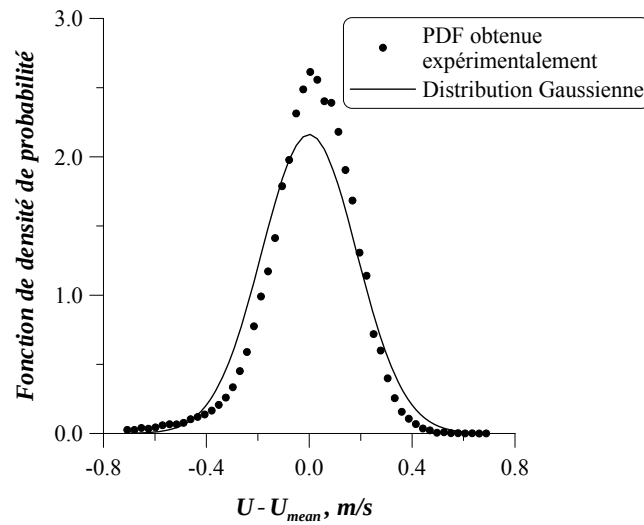


Figure 90 : Comparaison entre la pdf de vitesse turbulente et la distribution gaussienne à l'intérieur du coeur potentiel ($z = 75$ mm).

z [mm]	U_{mean} [m/s]	u' [m/s]	Skewness	Flatness
5	2.66	0.16	0.04	2.90
75	2.55	0.19	-1.35	8.80

Tableau 9 : Valeurs utilisées pour obtenir les distributions gaussiennes de la Figure 89 et de la Figure 90

5.2 Essais avec flamme : Influence de l'ajout d'hydrogène

5.2.1 Mesures de la variable d'avancement

Parallèlement aux mesures LDA, nous utilisons un photomultiplicateur focalisé sur le volume de mesure et qui nous permet de connaître localement le degré d'avancement moyen de la réaction. A titre d'exemple, nous avons tracé sur la Figure 91 l'évolution de la variable d'avancement de la réaction le long de l'axe du brûleur pour une pression atmosphérique et pour différents pourcentages d'hydrogène.

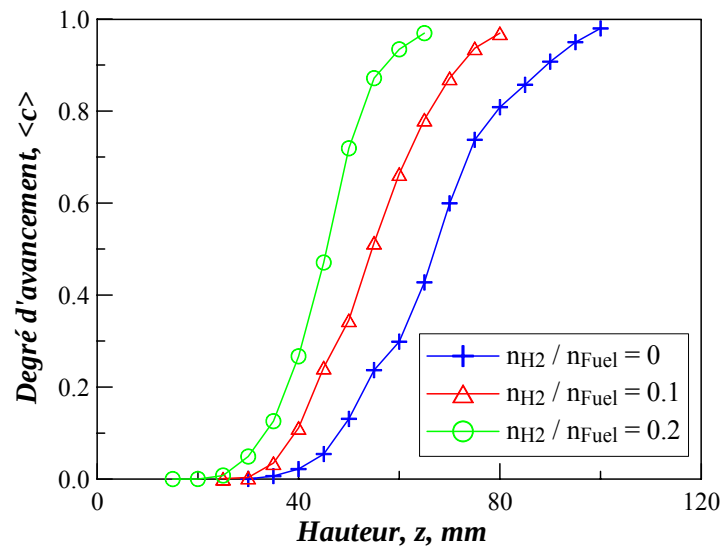


Figure 91 : Variable d'avancement de la réaction à pression atmosphérique pour différents cas d'enrichissement en hydrogène.

Nous constatons une diminution de la taille moyenne de la flamme lorsque l'on ajoute de l'hydrogène.

5.2.2 Mesures des vitesses moyennes et fluctuantes

Les vitesses moyennes axiales et radiales obtenues par PIV non conditionnelle pour les différents cas d'enrichissement en hydrogène sont représentées dans le Figure 92.

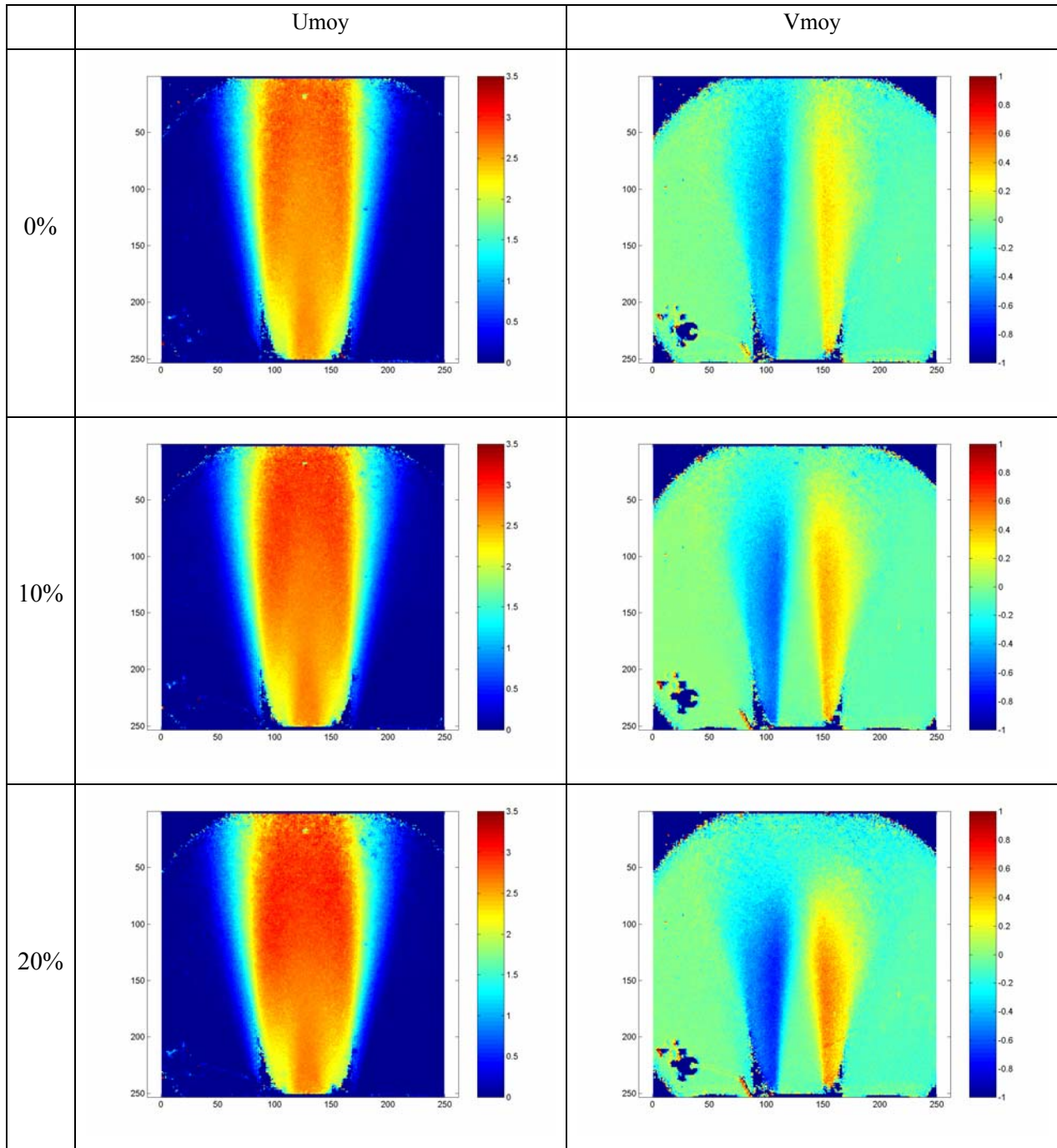


Figure 92 : Vitesses moyennes axiales et radiales avec flamme (unité en m/s)

La présence de la flamme modifie l'écoulement. Les cartographies des vitesses radiales présentent des augmentations. Ces évolutions sont directement liées à l'augmentation de l'expansion thermique. Les vitesses radiales sont symétriquement positives et négatives par rapport à l'axe du brûleur, du fait du choix arbitraire de l'orientation des axes du repère.

Nous évaluons à présent la vitesse axiale moyenne de l'écoulement à l'aide du diagnostic

LDA. Ces mesures sont effectuées le long de l'axe du brûleur. Sur la Figure 93, nous avons représenté les profils de vitesse axiale des cas avec et sans flamme pour la pression atmosphérique et pour $P=0.9$ MPa. Les profils de vitesse axiale (U_{moy}) sont normalisés par la valeur de la vitesse à 5 mm au dessus du brûleur ($U_{z=5\text{mm}}$). On constate qu'il y a des différences notables entre les cas avec et sans flamme, quelle que soit la pression. L'augmentation de la vitesse des cas avec flamme est due à l'expansion thermique.

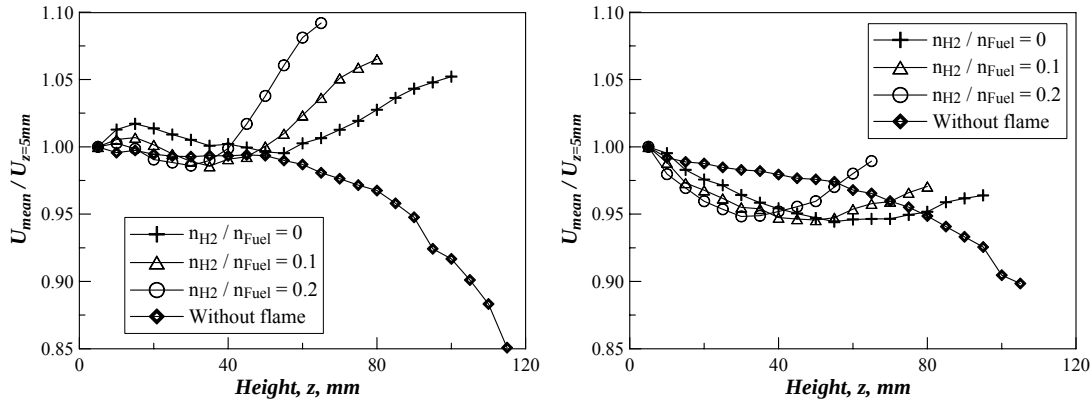


Figure 93 : Profils de vitesse axiale suivant l'axe du brûleur pour 2 pressions ;

$P = 0.1$ MPa (à gauche) et $P = 0.9$ MPa (à droite).

Pour les mesures LDA, l'ensemencement est conditionnel (les particules d'huile d'olive s'évaporent au niveau du front de flamme et ne sont donc pas présentes dans les gaz brûlés).

Sur la Figure 94 sont représentées les évolutions des vitesses axiales normalisées en fonction de la variable d'avancement de la réaction.

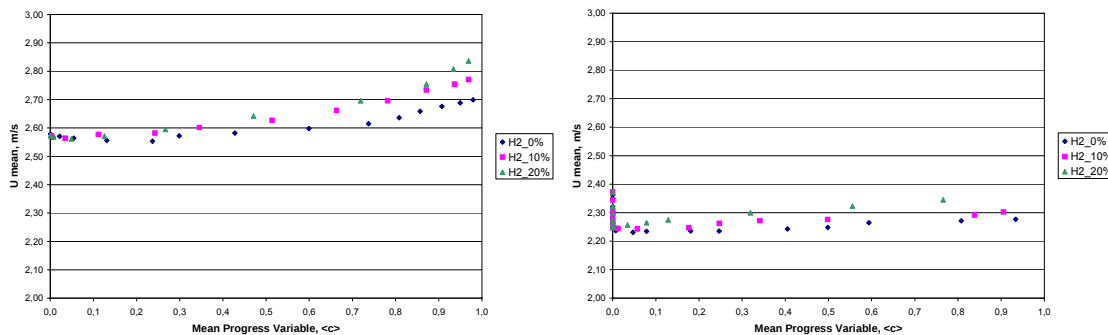


Figure 94 : Profils de vitesse axiale en fonction des iso-c pour 2 pressions: $P = 0.1$ MPa (à gauche) et $P = 0.9$ MPa (à droite).

Dans un premier temps, on constate une diminution de la vitesse axiale moyenne lorsque l'on augmente la pression. Comme on l'a montré au Chapitre 5.1.1, plus la pression est élevée,

plus la turbulence est homogène et isotrope. Le profil de vitesse en sortie du brûleur est donc modifié comme indiqué sur la Figure 95.

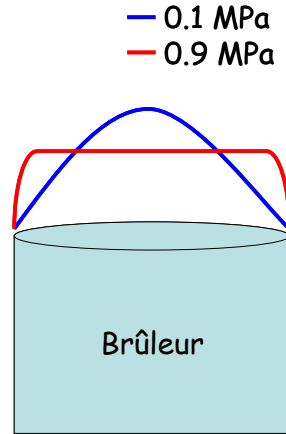


Figure 95 : Illustration de l'évolution du profil de vitesse en fonction de la pression

On observe sur la Figure 94 une très légère augmentation (moins de 10%) de la vitesse lorsque l'on ajoute de l'hydrogène pour les deux pressions investiguées. Cette tendance peut s'expliquer par le fait que les mélanges hydrogénés possèdent une température adiabatique de flamme légèrement plus importante. Les températures adiabatiques de flamme de différents mélanges sont portées dans le Tableau 10. Ces résultats sont obtenus à l'aide du code PREMIX.

% H ₂	pressure [MPa]	T _{ad} [K]	S _L [m/s]	δ _{L(Zeldovich)} [mm]
0	0.1	1665.4	0.112	0.200
10	0.1	1670.0	0.121	0.190
20	0.1	1675.7	0.132	0.178
0	0.5	1665.8	0.041	0.108
10	0.5	1670.5	0.044	0.103
20	0.5	1676.3	0.048	0.097
0	0.9	1665.9	0.029	0.085
10	0.9	1670.7	0.031	0.082
20	0.9	1676.6	0.033	0.078

Tableau 10 : Caractéristiques des flammes laminares pour une richesse $\phi = 0.6$.

Sur la Figure 96 sont représentées les évolutions axiales des fluctuations de vitesse non normalisées et normalisées par la vitesse axiale pour la pression atmosphérique.

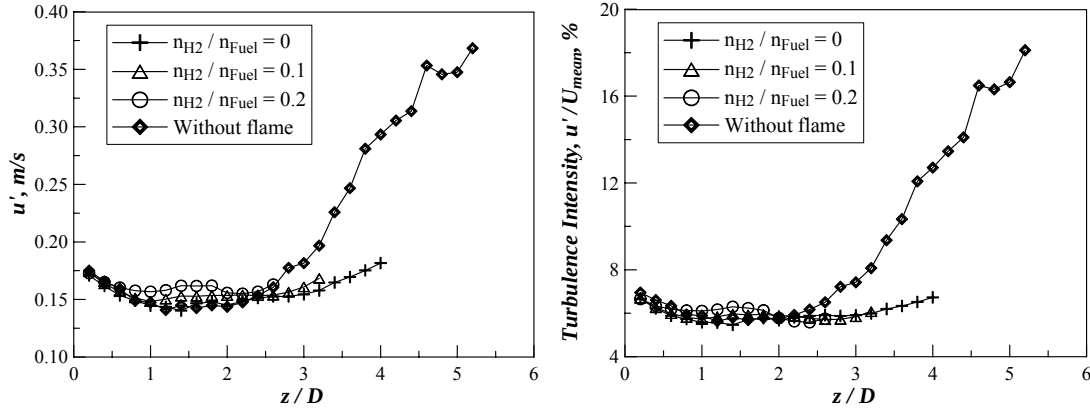


Figure 96 : Evolutions de u' et de u'/U_{mean} le long de l'axe du brûleur, $P = 0.1$ MPa

On observe que les courbes correspondant aux trois mélanges sont presque confondues. La nature du mélange n'a que très peu d'influence sur l'évolution axiale des vitesses fluctuantes. Il est intéressant de noter que ces évolutions sont constantes jusqu'à la fin du cœur potentiel. Ensuite, les informations obtenues pour les cas avec flamme ne sont plus significatives de l'écoulement. De plus, l'intensité de turbulence (u'/U) étant inférieure à 8% pour tous les cas avec flammes, l'hypothèse de Taylor peut être utilisée pour le calcul des échelles de turbulence.

5.2.3 Les échelles de la turbulence

L'intégration des courbes d'autocorrélation des vitesses fluctuantes permet d'obtenir l'échelle intégrale eulérienne de temps (T_E). Ce travail est effectué pour chaque cas d'étude, pour chaque position le long de l'axe. Nous travaillons avec des particules d'huile. L'information obtenue sur les vitesses caractérise uniquement l'écoulement des gaz frais. Le battement de flamme engendre des passages du volume de mesure dans les gaz brûlés, ce qui a pour conséquence d'augmenter le bruit de la courbe d'autocorrélation.

L'ajout d'hydrogène entraîne une modification de la hauteur de la flamme. Il est donc nécessaire d'étudier les évolutions des échelles en fonction de la variable d'avancement de la réaction et non pas de la distance au brûleur. Grâce à cette technique, nous sommes en mesure de comparer les valeurs des échelles de la turbulence pour des positions identiques relativement à la flamme. De plus, pour compenser les effets aérodynamiques, nous adimensionnons la valeur de l'échelle de la turbulence par la valeur obtenue pour l'écoulement non réactif à la même position. Nous avons représenté sur la Figure 97 les évolutions de ces échelles intégrales modifiées pour $P = 0.1$ et 0.9 MPa.

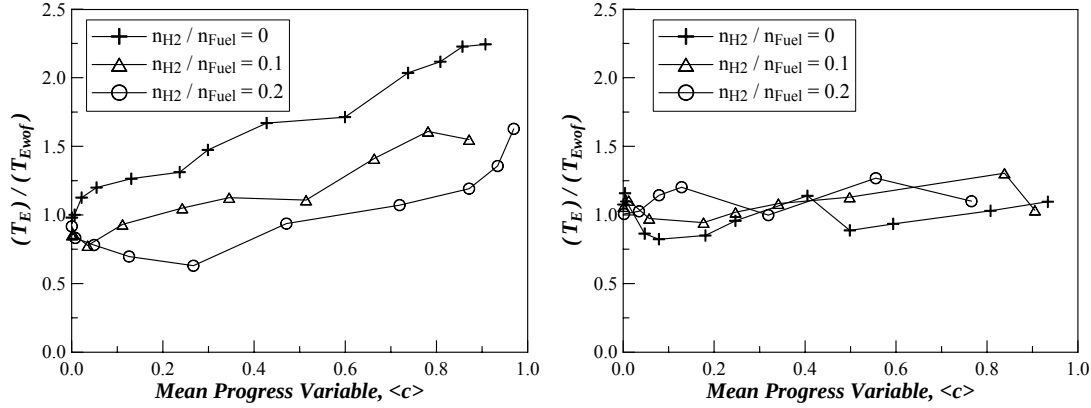


Figure 97 : Evolutions de l'échelle intégrale eulérienne de temps adimensionnée par la valeur obtenue pour l'écoulement non réactif en fonction de la variable d'avancement de la réaction.

P = 0.1 MPa à gauche et P = 0.9 MPa à droite.

Jusqu'à une pression de 0.3 MPa, l'échelle intégrale eulérienne de temps modifiée diminue lorsque l'on ajoute de l'hydrogène au mélange. Par contre, pour des pressions plus élevées, les différences sont très faibles. Ces évolutions sont liées à celles de la vitesse axiale. Nous avons constaté sur la Figure 94 une légère augmentation de la vitesse lorsque l'on ajoute de l'hydrogène, principalement à 0.1 MPa. La vitesse axiale étant plus élevée, les structures turbulentes sont convectées plus rapidement. Si l'on considère un point de mesure fixe dans le temps, le passage d'une structure tourbillonnaire va se faire plus vite, ce qui a pour incidence de diminuer le temps durant lequel la corrélation entre les fluctuations de vitesse est élevé. Gagnepain [5] avait également observé une diminution de l'échelle intégrale de temps en augmentant la vitesse débitante d'un écoulement sans flamme.

%H ₂	P [MPa]	u' [m/s]	v' [m/s]	u'/S _L	L _U [mm]	λ [mm]	η [mm]	η/δ _L	Re _τ	Da	Ka
0	0.1	0.15	0.12	1.32	6.69	3.37	0.318	1.59	58	25.2	0.302
10	0.1	0.15	0.14	1.26	4.30	2.70	0.278	1.46	37	17.3	0.326
20	0.1	0.16	0.14	1.20	3.51	2.37	0.258	1.45	32	16.4	0.348
0	0.5	0.18	0.14	4.36	7.37	4.56	0.084	0.78	393	15.6	1.27
10	0.5	0.18	0.14	4.07	6.97	4.44	0.083	0.81	368	16.6	1.16
20	0.5	0.19	0.17	3.92	6.84	4.28	0.080	0.82	379	17.9	1.09
0	0.9	0.16	0.11	5.32	5.77	3.19	0.056	0.66	478	12.7	1.72
10	0.9	0.15	0.12	4.92	5.45	3.21	0.057	0.69	438	13.6	1.54
20	0.9	0.16	0.14	4.85	5.66	3.18	0.055	0.70	479	14.9	1.47

Tableau 11 : Effets de la pression et de l'ajout d'hydrogène sur les caractéristiques de la turbulence, <c>=0.05.

Nous synthétisons dans le Tableau 11 l'ensemble des résultats obtenus par mesure de LDA sur des écoulements réactifs.

L'ajout d'hydrogène à un mélange méthane/air n'a pas d'effet sur les vitesses turbulentes. Par contre, il engendre une diminution des différentes échelles de longueurs. On observe également une diminution du nombre de Reynolds turbulent et du nombre de Karlovitz ainsi qu'une augmentation du nombre de Damköhler. Ces évolutions sont principalement dues aux augmentations de l'échelle intégrale de temps et de la vitesse de combustion laminaire.

5.2.4 Spectres de l'énergie

Les spectres d'énergie pour des écoulements réactifs et non réactifs pour une pression atmosphérique sont comparés. La fréquence d'acquisition du système LDV est d'environ 5000 particules par seconde.

Les spectres d'énergie d'écoulement réactionnel et non réactionnel à pression atmosphérique sont représentés sur la Figure 98 ($z = 15$ mm) et sur la Figure 99 ($z = 50$ mm).

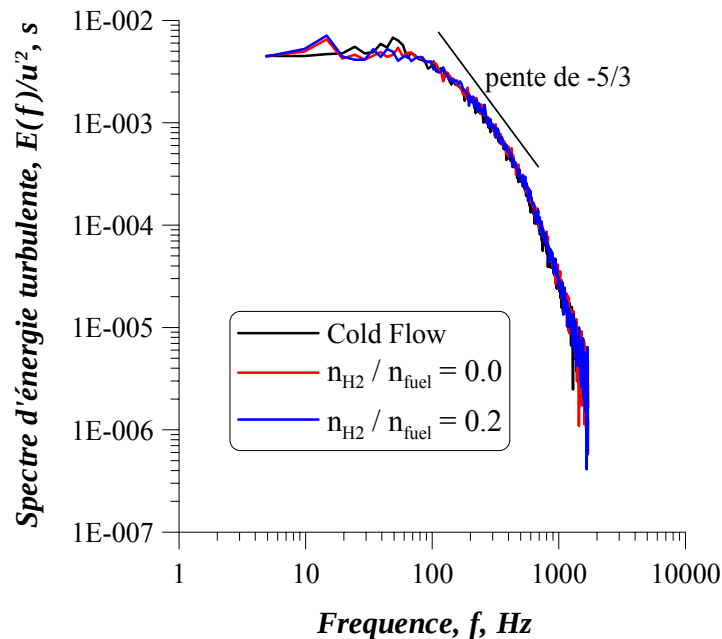


Figure 98 : Spectres d'énergie pour des écoulements réactionnels et non réactionnels, $z = 15$ mm.

Lorsque l'on se place à proximité de la sortie du brûleur (Figure 98), peu de changements sont observés. Cette absence de différences s'explique par le fait que ces spectres sont obtenus à

partir de mesures de vitesse conditionnelle dans des gaz frais (ou très légèrement préchauffés).

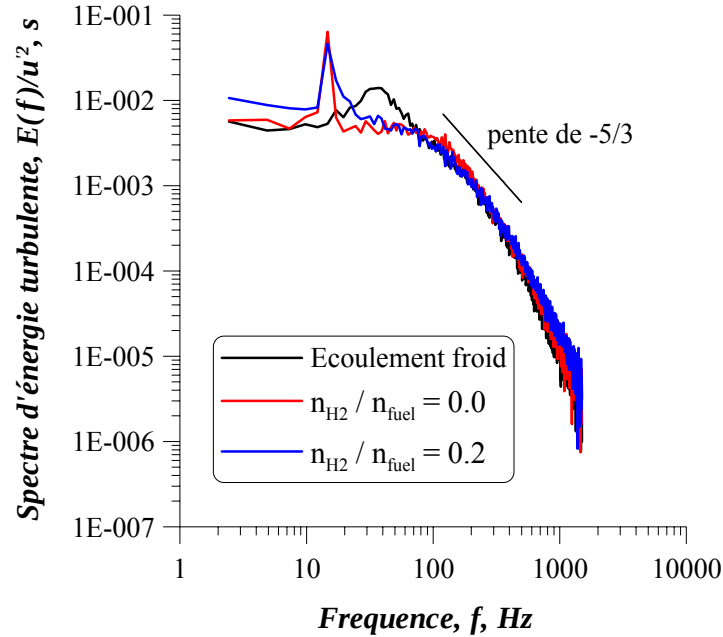


Figure 99 : Spectres d'énergie pour des écoulements réactionnels et non réactionnels, $z = 50$ mm.

Par contre, lorsque l'on s'éloigne du brûleur (Figure 99), quelques différences apparaissent. Un pic aux alentours de 16 Hz est présent pour les cas avec flamme, alors qu'il n'existe pas pour l'écoulement non réactionnel. La présence de ce pic peut être reliée à l'apparition de larges tourbillons induits entre les gaz chauds et l'air froid ambiant. Cette fréquence correspond à la fréquence de battement d'une flamme laminaire [125].

Les spectres de dissipation de l'écoulement non réactionnel et de l'écoulement réactionnel ($\alpha = 0.2$) sont représentés sur la Figure 100. La mesure est effectuée 50 mm au dessus du brûleur.

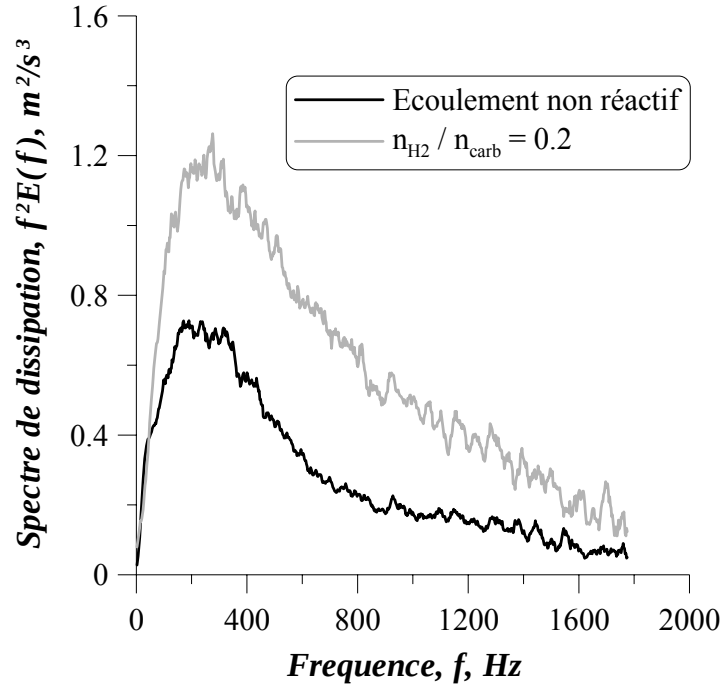


Figure 100 : Spectres de dissipation pour des écoulements avec et sans flamme, $P = 0.1$ MPa, $z = 50$ mm.

L'aire sous chaque courbe étant proportionnelle à l'inverse de l'échelle de longueur de Taylor, λ devrait largement diminuer lorsque l'on brûle le mélange. Cependant, en regardant les valeurs regroupées dans le Tableau 12 on s'aperçoit que la diminution de λ entre l'écoulement réactif et non réactif est très faible. Cette faible diminution s'explique par l'augmentation de la vitesse axiale moyenne de l'écoulement et par l'augmentation de la vitesse fluctuante (pour $z = 50$ mm). L'augmentation de la vitesse moyenne de l'écoulement est causée par l'expansion thermique.

	z [mm]	U_{mean} [m/s]	u' [m/s]	λ [mm]	$\langle c \rangle$	ν [m ² /s]
Cold Flow	15	2.63	0.14	2.4	-	1.6E-5
$n_{\text{H}_2} / n_{\text{fuel}} = 0.2$	15	2.75	0.14	2.4	0.0	1.6E-5
Cold Flow	50	2.61	0.13	3.3	-	1.6E-5
$n_{\text{H}_2} / n_{\text{fuel}} = 0.2$	50	2.83	0.17	3.1	0.4	2.4E-5

Tableau 12: Comparaison de valeurs caractéristiques de l'écoulement

Les valeurs de viscosité cinématique portées dans le Tableau 12 sont évaluées à partir de la composition des réactifs et de leur température. Leur température est obtenue à partir des mesures de la variable d'avancement de la réaction [126] effectuées par le photomultiplicateur. Les valeurs de viscosité cinématique varient très légèrement entre le cas avec et sans combustion. C'est ce qui explique les faibles différences observées pour les spectres d'énergie de la turbulence.

5.3 Conclusions

Cette étude, réalisée à l'aide des dispositifs de PIV et de LDA, nous a permis de caractériser les écoulements réactifs et non réactifs.

Dans un premier temps, nous avons investigué l'impact de l'augmentation de pression sur la turbulence d'un écoulement non réactif. Il en ressort que plus la pression est élevée, plus la turbulence générée par la grille peut être considérée comme homogène et isotrope. Cependant, il reste tout à fait correct de considérer la turbulence homogène et isotrope à l'intérieur de la zone correspondante au cœur potentiel pour l'ensemble des pressions étudiées. Une fois ces hypothèses validées, nous avons évalué les différentes échelles de la turbulence à partir de l'intégration de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse. L'augmentation de la pression n'a pas d'effet sur l'échelle intégrale, mais diminue les échelles de Taylor et de Kolmogorov. Une analyse spectrale nous a permis d'obtenir des informations cohérentes avec celles déduites de l'intégration des courbes d'autocorrélation, tout en montrant les limites de cette dernière méthode dès que l'on ne se situe plus dans le cœur potentiel.

Nous avons ensuite étudié l'influence de l'ajout d'hydrogène sur l'écoulement réactif. Les champs moyens de vitesse présentent une augmentation de la vitesse radiale, due à l'accroissement de l'expansion thermique. Les profils axiaux de la vitesse axiale montrent également une légère augmentation. Les profils axiaux des vitesses fluctuantes restent identiques, quel que soit l'enrichissement en hydrogène. Les nombres de Damköhler et de Karlovitz sont modifiés : le premier diminue et le deuxième augmente. Enfin, l'analyse spectrale ne permet pas de faire apparaître des différences notables pour les mélanges étudiés.

6 Etude de la structure macroscopique de la flamme

6.1 Brefs rappels sur l'impact de l'augmentation de pression sur une flamme CH_4/Air

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont issus de la thèse de Lachaux [13]. Lorsque la pression augmente, la hauteur de la flamme augmente légèrement. Le front de flamme devient de plus en plus plissé comme on peut le voir sur la Figure 101.

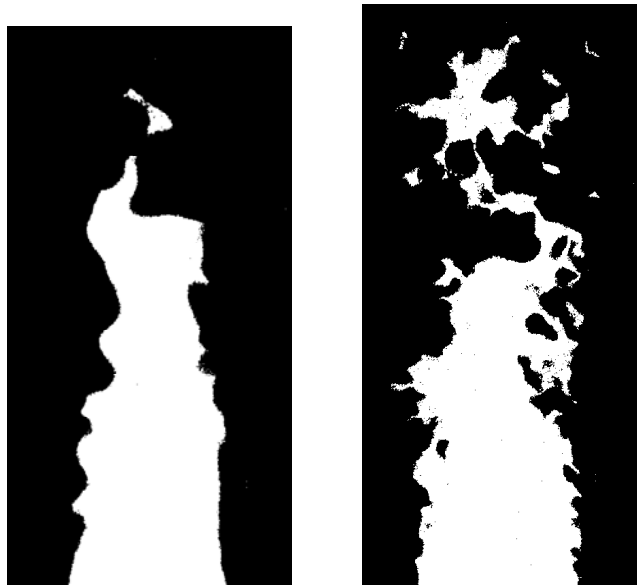


Figure 101 : Images binarisées pour deux pressions différentes : 0.1 MPa à gauche et 0.9 MPa à droite

Nous avons porté les PDF de courbure sur la Figure 102. On constate un élargissement de la distribution vers les petites structures lorsque la pression augmente. Le front de flamme est plus plissé. Le rayon de courbure moyen des structures du front diminue. Ceci implique une augmentation de la surface globale de la flamme.

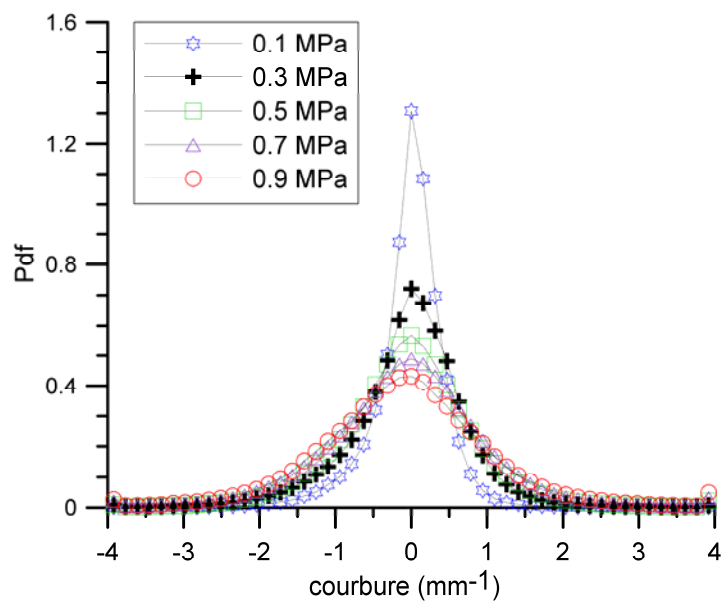


Figure 102 : PDF des courbures en fonction de la pression

La densité de surface de flamme augmente avec la pression (Figure 103), et son maximum évolue linéairement avec la pression (Figure 104).

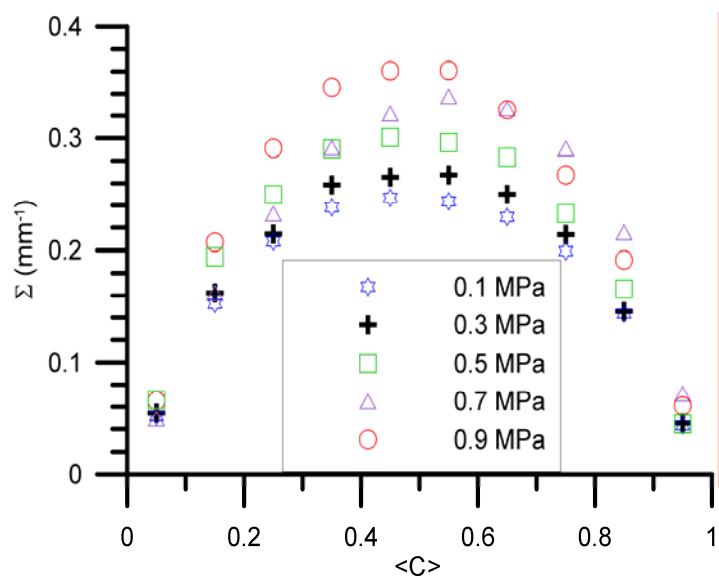


Figure 103 : Evolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions.

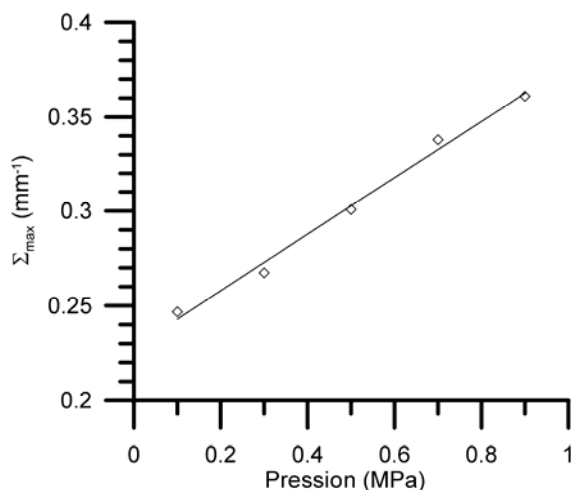


Figure 104 : Variation de $\Sigma_{\max}$ avec la pression

La pression a donc un effet important sur la structure de la flamme.

6.2 Impact de l'ajout d'hydrogène

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de l'influence de l'ajout d'hydrogène sur la structure de la flamme. Plusieurs caractéristiques de la flamme sont étudiées : la hauteur et l'épaisseur turbulente, la courbure du front de flamme, la densité de surface de flamme, ainsi que l'intensité de combustion.

6.2.1 Hauteur de flamme et épaisseurs caractéristiques

Dans un premier temps, nous investiguons la structure générale de la flamme. Sur la Figure 105, nous avons représenté 3 images binarisées de flamme pour les 3 mélanges ($\alpha=0$, $\alpha=0.1$ et $\alpha=0.2$) et pour une pression atmosphérique.

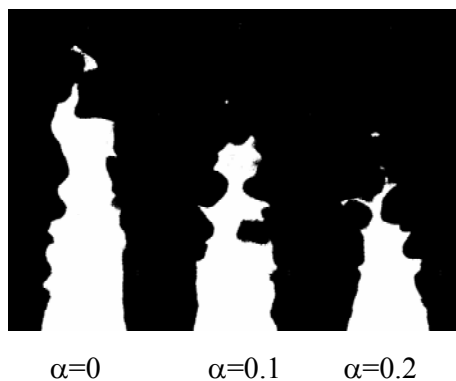


Figure 105 : Images tomographiques instantanées de flamme pour 3 mélanges différents, $\phi=0.6$

On constate immédiatement que l'ajout d'hydrogène a un impact sur la géométrie de la flamme. En effet, plus le pourcentage d'hydrogène contenu dans le mélange est élevé, plus la flamme est courte. Lorsque l'on ajoute de l'hydrogène au mélange, on augmente la réactivité de la flamme et par conséquent la vitesse de propagation laminaire. Le positionnement de la flamme résulte d'un équilibre entre la vitesse débitante des gaz frais et la vitesse de combustion du mélange. Dans notre cas, la vitesse débitante reste identique pour tous les cas d'étude (on travaille à débit volumique constant). Une hauteur de flamme réduite correspond donc à une augmentation de la vitesse de combustion, ce qui est en parfait accord avec les résultats laminaires (Figure 64).

Nous allons à présent travailler sur des images moyennées. La hauteur de flamme est déterminée à partir de la cartographie du degré d'avancement moyen. Elle est définie pour $\langle C \rangle = 0,99$. Pour l'obtenir, il est nécessaire de tracer l'évolution de $\langle C \rangle$ en fonction de la hauteur de flamme (Z) au centre du brûleur. La courbe étant bruitée, nous superposons aux résultats expérimentaux des courbes d'ajustement de la forme [127] :

$$\langle C \rangle(Z) = \frac{1}{1 + \exp(-4 \cdot (Z - d) / \delta_t)}$$

avec d un décalage, δ_t l'épaisseur de flamme turbulente.

Le coefficient de corrélation obtenu pour toutes les pressions et pour tous les mélanges est supérieur à 0,99. L'approximation est de bonne qualité. Nous avons représenté sur la Figure 106 les évolutions du degré d'avancement en fonction de la hauteur pour les différents enrichissements en hydrogène et pour les différentes pressions d'étude. La hauteur de la flamme diminue lorsque l'on ajoute de l'hydrogène au mélange des gaz frais. Pour une pression atmosphérique, on observe une diminution de la hauteur de 23% entre les mélanges 0% et 20% en H_2 .

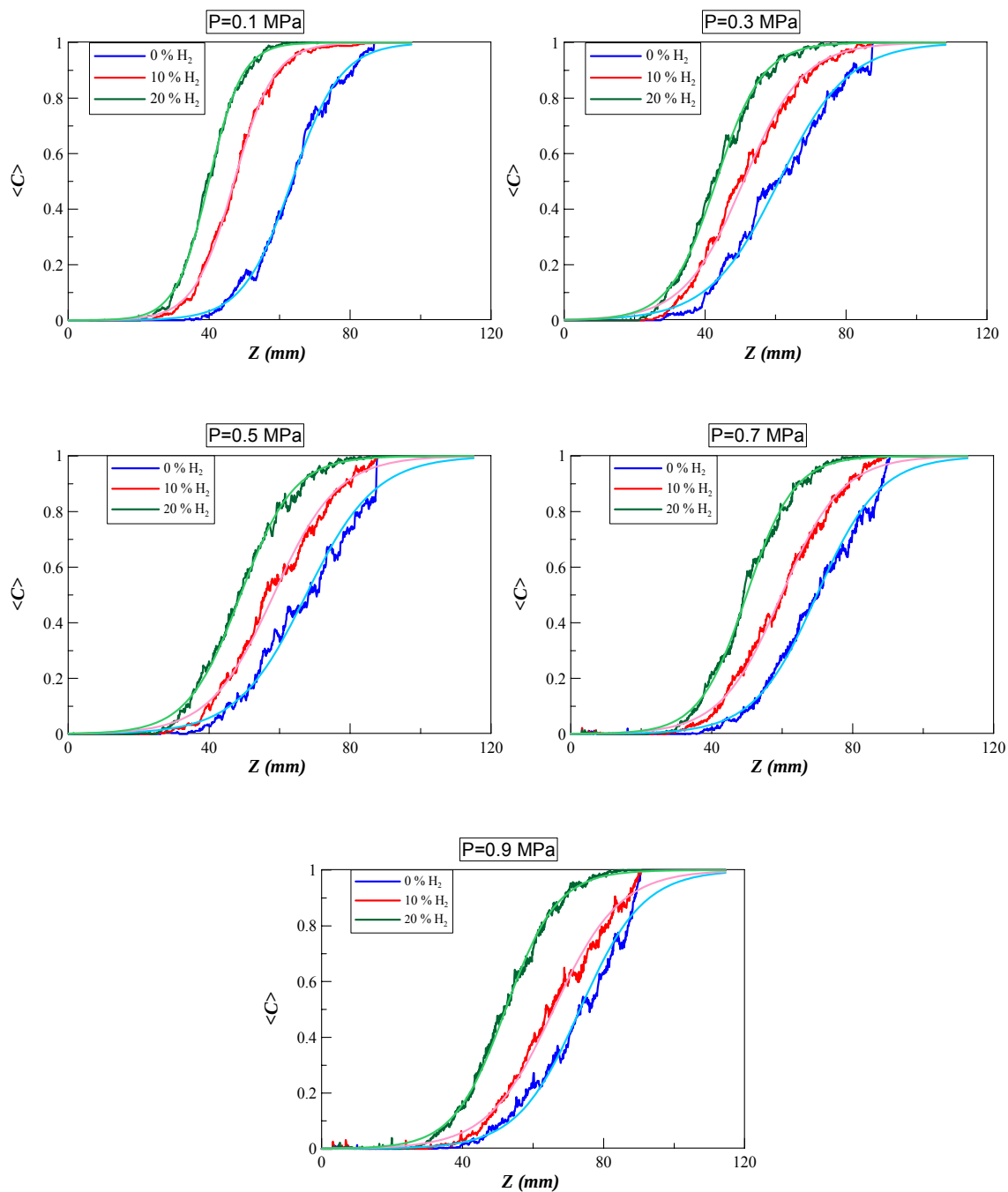


Figure 106 : Degré d'avancement moyen en fonction de la hauteur dans la flamme pour différentes pressions. Les courbes expérimentales sont en foncé et les courbes d'ajustement en clair.

L'épaisseur turbulente, autre paramètre important pour caractériser la flamme, est accessible à partir de courbes de la Figure 106. La pente maximum de la courbe de $\langle C \rangle$ en fonction de la hauteur dans la flamme est directement liée à l'épaisseur turbulente.

Les épaisseurs turbulentes obtenues à partir de l'équation $\langle C \rangle(Z) = \frac{1}{1 + \exp(-4 \cdot (Z - d) / \delta_t)}$ ainsi que celles obtenues par la définition de Spalding (reliée au gradient maximal) sont portées dans le Tableau 13. La définition de Spalding est normalement valable pour les cas laminaires. Nous l'appliquons ici aux cas turbulents.

		P=0.1 MPa	P=0.3 MPa	P=0.5 MPa	P=0.7 MPa	P=0.9 MPa
Epaisseur turbulente à partir de l'équation $\langle C \rangle(Z) = \frac{1}{1 + \exp(-4 \cdot (Z - d) / \delta_t)}$ (mm)	$\alpha = 0$	27,8	39,6	39,5	35,7	35,8
	$\alpha = 0,1$	22,8	34,0	36,3	34,4	37,4
	$\alpha = 0,2$	18,9	26,4	30,3	26,9	29,4
Epaisseur turbulente de Spalding (mm)	$\alpha = 0$	23,6	32,5	41,8	37,6	30,5
	$\alpha = 0,1$	21	31,7	37,3	35,6	36,2
	$\alpha = 0,2$	19,9	25,2	32,3	25,6	29,5

Tableau 13 : Epaisseurs turbulentes pour les différents mélanges (P = 0.1 MPa)

On observe que l'épaisseur turbulente décroît avec l'ajout d'hydrogène, quelle que soit la définition prise et pour toutes les pressions. Ceci est certainement dû à la réduction de la taille de la flamme ainsi qu'à sa plus grande réactivité. Concernant l'effet de la pression, on constate une large augmentation entre 0.1 et 0.3 MPa. Cette forte augmentation est due au passage entre une turbulence faiblement développée ($Re = 4130$) et une turbulence bien développée ($Re = 11800$). A partir de 0.3 MPa, la turbulence est bien développée et l'épaisseur ne varie que faiblement.

6.2.2 Courbure du front de flamme

Pour une meilleure analyse de la courbure, nous représentons la PDF des courbures, calculée sur 500 images.

Il est à noter que les classes prises pour tracer la PDF ont une largeur de $50 \mu m$. Les PDF représentatives de l'ensemble des pressions sont reportées sur la Figure 107.

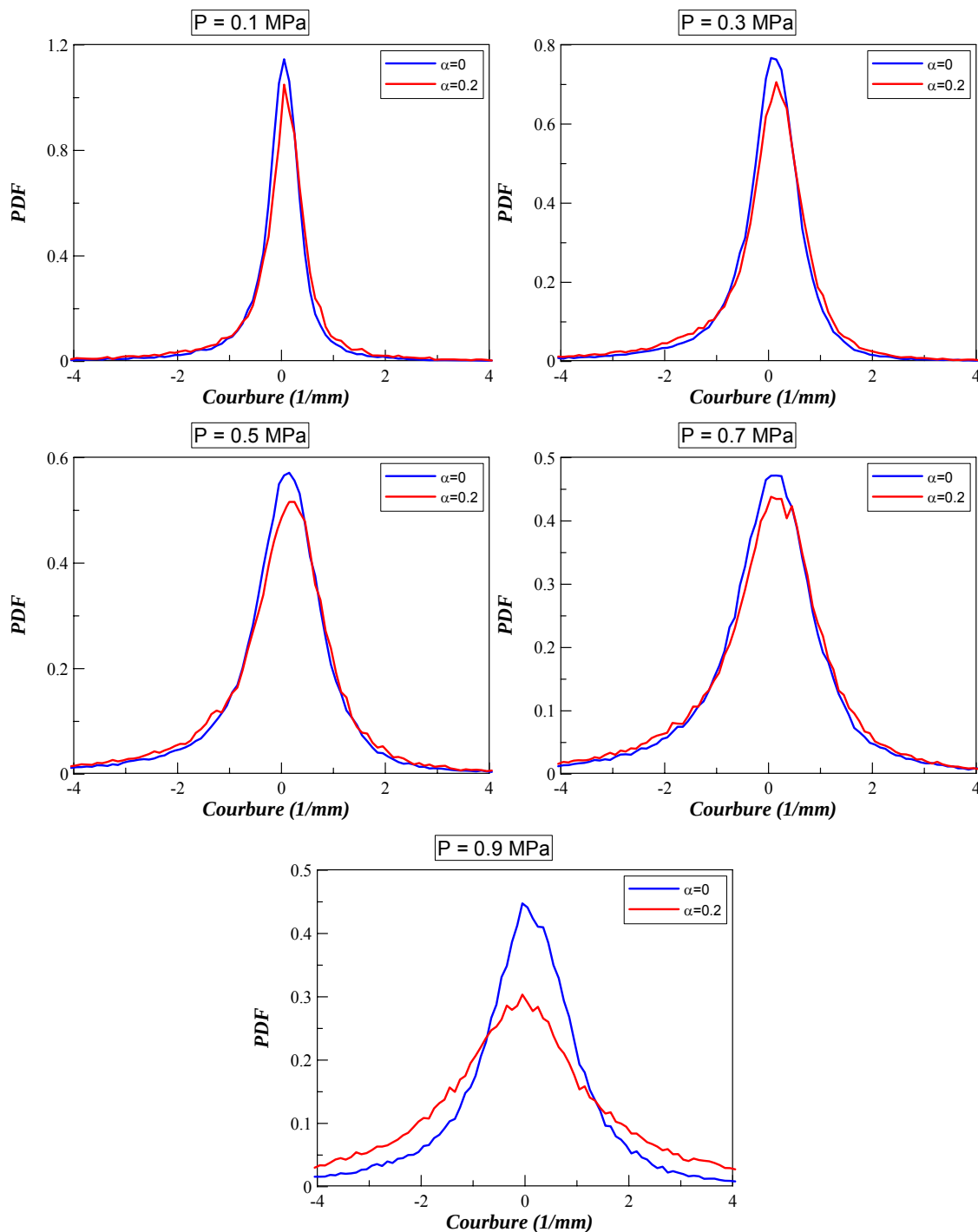


Figure 107 : Pdf de courbure pour deux pourcentages en hydrogène.

Plusieurs remarques peuvent être faites à partir de la Figure 107. Tout d'abord les courbes possèdent un comportement de type gaussien avec un maximum centré à zéro. On observe une diminution du pic lorsque l'on ajoute de l'hydrogène au mélange. Cela signifie que l'on a statistiquement moins de fronts de flamme non courbés. Ensuite, on constate que pour des

courbures relativement importantes (2 ou -2 par exemple), l'ajout d'hydrogène entraîne une augmentation de la probabilité. La flamme présente plus de structures avec des courbures importantes. Ceci est directement lié à l'augmentation de la diffusivité moléculaire. Considérons les effets hydrodynamiques sur la Figure 108. Si l'on augmente la diffusivité moléculaire, la vitesse de combustion locale va augmenter (diminuer) si le front de flamme est courbé positivement (négativement), ce qui va entraîner une augmentation de la courbure locale.

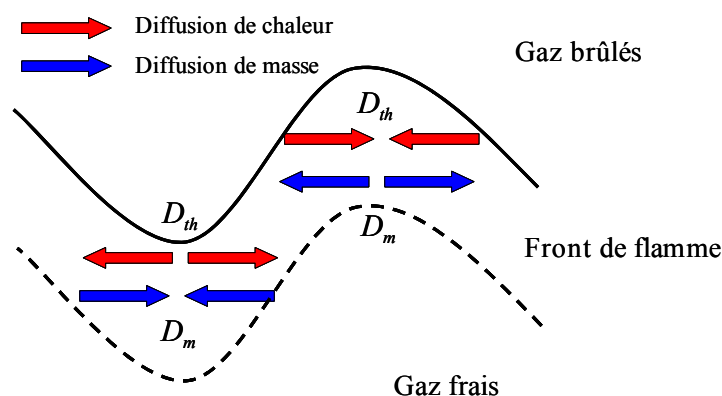


Figure 108 : Illustration des instabilités thermodiffusives

Il est intéressant de savoir si le front de flamme est courbé plutôt positivement ou négativement. Pour cela, nous avons calculé la courbure moyenne du front de flamme, définie par l'équation suivante :

$$\langle h \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} h \cdot P(h) \cdot dh$$

Nous calculons la moyenne pour les courbures positives $\langle h+ \rangle$ et pour les courbures négatives $\langle h- \rangle$. Sur la Figure 109, on constate que la valeur absolue de la moyenne des courbures positives et négatives augmente légèrement avec le pourcentage d'hydrogène.

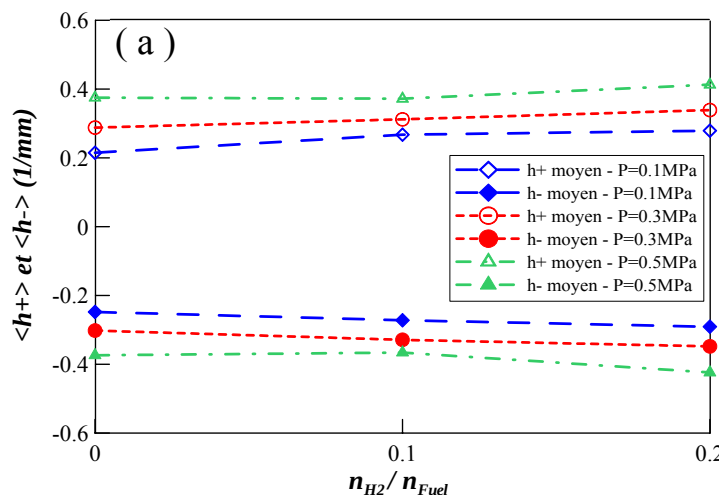


Figure 109 : Evolution de $\langle h+ \rangle$ et de $\langle h- \rangle$ en fonction de l'ajout d'hydrogène

Le rayon de courbure moyen $\langle r \rangle$, défini par $\langle r \rangle = 0.5 \cdot \left(\frac{1}{\langle h+ \rangle} - \frac{1}{\langle h- \rangle} \right)$, décroît avec la teneur en hydrogène comme le montre la Figure 110.

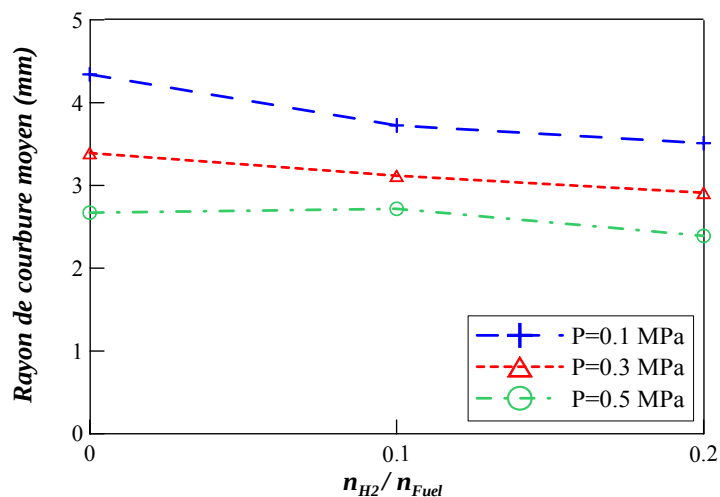


Figure 110 : Evolution du rayon de courbure en fonction de l'ajout d'hydrogène

On constate une diminution du rayon moyen lorsque l'on ajoute de l'hydrogène. Les plissements du front de flamme sont donc plus petits et par conséquent plus nombreux.

Une étude en fonction des iso $\langle C \rangle$ a été menée. Elle montre des résultats similaires au niveau de la répartition des courbures.

$\langle C \rangle$	0,15	0,35	0,55	0,75	0,95
$\alpha = 0$	0,31	0,13	0,034	-0,039	-0,28
$\alpha = 0,1$	0,26	0,17	0,15	-0,14	-0,32
$\alpha = 0,2$	0,26	0,14	0,11	0,02	-0,29

Tableau 14 : Moyennes des courbures en fonction des iso $\langle C \rangle$ pour différents mélanges

On observe dans le Tableau 14 une décroissance de la courbure en fonction des iso $\langle C \rangle$, avec un changement de signe qui se trouve aux alentours de $\langle C \rangle = 0,6$ jusqu'à 0,8 lorsque l'on augmente la teneur en hydrogène.

6.2.3 Densité de surface de flamme

Seuls les résultats à $P=0.5$ MPa sont présentés. On retrouve les mêmes tendances pour l'ensemble des autres pressions. Nous allons utiliser la méthodologie décrite au chapitre 2, paragraphe 2-3-4-2, pour évaluer la densité de surface de flamme en fonction des iso $\langle C \rangle$.

Dans un premier temps, nous représentons sur la Figure 111 la longueur moyenne du front de flamme ainsi que la surface de la flamme en fonction de $\langle C \rangle$.

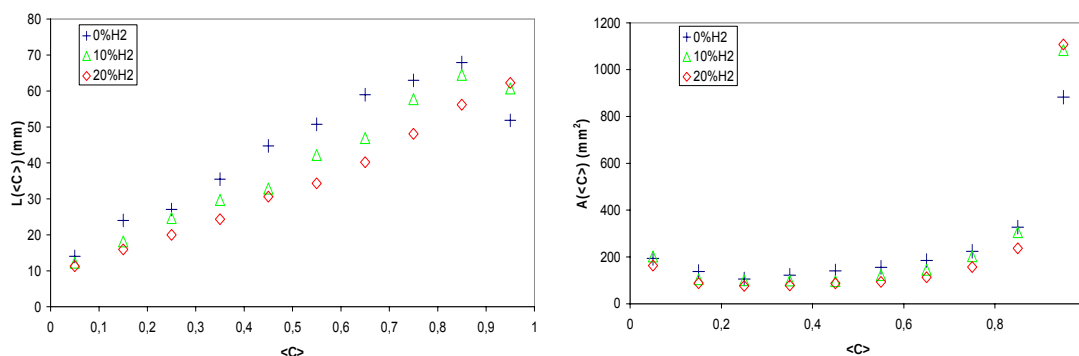


Figure 111 : (a) Longueur moyenne du front de flamme en fonction de $\langle C \rangle$

(b) Surface des intervalles de classe de $\langle C \rangle$

Du fait de la diminution de la taille de la flamme, la longueur $L(\langle C \rangle)$ et l'aire $A(\langle C \rangle)$ sont réduites lorsque l'on ajoute de l'hydrogène au mélange. Il reste maintenant à voir comment va se comporter le rapport des deux. La Figure 112 montre l'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ pour les différents mélanges.

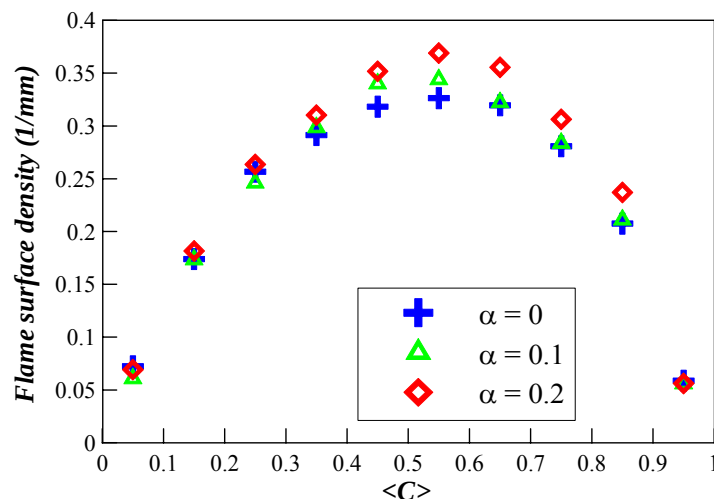


Figure 112 : Densité de surface de flamme en fonction des iso<C> pour différents pourcentages d'hydrogène.

On remarque que la densité de surface de flamme augmente avec la teneur en hydrogène. Seules les extrémités ($\langle C \rangle = 0,05$ et $\langle C \rangle = 0,95$), peu représentatives, présentent des singularités. Dans chaque cas le maximum est atteint pour $\langle C \rangle = 0,55$. Cette augmentation s'explique par la formation de structures du front de flamme de plus petites tailles, phénomène mis en évidence sur la Figure 107.

Nous pouvons calculer à partir de ces courbes la densité de surface de flamme maximale, Σ_{max} , et la densité de surface de flamme moyenne, Σ_{moy} . Ces résultats sont présentés sur la Figure 113 pour différents pourcentages d'hydrogène et pour différentes pressions. On observe que le maximum de la densité de surface de flamme augmente avec le pourcentage d'hydrogène. Nous constatons que la densité de surface de flamme moyenne a un comportement similaire.

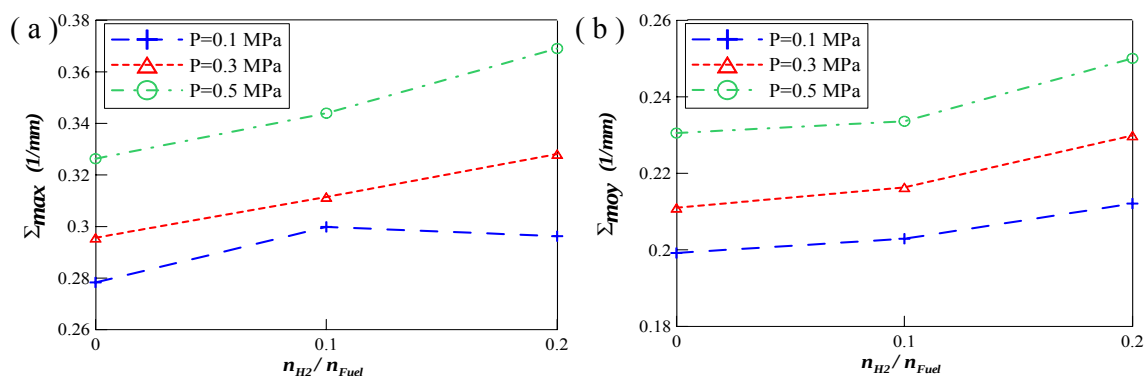


Figure 113 : Densité de surface maximale et moyenne pour différents cas d'étude

6.2.4 Intensité de combustion

La notion de vitesse turbulente de combustion est introduite pour la première fois en 1940 par Damköhler. Dans notre configuration, la vitesse turbulente peut être déterminée par la méthode du cône (Figure 114). La vitesse de combustion turbulente est définie au niveau des gaz frais [43]. On va donc prendre comme référence le cône correspondant à $\langle C \rangle = 0.1$.

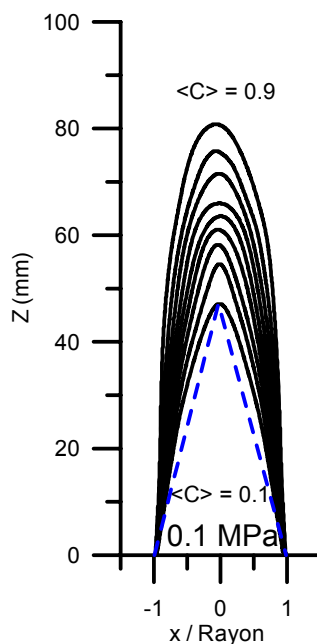


Figure 114 : Représentation du cône à $\langle C \rangle = 0.1$ pour le calcul de la vitesse turbulente de combustion

Dans cette configuration, la formulation de la vitesse turbulente de combustion est la suivante :

$$S_T = \sqrt{U^2 / (1 + (H/R)^2)}$$

avec U la vitesse débitante (constante et égale à $2,1 \text{ m.s}^{-1}$) et R le rayon de sortie du brûleur (12.5 mm). Il suffit de déterminer la hauteur maximum H de l'iso $\langle C \rangle$ à 0,1 pour obtenir S_T .

L'intensité de combustion est définie par le rapport entre la vitesse turbulente et la vitesse laminaire de combustion. Les vitesses laminaires ont été déterminées au chapitre 3. Les courbes d'évolution de l'intensité de combustion en fonction du pourcentage d'enrichissement sont représentées sur la Figure 115.

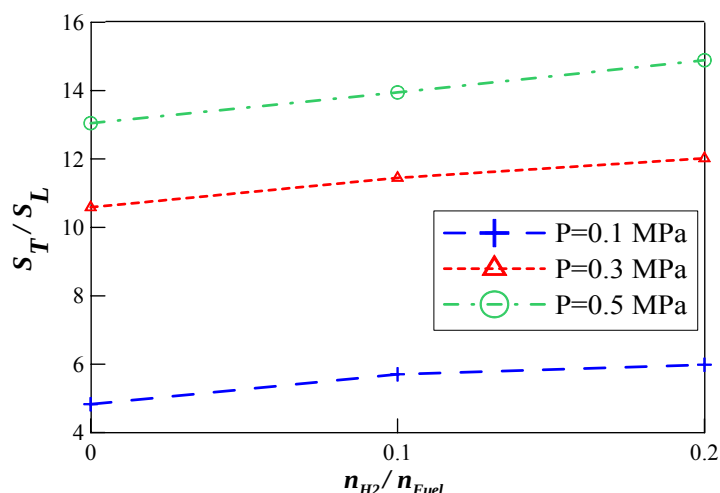


Figure 115 : Intensités de combustion S_T/S_L en fonction de l'ajout d'hydrogène et de la pression

On remarque que l'intensité de combustion croît avec l'ajout hydrogène. Les vitesses turbulentes et laminaires augmentent toutes les deux, cependant la vitesse turbulente possède un plus fort accroissement. Néanmoins, on constate que l'effet de pression est largement prépondérant.

6.2.5 Conclusions sur l'influence de l'ajout d'hydrogène dans le combustible

L'impact de l'enrichissement en hydrogène d'une flamme prémélangée CH_4/Air a été investigué à l'aide du diagnostic optique de tomographie laser. Il ressort de cette étude plusieurs conclusions intéressantes. L'ajout d'hydrogène a pour effet d'engendrer :

- une forte diminution de la hauteur de la flamme, due à une plus grande réactivité du mélange et donc une augmentation de la vitesse de propagation locale.
- une modification des pdf de courbure : le pic correspondant à une courbure nulle diminue au profit des zones de plus fortes courbures. La flamme étant plus courte, l'interaction entre la combustion et le champ turbulent est modifiée. Le nombre de Lewis du mélange devenant plus petit, la diffusivité des radicaux OH augmente et l'on assiste à une plus grande formation de structures à forte courbure négative et positive. Les instabilités thermo diffusives sont favorisées.
- une augmentation de la densité de surface de flamme et de l'intensité de combustion. L'augmentation de la réactivité du mélange et de la diffusivité massique est à l'origine de ces changements.

7 Etude de la structure interne des fronts de flamme instantanés

D'après de nombreux auteurs, la zone de réaction des fronts instantanés est trop fine pour être affectée par les structures turbulentes et reste inchangée. Par contre, la turbulence pourrait parvenir à modifier la zone de préchauffage. Peters [30] a proposé une nouvelle description de la combustion prémélangée basée sur le fait que les petites structures de l'écoulement sont capables d'élargir la zone de préchauffage. Cependant, Buschmann et al. [40] ont montré que le front de flamme a tendance à s'amincir lorsqu'il est étiré par l'écoulement. La question importante est donc de savoir si les petites structures de la turbulence sont assez énergiques pour augmenter le mélange entre les gaz frais et les gaz chauds et ainsi élargir le front de flamme ou si, à l'inverse, l'étirement qui entraîne un amincissement du front est prédominant.

Dans ce chapitre, nous sommes amené à adimensionner l'épaisseur turbulente par une épaisseur laminaire. Ces épaisseurs laminaires ont été calculées à l'aide du modèle PREMIX du code CHEMKIN. Nous décrivons brièvement la procédure utilisée. On utilise les données thermodynamiques, cinétiques et de transport des bibliothèques CHEMKIN. Ensuite, on spécifie les conditions du calcul (maillage, conditions initiales et aux limites, précision des résultats, ...). Le modèle PREMIX résout un système de quatre équations différentielles (conservation de la masse, équation de transport de l'énergie et des espèces, équation d'état des gaz parfaits) pour le cas d'une flamme 1D sans gradient de pression. On obtient alors un profil de température (en autre). Ensuite, on lance une sous-routine pour calculer une épaisseur laminaire à partir du gradient maximal du profil de température

($\delta_L = \frac{T_b - T_f}{(grad(T))_{\max}}$). Pour ce faire, on calcule la dérivée en chaque point du profil (on prend

4 points avant et après le point considéré, puis on approxime le segment de profil par un polynôme d'ordre 3 que l'on dérive). Nous avons effectué ces calculs au cours du travail de thèse.

7.1 Effet 2D

Le fait que l'on considère des fronts de flamme dans un espace à 2 dimensions limite nos analyses. Des études en 3D avec 2 plans laser ont été entreprises par d'autres auteurs [41, 128-130]. Les expérimentations de de Goey [41] ont été réalisées sur un brûleur à écoulement faiblement "swirlé" développé par Bédard et Cheng [131]. Deux lasers permettant d'obtenir deux plans Rayleigh simultanés ont été utilisés pour prendre en compte la tridimensionnalité de la flamme. On constate que lorsque l'on considère uniquement l'épaisseur en 2D, on surestime l'épaisseur du front de flamme. Cependant, on peut constater dans l'étude de de Goey [41] que les erreurs faites sont à peu près identiques quel que soit le rapport u'/S_l et quelle que soit la richesse (Tableau 15 et Tableau 16).

u'/S_l	3,50	6,00	9,20	13,10	15,40	18,70
Différence (%)	7,38	7,41	7,41	8,38	7,18	7,27

Tableau 15 : Différences entre des mesures d'épaisseur de flammelette en 2D et en 3 D pour différents taux de combustion. Résultats issus de De Goey [41].

ϕ	0,65	0,70	0,80	0,90	1,00	1,10
Différence (%)	-3,78	-8,84	-8,42	-10,29	-10,62	-10,03

Tableau 16 : Différences entre des mesures d'épaisseur de flammelette en 2D et en 3 D pour différentes richesses. Résultats issus de De Goey [41].

Il est donc tout à fait cohérent de raisonner sur les épaisseurs mesurées en 2D.

Pour l'ensemble de ce travail, nous nous intéressons à l'épaisseur du front de flamme δ_s .

Cette épaisseur est définie par la formulation suivante : $\delta_s = \frac{T_p - T_r}{(\text{grad}(T))_{\max}}$.

7.2 Etude préliminaire sur une image de diffusion Rayleigh

Dans un premier temps, nous avons pris une image Rayleigh au hasard afin de l'analyser plus en détail. Cette image de front de flamme instantané obtenu par diffusion Rayleigh est portée sur la Figure 116.

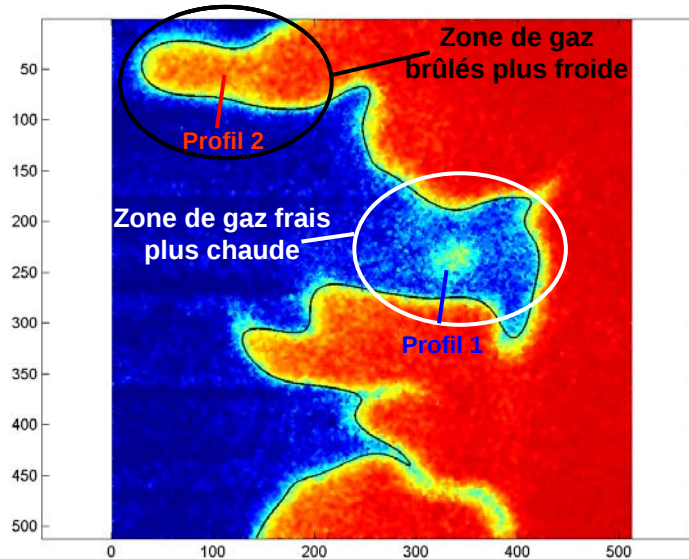


Figure 116 : Image instantanée de diffusion Rayleigh, $P=0.5$ MPa, $\phi=0.6$, $\alpha=0.0$

Les gaz brûlés sont en rouge et les gaz frais en bleu. On constate que certaines zones de gaz frais entourées de gaz chaud (zone blanche) présentent des températures plus importantes que le reste des gaz frais. De même, certaines zones de gaz brûlés entourées de gaz frais (zone noire) voient leur température diminuer, du fait des transferts thermiques vers les gaz frais. A titre indicatif, nous avons tracé sur la Figure 117 les profils de température de fronts de flamme situés dans les deux zones affectées par les transferts thermiques.

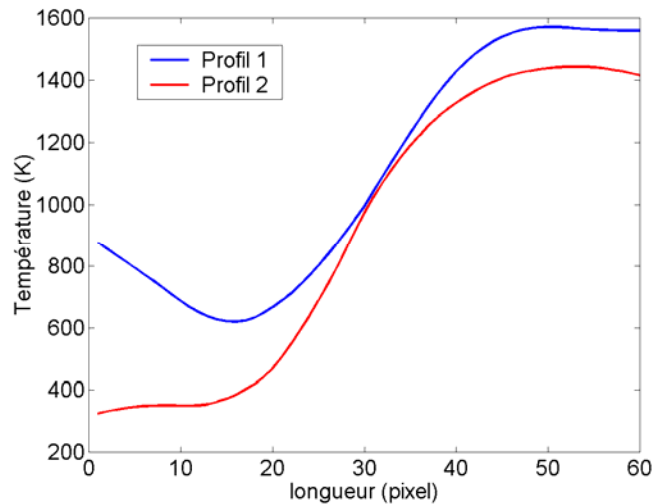


Figure 117 : Profils de température représentatifs des transferts thermiques dans la flamme

On constate que le profil bleu correspondant à la zone de gaz frais échauffée ne démarre pas de la température de 300 K. Par contre, il atteint une température d'environ 1600 K (la température de flamme étant de 1670 K). Le profil rouge part d'environ 300 K pour atteindre une température finale de 1400 K. Le plissement local du front de flamme a donc une importance non négligeable sur les profils de température. Il est important de se rappeler que plus la pression est importante, plus l'occurrence de ces phénomènes d'incursion de gaz frais dans les gaz brûlés (et vice et versa) sera fréquente. Il sera intéressant d'étudier dans ce chapitre l'impact de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme.

7.3 Impact de la richesse

Dans un premier temps, nous étudions l'impact de la richesse sur la PDF d'épaisseur instantanée du front de flamme turbulent. Les résultats présentés concernent des mélanges CH_4/Air . Nous avons vu au cours de l'étude laminaire qu'une modification de la richesse du mélange entraîne une modification de la réactivité (vitesse fondamentale de flamme) et de la structure (épaisseur laminaire) du front de flamme laminaire. Qu'en est-il lorsque ce front de flamme est dans un environnement turbulent ? Dans la Figure 118, nous avons représenté les PDF des épaisseurs pour les richesses de 0.6 et 0.7 et pour l'ensemble des pressions étudiées.

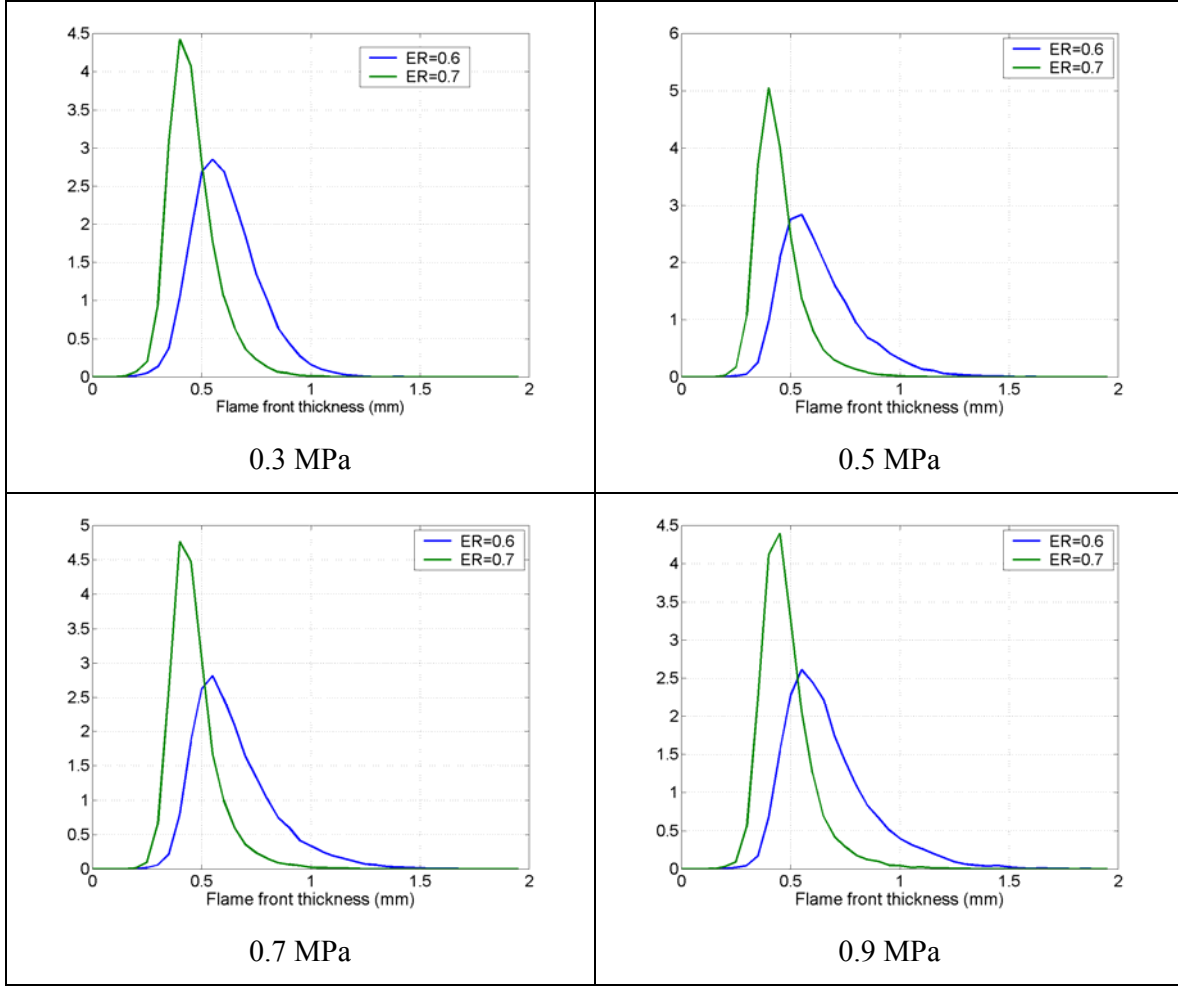


Figure 118 : PDF d'épaisseur de front de flamme instantanée pour différentes pressions, $\langle c \rangle = 0,5$

Lorsque l'on augmente la richesse de 0.6 à 0.7, on constate une modification de la courbe de PDF d'épaisseur quelle que soit la pression. Le pic est plus important et est décalé vers des épaisseurs plus faibles. La présence d'un pic plus important lorsque l'on augmente la richesse caractérise une moindre dispersion des épaisseurs des flammelles. Cela signifie que plus l'on s'approche de la stoechiométrie, plus le front de flamme est insensible aux perturbations (turbulence et étirement). On a tracé sur la Figure 119 l'évolution de l'épaisseur basée sur la moyenne d'ensemble des épaisseurs du front de flamme $\langle \delta_s \rangle$ et on la compare à l'évolution de l'épaisseur laminaire. D'autres définitions peuvent être prises pour déterminer une épaisseur statistiquement représentative du front de flamme étudié : l'épaisseur la plus probable $(\delta_s)_{pp}$ utilisée par Dinkelacker et al. [129] et l'épaisseur $\langle \delta_{25} \rangle$ utilisée par Buschmann et al. [40]. Ces trois définitions fournissent des évolutions similaires [6].

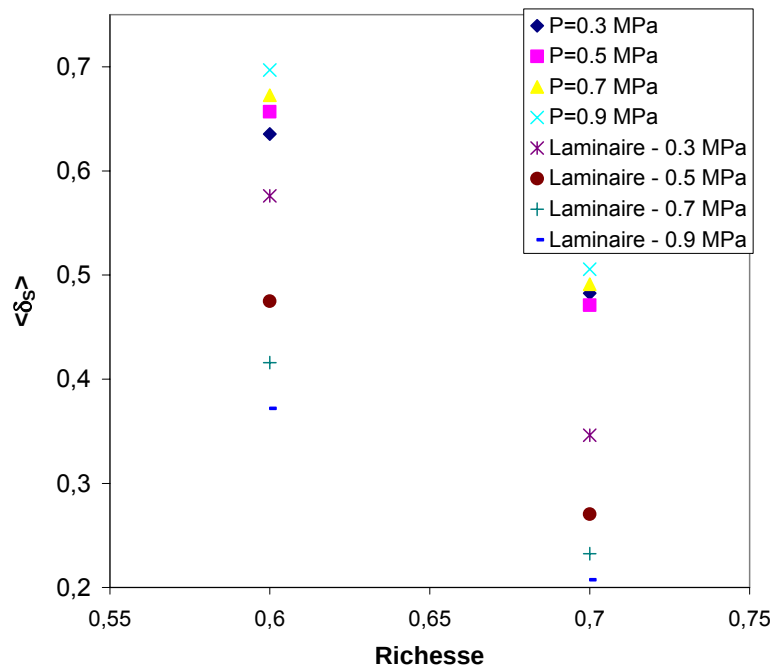


Figure 119 : Evolution de l'épaisseur moyenne du front de flamme en fonction de la richesse

Pour l'ensemble des cas de pression étudiés, on observe une diminution de l'épaisseur moyenne du front de flamme lorsque l'on accroît la richesse. Cette diminution est d'environ 25 % pour les cas turbulents et d'environ 40% pour les cas laminaires, quelle que soit la pression d'étude. La sensibilité à la variation de pression est plus importante pour les flammes laminaires. Lorsqu'on se place à une richesse donnée, on constate que l'épaisseur des flammes laminaires diminue avec la pression alors que l'épaisseur des flammes turbulentes augmente très faiblement. Les deux évolutions se font donc en sens contraire. Le front de flamme turbulent est soumis en plus de la turbulence à l'étirement tangentiel et à la courbure. Un couplage de l'ensemble de ces effets est à l'origine des différences constatées.

Nous pouvons également représenter les PDF des épaisseurs de front de flamme instantané adimensionnées par l'épaisseur laminaire calculée. Ces PDF sont représentées dans la Figure 119.

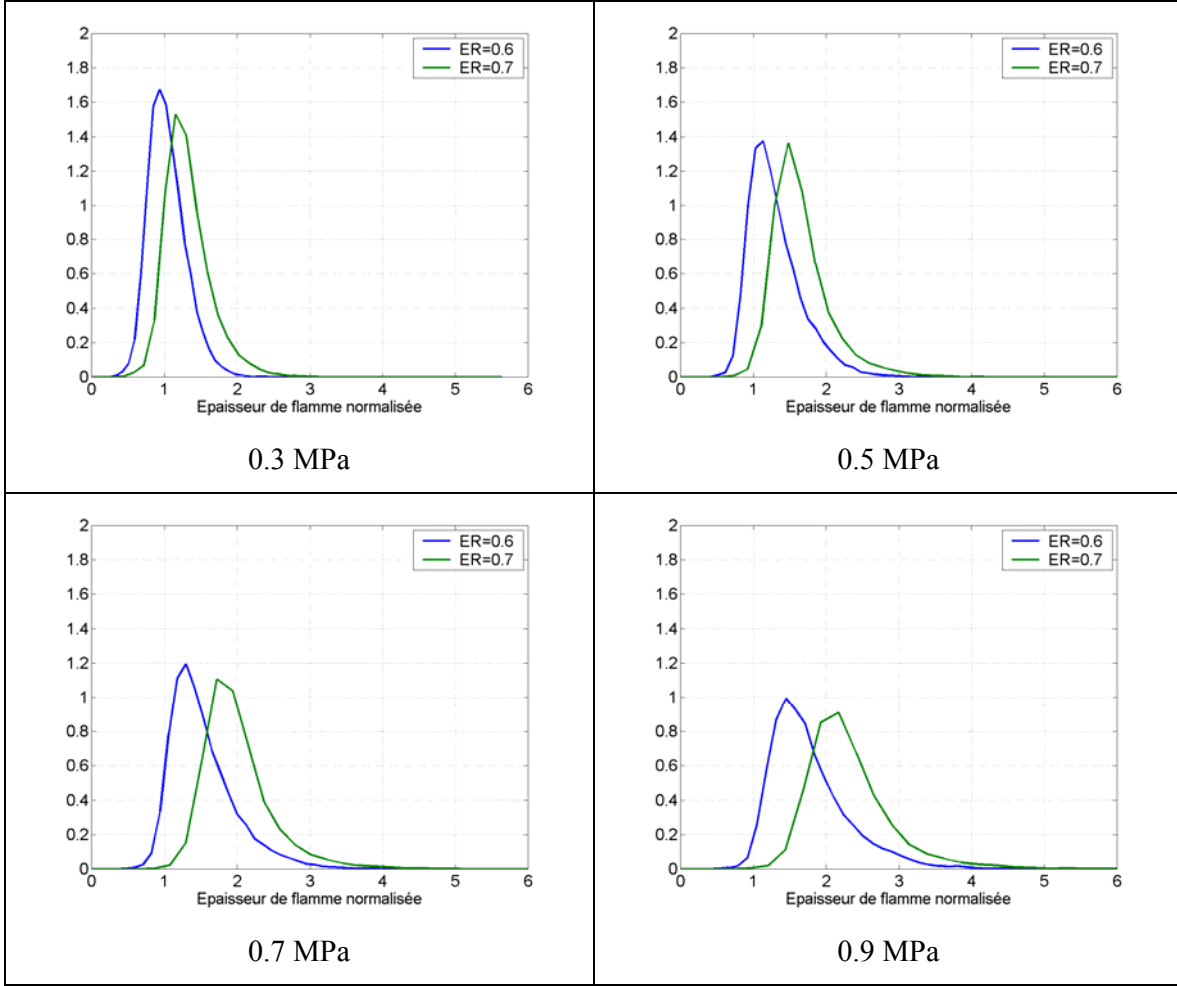


Figure 120 : PDF d'épaisseur de front de flamme instantanée normalisée pour différentes pressions,

$$\langle \delta_s \rangle / \langle \delta_L \rangle$$

Lorsque la richesse est passée de 0.6 à 0.7, les épaisseurs laminaires calculées présentent de plus fortes baisses que les épaisseurs des flammelettes turbulentes. Les PDF normalisées des cas $\phi=0.7$ sont donc déplacées vers les plus grandes valeurs. Ce phénomène est observable pour l'ensemble des cas de pression étudiés. Nous avons tracé sur la Figure 121 les évolutions des épaisseurs moyennes normalisées par les épaisseurs laminaires en fonction de la richesse pour les différents cas de pression étudiés.

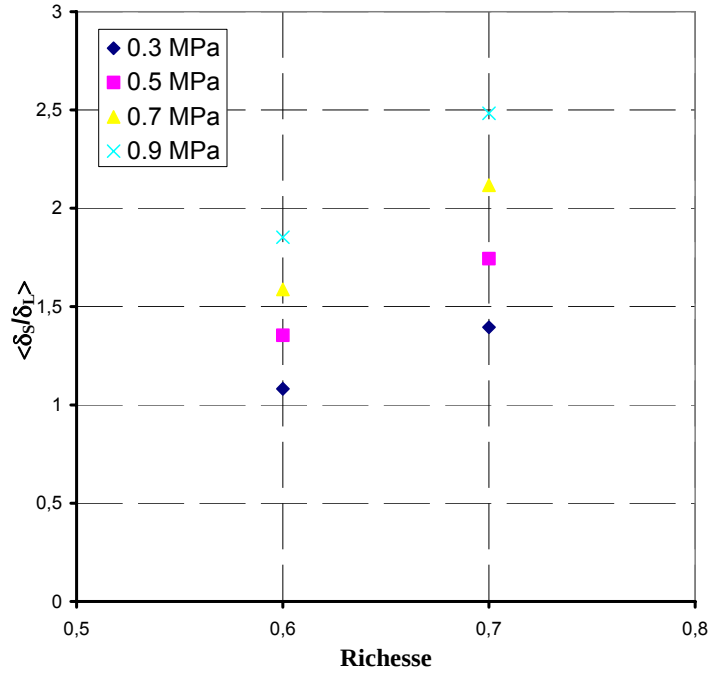


Figure 121 : Evolution de l'épaisseur normalisée en fonction de la richesse.

Les résultats sur l'épaisseur moyenne de flammelette corroborent les conclusions précédentes. Nous avons tracé les résultats obtenus par De Goeij [41] sur la Figure 122. On rappelle que ce sont des résultats obtenus avec un brûleur à écoulement faiblement swirlé. Ils étudient un prémélange méthane/air. La turbulence en sortie de leur brûleur peut-être considérée homogène et isotrope. La définition prise pour le calcul de l'épaisseur de flamme est légèrement différente de la nôtre : $\delta_s = \frac{T_i - T_f}{(\text{grad}(T))_{\max}}$ avec $T_i = T|_{(\text{grad}(T))_{\max}}$ (le température correspondant à la position du gradient maximal sur le profil de température). Nous avons comparé les résultats obtenus avec leur définition et la nôtre pour nos résultats. Les tendances sont identiques.

En comparant les évolutions des courbes portées sur la Figure 121 et sur la Figure 122, on constate que nos résultats présentent les mêmes évolutions que ceux de de Goeij [41] et ce quelle que soit la pression. De même, dans l'étude effectuée par Soika et al. [132], lorsque la richesse est augmentée ($\phi=0.5$ à 0.8), ils observent une augmentation de l'épaisseur normalisée.

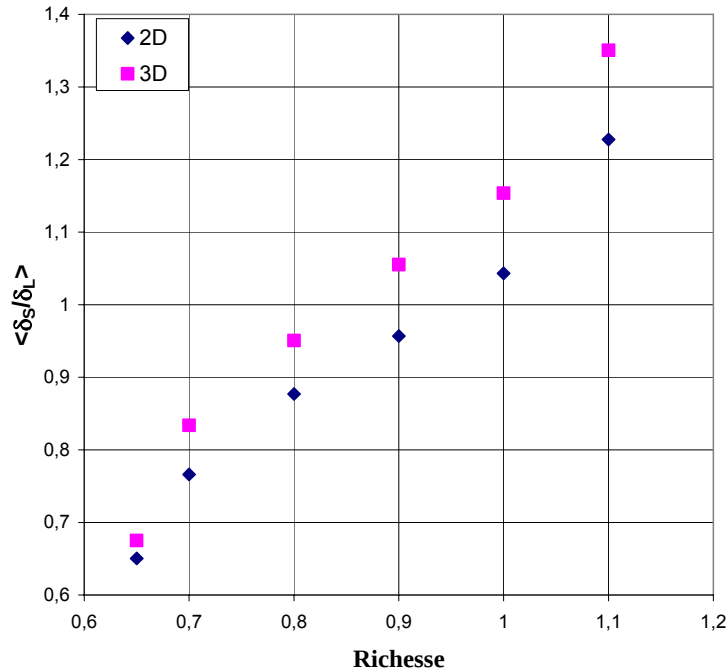


Figure 122 : Résultats issus de De Goey [41], CH_4/air , $P=0.1$ MPa

Au cours de ce paragraphe, nous avons investigué l'effet de la richesse du mélange sur l'épaisseur du front de flamme turbulent. Cette information est obtenue à l'aide du diagnostic de Rayleigh plan. Dans un premier temps, nous avons tracé les PDF d'épaisseur de front de flamme turbulent.

A présent, nous nous intéressons à l'impact de l'ajout d'hydrogène sur l'épaisseur du front de flamme turbulent.

7.4 Impact de l'ajout d'hydrogène

Les PDF des épaisseurs pour des pourcentages d'enrichissement en hydrogène de 0 et 20 % sont portées dans la Figure 123.

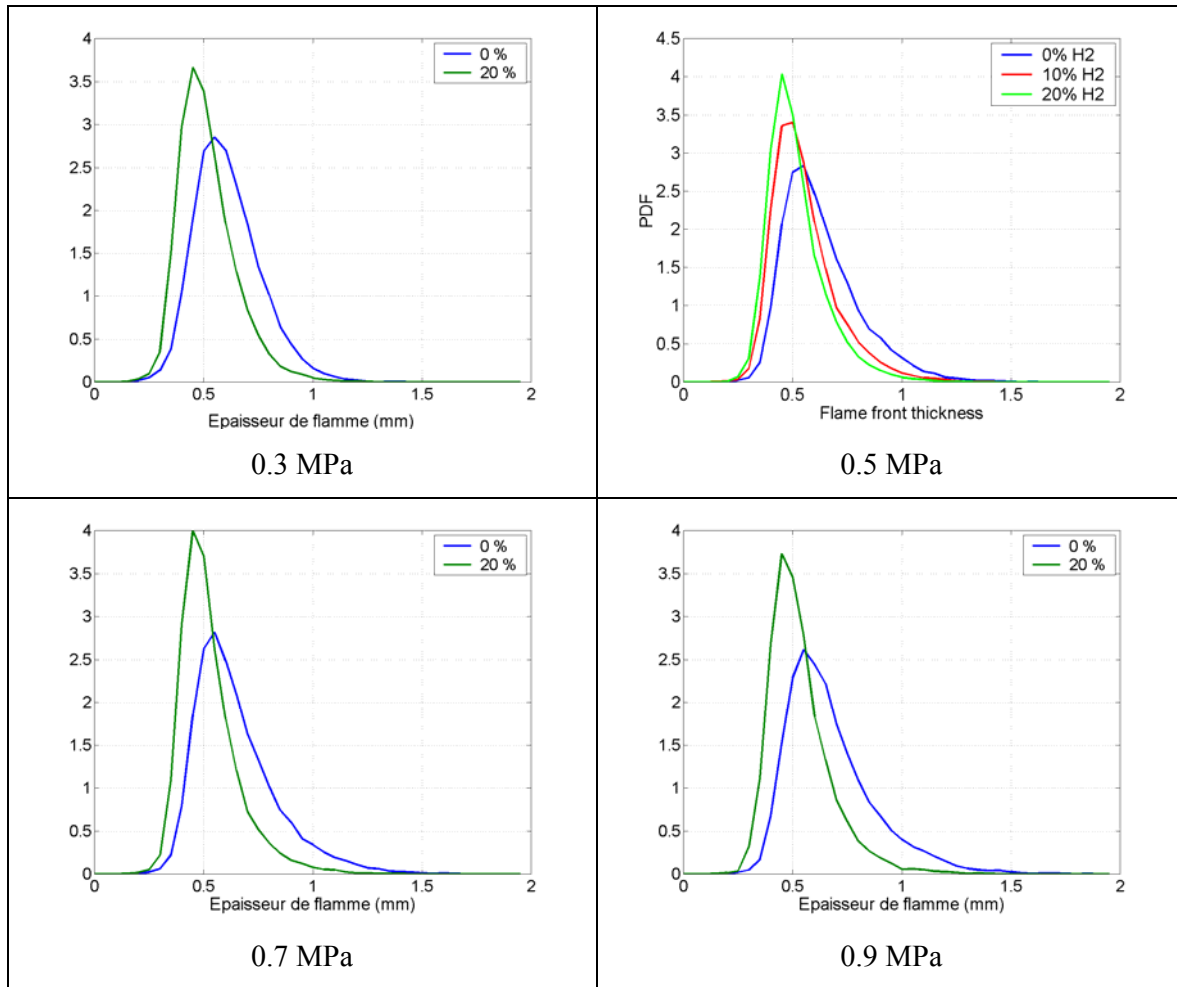


Figure 123 : PDF d'épaisseur de front de flamme instantané pour différentes pressions

Comme lorsque l'on augmente la richesse vers la stoechiométrie, on constate que l'ajout d'hydrogène engendre une augmentation du pic et un décalage vers des épaisseurs plus faibles. Le mélange présente donc une plus grande réactivité et l'influence que peut avoir la turbulence ou l'étirement sur l'épaisseur du front de flamme est réduite. On retrouve ici le résultat trouvé pour des flammes laminares avec la diminution du nombre de Markstein (Figure 65).

Nous avons porté sur la Figure 124 les pdf des épaisseurs normalisées par l'épaisseur laminaire.

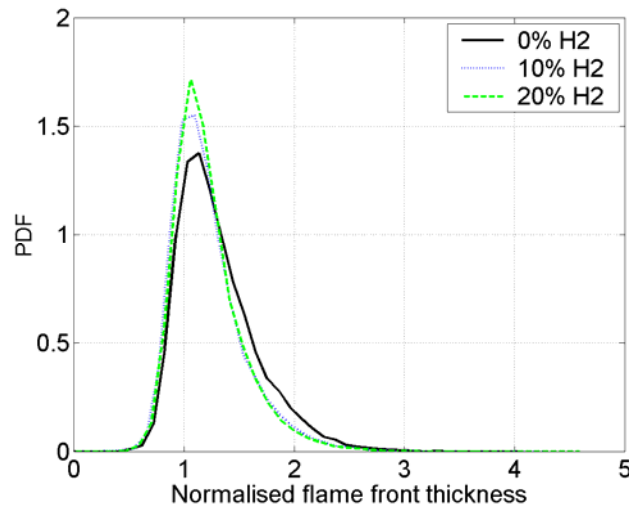


Figure 124 : PDF d'épaisseur de front de flamme instantané normalisée pour différents enrichissements en hydrogène

Lorsqu'on ajoute de l'hydrogène au mélange, la PDF d'épaisseur de front de flamme instantané devient plus étroite et la valeur de la moyenne d'ensemble $\langle \delta_s \rangle$ diminue. Les PDF d'épaisseur de front de flamme normalisées par l'épaisseur laminaire ont leur pic pour la même valeur. La valeur de ce pic augmente avec l'ajout d'hydrogène.

7.5 Impact de la pression

La pression est un paramètre primordial de cette étude. L'augmentation de pression engendre une modification de la turbulence et de la structure de la flamme.

Les PDF d'épaisseur du front de flamme instantané pour différentes pressions sont représentées sur la Figure 125.

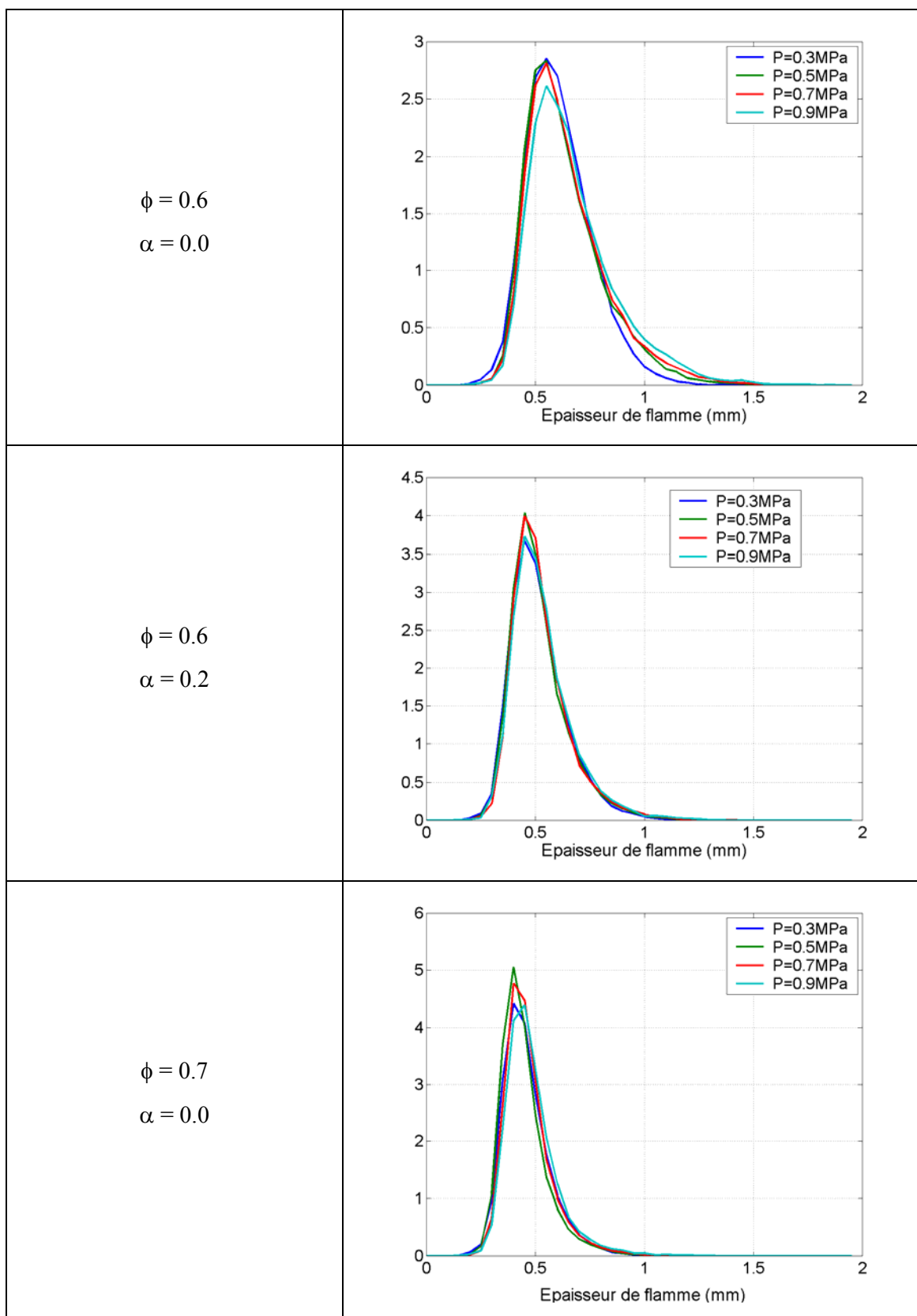


Figure 125 : pdf d'épaisseurs de front de flamme instantané pour différentes pressions

Considérons une flamme laminaire. Lorsque la pression augmente, l'épaisseur de cette flamme laminaire diminue. On aurait également pu s'attendre à une diminution de l'épaisseur du front de flamme turbulent. Ce n'est pas le cas. Sur la Figure 126, nous avons représenté les évolutions de l'épaisseur moyenne du front de flamme turbulent et de l'épaisseur laminaire en fonction de la pression. Lorsque la pression augmente, l'épaisseur moyenne du front de flamme turbulent augmente légèrement, contrairement à l'épaisseur laminaire.

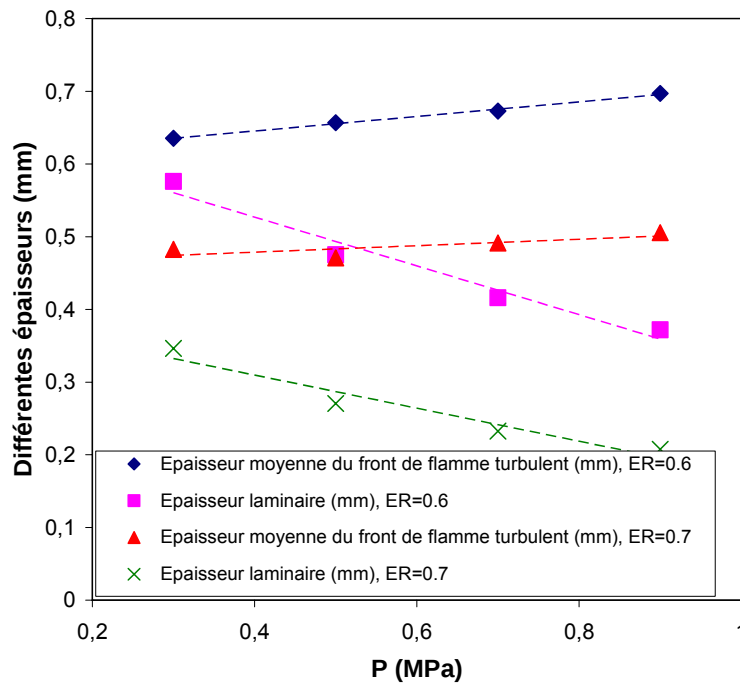
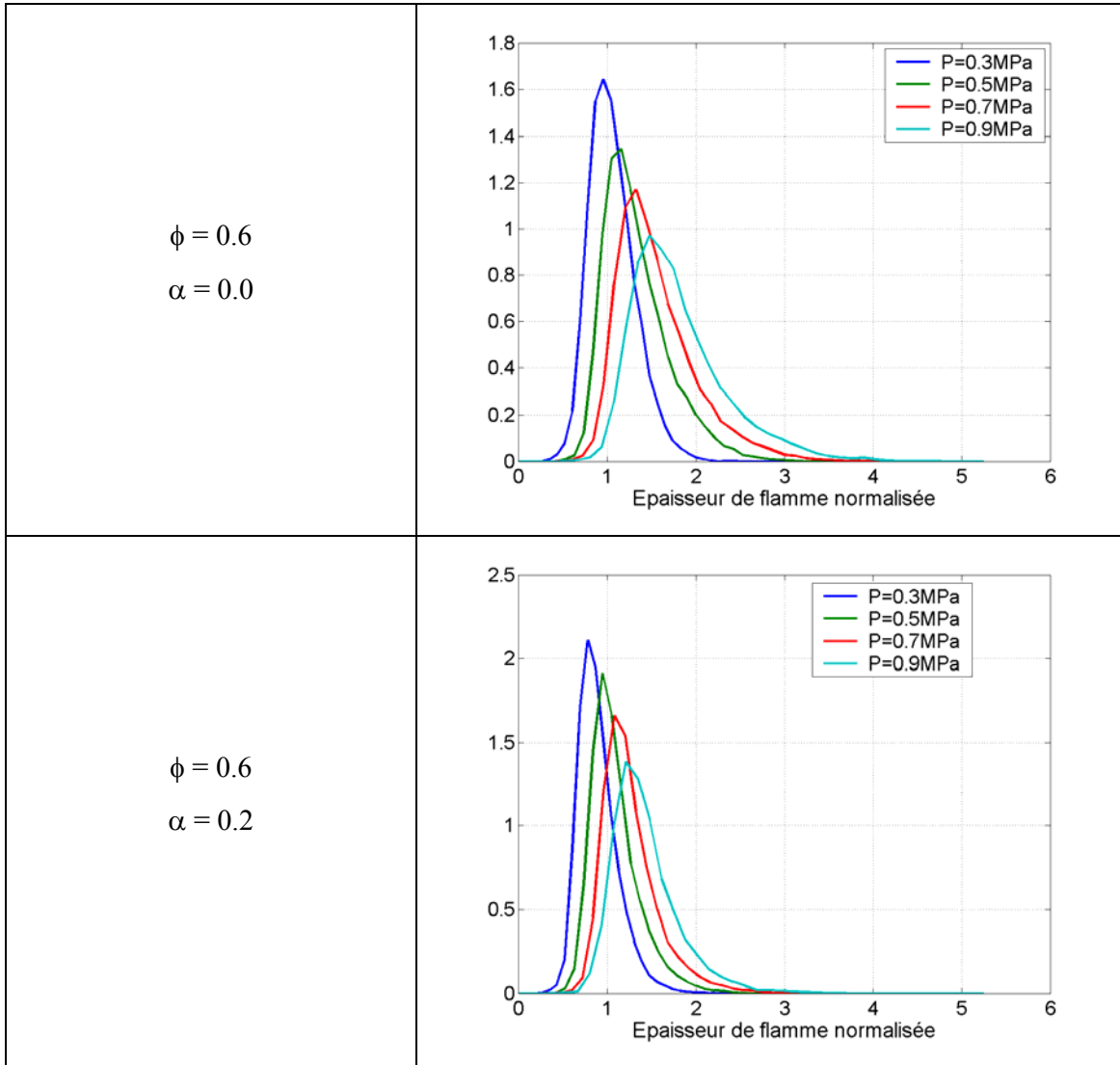


Figure 126 : Evolutions de l'épaisseur moyenne du front de flamme turbulent et de l'épaisseur laminaire en fonction de la pression.

Lorsque l'on travaille avec des flammes turbulentes, la turbulence et l'étirement influencent l'épaisseur du front de flamme et contrebalance les effets de la chimie, qui ne prédominent plus. L'étirement total agissant sur le front peut être décomposé en une contribution due à la courbure et une autre due à l'étirement tangentiel. Dans notre configuration, l'évaluation de l'étirement tangentiel est délicate. Par contre, nous pouvons coupler l'étude de l'épaisseur du front de flamme à celle de la courbure. D'après Buschmann et al. [40], l'action de l'étirement tangentiel sur le front de flamme se traduit par une réduction de l'épaisseur de ce dernier. Or, nous n'observons pas de diminution, mais au contraire, une légère augmentation. Peters [43] prétend que lorsque les petites structures tourbillonnaires sont suffisamment petites, elles peuvent pénétrer la zone de préchauffage du front de flamme et l'élargir. Nos résultats sont cohérents avec cette conjecture. Le fait de monter en pression diminue les petites échelles de

la turbulence sans pour autant changer la vitesse débitante de l'écoulement. L'étirement tangential est fortement dépendant de la vitesse de l'écoulement. Il paraît donc cohérent que nous puissions augmenter l'effet de la turbulence (élargissement du front de flamme) sans subir l'influence d'un taux d'étirement très élevé (réduction du front de flamme).

Pour s'affranchir des effets de la chimie, on normalise les PDF par l'épaisseur laminaire. Il n'y a donc plus que les effets dus à la turbulence.



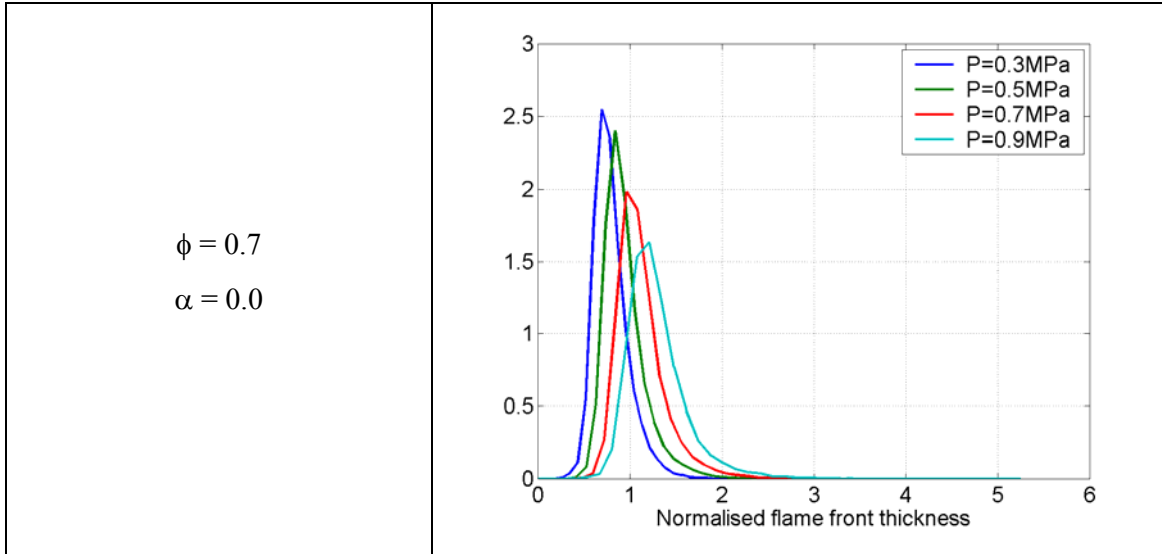


Figure 127 : pdf d'épaisseurs de front de flamme instantané normalisées pour différents mélanges.

On constate un net décalage des épaisseurs normalisées vers les plus grandes épaisseurs lorsque l'on augmente la pression. Nous avons représenté sur la Figure 128 l'évolution de l'épaisseur thermique normalisée en fonction du ratio $\frac{u'}{S_l}$.

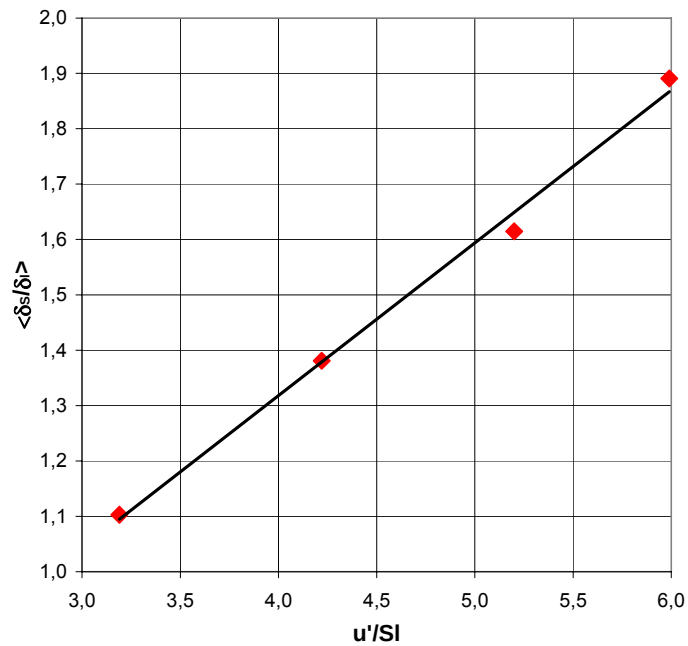


Figure 128 : Evolution de l'épaisseur normalisée en fonction du ratio u'/S_l , $\phi=0.6$, $\alpha=0.0$

On constate que l'épaisseur thermique normalisée augmente avec le ratio $\frac{u'}{S_l}$.

Nous avons représenté les résultats obtenus par De Goey et al. [41] sur la Figure 129. Tous les points de la Figure 129 caractérisent une même richesse ($\phi=0.7$) pour un mélange méthane/air. La variation du rapport $\frac{u'}{S_l}$ est obtenue en modifiant la vitesse fluctuante de l'écoulement.

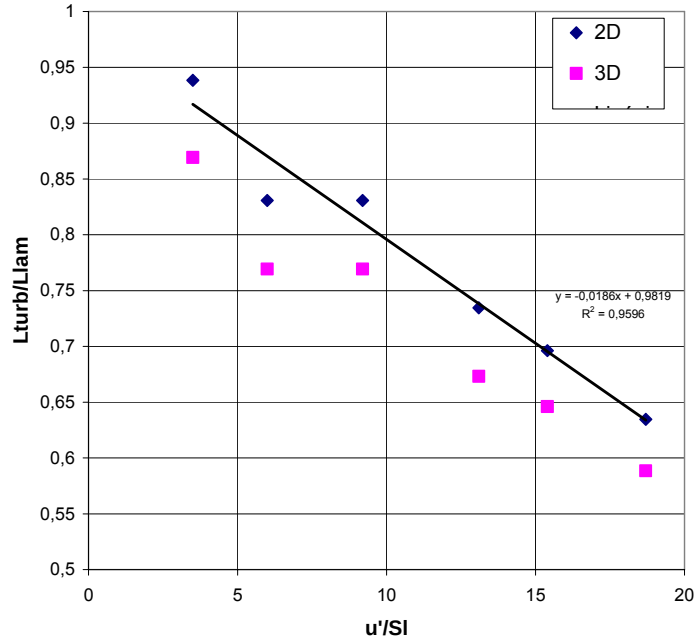


Figure 129 : Evolution de l'épaisseur normalisée en fonction du ratio u'/Sl . Résultats issus de De Goey [41]

L'évolution obtenue par de Goey est contraire à celle que nous avons trouvée. Cependant, il faut nuancer ce résultat. Dans un premier temps, le rapport $\frac{u'}{S_l}$ n'est peut-être pas un critère convenable, puisqu'il fournit des tendances différentes suivant que l'on fait varier le numérateur ou le dénominateur. Il y a certainement un autre paramètre plus intéressant à prendre en compte. Ensuite, de Goey modifie le rapport $\frac{u'}{S_l}$ par le biais d'une augmentation de la vitesse débitante. Il modifie les petites échelles de la turbulence (mesures LDA réalisées par Bédard et Cheng [131]) mais change également largement l'étirement tangentiel. La diminution qu'il observe lorsqu'il augmente u' serait due, à mon avis, à l'augmentation de l'étirement tangentiel.

Si l'on se réfère à l'équation fournie par Sung et al. [42] ou à celle donnée par De Goey et al. [41], on constate qu'ils font intervenir dans la formulation du ratio des épaisseurs (non laminaires/laminaires) le nombre de Karlovitz mais aussi d'autres termes.

$$\frac{L(T_b)}{L^0(T_b^0)} = 1 + Ka_L M_b^* + O(Ka_L^2)$$

$$M_b^* = \frac{Ze}{2}(Le-1)(1+\tau) \int_0^\tau \frac{\ln(1+x)}{x^2} \left(\frac{x}{\tau}\right)^{Le} dx \quad Ze = \frac{E_a(T_b^0 - T_u)}{R(T_b^0)^2}$$

Le nombre de Lewis ainsi que le facteur d'expansion ne varie pas avec la pression. A priori, l'effet de pression serait contenu dans les nombres de Karlovitz et de Zeldovitch (par le biais de l'énergie d'activation).

Il faut faire attention au nombre de Lewis que l'on prend. De Goey [41] travaille avec un Lewis de 0.97 pour les mélanges pauvres (Lewis du méthane) alors que Sung et al. [42] travaillent avec un Lewis plus proche de l'unité.

7.6 Impact de la courbure sur l'épaisseur de la flammelette

Peu d'études expérimentales ont été réalisées pour caractériser l'impact de la courbure du front de flamme sur son épaisseur, ou sur la zone de réaction. Nous pouvons néanmoins citer le récent travail de Kortschik et al. [133] sur les flammes de diffusion. Grâce à notre traitement, nous sommes capables d'évaluer simultanément l'épaisseur du front de flamme instantané ainsi que sa courbure. Nous allons investiguer ces deux paramètres du front de flamme pour voir s'ils sont corrélés, et si la courbure du front de flamme peut expliquer les tendances constatées sur l'épaisseur moyenne du front de flamme lorsque l'on augmente la pression.

Dans un premier temps, nous effectuons une analyse sur une image de diffusion Rayleigh. Nous considérons la même image que celle étudiée dans le paragraphe 7.2 :

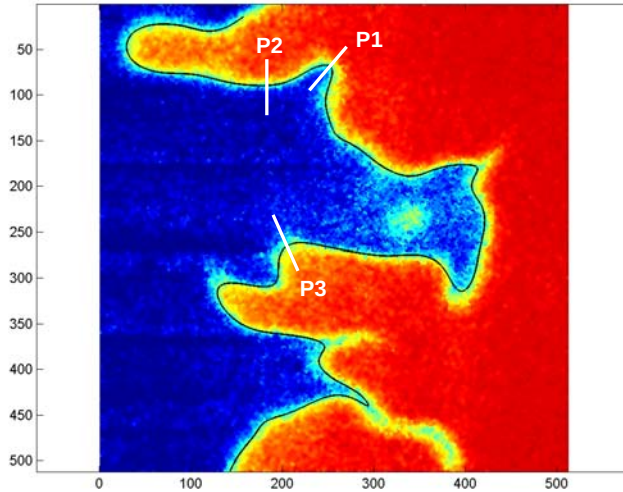


Figure 130 : Image instantanée de diffusion Rayleigh

Sur cette image, on considère 3 profils correspondant à des zones non courbées, courbées positivement et négativement. On porte sur la Figure 131 les profils représentatifs de ces trois zones présentant des courbures différentes.

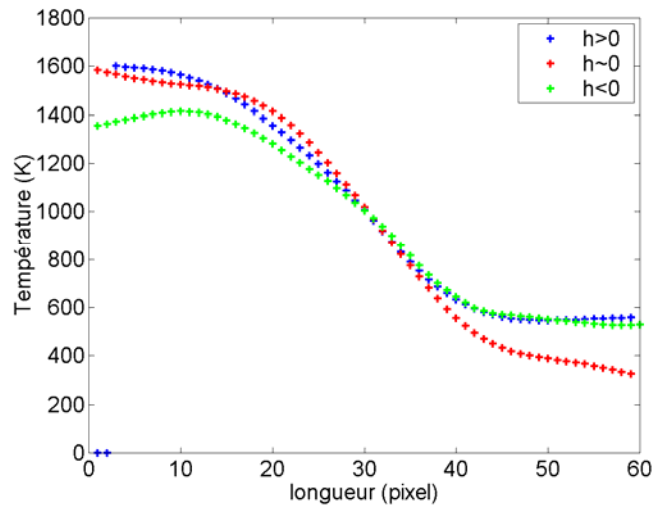


Figure 131 : Profils de température pour 3 courbures différentes de front de flamme

Le profil qui présente la plus forte pente est ce lui représentatif d'une courbure quasi-nulle. Lorsque la courbure est importante, que ce soit positivement ou négativement, la pente du profil de température décroît. Nous allons à présent faire une étude systématique sur l'ensemble des images pour valider ces observations préliminaires.

En chaque point de notre contour de flamme, on évalue le couple épaisseur/courbure. On peut construire à partir de ces données une matrice de probabilité Courbure/Épaisseur (Figure 132).

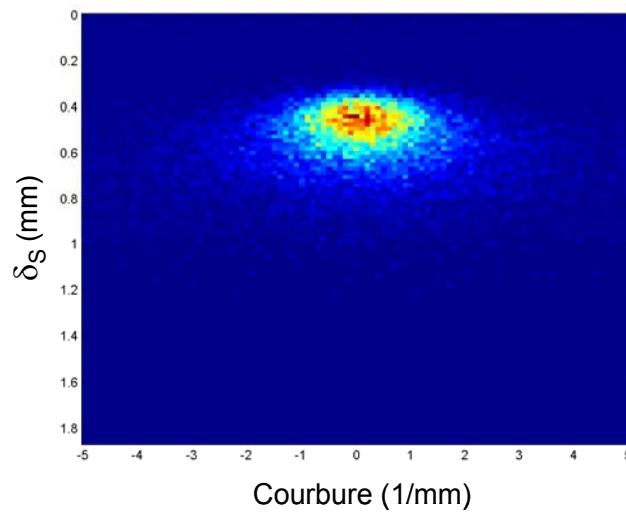
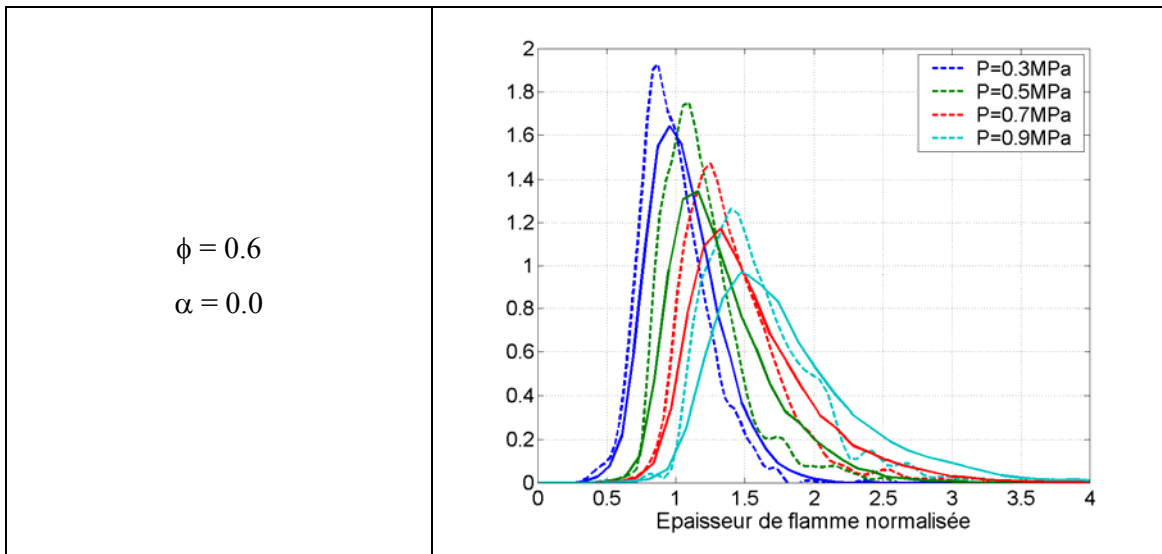


Figure 132 : Matrice de corrélation Courbure/Epaisseur, $P=0.7$ Mpa, $\phi=0.6$

7.6.1 PDF à courbure nulle

Une coupe de cette matrice à courbure nulle ($h=0$) permet d'obtenir une PDF d'épaisseur turbulente non soumise à la courbure. Sur la Figure 133, nous avons représenté les PDFs d'épaisseurs avec courbure et sans courbure. La position relative des différentes PDF reste identique.



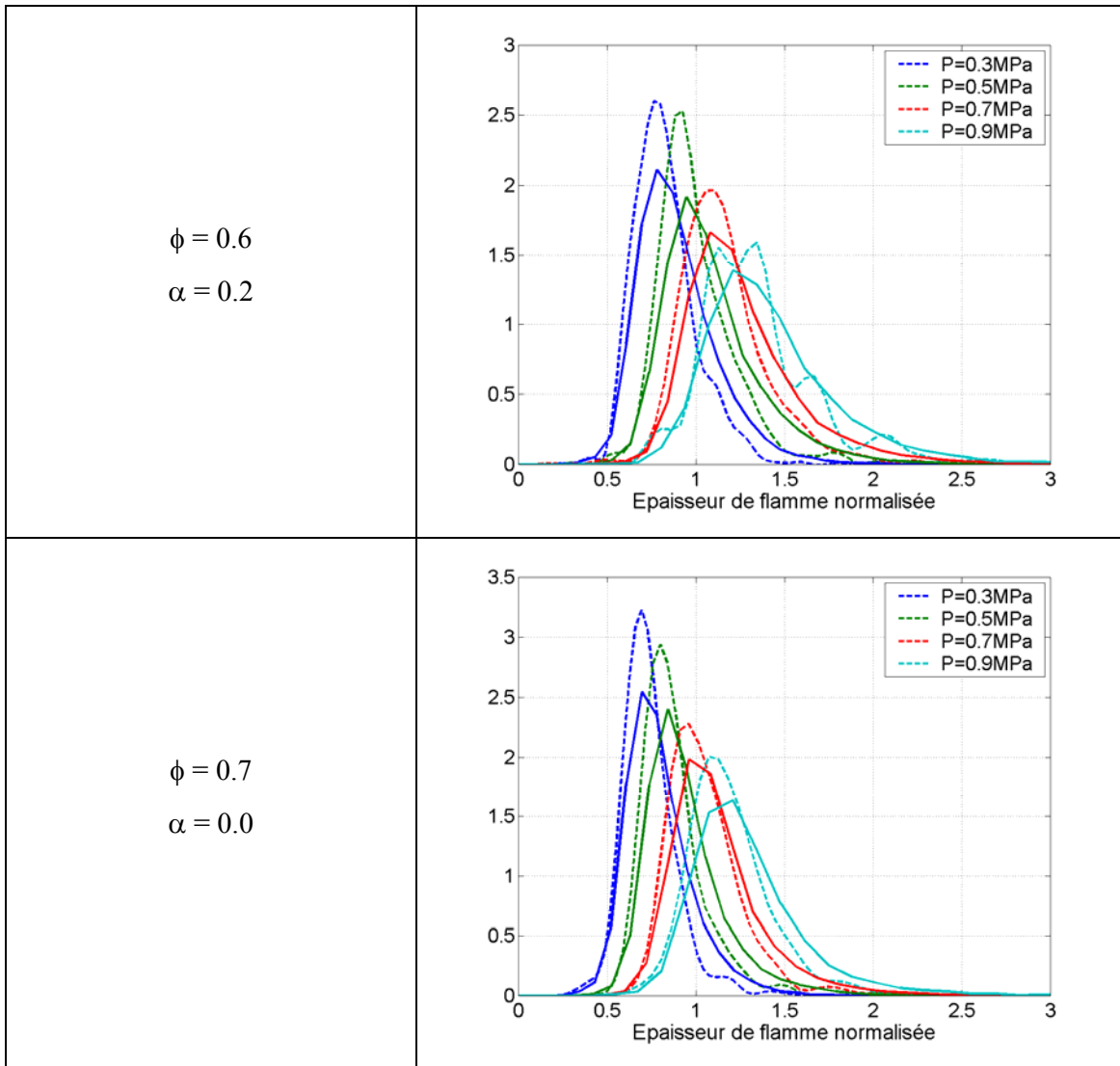


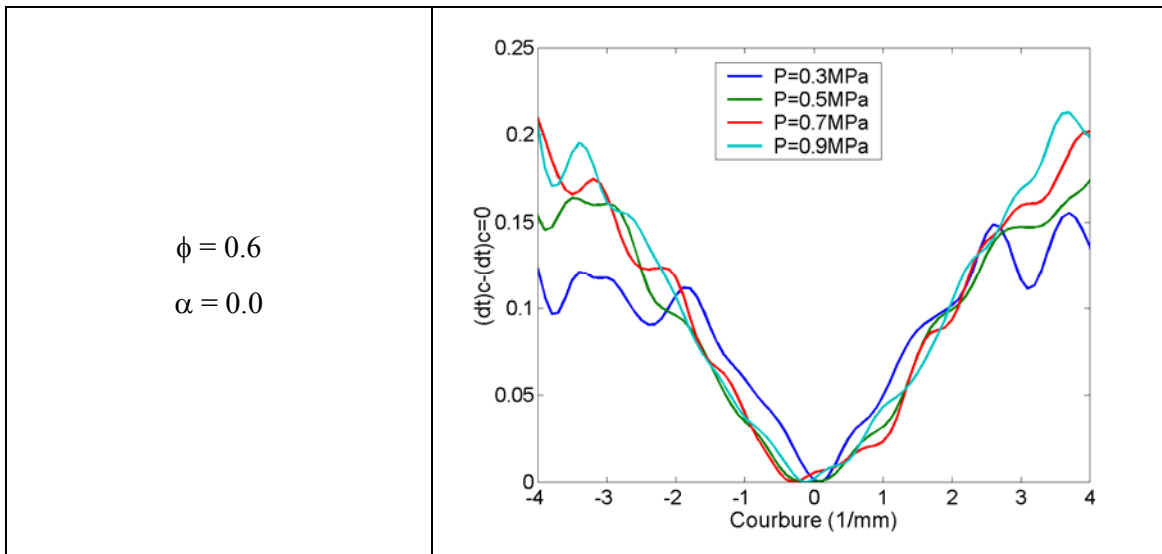
Figure 133 : PDF d'épaisseurs normalisées pour différentes pressions pour une courbure nulle (traits pointillés) et pour le cas avec courbure (traits pleins)

La courbure a un effet sur l'épaisseur mais ce paramètre agit de façon quasi similaire pour les différentes pressions. C'est donc l'action d'un autre paramètre qui est la cause de la faible augmentation de l'épaisseur moyenne des flammelettes lorsque l'on augmente la pression. La solution la plus probable reste l'élargissement du front de flamme par les petites structures de la turbulence (le structures de Kolmogorov diminue en $P^{-3/4}$).

7.6.2 Impact de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme pour différentes pressions

Il est indéniable que la courbure est fortement modifiée lorsque l'on monte en pression (cf Figure 102). Pour un même cas d'étude, on peut regarder l'impact de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme, pour voir si effectivement la courbure a un impact sur l'épaisseur du front de flamme.

Pour se rendre compte de l'impact de la courbure sur l'épaisseur, nous travaillons avec les matrices Courbure/Epaisseur. Nous cherchons pour chaque valeur de courbure (chaque colonne) la valeur de l'épaisseur moyenne. Nous obtenons finalement une courbe donnant la position de l'épaisseur moyenne en fonction de la courbure. Nous décalons ensuite toutes les courbes pour que la plus petite valeur de chaque courbe est une valeur nulle. Ces courbes sont représentées sur la Figure 134.



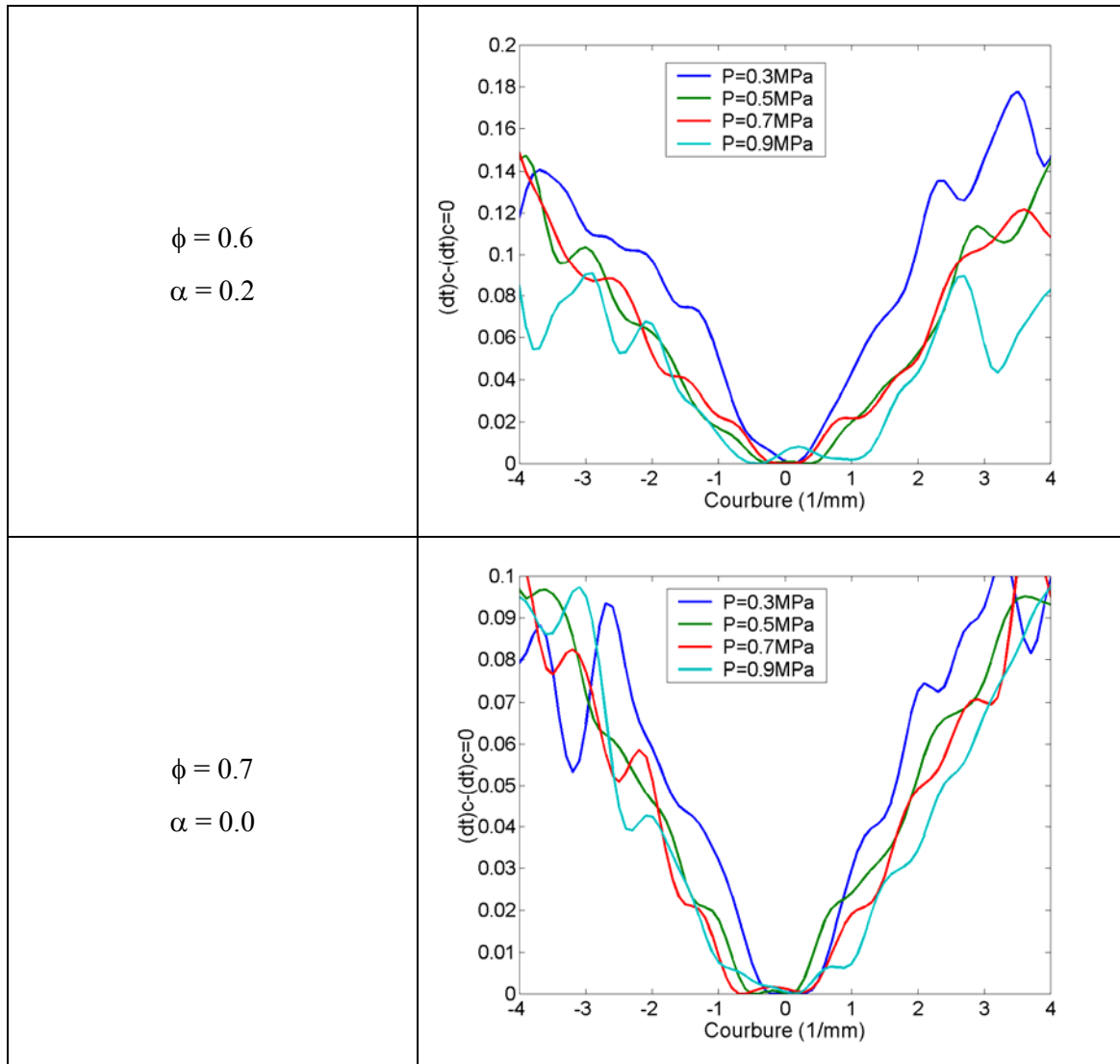


Figure 134 : Impact de la courbure sur l'épaisseur pour différentes pressions.

On constate que la courbure a un effet sur l'épaisseur et que cet effet est quasiment identique pour des courbures positives ou négatives. Pour une richesse donnée, l'effet de la courbure est le même quelle que soit la pression. Un front de flamme courbé, positivement ou négativement, verra donc son épaisseur augmenter.

Le fait que l'effet soit identique pour les courbures positives et négatives est surprenant. Au cours des expérimentations laminares, nous avons étudié l'impact de la courbure sur la vitesse de combustion. Dans la configuration de la bombe sphérique, le front de flamme est positivement courbé. Pour des mesures à pression atmosphérique, nous avons constaté que la vitesse de combustion diminue lorsque l'on augmente l'étirement (et la courbure). Ces résultats sont portés sur la Figure 135.

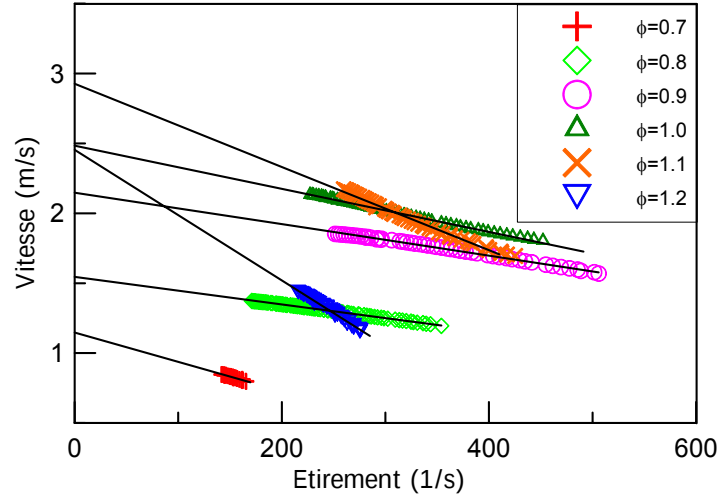


Figure 135 : Evolution de la vitesse spatiale en fonction de l'étirement.

L'épaisseur laminaire, si l'on considère la définition de Zeldovitch, est directement reliée à la vitesse de combustion de la flamme :

$$\delta^0 = \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \right)_u \frac{1}{S_L^0}$$

avec λ est la conductivité thermique et c_p la chaleur spécifique à pression constante.

Si la vitesse de combustion diminue, lorsque la courbure augmente, l'épaisseur augmentera. Ce résultat est en accord avec la partie positive de la Figure 134.

Pour valider les résultats obtenus pour les courbures négatives, nous avons effectué des mesures de Rayleigh 2D avec un brûleur laminaire de type bunsen pour différentes richesses et différentes pressions. Pour conserver un Reynolds laminaire et une hauteur de flamme raisonnable, nous ne pouvons pas travailler à plus de 0.25 MPa. Malheureusement, nous n'avons pas eu le temps d'analyser ces résultats pour les insérer dans ce travail.

7.6.3 Influence de la courbure en fonction de la composition du mélange

Il est intéressant d'investiguer l'effet de la courbure sur l'épaisseur pour différentes compositions du prémélange.

D'après la Figure précédente, il semblerait que la courbure a un effet similaire sur l'épaisseur du front de flamme quelle que soit la pression. Par contre si l'on observe la Figure 136 (a et b), on constate que lorsque l'on modifie le mélange (que ce soit la richesse ou la teneur en hydrogène), l'effet de la courbure est modifié.

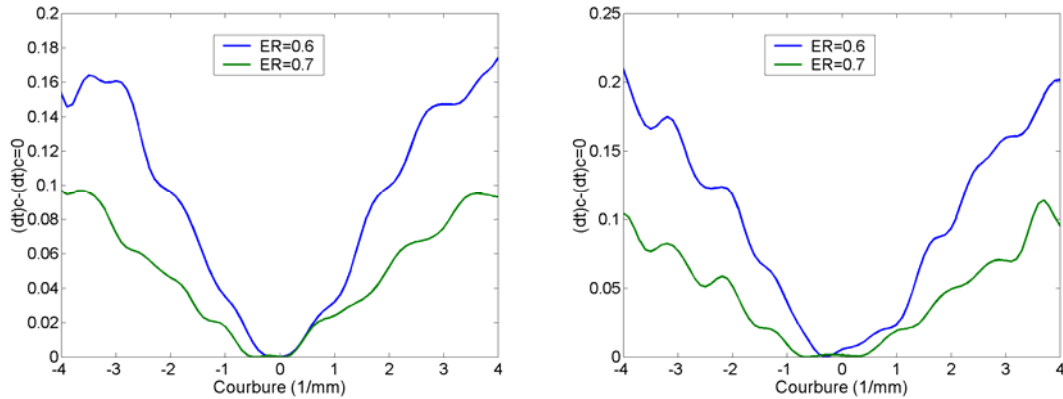


Figure 136 a et b : Impact de la courbure sur l'épaisseur pour différentes richesses ($f=0.6$ en bleu $f=0.7$ en vert) ; a : $P=0.5$ MPa ; b : $P=0.7$ MPa

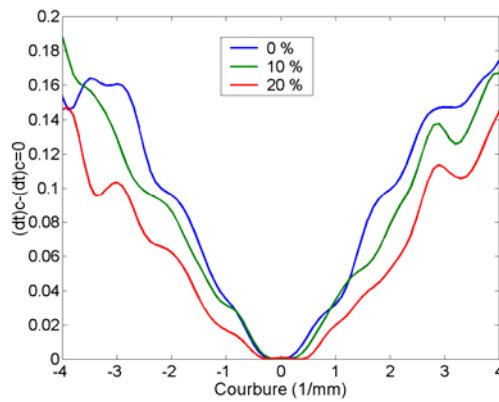


Figure 137 : Impact de la courbure sur l'épaisseur pour différents enrichissements en hydrogène

La courbure agit donc différemment suivant les conditions du mélange. Lorsque l'on augmente la richesse ou que l'on ajoute de l'hydrogène, on modifie la stabilité du mélange (nombre de Markstein). D'après les résultats obtenus, on réduit la dépendance de la flamme à l'étirement, et donc à la courbure, lorsque l'on augmente la richesse ou que l'on ajoute de l'hydrogène.

7.7 Conclusions :

Ce chapitre avait pour objectif d'investiguer la structure interne de la flamme turbulente à l'aide d'un dispositif de Rayleigh 2D. Notre étude est basée sur des PDF d'épaisseur de front de flamme instantanée.

Lorsque l'on augmente la richesse, nous constatons une modification des PDF d'épaisseur et ce pour l'ensemble des pressions. Le pic des valeurs les plus probables devient plus important

et est décalé vers des épaisseurs plus faibles. La présence d'un pic plus important lorsque l'on augmente la richesse caractérise une moindre dépendance de l'épaisseur du front de flamme face aux perturbations (turbulence et étirement). L'épaisseur moyenne du front de flamme diminue (quelle que soit la définition prise). La diminution de l'épaisseur moyenne de la flammelette entraînée par l'augmentation de la richesse est inférieure à celle obtenue pour l'épaisseur laminaire calculée, ce qui entraîne une augmentation de l'épaisseur normalisée.

L'ajout d'hydrogène entraîne également une diminution de l'épaisseur moyenne des fronts instantanés. De plus, l'ajout d'hydrogène diminue la sensibilité du front de flamme face aux perturbations, comme cela a été montré lors des expérimentations laminaires par le biais des longueurs de Markstein.

Lorsque l'on augmente la pression, l'épaisseur moyenne des fronts instantanés ne subit pas de diminution contrairement à ce qui se passe pour les flammes laminaires. Au contraire, leur épaisseur moyenne augmente légèrement avec la pression, et ce pour les deux cas de richesse étudiés ($\phi=0.6$ et $\phi=0.7$). L'augmentation de la pression engendre une large modification de la structure macroscopique du front de flamme ainsi que de la turbulence. La dimension des structures du front de flamme est réduite et les petites échelles caractéristiques de la turbulence sont largement plus petites. Cependant, la vitesse débitante de l'écoulement, intimement liée à l'étirement tangentiel, est conservée. Les courbures instantanées sont simultanément déterminées avec l'épaisseur instantanée des flammelettes. Nous avons évalué l'effet de la courbure sur le front de flamme pour tenter d'expliquer cette divergence entre les résultats des fronts de flamme turbulents et les résultats laminaires. La courbure a un effet sur l'épaisseur, cependant, cet effet est le même pour les différentes pressions. L'action de ce paramètre ne permet donc pas d'expliquer les phénomènes observés. L'étirement tangentiel n'a pas pu être évalué au cours de ce travail. Cependant, d'après Buschmann et al. [40] l'étirement tangentiel entraîne une diminution de l'épaisseur de la flammelette, ce qui n'est pas ce que nous observons, puisque les épaisseurs moyennes des flammelettes sont plus importantes que les épaisseurs laminaires calculées. Peters [43] prévoit que lorsque les petites structures de l'écoulement deviennent suffisamment petites, elles peuvent pénétrer la zone de préchauffage du front de flamme et l'élargir, ce qui concorde avec les résultats ici observés. L'intérêt de nos expérimentations en pression est en effet de modifier fortement la structure de la turbulence sans changer la vitesse débitante de l'écoulement. Nos résultats sont donc cohérents si l'on assume que l'augmentation de pression change peu l'impact de l'étirement tangentiel sur le front de flamme par rapport à celui des structures de la turbulence. Pour

valider nos résultats, il faudrait à présent vérifier que pour une vitesse d'écoulement constante, l'étirement tangentiel n'est pas trop modifié.

Nous avons montré que la courbure, positive ou négative, a pour effet d'élargir les fronts de flamme instantanés. L'effet de la courbure n'est pas dépendant de la pression. Il est en revanche dépendant de la nature du mélange. Lorsque l'on tend vers la stoechiométrie ou que l'on ajoute de l'hydrogène, on observe une baisse de la sensibilité du front de flamme vs-à-vis des perturbations (étirement et turbulence).

8 Utilisation des résultats expérimentaux pour tester différents modèles de combustion

8.1 Calcul de la densité de surface de flamme

Pour calculer la densité de surface de flamme, nous utilisons l'expression conditionnelle fournie par Pope en 1988 [49] :

$$\Sigma(c^*) = \overline{|\nabla c| |c = c^*} \overline{P}(c^*)$$

avec $\overline{|\nabla c| |c = c^*}$ la moyenne conditionnelle de $|\nabla c|$ pour $c = c^*$, et $\overline{P}(c^*)$ la probabilité d'obtenir $c = c^*$ pour une position donnée (c^* entre 0 et 1).

Si l'on travaille à partir des images tomographiques instantanées binarisées, on a $c=0$ dans les gaz frais et $c=1$ dans les gaz brûlés (Figure 138).

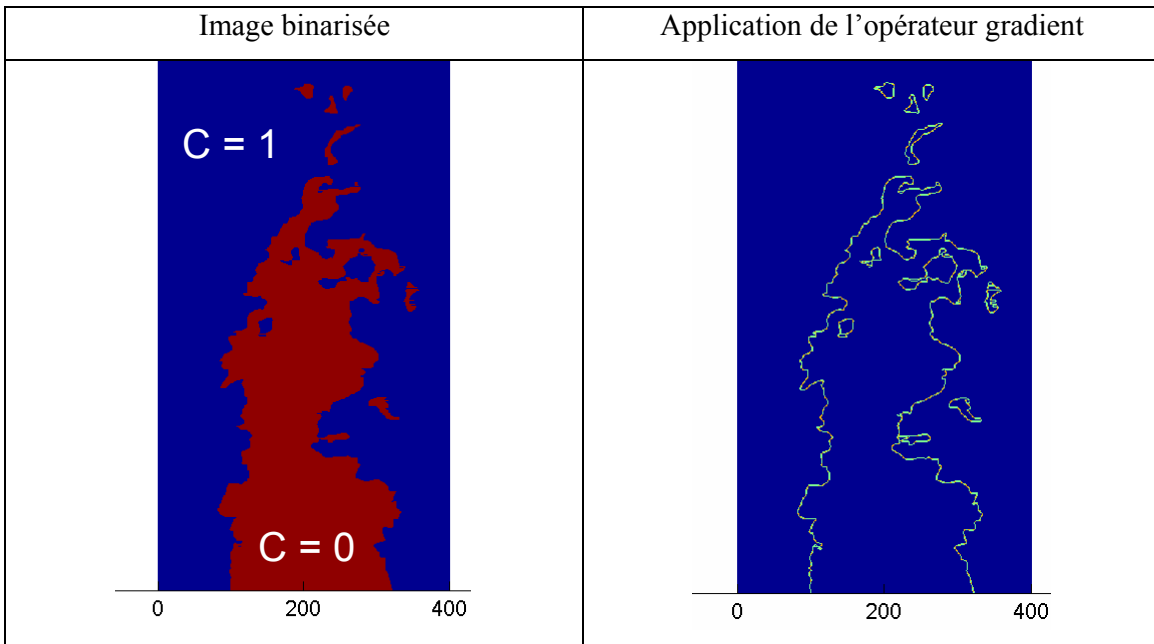


Figure 138 : Illustration de la méthodologie utilisée pour obtenir la densité de surface de flamme locale

Pour chaque image instantanée binarisée, nous calculons le gradient en chaque point de coordonnée (i,j) de l'image :

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

Nous obtenons alors un contour de flamme dont les pixels qui le composent peuvent prendre deux valeurs d'intensité différentes comme illustré sur la Figure 139.

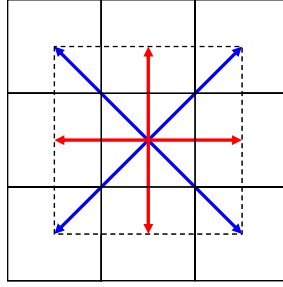


Figure 139 : Illustration des différentes valeurs d'intensité pouvant être prises par les pixels du contour de flamme

En effectuant une moyenne sur 600 images, nous obtenons les cartographies de densité de surface de flamme locale.

Nous avons représenté sur la Figure 140 les cartographies de densité de surface de flamme pour trois richesses différentes.

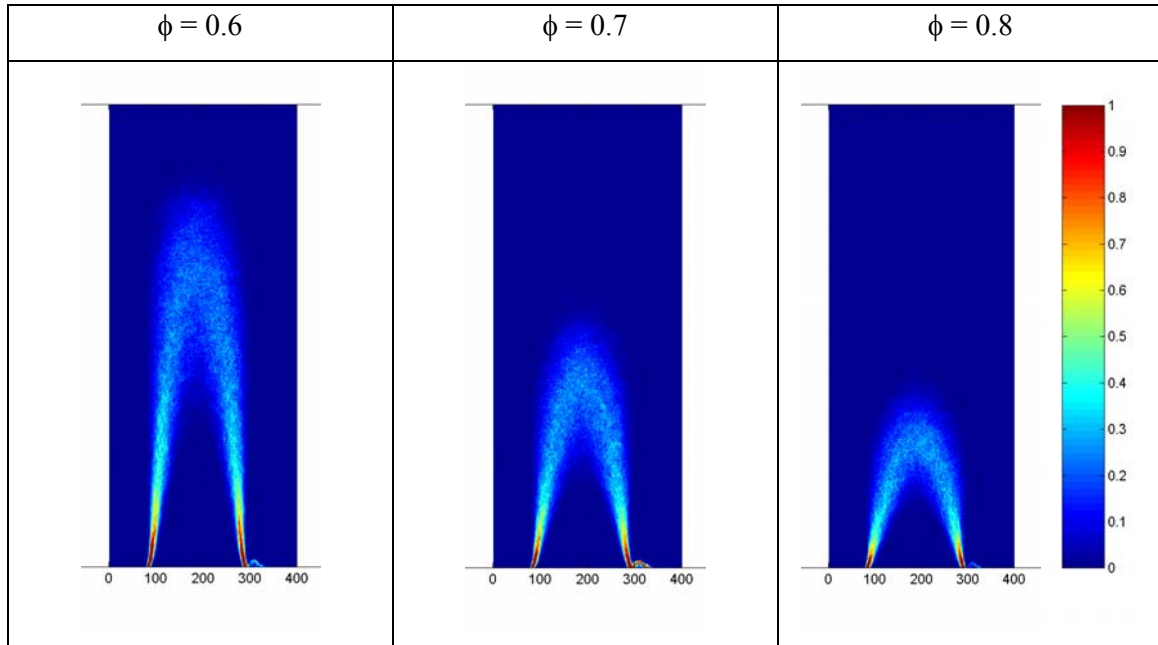


Figure 140 : Cartographies de densité de surface de flamme locale pour 3 richesses, P=0.1 MPa, unités en mm⁻¹

Si l'on considère le cas $P=0.1$ MPa et $\phi=0.6$, on constate une diminution de Σ lorsque l'on s'éloigne du brûleur. La flamme est accrochée au brûleur, ce qui diminue fortement la dispersion de présence du front de flamme dans cette zone.

Lorsque l'on augmente la richesse, on constate que les valeurs de densité de surface de flamme ne varient pas. Il se produit uniquement une réduction de la taille de la flamme. On retrouve ici les résultats de Pavé [6] et ceux de Gagnepain [5] obtenus par diffusion Rayleigh. Tous deux ont constaté que la richesse n'a pas d'impact sur les valeurs de densité de surface de flamme. Ceci est directement lié au fait que l'échelle caractéristique de plissement n'est pas modifiée par le changement de richesse.

Sur la Figure 141, nous avons tracé l'évolution axiale de la densité de surface de flamme intégrée sur chaque ligne horizontale de la matrice. L'axe des abscisses représente la hauteur dans la flamme, adimensionnée par la hauteur maximale de la flamme.

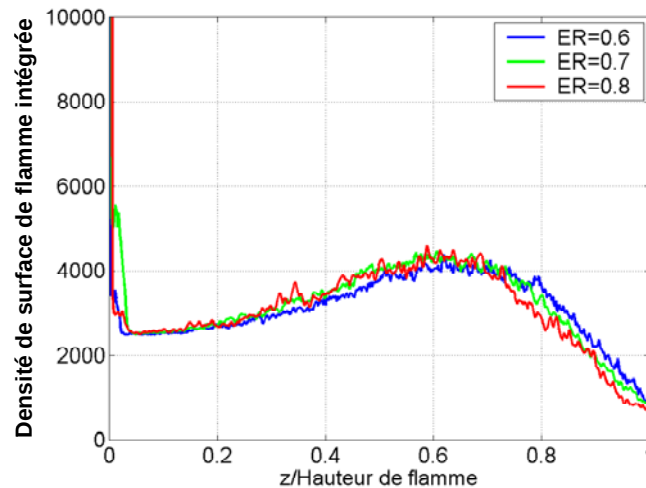


Figure 141 : profil axial de densité de surface de flamme pour différentes richesses

On constate que l'augmentation de richesse de 0.6 à 0.8 n'a aucun impact sur l'évolution axiale moyennée de la densité de surface de flamme.

Nous nous intéressons à présent à l'impact de la pression sur la densité de surface de flamme. La Figure 142 présente l'effet de l'augmentation de pression de 0.1 à 0.9 MPa sur la densité de surface de flamme locale.

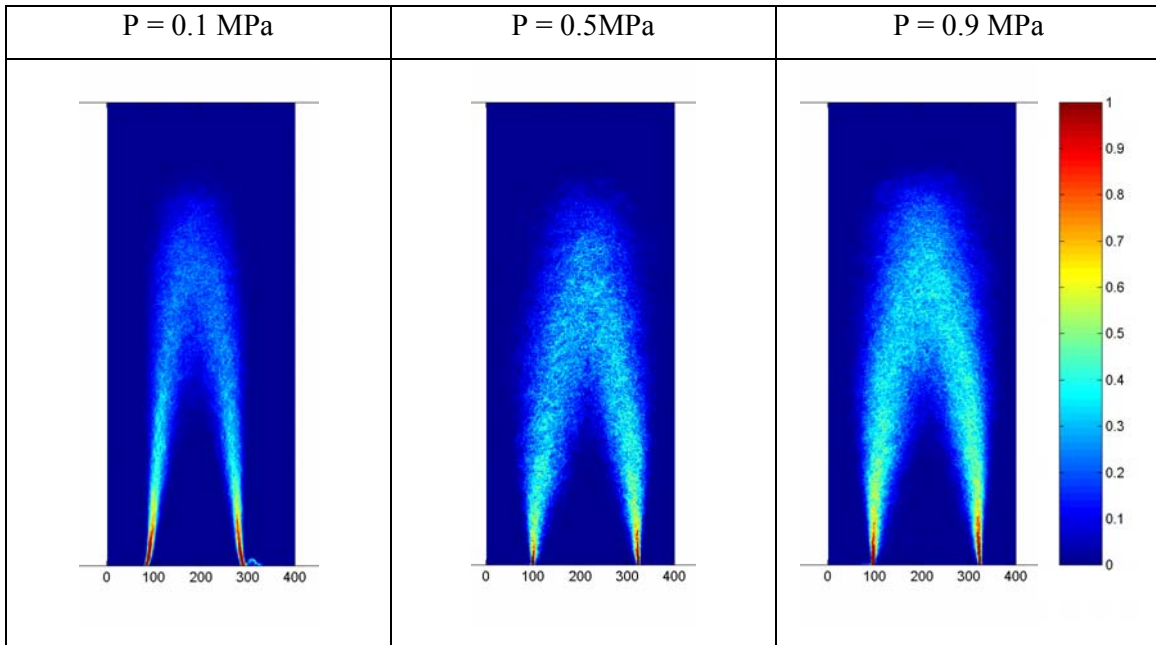


Figure 142 : Cartographies de densité de surface de flamme locale pour 3 pressions, $\phi=0.6$, unités en mm^{-1}

On remarque immédiatement que l'on obtient des valeurs d'intensité plus importantes lorsque l'on augmente la pression.

On porte sur la Figure 143 l'évolution axiale de la densité de surface de flamme intégrée.

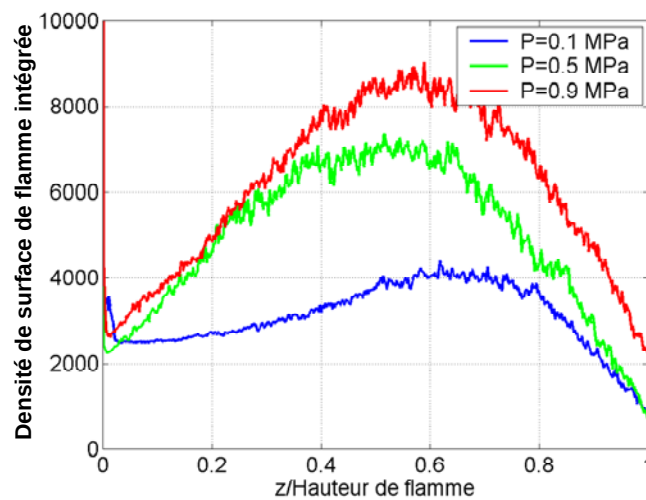


Figure 143 : profil axial de densité de surface de flamme pour différentes pressions

Lorsque la pression augmente, on observe une diminution de la densité de surface de flamme intégrée lorsque la hauteur adimensionnée est inférieure à 0.2. Ceci s'explique par un élargissement de la base de la flamme. Pour le cas à pression atmosphérique, la base de la flamme qui est accrochée au brûleur n'est pratiquement pas influencée par la turbulence. Ce

n'est plus le cas lorsque l'on augmente la pression. Ensuite, on constate une nette augmentation de la densité de surface de flamme moyennée avec la pression. On retrouve ici les résultats de Lachaux [13].

Nous allons à présent utiliser les images de densité de surface de flamme obtenues pour tester différents modèles de combustion turbulente.

8.2 Modèle BML

L'approche la plus simple est de fermer la densité de surface de flamme à l'aide d'une combinaison algébrique de grandeurs connues.

Proposée par Bray et al. [47] cette fermeture s'écrit sous la forme :

$$\Sigma = \frac{g\bar{c}(1-\bar{c})}{|\sigma_y|L_y}$$

où g est une constante, σ_y un facteur d'orientation, L_y l'échelle intégrale de plissement du front de flamme et $\bar{c}$ la variable d'avancement moyenne de la réaction.

Le facteur d'orientation et la variable d'avancement moyenne de la réaction peuvent être obtenus à partir des résultats expérimentaux. Dans un premier temps, nous étudierons l'influence de la richesse et de la pression sur σ_y . Ensuite, nous utiliserons ces résultats pour étudier le rapport L_y/g .

8.2.1 Facteur d'orientation

Ces résultats sont issus d'une analyse bidimensionnelle de la flamme.

Le facteur d'orientation σ_y est défini comme le cosinus de l'angle entre la normale au front instantané et la ligne $\bar{c} = cte$ (cf paragraphe 1.6.3). Nous avons calculé au préalable la variable d'avancement moyenne de la réaction $\bar{c}$. Une fois ces cartographies obtenues, nous pouvons obtenir les composantes du gradient de $\bar{c}$. A partir des images tomographiques, nous pouvons également calculer pour chaque image les composantes de la normale en chaque point du contour. Nous sommes alors en mesure d'évaluer, en chaque point du contour d'une image instantanée, la valeur suivante :

$$|\sigma_y| = \frac{\left| n_1 \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - n_2 \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right|}{\sqrt{\frac{\partial \bar{c}}{\partial x}^2 + \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}^2}}$$

On effectue ensuite une moyenne sur 600 images pour obtenir les cartographies de $\overline{|\sigma_y|}$.

8.2.1.1 Etude du cas P=0.1 MPa et $\phi=0.6$:

La cartographie du facteur d'orientation pour le cas atmosphérique ($\phi=0.6$) est représentée sur la Figure 144.

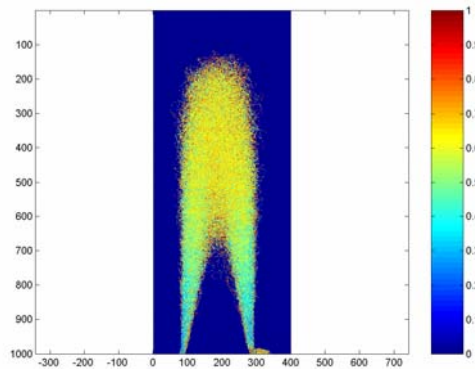


Figure 144 : Cartographie du facteur d'orientation pour le cas P=0.1 MPa et $\phi=0.6$

On obtient une valeur homogène dans tout le haut de la flamme. La base de la flamme présente des valeurs moins élevées, du fait de l'accrochage au brûleur et de la présence de fronts moins courbés. Nous pouvons comparer la valeur moyenne calculée sur l'ensemble de la cartographie à celles trouvées dans la littérature pour des mélanges méthane/air pauvre.

	$\overline{ \sigma_y }$
Martel (1998) [134]	0.5
Lecordier (1997) [101]	0.5
Lachaux (2004) [13]	0.53
Etude actuelle	0.59
Gagnepain (1998) [5]	0.65
Shepherd & Ashurt (1992) [109]	0.65
Deschamps et al. [135]	0.69
Ghenai et al. (1996) [136]	0.7
Pavé (2002) [6]	0.7

Tableau 17 : Comparaison des facteurs d'orientation de différentes études bibliographiques

La valeur que nous obtenons est tout à fait cohérente avec les autres valeurs.

Chang et al. [137] ont utilisé un brûleur développé par Shy et al. [138]. Ce dispositif expérimental consiste en une flamme de prémélange qui se propage de haut en bas dans un écoulement à turbulence quasiment isotrope. Au cours de leur étude, ils ont montré que pour un mélange méthane/air à pression atmosphérique, la valeur moyenne du facteur d'orientation augmente avec l'intensité de combustion (pour u'/S_L variant de 1.4 à 4.1) pour tendre vers une valeur de 0.65. Ce résultat aurait tendance à montrer que $\overline{|\sigma_y|}$ n'est probablement pas une constante universelle comme le considère le modèle BML. Ils ont également montré que pour de forts niveaux de turbulence ($u'/S_L > 4$), $\overline{|\sigma_y|}$ est proche de 0.65, à la fois pour des flammes issues de mélanges gazeux et diphasiques, ce qui signifie que l'expansion thermique a peu d'influence sur la valeur du facteur d'orientation.

Au cours de notre étude, nous faisons varier la richesse du mélange et la pression dans la chambre de combustion. Dans tous les cas, l'intensité de combustion est modifiée par le biais de S_L , u' restant quasiment constant pour tous les cas. Il est donc intéressant de savoir si nous observons également un effet de l'intensité de combustion sur le facteur d'orientation.

8.2.1.2 Influence de la richesse

Nous avons porté sur la Figure 145 les cartographies du facteur d'orientation de la flammelette pour trois richesses différentes.

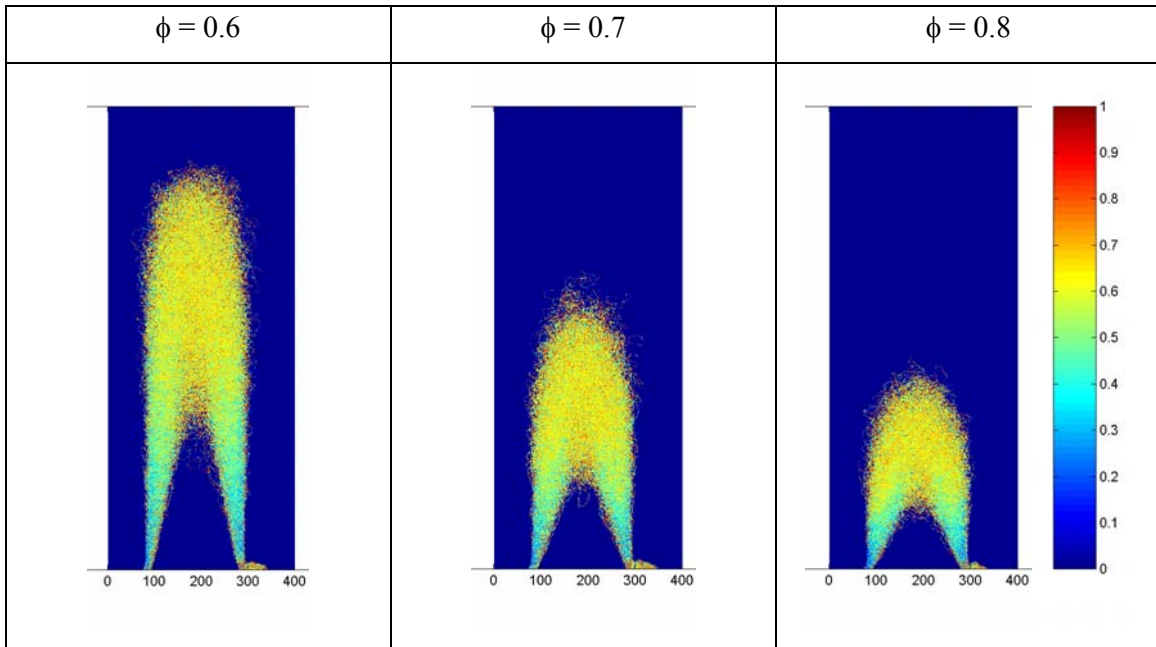


Figure 145 : Cartographies du facteur d'orientation pour différentes richesses, P=0.1 MPa

Dans un premier temps, on constate que les cartographies du facteur d'orientation ont une allure similaire quelle que soit la richesse du mélange (mis à part une diminution de la taille de la flamme). Pour mieux représenter l'évolution de facteur d'orientation le long de l'axe de la flamme, on trace l'évolution axiale du facteur d'orientation moyenné sur chaque ligne. L'axe des abscisses représente la hauteur dans la flamme adimensionnée par la hauteur maximale de la flamme.

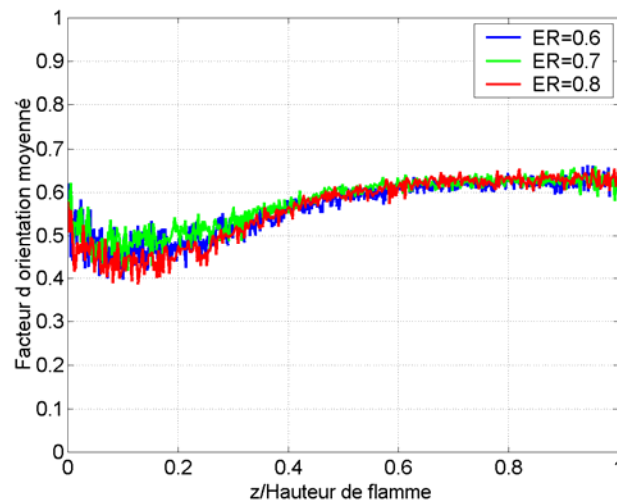


Figure 146 : Profils axiaux des facteurs d'orientation pour différentes richesses, P=0.1 MPa

On constate que les évolutions sont identiques. La richesse n'a donc pas d'effet sur les facteurs d'orientation. Il y a une légère dépendance de $|\overline{\sigma_y}|$ en fonction de la hauteur dans la flamme. On trouve des valeurs plus faibles à la base de la flamme.

En effectuant une moyenne sur l'ensemble de la cartographie, on obtient les valeurs suivantes :

ϕ	0.6	0.7	0.8
$\langle \sigma_y \rangle$	0.586	0.593	0.585

Tableau 18 : Comparaison des facteurs d'orientation pour différentes richesses

Les valeurs moyennes obtenues sont quasiment identiques. Une variation de richesse n'a donc aucun impact sur les facteurs d'orientation des flammelettes.

8.2.1.3 Influence de la pression

L'impact de l'augmentation de pression est investigué sur la Figure 147.

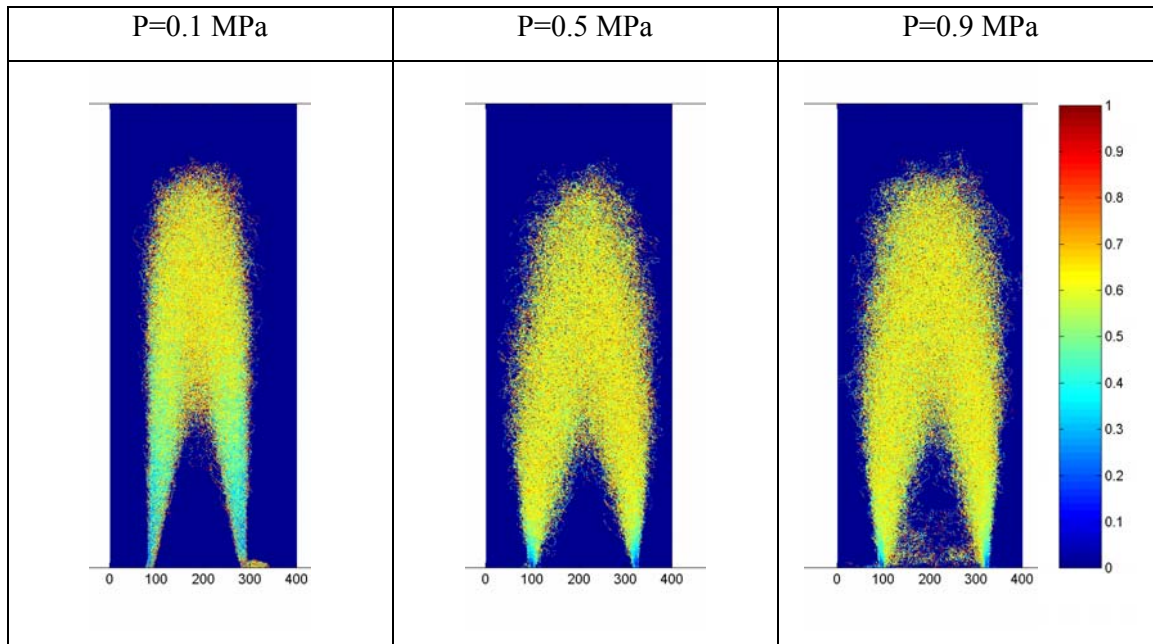


Figure 147 : Cartographies du facteur d'orientation pour différentes pressions, $\phi=0.6$

On constate que la zone où la valeur du facteur d'orientation est constante est largement étendue vers la base de la flamme. L'effet de l'accrochage de la flamme sur le brûleur n'est quasiment plus visible.

Nous avons représenté sur la Figure 148 l'évolution axiale du facteur d'orientation moyenné sur chaque ligne.

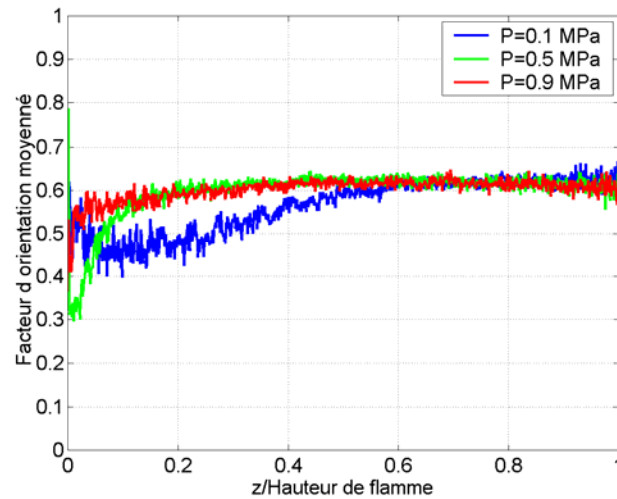


Figure 148 : Profils axiaux du facteur d'orientation pour différentes pressions, $\phi=0.6$

Deux remarques peuvent être faites. Premièrement, plus la pression est importante, plus le palier constant est étendu. L'augmentation de la pression entraîne une augmentation de la turbulence (par le biais des échelles de Taylor et de Kolmogorov) et permet une plus grande homogénéisation. La courbe $P=0.9$ MPa ne présente quasiment pas de décroissance par rapport à sa valeur de palier.

Deuxièmement, les trois courbes possèdent un comportement asymptotique vers une valeur identique lorsque l'on s'éloigne du brûleur.

On peut donc en conclure que quelles que soient la richesse et la pression, le profil axial du facteur d'orientation tend asymptotiquement vers une seule et même valeur d'environ 0.6, soit un angle d'environ 53° . Suivant le niveau de turbulence de l'écoulement, la zone représentative de cette valeur sera plus ou moins étendue et les effets dus à la configuration expérimentale seront supprimés.

Nous avons calculé les valeurs moyennes de $|\overline{\sigma_y}|$ pour les différentes pressions. Elles sont reportées dans le Tableau 19 et comparées à celles trouvées par Lachaux [13].

P (MPa)	0.1	0.5	0.9
$ \overline{\sigma_y} $ Lachaux [13]	0.53	0.66	0.64
$ \overline{\sigma_y} $	0.59	0.61	0.61

Tableau 19 : Comparaison des facteurs d'orientation avec les résultats de Lachaux [13]

Les valeurs obtenues au cours de cette étude sont en accord avec celles trouvées précédemment par Lachaux [13].

8.2.2 Estimation de $\frac{\Sigma}{\bar{c}(1-\bar{c})}$

Dans ce paragraphe, nous étudions le rapport $\frac{\Sigma}{\bar{c}(1-\bar{c})}$. Ce rapport est directement relié à g ,

L_y et $|\overline{\sigma_y}|$ par l'équation suivante :

$$\frac{\Sigma}{\bar{c}(1-\bar{c})} = \frac{g}{L_y} \frac{1}{|\overline{\sigma_y}|}$$

Une fois ce terme évalué, nous pourrions obtenir des informations sur le rapport $\frac{L_y}{g}$.

8.2.2.1 Influence de la richesse

Les cartographies du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ pour différentes richesses sont représentées sur la Figure 149.

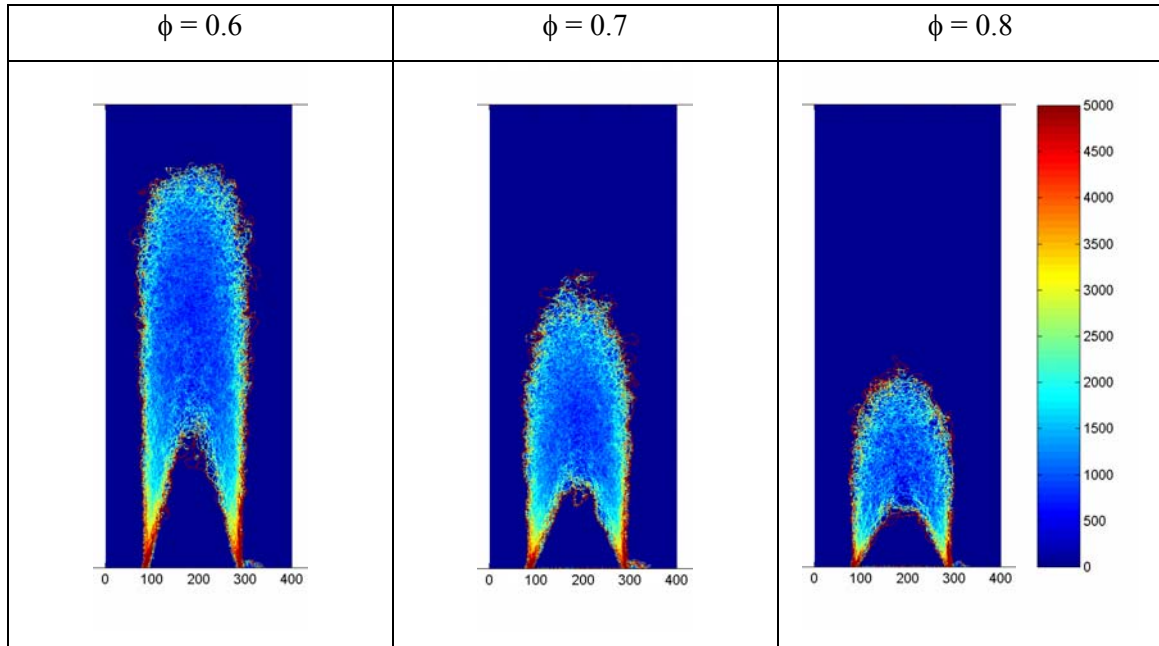


Figure 149 : Cartographies du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ pour différentes richesses, unités en m^{-1}

On constate que la valeur du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ est constante dans la partie centrale de la flamme. La base de la flamme ainsi que les bords présentent des valeurs plus élevées.

Nous avons représenté sur la Figure 150 l'évolution du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ moyennée sur chaque ligne.

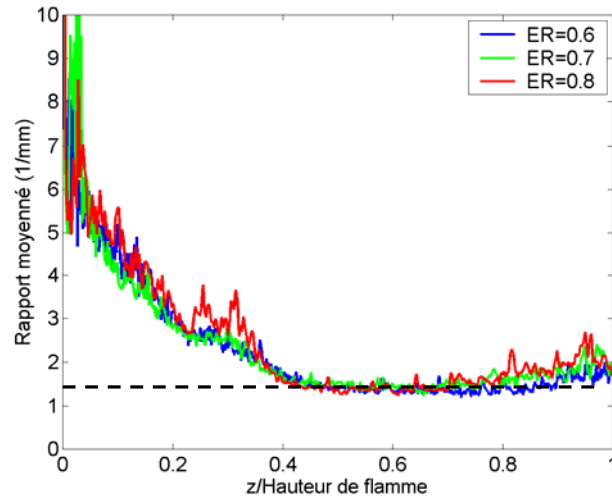


Figure 150 : Profils axiaux du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ pour différentes richesses, $P=0.1$ MPa

On constate que la modification de la richesse n'a aucune influence sur l'évolution axiale du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$. A partir d'une hauteur adimensionnée de 0.4, les courbes présentent un pallier à environ 1.4 mm^{-1} .

Veynante et al. [139] ont étudié expérimentalement une flamme turbulente de prémélange propane/air dans une configuration flamme en V. Ils ont travaillé à une richesse de 0.7. A partir d'images tomographiques, ils ont obtenu des profils du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ pour différentes positions en aval du barreau qui stabilise leur flamme en V. Ils ont observé que cette quantité est constante entre $\bar{c}=0.2$ et $\bar{c}=0.8$. Ils ont montré que cette constante variait en fonction de la position de mesure (diminuant de 1.5 à 1.1 mm^{-1}). Nos résultats sont cohérents avec les leurs.

8.2.2.2 Influence de la pression

La Figure 151 présente l'impact de l'augmentation de pression sur les cartographies du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$.

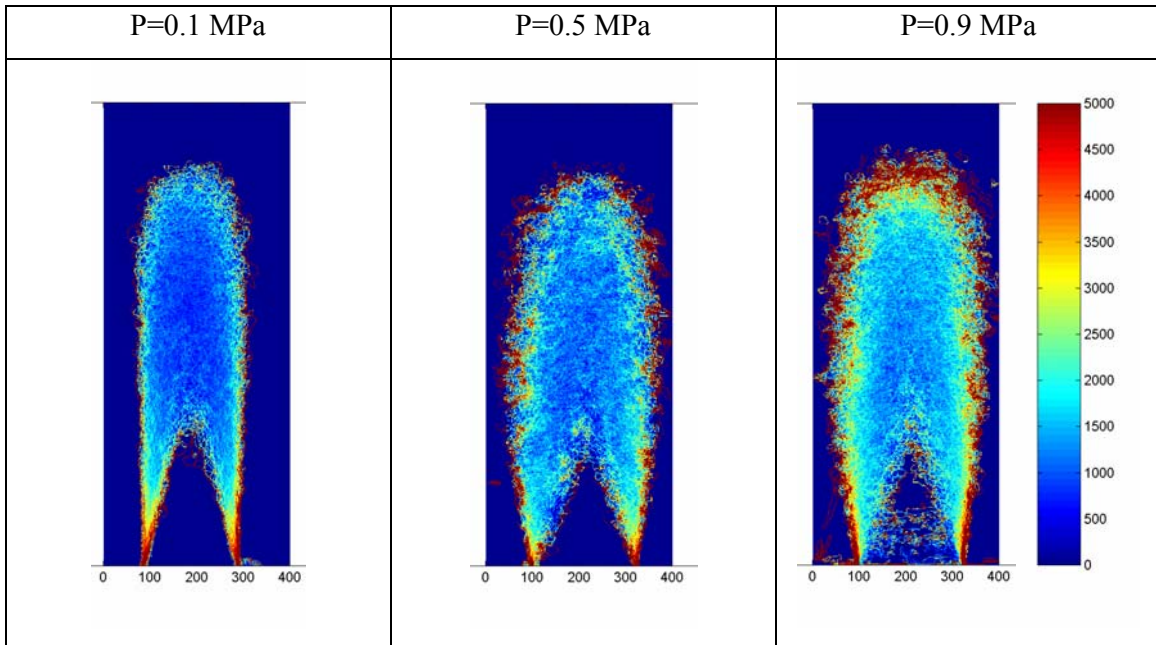


Figure 151 : Cartographies du rapport $\frac{\Sigma}{\bar{c}(1-\bar{c})}$ pour différentes pressions, $\phi=0.6$, unités en m^{-1}

On observe une modification des valeurs prises par le rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ à l'intérieur de la flamme. Nous avons représenté sur la Figure 152 l'évolution axiale moyennée sur chaque ligne du rapport.

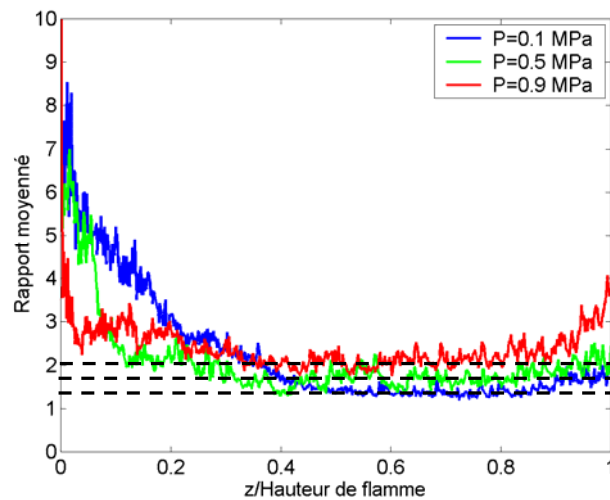


Figure 152 : Profils axiaux du rapport $\frac{\Sigma}{\bar{c}(1-\bar{c})}$ pour différentes pressions, $\phi=0.6$

Deux tendances ressortent de la Figure 152. Jusqu'à une valeur adimensionnée de hauteur dans la flamme d'environ 0.4, la courbe représentative de la pression atmosphérique est au-dessus des autres. Ceci est lié aux valeurs importantes présentes à la base de la flamme. Ces

valeurs importantes ne sont pas significatives car elles résultent de la configuration expérimentale. De plus, lorsque l'on augmente la pression, cette zone de valeurs importantes est largement réduite.

La zone importante, qui n'est pas dépendante de la configuration expérimentale utilisée, se situe entre les valeurs 0.4 et 0.9 sur l'axe des abscisses. On observe que les courbes représentatives des différentes pressions forment trois paliers constants dont la valeur augmente avec la pression. On porte dans le Tableau 20 les valeurs des trois paliers :

P (MPa)	0.1	0.5	0.9
$\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$	1.3	1.7	2.1

Tableau 20 : Effet de la pression sur le palier caractéristique du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$

La pression, contrairement à la richesse, a un effet sur la valeur du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$.

Le rapport L_y/g peut donc être estimé par la relation suivante :

$$\frac{L_y}{g} = \frac{1}{|\sigma_y|} \cdot \frac{\bar{c}(1-\bar{c})}{\Sigma}$$

Nous allons étudier ce terme dans le paragraphe suivant.

8.2.3 Estimation de L_y/g

8.2.3.1 Influence de la richesse

Le rapport L_y/g s'exprime en fonction du rapport $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ et du facteur d'orientation.

Nous avons vu au cours des précédents paragraphes que la richesse n'avait aucune influence sur ces deux grandeurs. L'influence de la richesse sur le rapport L_y/g est représentée sur la Figure 153.

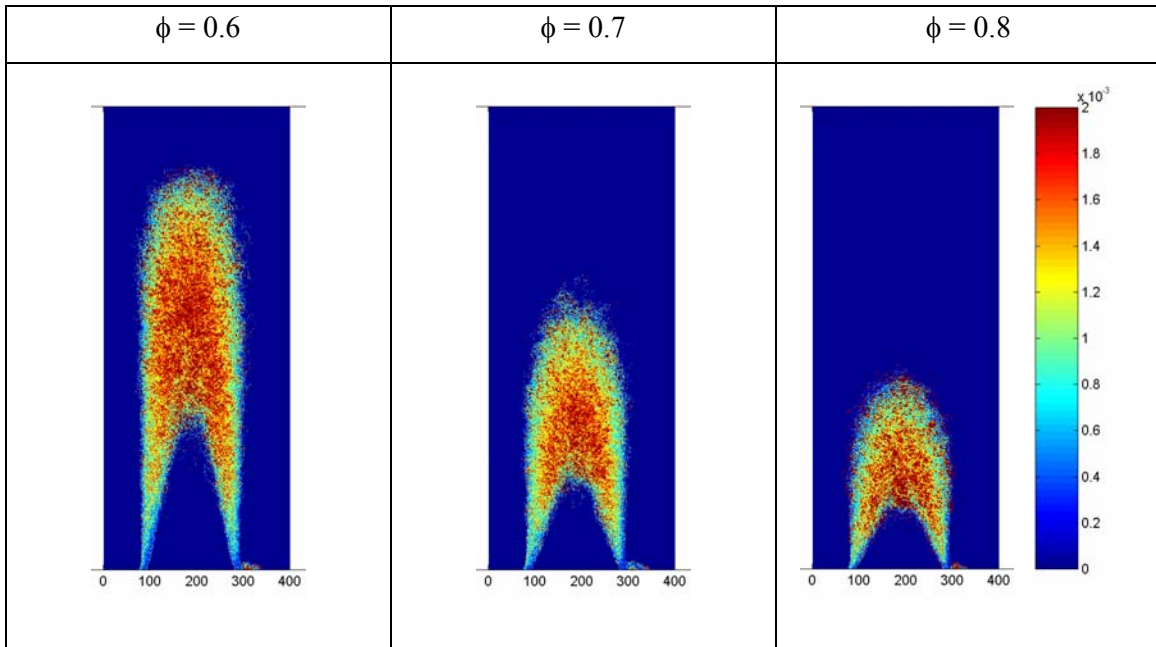


Figure 153 : Cartographies du rapport L_y/g pour différentes richesses, $P=0.1$ MPa, unités en mm

On n'observe aucune différence. Les valeurs les plus faibles juste en sortie brûleur sont de l'ordre de 0.3 mm (environ dix fois supérieur aux structures de Kolmogorov). L'évolution du rapport L_y/g moyenné sur chaque ligne de la matrice est représentée sur la Figure 154.

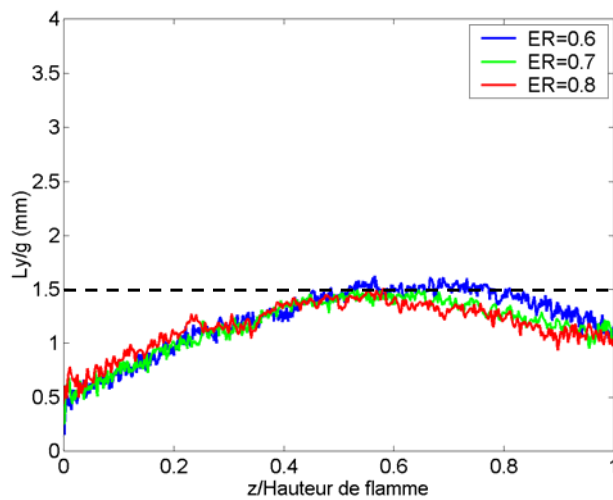


Figure 154 : Profils axiaux du rapport L_y/g pour différentes richesses, $P=0.1$ MPa

Sur la Figure 154 on constate des légères différences après l'abscisse de 0.6. Ces différences sont certainement engendrées par le traitement (on effectue des ratios de matrice et les bruits

sont amplifiés). On peut conclure que la richesse n'a pas d'influence sur le rapport L_y/g . Quelle que soit la richesse, on obtient une valeur d'environ 1.5 mm (en considérant la zone située entre 0.4 et 0.8 en abscisse). Si l'on calcule la valeur de ce rapport en prenant les valeurs de $\Sigma/\bar{c}(1-\bar{c})$ et $|\overline{\sigma_y}|$ trouvées précédemment (respectivement 1.4 mm^{-1} et 0.6), on obtient 1.2. Cette légère différence s'explique par le fait que l'on effectue une moyenne sur l'ensemble des colonnes et que l'on prend en compte les bords qui présentent des singularités.

8.2.3.2 Influence de la pression

Sur la Figure 155, on s'intéresse à l'effet de la pression sur le rapport L_y/g .

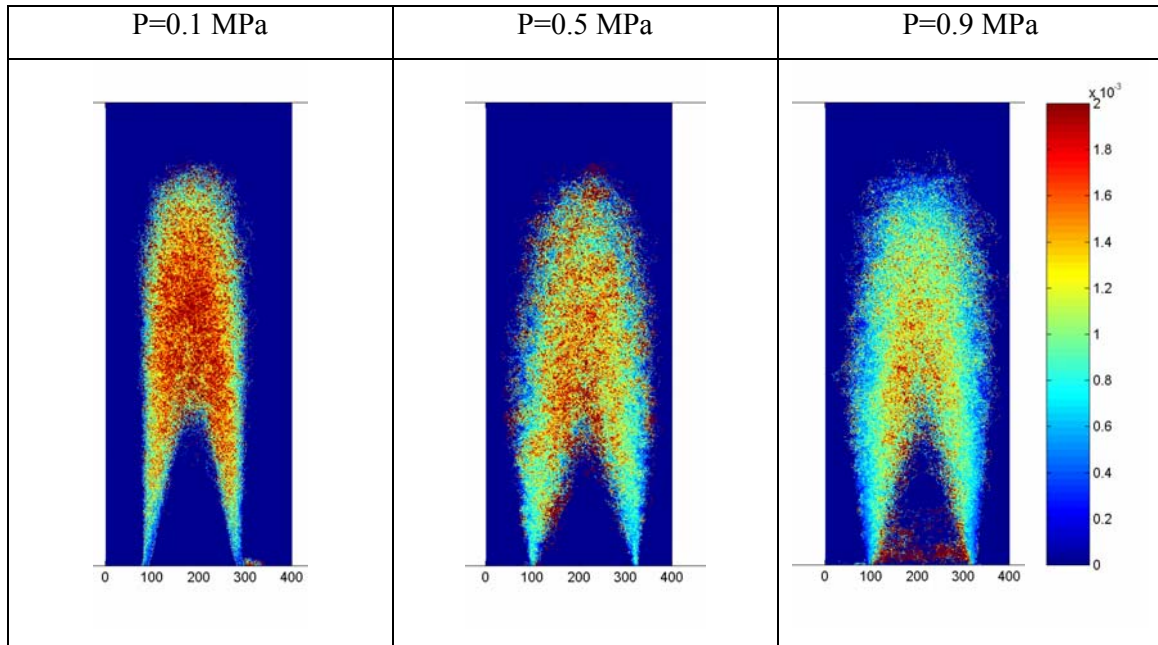


Figure 155 : Cartographie du rapport L_y/g pour différentes pressions, $\phi=0.6$, unités en mm

On constate une diminution des valeurs du rapport lorsque l'on augmente la pression. L'évolution du rapport L_y/g moyenné sur chaque ligne est représentée sur la Figure 156.

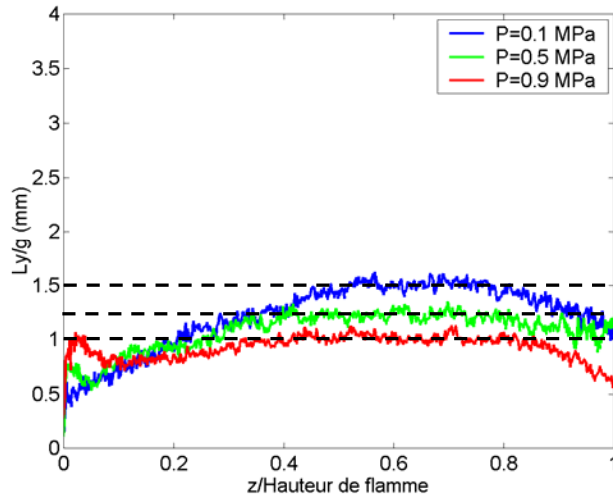


Figure 156 : Profils axiaux du rapport L_y/g pour différentes pressions, $\phi=0.6$

On observe clairement une diminution du rapport L_y/g lorsque la pression augmente. On passe de 1.5 pour une pression atmosphérique, à 1.25 pour 0.5 MPa et à 1 pour 0.9 MPa.

Si l'on considère que le facteur g est constant pour tous les cas d'étude, la différence observée provient du terme L_y . D'après nos résultats, le terme L_y diminue linéairement avec la pression. Lachaux [13] a observé une légère décroissance linéaire de l'échelle caractéristique de plissement avec la pression. En prenant un facteur g égal à 2, nous retrouvons ses résultats. Bray [140] donne l'expression suivante pour évaluer l'échelle caractéristique de plissement :

$$L_y = C_L L_U \left(\frac{S_L}{u'} \right)^n$$

avec L_U l'échelle intégrale de longueur, u' la vitesse fluctuante et C_L un coefficient de l'ordre de l'unité.

Les mesures LDA ont montré que l'échelle intégrale de longueur et les fluctuations de vitesses sont insensibles aux variations de pression. Ces mesures, effectuées pour un écoulement non réactif en sortie du brûleur, sont récapitulées dans le tableau suivant :

P	u'	S_L	u'/S_L	L_U
[MPa]	[m/s]	[m/s]		[mm]
0.1	0.17	0.112	1.52	3.0
0.5	0.18	0.041	4.39	2.9
0.9	0.18	0.029	6.21	3.1

Tableau 21 : Récapitulatif d'informations sur la turbulence et sur la flamme laminaire.

A pression atmosphérique, si l'on prend un facteur g égal à 2, on constate que $\frac{L_y}{g} \approx L_U$.

Ensuite, lorsque l'on monte en pression, l'échelle caractéristique de plissement L_y diminue, alors que le rapport $\frac{u'}{S_L}$ augmente. L'exposant n doit donc prendre une valeur négative. Une valeur d'exposant de l'ordre de -0.4 serait cohérente avec les valeurs obtenues.

Les cartographies obtenues pour les différents cas de richesse et de pression montrent que le rapport L_y/g ne peut pas être pris constant pour tous les cas d'étude, ni même dans la flamme pour un cas d'étude donné. Veynante et al. [139] avaient également montré qu'il fallait ajuster la valeur de ce rapport en fonction de la position dans la flamme.

8.2.4 Estimation du taux de combustion :

L'objectif final du modèle BML est de parvenir à une estimation du taux de combustion. Etant donné que nous avons évalué la densité de surface de flamme locale, nous pouvons également construire des cartographies du taux de combustion. Pour cela, nous utilisons la relation suivante : $\bar{\dot{\omega}} = I_0 \rho_{GF} S_L^0 \Sigma$

avec I_0 un facteur d'étirement qui tient compte des effets moyens de l'étirement sur S_L^0 . Pour une turbulence modérée, comme c'est le cas ici, on peut admettre $I_0 \approx 1$.

Les valeurs de masse volumique et de vitesse fondamentale de flamme ont été calculées avec PREMIX. Elles sont résumées dans le Tableau 22 et le Tableau 23.

	$\phi=0.6$	$\phi=0.7$	$\phi=0.8$
$\rho_{GF} \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	1.145	1.141	1.136
$S_L^0 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.114	0.192	0.27

Tableau 22 : Masses volumiques et vitesses fondamentales de combustion, P=0.1 MPa

	P=0.1 MPa	P=0.5 MPa	P=0.9 MPa
$\rho_{GF} \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	1.145	5.727	10.309
$S_L^0 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	0.114	0.042	0.03

Tableau 23 : Masses volumiques et vitesses fondamentales de combustion, $\phi=0.6$

8.2.4.1 Influence de la richesse

Nous avons représenté les cartographies du taux de combustion pour différentes richesses sur la Figure 157.

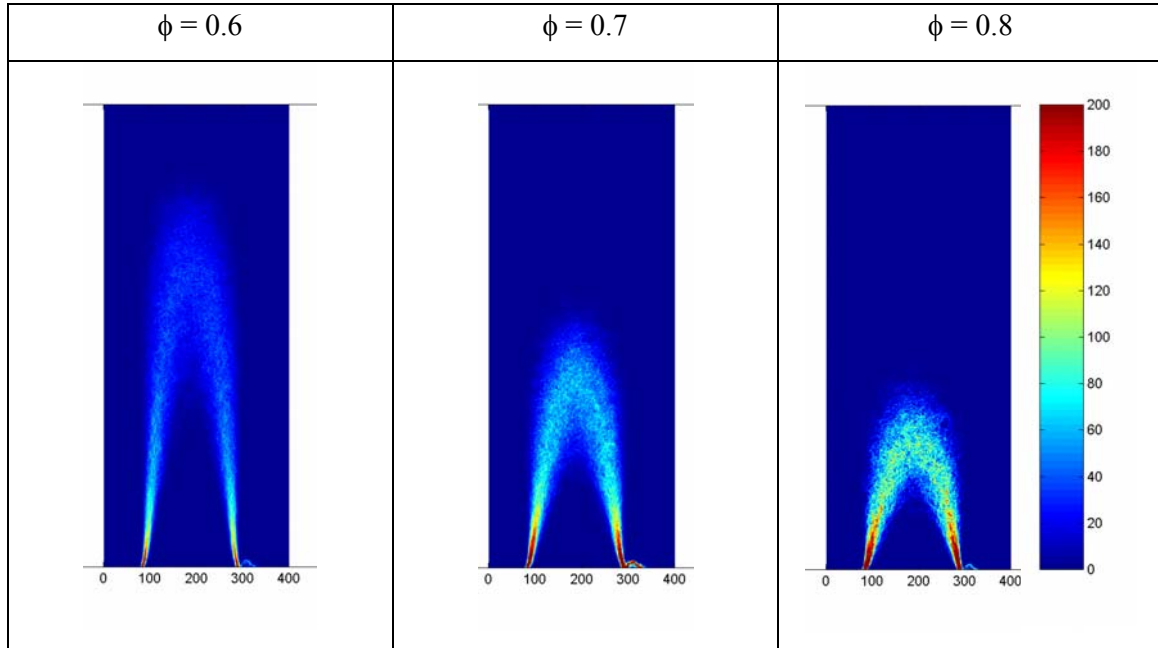


Figure 157 : Cartographies du taux de combustion pour différentes richesses, $P=0.1 \text{ MPa}$, $\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$

On constate une augmentation locale des valeurs du taux de combustion dans la zone de flamme. La densité de surface de flamme et la masse volumique étant constantes, cette augmentation résulte de l'accroissement de la vitesse fondamentale de combustion avec la richesse. Nous traçons le profil axial intégré sur chaque ligne sur la Figure 158.

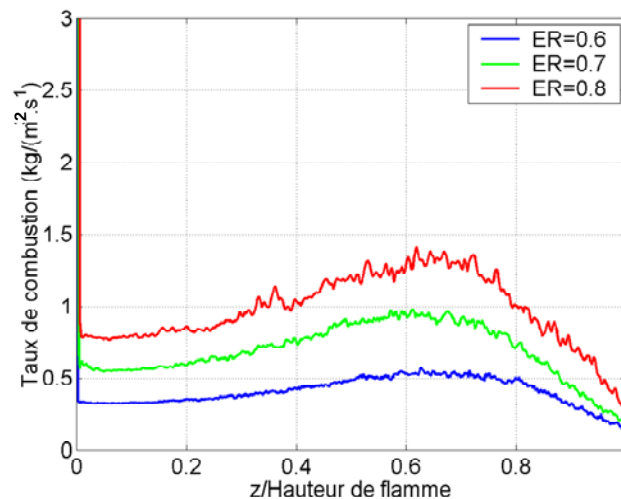


Figure 158 : Profils axiaux du taux de combustion pour différentes richesses, $P=0.1 \text{ MPa}$

On observe une augmentation du taux de combustion. Le taux de combustion total s'exprime à l'aide de la formulation suivante :

$$\int \bar{\dot{w}} dV = \int \rho_0 S_L^0 Y_f^0 \Sigma dV = \rho_0 Y_f^0 S_L^0 \int \Sigma dV$$

avec Y_f^0 la fraction massique de carburant dans le mélange, ρ_0 la masse volumique du mélange frais, S_L^0 la vitesse fondamentale de combustion du mélange.

On admet que tout ce qui sort du brûleur est brûlé au niveau du front de flamme. On a donc l'égalité suivante :

$$S_B \rho_0 U Y_f^0 = \rho_0 Y_f^0 S_L^0 \int \Sigma dV$$

avec S_B la surface de sortie du brûleur et U la vitesse débitante en sortie brûleur.

En simplifiant l'égalité précédente, on obtient :

$$S_B U = S_L^0 \int \Sigma dV = cte$$

On peut donc considérer que le produit $S_L^0 \int \Sigma dV$ est constant pour tous les cas d'étude.

A l'aide de cette propriété, on peut écrire que le taux de combustion est proportionnel au produit de la masse volumique et de la fraction massique de carburant :

$$\int \bar{\dot{w}} dV \propto \rho_0 Y_f^0$$

L'augmentation de la richesse modifie la fraction massique de carburant Y_f^0 . Les évolutions observées sur la Figure 158 sont donc tout à fait cohérentes.

8.2.4.2 Influence de la pression

L'impact de l'augmentation de pression sur la cartographie du taux de combustion est représenté sur la Figure 159.

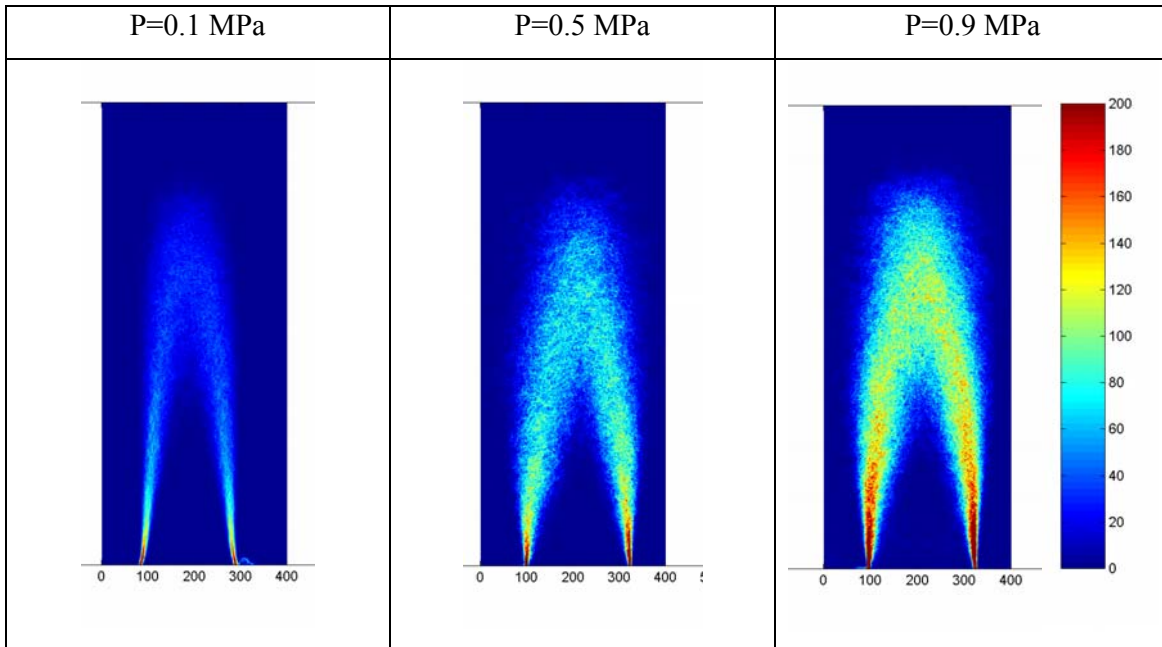


Figure 159 : Cartographie du taux de combustion pour différentes pressions, $\phi=0.6$, $\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$

On constate une forte augmentation du taux de combustion lorsque l'on passe de la pression atmosphérique à 0.9 MPa. Nous avons vu que la densité de surface de flamme augmente avec la pression. De même, la masse volumique est proportionnelle à la pression. Par contre, on peut voir dans le Tableau 23 que la vitesse fondamentale de combustion décroît fortement avec l'augmentation de pression (en $P^{-0.6}$ d'après Lachaux [13] et $P^{-0.5}$ d'après nos mesures en bombe sphérique).

Le profil axial intégré du taux de réaction est tracé sur la Figure 160.

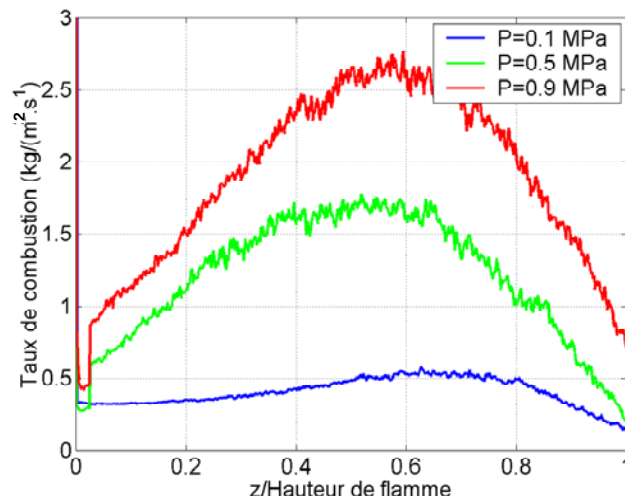


Figure 160 : Profils axiaux du taux de combustion pour différentes pression, $\phi=0.6$

On remarque que le taux de combustion augmente largement avec la pression. Comme on l'a démontré dans le paragraphe portant sur l'impact de la richesse, le taux de combustion total est directement proportionnel à la masse volumique et à la fraction massique de carburant. Lorsque l'on augmente la pression, Y_f^0 reste constant. Par contre, la masse volumique va augmenter proportionnellement à la pression. L'augmentation observée sur la Figure 160 est donc engendrée par l'augmentation de la masse volumique.

8.2.5 Conclusions

Au cours de ce paragraphe, nous avons utilisé des résultats expérimentaux pour tester le modèle BML. Ce modèle fournit une formulation simple permettant d'évaluer la densité de surface de flamme à partir de grandeurs plus facilement calculables. Ces grandeurs sont la variable d'avancement moyenne de la réaction $\bar{c}$, le facteur d'orientation σ_y , l'échelle intégrale de plissement du front de flamme L_y et la constante g . Dans un premier temps, nous avons calculé directement la densité de surface de flamme à l'aide de l'expression conditionnelle exacte fournie par Pope [49]. Nous avons pu observer que la richesse n'a pas d'effet sur la densité de surface de flamme, contrairement à la pression. En effet, plus on augmente la pression, plus la densité de surface de flamme est élevée.

Le facteur d'orientation, σ_y , est également accessible expérimentalement. Les cartographies obtenues pour différentes richesses et pressions ont permis d'obtenir des renseignements intéressants. Premièrement, la richesse n'a pas d'effet sur le facteur d'orientation. De plus, lorsque l'on est à pression atmosphérique, la zone à l'intérieur de laquelle le facteur d'orientation est constant est limitée au centre de la flamme. La base de la flamme possède des valeurs plus faibles, ce qui s'explique par la faible courbure du front de flamme à ce niveau. Lorsque l'on augmente la pression, la zone constante est largement étendue vers la base de la flamme. En outre, la valeur de σ_y à l'intérieur de cette zone est la même quelle que soit la pression. On peut donc conclure que hormis les singularités rencontrées à la base de la flamme lorsque la turbulence est faible, σ_y est constant dans la flamme quelles que soient la richesse et la pression. Les singularités observées à la base de la flamme sont dues à la géométrie du dispositif expérimental.

A partir des cartographies de Σ , σ_y et $\bar{c}$, nous avons étudié le comportement du rapport L_y/g . Premièrement, nous avons constaté que contrairement à l'étude faite pour σ_y , les

cartographies de L_y/g montre une inhomogénéité dans le centre de la flamme. Cette inhomogénéité est plus importante lorsque l'on augmente la pression. De plus la valeur moyenne du rapport diminue avec la pression. Il n'est donc pas correct de considérer que le rapport L_y/g est constant pour tous les cas d'étude, ni même constant dans la flamme pour un cas d'étude.

Pour finir, nous nous sommes intéressé au taux de réaction. L'augmentation de la richesse, par le biais de la vitesse fondamentale de combustion, entraîne une augmentation du taux de réaction. Concernant la pression, les accroissements de la densité de surface de flamme et de la masse volumique sont prépondérants devant la diminution de la vitesse fondamentale de combustion.

8.3 L'équation de transport de la densité de surface de flamme

Déjà présenté dans le chapitre 1, le modèle de flamme cohérente (CFM) consiste en l'écriture de l'équation de transport exacte de Σ :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{U}} \Sigma) = \underbrace{-\nabla \cdot (\langle \mathbf{u}'' \rangle_s \Sigma)}_{\text{Terme 4}} - \underbrace{\nabla \cdot (\langle w \mathbf{n} \rangle_s \Sigma)}_{\text{Terme 5}} + \underbrace{(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{U}} - \langle \mathbf{n} \mathbf{n} \rangle_s : \nabla \tilde{\mathbf{U}}) \Sigma}_{\text{Terme 1}} + \underbrace{(\nabla \cdot \mathbf{u}'' - \mathbf{n} \mathbf{n} : \nabla \mathbf{u}'') \Sigma}_{\text{Terme 6}} + \underbrace{\langle w \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_s \Sigma}_{\text{Terme 2}}$$

A l'aide des résultats expérimentaux et de traitements sous Matlab bien adaptés, nous allons investiguer chacun de ces termes. Dans un premier temps nous nous intéressons à l'évolution des normales et des facteurs d'orientation $\langle n_i n_j \rangle_s$.

8.3.1 Evolution des normales

Les normales interviennent dans de nombreux termes de l'équation de transport. Leur connaissance est primordial. Nous allons les déterminer à l'aide des résultats expérimentaux et comparer les résultats obtenus à certains modèles existants.

8.3.1.1 Décomposition en moyenne et fluctuation

Le vecteur normal au front instantané n est défini comme pointant vers les gaz frais. Cant et al. [45] propose de l'exprimer comme la somme d'une grandeur moyenne M_i et d'une fluctuation m_i :

$$n_i = M_i + m_i \quad \text{avec} \quad M_i = \langle n_i \rangle_S \quad \text{et} \quad \langle m_i \rangle_S = 0$$

La décomposition écrite ci-dessus nous permet d'écrire :

$$\langle n_i n_j \rangle_S = M_i M_j + \langle m_i m_j \rangle_S$$

Les normales moyennes sont déjà fermées grâce à la relation géométrique exacte [45, 141] :

$$\langle n \rangle_S = M = -\frac{\nabla \bar{c}}{\Sigma}$$

Nous rappelons sur la Figure 161 le repère utilisé lors des mesures.

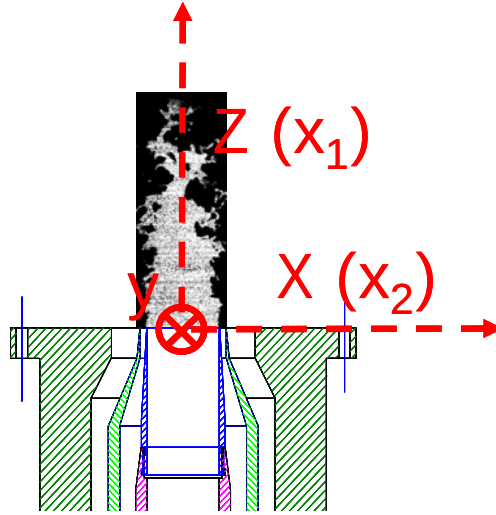


Figure 161 : Repère de l'étude

Dans un premier temps, nous allons évaluer les composantes moyennes des normales à l'aide de la relation géométrique exacte précédente. Ensuite, nous calculerons les termes $\langle n_i n_j \rangle_S$.

Finalement, nous nous intéresserons aux fluctuations $\langle m_i m_j \rangle_S$.

- **Composantes moyennes M_i :**

Nous obtenons les cartographies des composantes moyennes grâce à la formulation exacte :

$$M = -\frac{\nabla \bar{c}}{\Sigma}$$

soit, dans notre espace à deux dimensions :

$$M_1 = -\frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{d\bar{c}}{dx_1}$$

$$M_2 = -\frac{1}{\Sigma} \cdot \frac{d\bar{c}}{dx_2}$$

La densité de surface de flamme Σ et la variable d'avancement moyenne de la réaction $\bar{c}$ ont été obtenues expérimentalement.

Nous avons représenté sur la Figure 162 les cartographies des composantes moyennes des normales. M_1 représente la projection sur l'axe x_1 (z sur la Figure 161) et M_2 la projection sur l'axe x_2 (x sur la Figure 161).

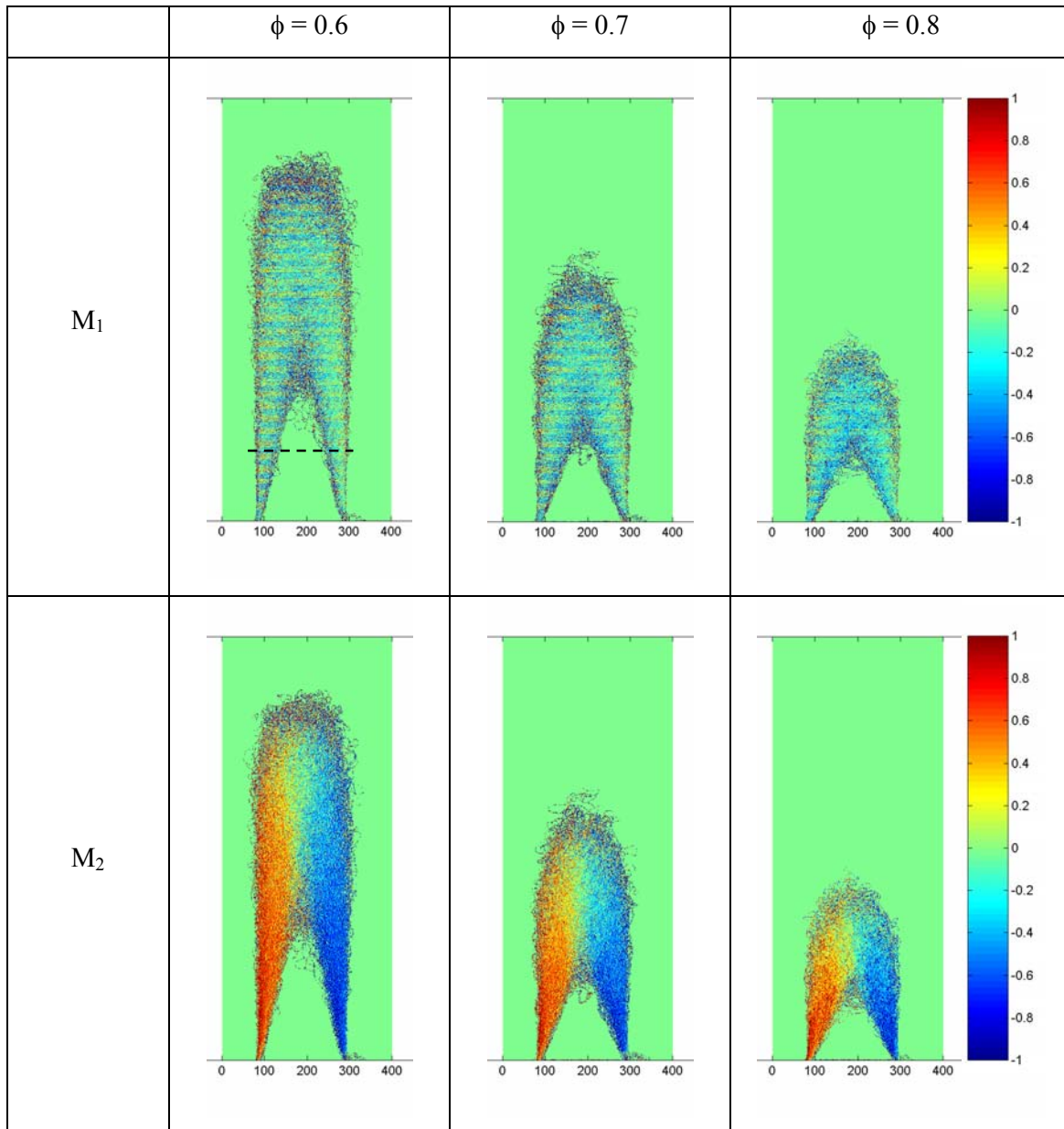


Figure 162 : Cartographies des composantes moyennes des normales pour 3 richesses, $P=0.1$ MPa

On constate que plus l'on s'éloigne de la base du brûleur, moins les valeurs sont importantes. On retrouve ici l'effet de l'accrochage de la base de la flamme au brûleur. Lorsqu'on

augmente la richesse, aucune modification particulière (mis à part la hauteur de la flamme) n'est observée.

Nous avons tracé sur la Figure 163 les profils radiaux des composantes moyennes des normales pour le cas atmosphérique de richesse 0.6. Le profil radial est pris à 2 cm au dessus de la sortie du brûleur.

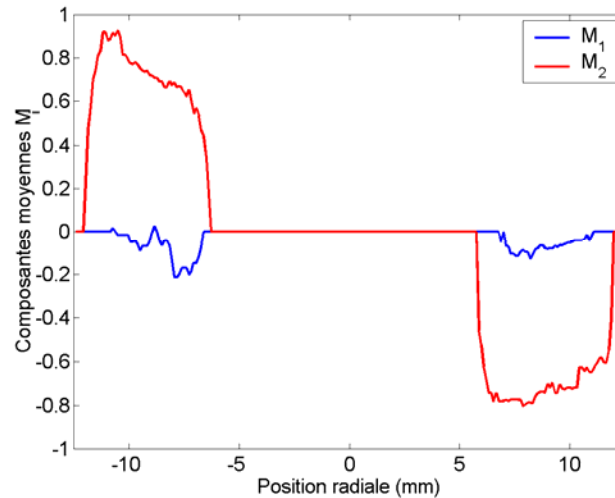


Figure 163 : Profils radiaux des composantes moyennes des normales, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

On obtient des valeurs importantes, de l'ordre de 0.7, pour la composante M_2 . La composante M_1 possède des valeurs faibles et négatives (du fait de la convention de signe pour la normale au front de flamme).

Nous avons représenté sur la Figure 164 les cartographies des composantes moyennes des normales pour trois pressions.

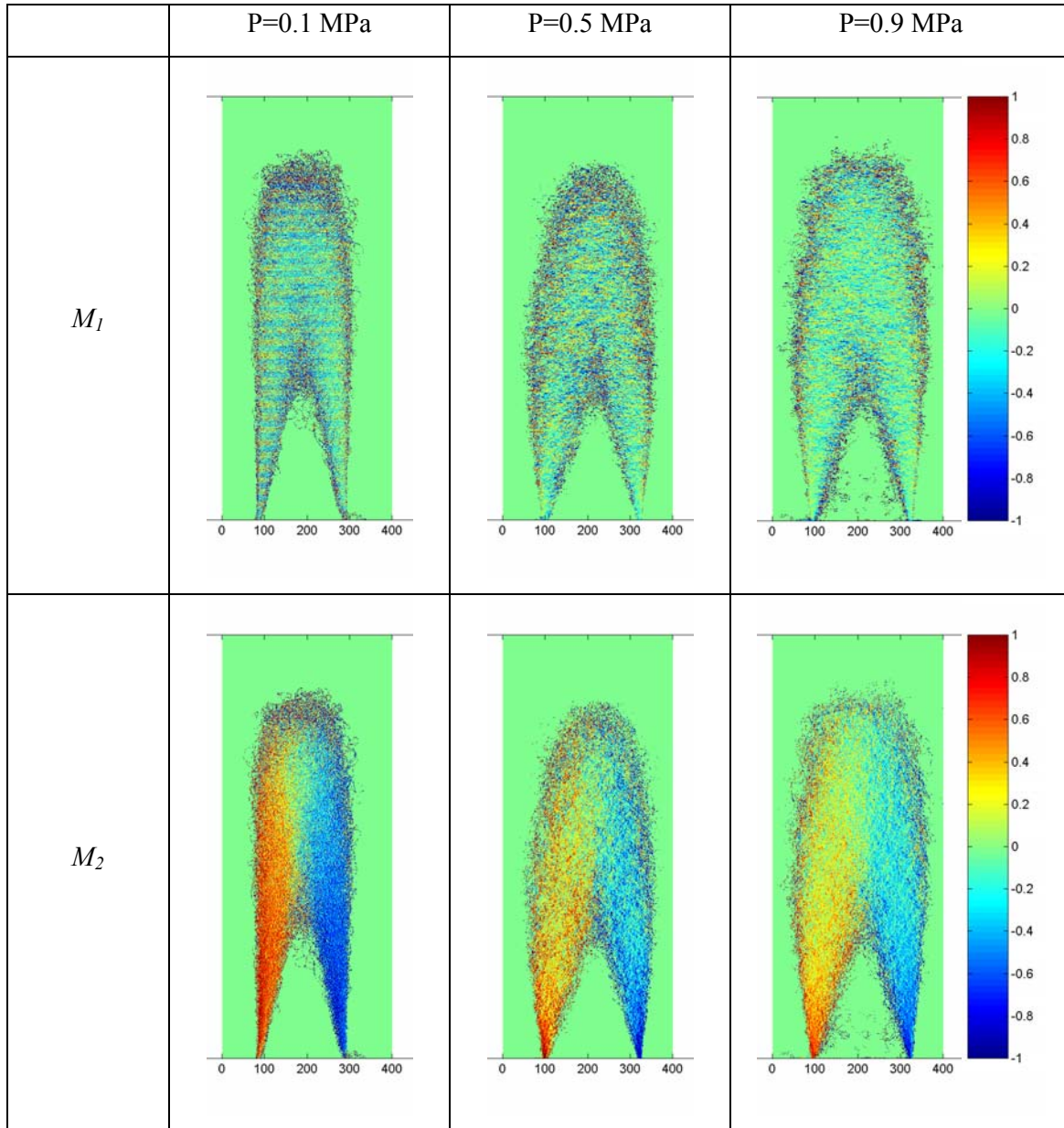


Figure 164 : Cartographies des composantes moyennes des normales pour 3 pressions, $\phi = 0.6$

Lorsque l'on monte en pression, on observe une large diminution des valeurs des M_2 à la base de la flamme. La base de la flamme est moins rectiligne. Les M_1 restent proches de zéro quelle que soit la pression.

Les M_i ayant été estimés, nous nous intéressons à présent aux produits $M_i M_j$. Les produits $M_i M_j$ pour la pression atmosphérique sont représentés sur la Figure 165.

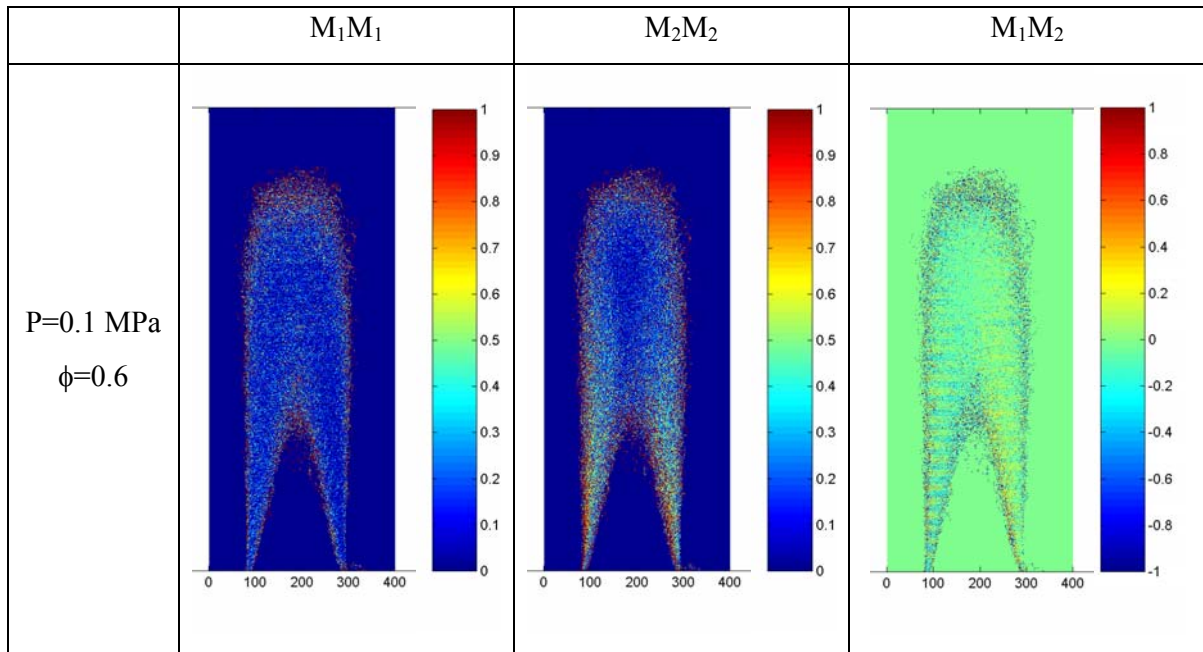


Figure 165 : Cartographies des produits des composantes moyennes des normales, $P=0.1 \text{ MPa}$, $\phi = 0.6$

Les cartographies des produit M_1M_1 et M_1M_2 présentent des valeurs très proches de 0. La cartographie caractéristique du produit M_2M_2 possède des valeurs importantes à la base de la flamme.

Nous avons représenté sur la Figure 166 les profils radiaux des produits des composantes moyennes des normales. Ces coupes, obtenues à 2 cm au dessus du brûleur, sont caractéristiques du cas de pression atmosphérique et de richesse 0.6.

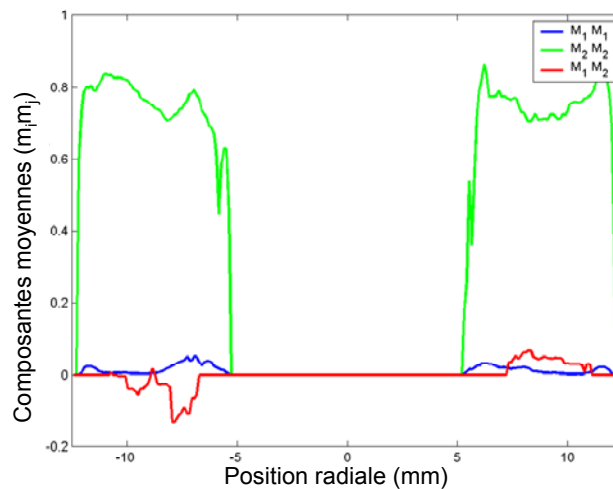


Figure 166 : Profils radiaux des composantes moyennes des normales, $P=0.1 \text{ MPa}$, $\phi=0.6$

On constate que le terme M_2M_2 prédomine. Ce terme possède des valeurs d'environ 0.6. Les termes M_1M_1 et M_1M_2 sont négligeables.

A présent, nous nous intéressons au produit des normales $\langle n_i n_j \rangle_S$.

• **Produits $\langle n_i n_j \rangle_S$:**

Pour obtenir les cartographies des produits $\langle n_i n_j \rangle_S$, nous travaillons à partir des images tomographiques. Nous avons représenté sur la Figure 167 les cartographies des 3 contributions des produits $\langle n_i n_j \rangle_S$ pour la pression atmosphérique et pour $P=0.5$ MPa.

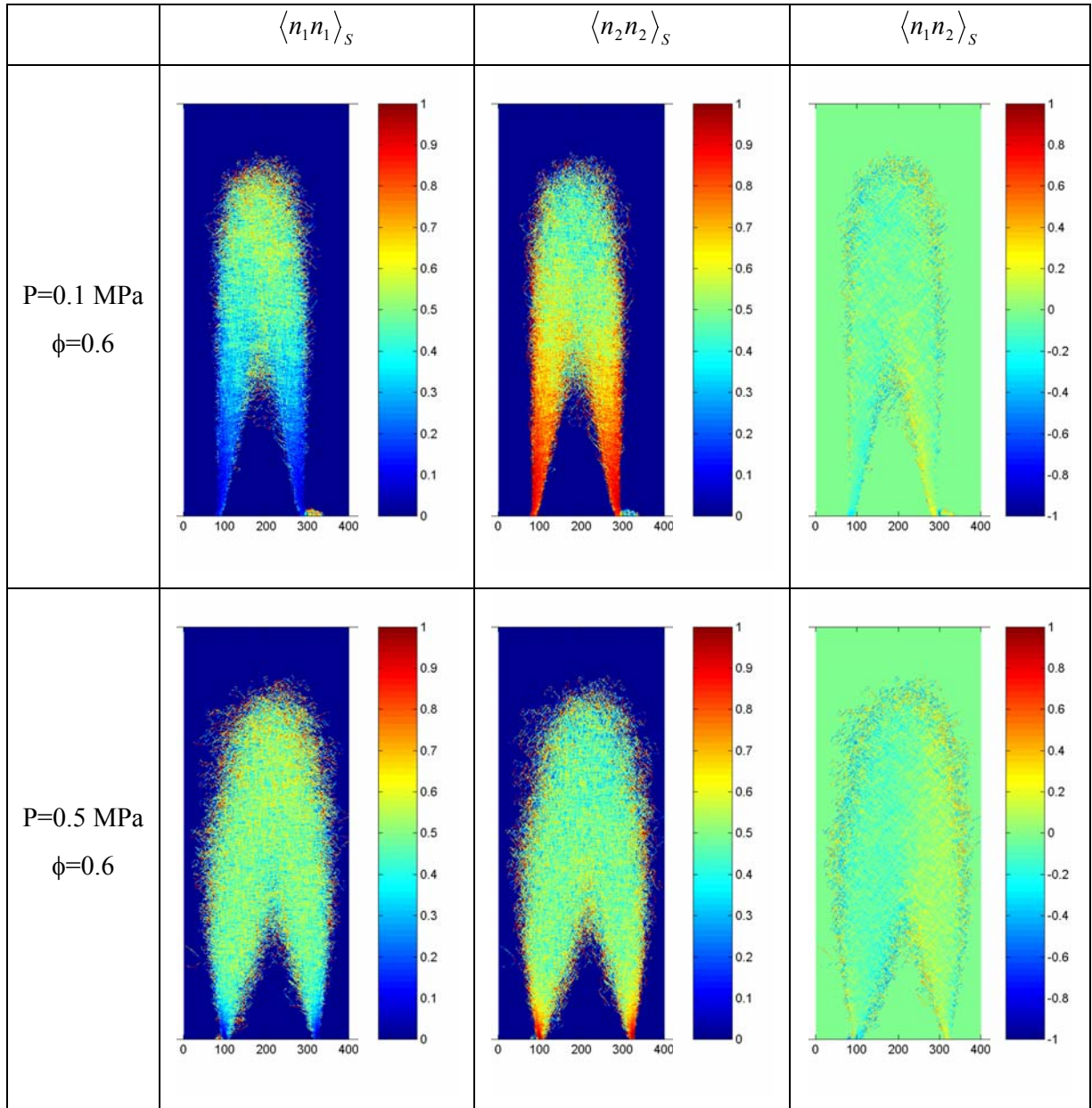


Figure 167 : Cartographies des produits $\langle n_i n_j \rangle_S$ pour 2 pressions, $\phi=0.6$

Le terme $\langle n_2 n_2 \rangle_s$ du cas à pression atmosphérique présente des valeurs importantes à la base de la flamme, car le front de flamme est faiblement courbé à proximité du brûleur. Lorsque l'on monte en pression, cette zone de fortes valeurs est largement réduite. Le produit $\langle n_1 n_2 \rangle_s$ est quasiment nul quelle que soit la pression.

Nous avons tracé sur la Figure 168 les profils radiaux des produits $\langle n_i n_j \rangle_s$ à 2 cm au dessus du brûleur.

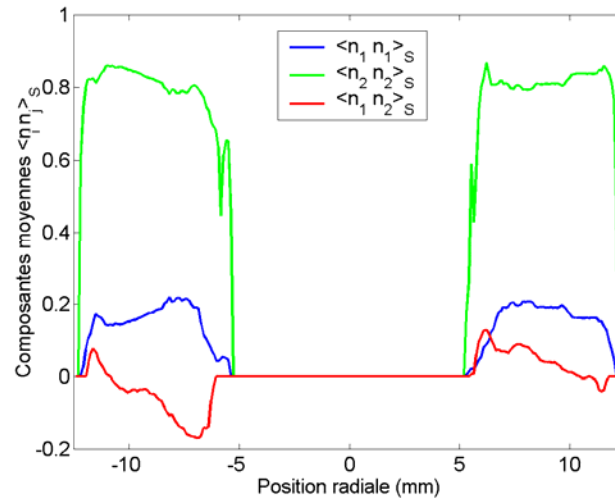


Figure 168 : Profils radiaux des produits $\langle n_i n_j \rangle_s$, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

Nous constatons que le produit $\langle n_2 n_2 \rangle_s$ est prépondérant. Le produit $\langle n_1 n_2 \rangle_s$ est négligeable.

- **Fluctuations $\langle m_i m_j \rangle_s$:**

Les termes de fluctuation sont obtenus par soustraction des produits des composantes moyennées aux produits $\langle n_i n_j \rangle_s$: $\langle m_i m_j \rangle_s = \langle n_i n_j \rangle_s - M_i M_j$

Les cartographies de ces termes sont représentées sur la Figure 169.

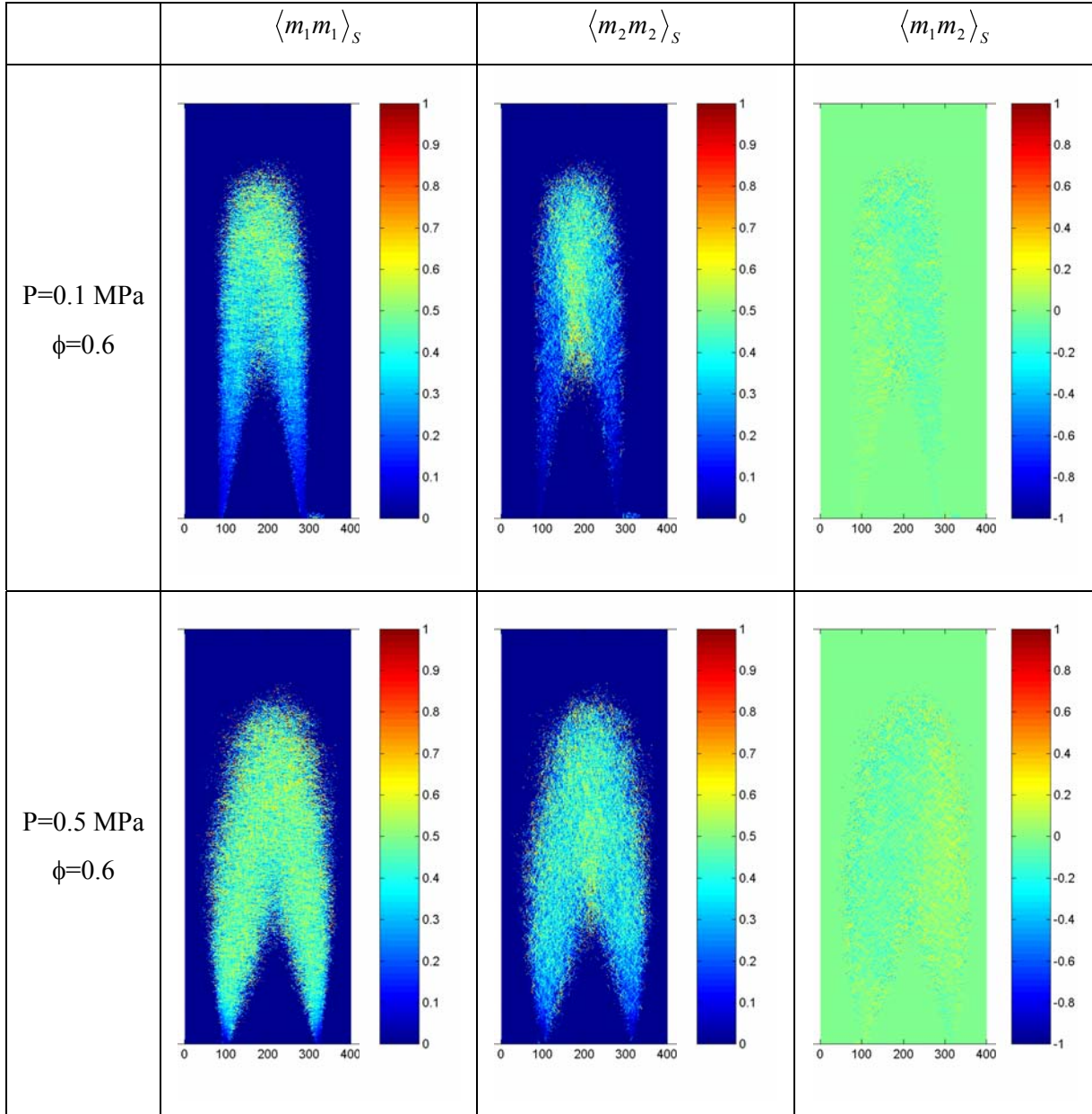


Figure 169 : Cartographies des produits $\langle m_i m_j \rangle_s$ pour 2 pressions, $\phi=0.6$

Nous avons tracé sur la Figure 170 les profils radiaux des produits $\langle m_i m_j \rangle_s$ à 2 cm au dessus du brûleur.

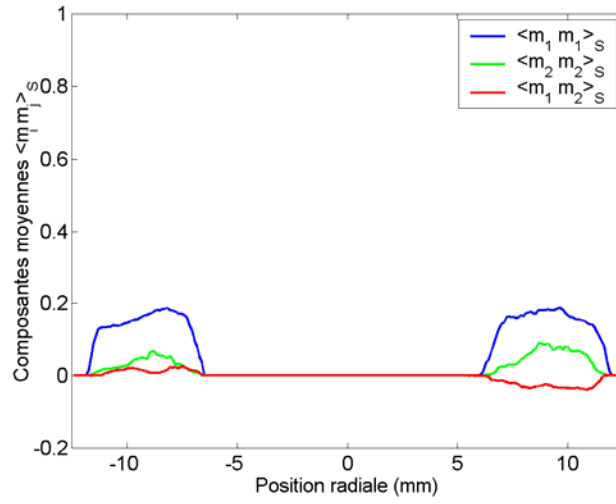


Figure 170 : Profils radiaux des fluctuations $\langle m_i m_j \rangle_S$, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

Nous constatons que le produit $\langle m_1 m_1 \rangle_S$ est prépondérant.

Nous traçons à présent sur la les profils de l'ensemble des termes $M_i M_j$, $\langle m_i m_j \rangle_S$ et $\langle n_i n_j \rangle_S$.

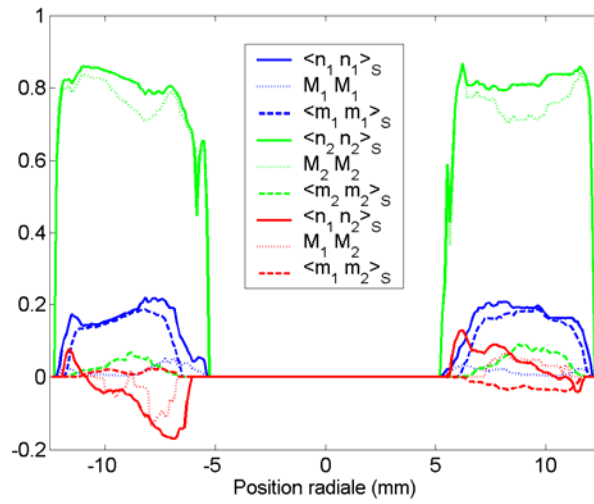


Figure 171 : Profils radiaux de l'ensemble des termes $M_i M_j$, $\langle m_i m_j \rangle_S$ et $\langle n_i n_j \rangle_S$, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

On remarque que pour les deux cas d'étude, on a peu de différence entre les cartographies de $\langle n_1 n_1 \rangle_S$ et de $\langle m_1 m_1 \rangle_S$. On peut donc faire l'approximation :

$$\langle n_1 n_1 \rangle_S \approx \langle m_1 m_1 \rangle_S$$

On observe également que $\langle m_1 m_2 \rangle_s \approx 0$. Il en résulte :

$$\langle n_1 n_2 \rangle_s \approx M_1 M_2$$

On retrouve ici les mêmes résultats que Veynante et al. [139]. On constate sur la Figure 169 que l'égalité proposée par Cant et al [45], $\langle m_1 m_1 \rangle_s = \langle m_2 m_2 \rangle_s$, n'est pas vérifiée dans notre cas.

8.3.2 Etude des différents termes

Nous avons travaillé avec 3 richesses : $\phi=0.6$, $\phi=0.7$ et $\phi=0.8$. La richesse $\phi=0.6$ a été étudiée pour trois pressions différentes : $P=0.1$, 0.5 et 0.9 MPa. L'unité de l'ensemble des cartographies représentant les termes de l'équation est le $m^{-1}.s^{-1}$.

Pour évaluer les différents termes, nous avons utilisé des images tomographiques faiblement ensemencées. Il faut en effet être capable sur une même image de détecter le front de flamme et d'effectuer un traitement PIV pour obtenir le champ de vitesse associé. Il y a donc un compromis à trouver entre un ensemencement important pour faciliter la binarisation de l'image et un ensemencement faible pour ne pas saturer de pixel (sinon le traitement PIV ne fonctionne pas).

Les cartographies présentées dans ce paragraphe ont été filtrées sur des zones de 10×10 pixels². Le grandissement étant de 9 pixels par millimètres, l'erreur engendrée est tout à fait acceptable.

8.3.2.1 Taux d'étirement dû à l'écoulement moyen (terme1) :

Le terme d'étirement dû à l'écoulement moyen s'exprime sous la forme suivante :

$$\langle A_T \rangle_s = \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \langle n_i n_j \rangle_s \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}$$

Notre configuration bidimensionnelle nous permet de développer l'équation précédente :

$$\langle A_T \rangle_s = (1 - \langle n_1 n_1 \rangle_s) \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_1} + (1 - \langle n_2 n_2 \rangle_s) \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2} - \langle n_1 n_2 \rangle_s \left(\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_1} \right)$$

Ce terme fait intervenir les facteurs d'orientation $\langle n_i n_i \rangle_s$, et la dérivée spatiale première de la vitesse moyenne.

Par souci de clarté, nous ne présentons les résultats intermédiaires permettant l'évaluation du taux d'étirement dû à l'écoulement moyen que pour le cas $P=0.5$ MPa et $\phi=0.6$.

Dans un premier temps, nous nous intéressons aux gradients de vitesse. Nous avons représenté sur la Figure 172 les différents gradients pour le cas $P=0.5$ MPa et $\phi=0.6$. Ces cartographies de gradient n'ont pas été filtrées. Nous ne considérons que la zone où le front de flamme est présent, c'est-à-dire l'ensemble des pixels non nuls de la cartographie de la densité de surface de flamme.

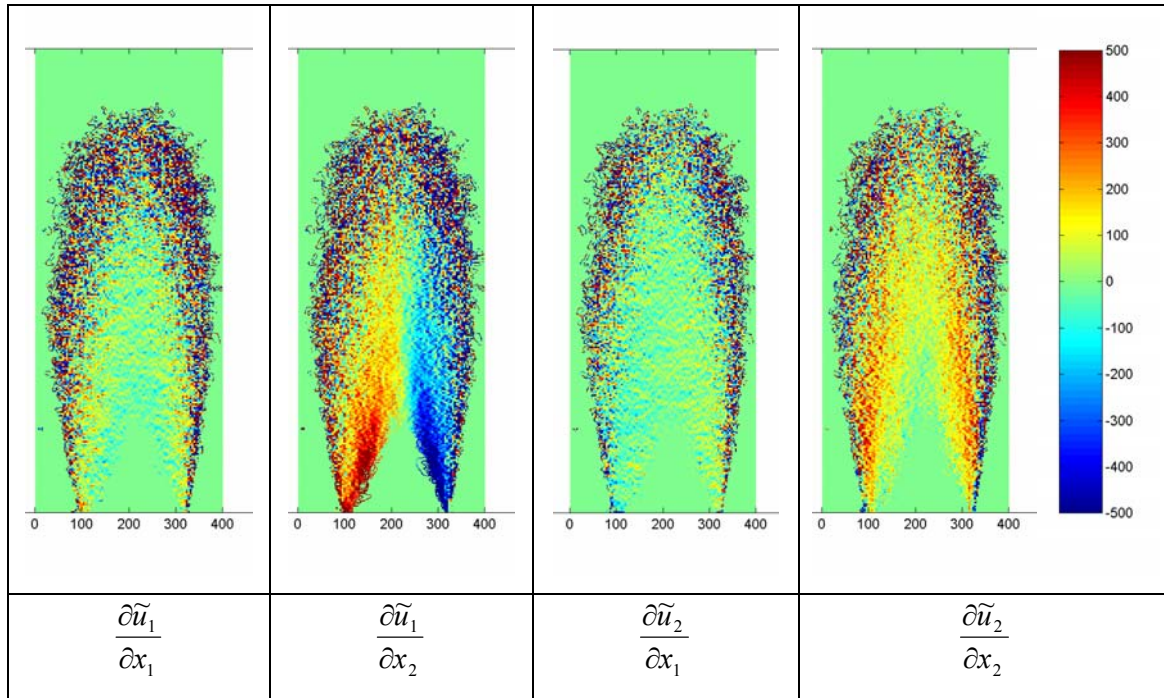


Figure 172 : Cartographies des différents gradients de vitesse moyenne, $P=0.5$ MPa, $\phi=0.6$

Ces cartographies sont très bruitées sur l'extérieur de la flamme. L'utilisation de résultats issus d'expérimentations non conditionnelles ne permet pas de réduire significativement ce bruit.

Nous avons représenté sur la Figure 173 le profil radial pour chaque gradient à 2 cm au dessus du brûleur.

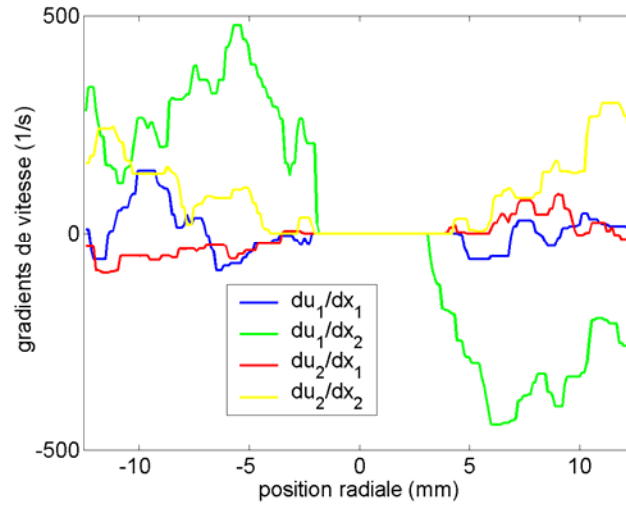


Figure 173 : Profils radiaux des gradients de vitesse à 20 mm au dessus du brûleur

On constate que le gradient prépondérant est le gradient transverse de la vitesse axiale $\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_2}$.

On peut décomposer le taux d'étirement dû à l'écoulement moyen en trois contributions :

$$\langle A_T \rangle_s = \underbrace{(1 - \langle n_1 n_1 \rangle_s)}_{\text{Terme1}} \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_1} + \underbrace{(1 - \langle n_2 n_2 \rangle_s)}_{\text{Terme2}} \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2} - \underbrace{\langle n_1 n_2 \rangle_s}_{\text{Terme3}} \left(\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_1} \right)$$

Nous avons représenté sur la Figure 174 les cartographies des trois contributions définies précédemment.

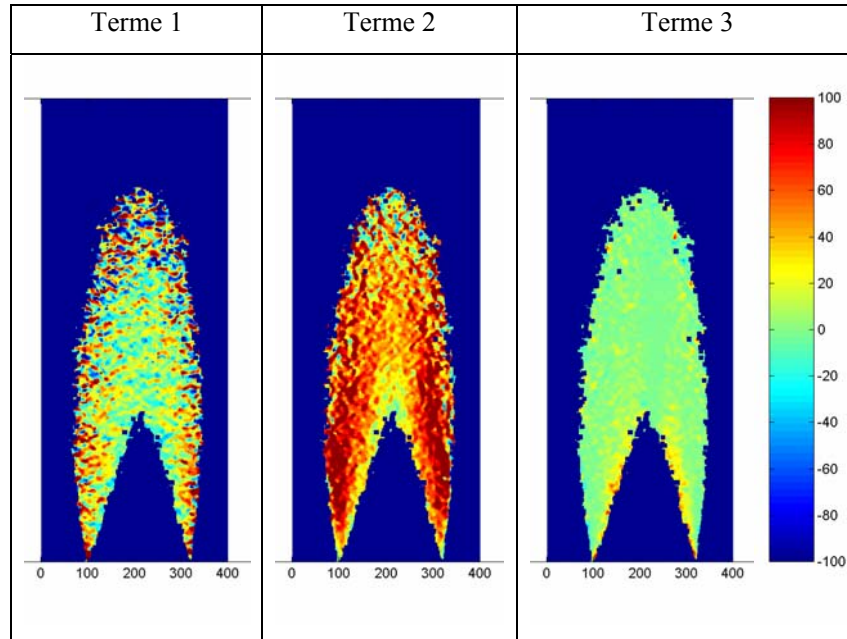


Figure 174 : Cartographies des différentes contributions du taux d'étirement dû à l'écoulement moyen

Avec l'intervention dans l'équation des facteurs d'orientation, la principale contribution vient de $(1 - \langle n_2 n_2 \rangle_s) \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2}$. Le terme $(1 - \langle n_2 n_2 \rangle_s)$ est faible pour la pression atmosphérique. Dès que l'on augmente la pression, ce terme augmente et est à peu près équivalent pour 0.5 et 0.9 MPa. Le terme $\frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2}$ diminue avec l'augmentation de pression, comme on peut le voir sur la

Figure 175.

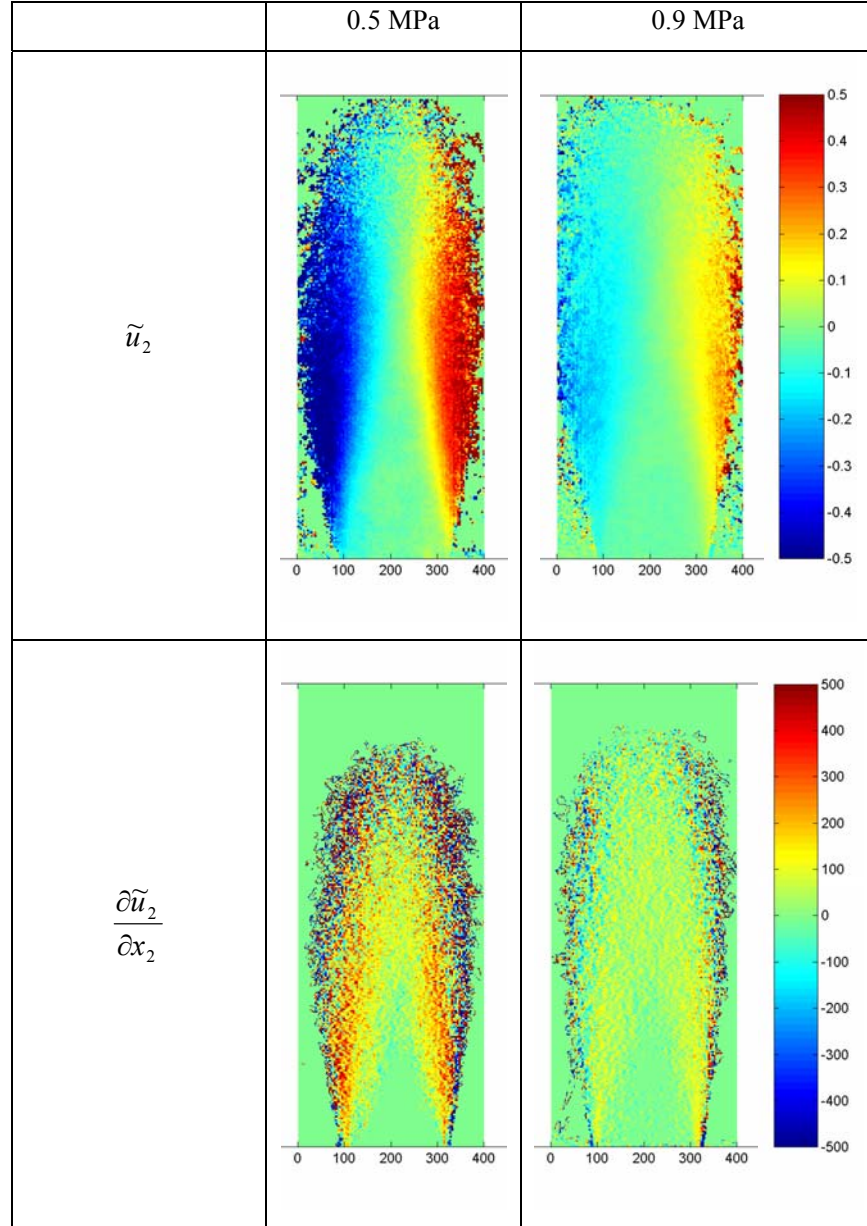


Figure 175 : Champs de la vitesse radiale $\tilde{u}_2$ et du gradient $\frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2}$ pour P=0.5 et 0.9 MPa, $\phi=0.6$

Le taux d'étirement A_T ne peut pas être estimé par $A_T = \left| \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_2} \right|$ comme cela avait été proposé dans [142].

Nous avons représenté sur la Figure 176 l'influence de la richesse sur le terme d'étirement dû à l'écoulement moyen $A_T \Sigma$. Pour obtenir ces cartographies, nous avons pris en compte tous les gradients de vitesse et leur pondération par les composantes normales.

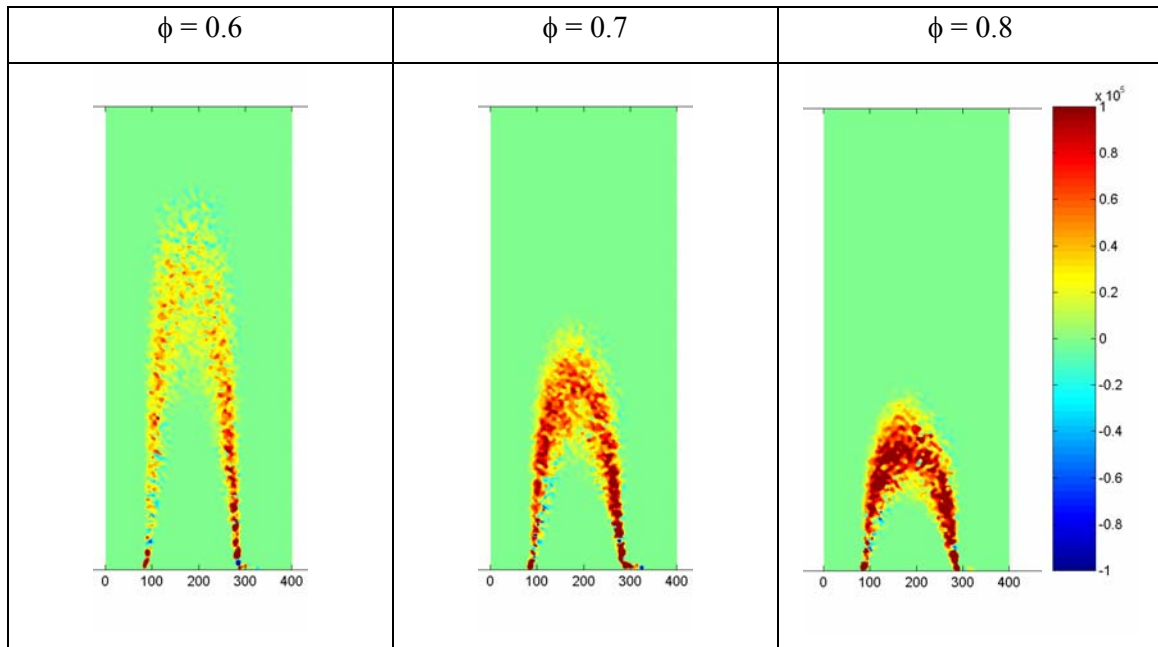


Figure 176 : Cartographies du terme d'étirement dû à l'écoulement moyen pour trois richesses, P=0.1 MPa

Dans un premier temps, on remarque que ce terme est positif sur l'ensemble de la flamme. L'augmentation de la richesse a un impact sur les valeurs du terme d'étirement dû à l'écoulement moyen. Plus on tend vers une richesse stœchiométrique, plus les valeurs de ce terme augmentent. Ceci est principalement dû à la combinaison de deux phénomènes : le raccourcissement de la flamme et l'augmentation de l'expansion thermique.

On représente sur la Figure 177 l'impact de la pression sur le terme d'étirement dû à l'écoulement moyen $A_T \Sigma$.

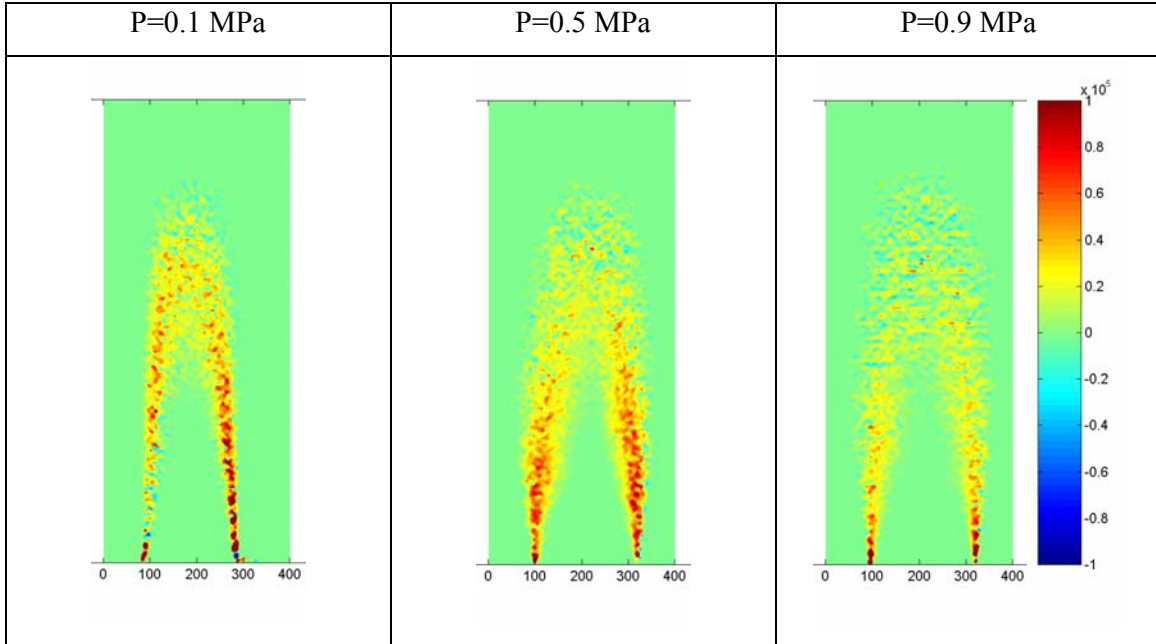


Figure 177 : Cartographies du terme d'étirement dû à l'écoulement moyen pour trois pressions, $\phi=0.6$

Contrairement à la richesse, la pression n'a que peu d'effet sur ce terme et ce, malgré une augmentation de la densité de surface de flamme avec la pression. Ceci s'explique par une diminution du gradient $\frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2}$ (Figure 175).

8.3.2.2 Termes de courbure et de propagation (termes 2 et 3) :

Les termes de consommation se partagent en deux contributions distinctes : un terme de courbure et un terme de propagation laminaire. Ces deux termes font intervenir la vitesse de déplacement du front de flamme. Cette vitesse est très difficile à évaluer dans notre configuration. Certains auteurs ont mis en place des configurations expérimentales permettant d'atteindre cette information [101, 143]. Dans notre étude, ce terme sera pris constant sur l'ensemble du contour de flamme et égal à la vitesse fondamentale de combustion. La vitesse de propagation est dépendante de la géométrie du front de flamme. Ce terme est un point important à investiguer lors d'études ultérieures.

• Courbure (terme2)

Puisque l'on considère que la vitesse de propagation du front de flamme est constante sur l'ensemble du contour de la flamme, on peut écrire :

$$\langle S_D \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_S \Sigma = S_D \langle \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_S \Sigma$$

avec $\langle \nabla \cdot n \rangle_s$ le terme de courbure du front de flamme.

Pour chaque image de flamme, nous calculons la valeur de courbure en chaque point du contour. Nous effectuons ensuite une moyenne sur 600 images. Les cartographies de courbure locale, avant multiplication par la densité de surface de flamme et la vitesse de propagation, sont représentées sur la Figure 178.

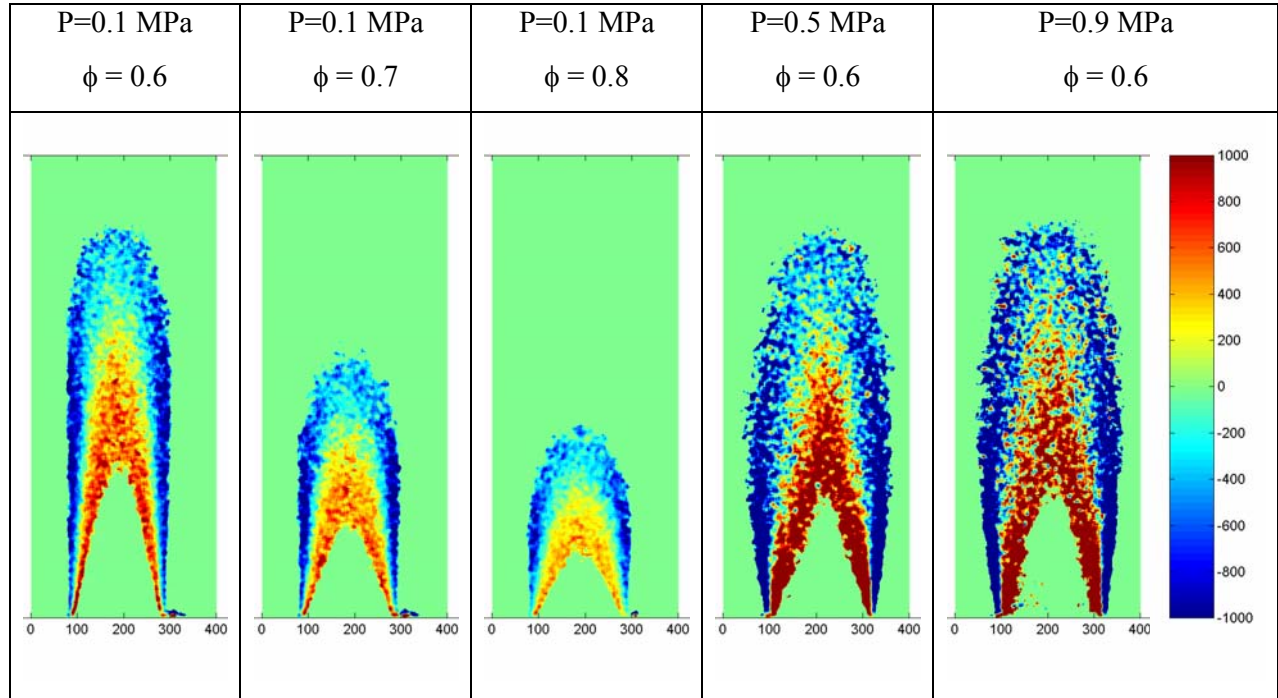


Figure 178 : Cartographies de courbure locale, unité en m^{-1}

Dans un premier temps, on observe sur l'ensemble des cartographies de la Figure 178 que la courbure est positive du côté des gaz frais et négative du côté des gaz brûlés. La transition entre ces deux zones se produit à peu près au milieu de la flamme. On constate une légère diminution des valeurs de courbures lorsque l'on tend vers la richesse stœchiométrique et une large augmentation dès qu'on monte en pression.

Nous représentons à présent sur la Figure 179 les cartographies représentatives du terme de courbure de l'équation de transport de la densité de surface de flamme pour les cas à pression atmosphérique.

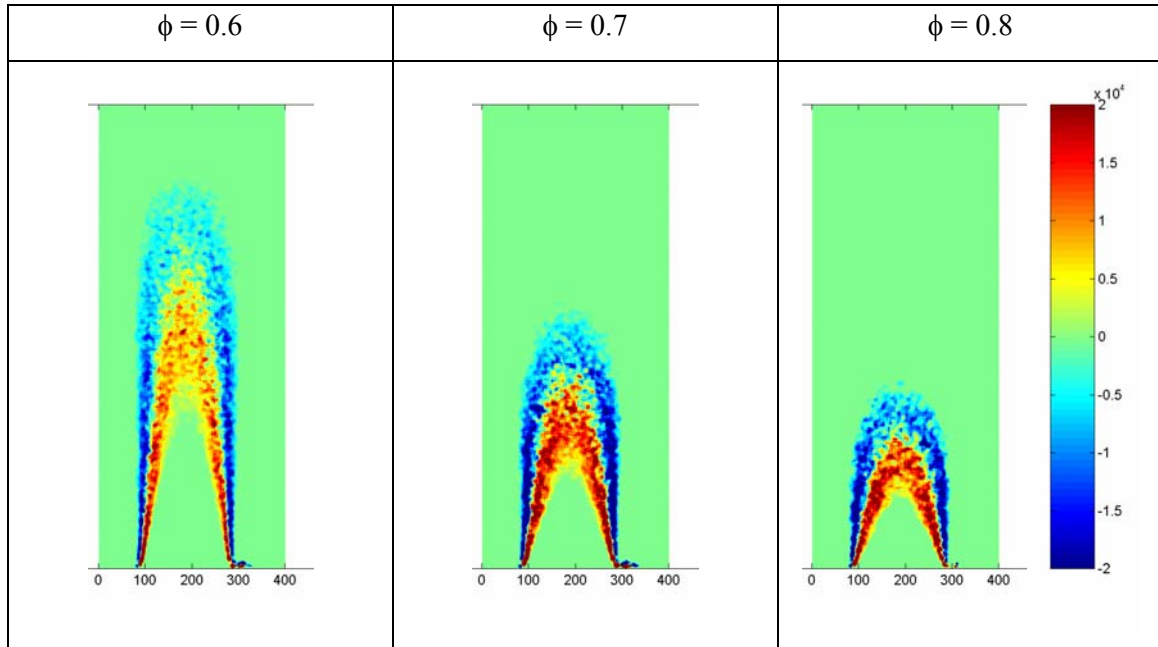


Figure 179 : Cartographies du terme de courbure pour 3 richesses, $P=0.1$ MPa

La vitesse fondamentale de combustion augmente avec la richesse. Les valeurs de courbure et de densité de surface de flamme sont quasiment identiques pour les différentes richesses. Il en résulte une augmentation du terme de courbure $\langle S_D \nabla \cdot n \rangle_S \Sigma$ avec la richesse. Nous avons tracé sur la Figure 180 les profils axiaux moyennés de la valeur absolue du terme de courbure pour les différentes richesses.

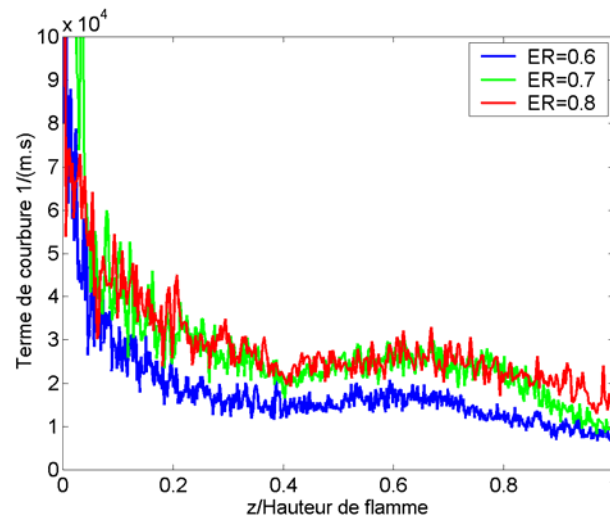


Figure 180 : Profils axiaux de la valeur absolue du terme de courbure pour différentes richesses, $P=0.1$

MPa

L'augmentation est sensible entre les richesses 0.6 et 0.7.

Sur la Figure 181, on s'intéresse aux effets de la pression sur le terme de courbure.

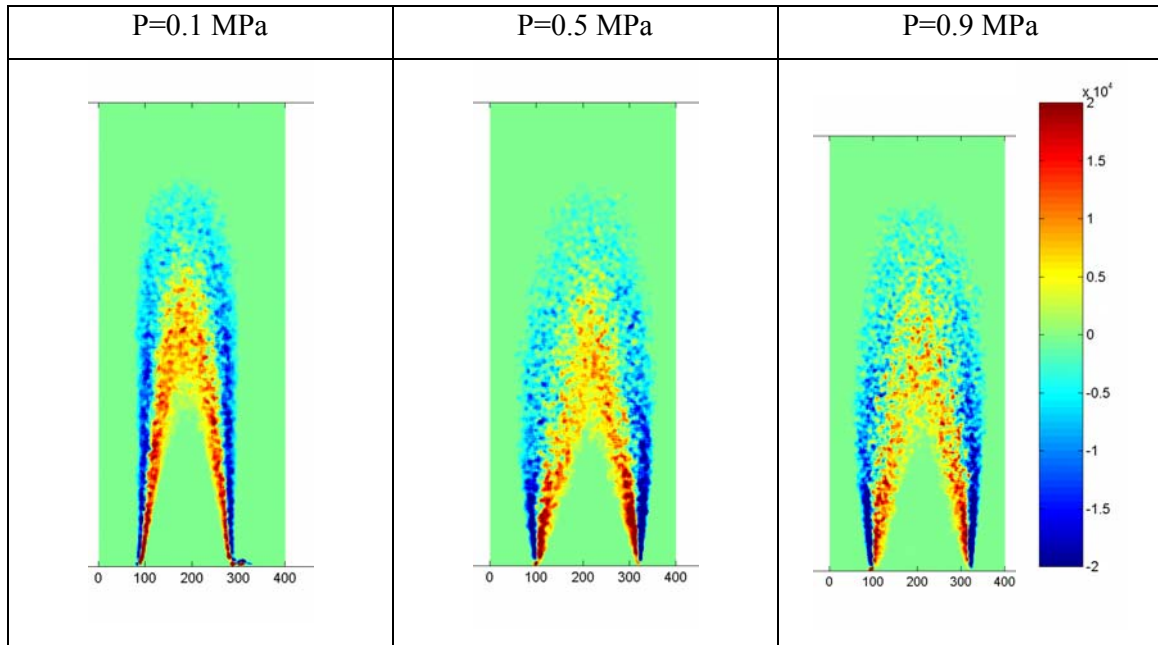


Figure 181 : Cartographies du terme de courbure pour 3 pressions, $\phi=0.6$

Lorsque l'on augmente la pression, la vitesse fondamentale de combustion diminue largement, comme illustré sur la Figure 182.

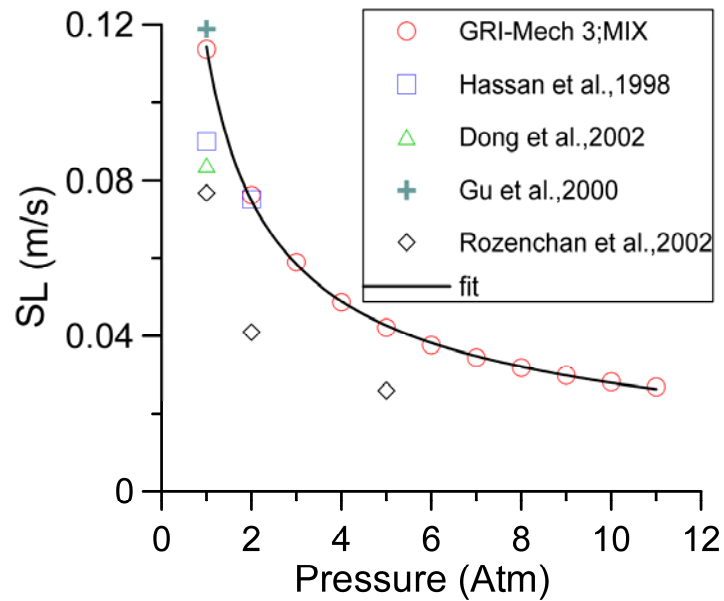


Figure 182 : Influence de la pression sur la vitesse fondamentale de combustion, $\phi=0.6$

Dans le même temps, la densité de surface augmente, tout comme les valeurs de courbure. Ces augmentations parviennent à compenser la forte diminution de la vitesse fondamentale de combustion comme on peut le voir sur la Figure 183.

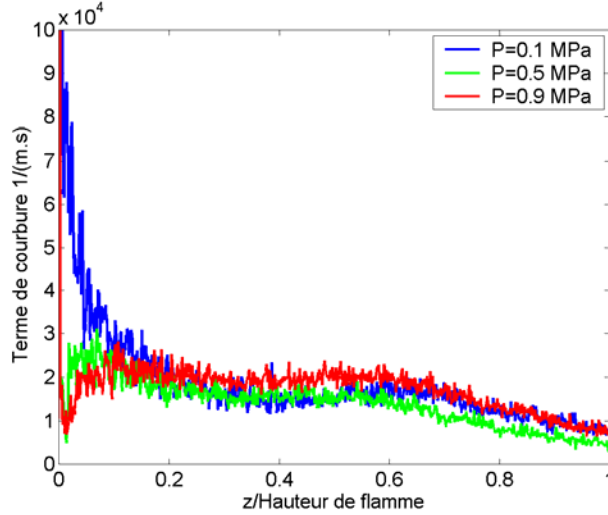


Figure 183 : Profils axiaux de la valeur absolue du terme de courbure pour différentes pressions, $\phi=0.6$

Cette étude nous a permis d'estimer le terme de courbure de l'équation de transport de la densité de surface de flamme pour différentes richesses et différentes pressions. Nous avons vu que la richesse et la pression ont de faibles effets sur ce terme. Nous nous intéressons à présent à la validité de certains modèles utilisés couramment pour estimer ce terme.

La courbure locale du front de flamme peut être estimée par l'inverse de l'échelle de longueur de plissement $\frac{1}{L_y}$. La courbure est principalement positive du côté des gaz brûlés et donc

$\langle \nabla \cdot n \rangle_s \big|_{\bar{c} \rightarrow 0} \approx \frac{1}{L_y}$. De même, on trouve des courbures négatives au niveau des gaz brûlés. On

a donc $\langle \nabla \cdot n \rangle_s \big|_{\bar{c} \rightarrow 1} \approx -\frac{1}{L_y}$. Pour rendre compte de ce changement de signe, on introduit un

facteur $\frac{(c^* - \bar{c})}{c^*}$, avec c^* la valeur de $\bar{c}$ pour laquelle $\langle \nabla \cdot n \rangle_s \big|_{c^*} = 0$. Un modèle simple et

linéaire peut alors être proposé :

$$\langle \nabla \cdot n \rangle_s \propto \frac{(c^* - \bar{c})}{c^* L_y}$$

Si on utilise la relation fournie par le modèle BML, on obtient :

$$\langle \nabla \cdot n \rangle_s \Sigma = \alpha (c^* - \bar{c}) \frac{\Sigma^2}{\bar{c}(1 - \bar{c})}$$

avec α une constante.

La validité de cette modélisation est testée sur la Figure 184. Concernant α et c^* , nous avons pris les valeurs trouvées dans le travail de thèse de Martel [134], à savoir $\alpha=1.2$ et $c^*=0.6$.

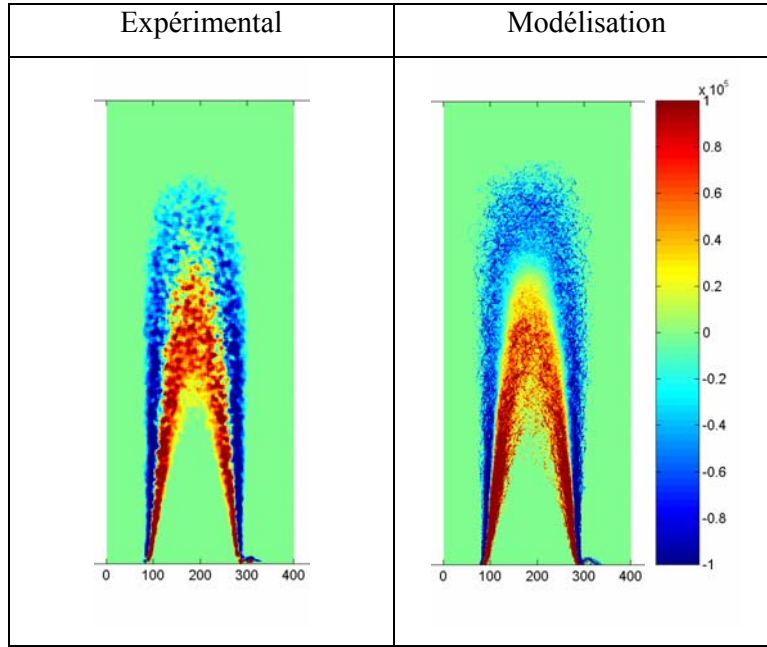


Figure 184 : Comparaison entre la cartographie expérimentale et celle issue de la modélisation

On observe un très bon accord entre le résultat expérimental et celui issu de la modélisation. L'utilisation de cette formulation pour modéliser le terme de courbure est tout à fait cohérente.

Les termes de courbure et de propagation sont souvent examinés conjointement. Nous nous intéressons à présent au terme de propagation.

- **Propagation laminaire de la flamme (terme 3)**

En identifiant la vitesse de propagation du front de flamme sur l'ensemble du contour de flamme à la vitesse fondamentale de combustion, on obtient :

$$-\nabla \cdot (\langle S_D n \rangle_s \Sigma) = -S_D \nabla \cdot (\langle n \rangle_s \Sigma)$$

La relation géométrique exacte fournie par Cant et al. [45] ($\langle n \rangle_s \Sigma = -\nabla \bar{c}$) nous permet d'écrire :

$$-\nabla \cdot (\langle S_D n \rangle_s \Sigma) = S_D \nabla^2 \bar{c}$$

Le terme de propagation peut être décomposé en 2 contributions :

$$-\nabla \cdot (\langle S_D n \rangle_S \Sigma) = \underbrace{S_D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_1^2}}_{\text{terme1}} + \underbrace{S_D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x_2^2}}_{\text{terme2}}$$

Les deux contributions du terme de propagation pour le cas atmosphérique à richesse 0.6 sont représentées sur la Figure 185.

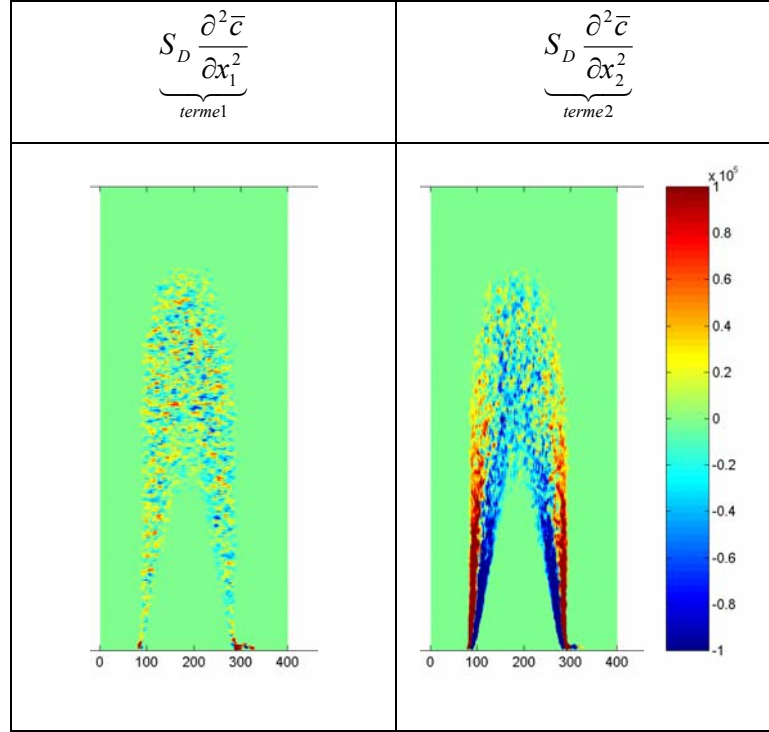


Figure 185 : Cartographies des 2 contributions du terme de propagation, P=0.1 MPa, $\phi=0.6$

On constate que la principale contribution provient du terme 2. Nous avons pris comme exemple le cas P=0.1 MPa et $\phi=0.6$. L'ensemble des autres cas d'étude présente le même résultat.

Les cartographies du terme de propagation pour différentes richesses sont présentées sur la Figure 186.

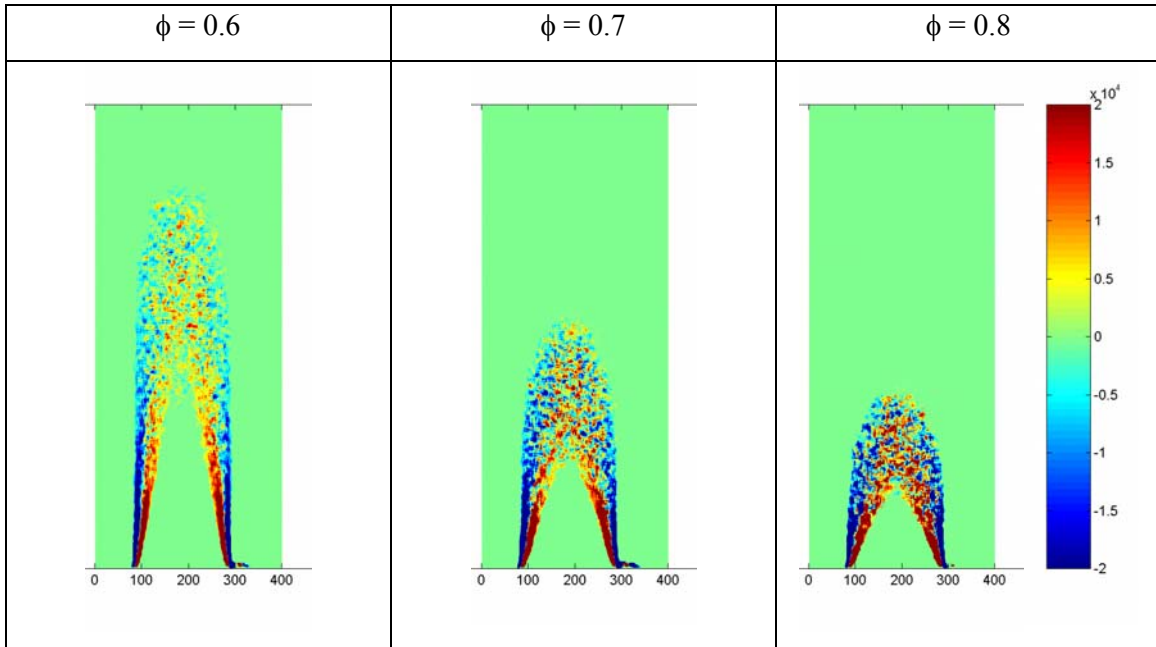


Figure 186 : Cartographies du terme de propagation pour trois richesses, $P=0.1$ MPa

Les valeurs que l'on obtient sont du même ordre de grandeur que celles obtenues pour le terme de courbure. Le terme de propagation agit également comme terme source du côté des gaz frais et comme terme puit du côté des gaz brûlés. On constate une augmentation du terme de propagation lorsque l'on augmente la richesse. Ceci est dû à l'augmentation de la vitesse fondamentale de combustion.

L'effet de la pression sur le terme de propagation est représenté sur la Figure 187.

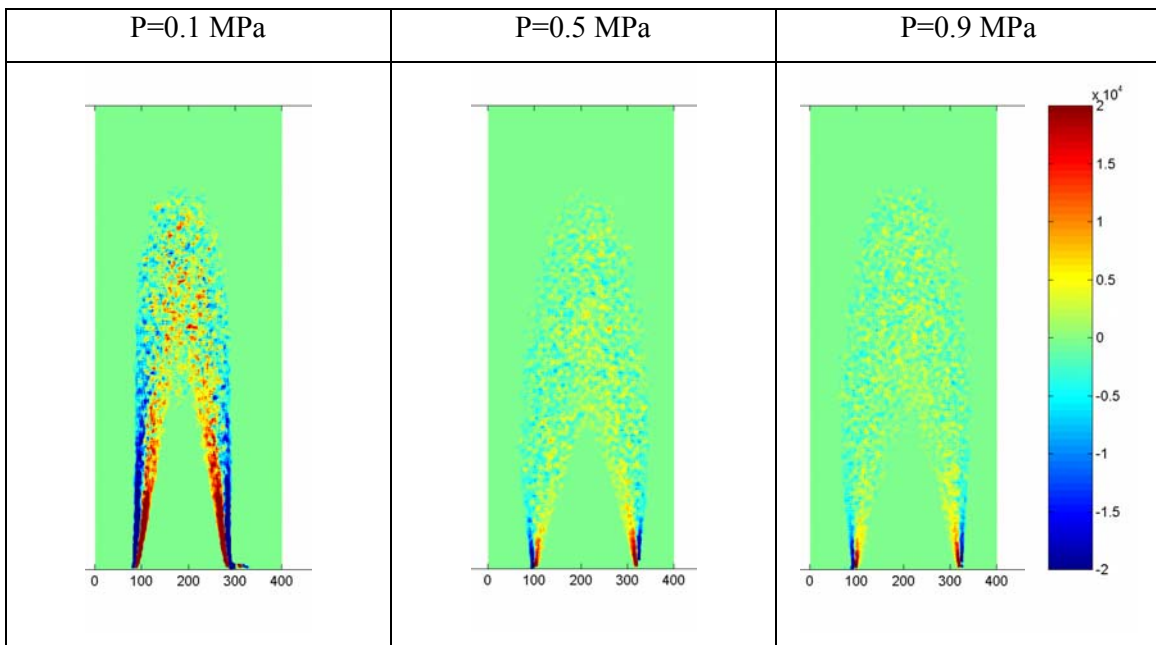


Figure 187 : Cartographies du terme de propagation pour 3 pressions, $\phi=0.6$

On constate une nette diminution des valeurs du terme de propagation. La dérivée seconde de la variable d'avancement de la combustion diminue légèrement lorsque la pression augmente, du fait de l'élargissement de la zone de flamme. De plus, la vitesse fondamentale de combustion décroît fortement.

Nous avons évalué les termes de courbure et de propagation. Nous nous intéressons à présent à la somme de ces deux termes et regardons lequel des deux prédomine en fonction des conditions d'étude.

- Courbure + Propagation

Les termes de courbure et de propagation sont souvent associés. Sur la Figure 188, nous avons représenté les cartographies des termes de courbure, de propagation et leur somme pour le cas $P=0.1$ MPa et $\phi=0.6$.

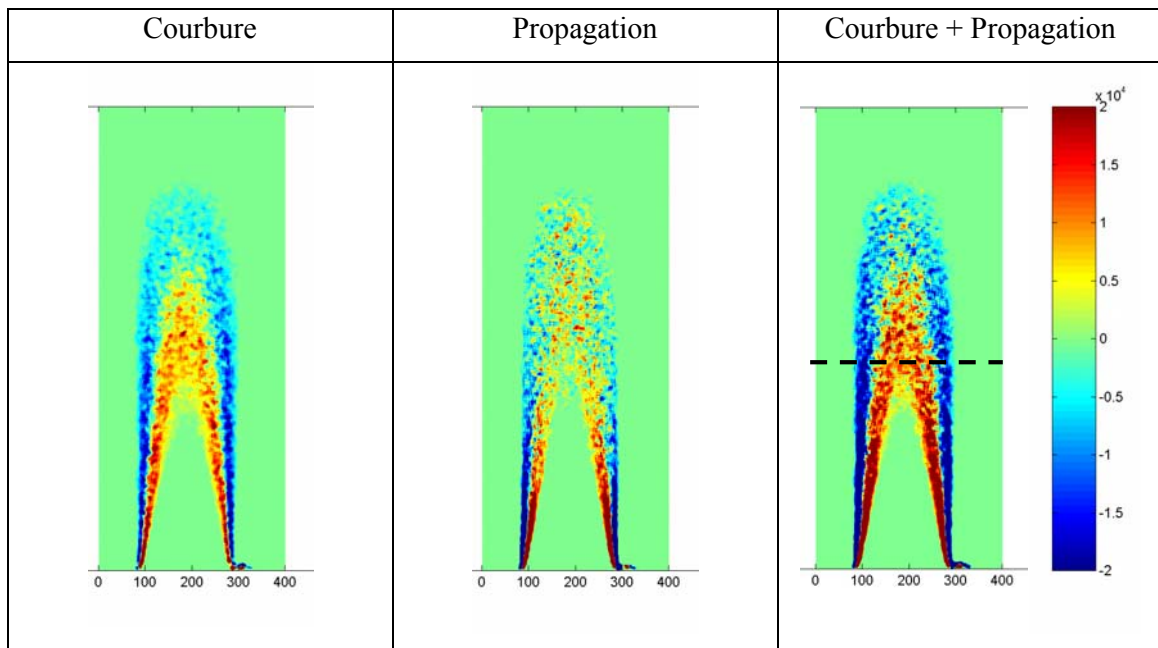


Figure 188 : Contribution des termes de courbure et de propagation, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

On observe que les termes de courbure et propagation contribuent de façon différente dans le flamme. A la base de la flamme, c'est le terme de propagation qui prédomine. Lorsque l'on s'éloigne du brûleur, c'est le terme de courbure qui devient prépondérant.

Afin de mieux visualiser les différentes contributions des termes de courbure et de propagation pour les différents cas d'étude, nous traçons l'évolution de chacun des termes le

long du profil radial pour une hauteur égale aux deux tiers de la hauteur de la flamme, comme illustré sur la Figure 188.

Le cas $P=0.1$ MPa et $\phi=0.6$ est présenté sur la Figure 189. Pour l'ensemble de ces profils, nous avons effectué un filtrage à l'aide d'un filtre passe-bas de Butterworth, qui élimine les hautes fréquences.

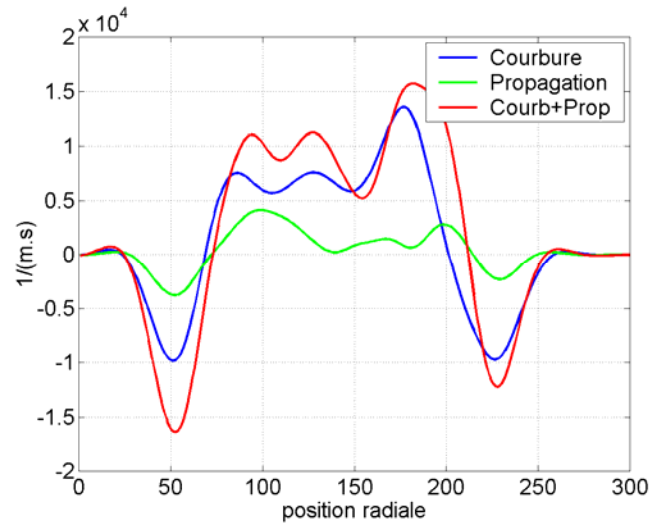
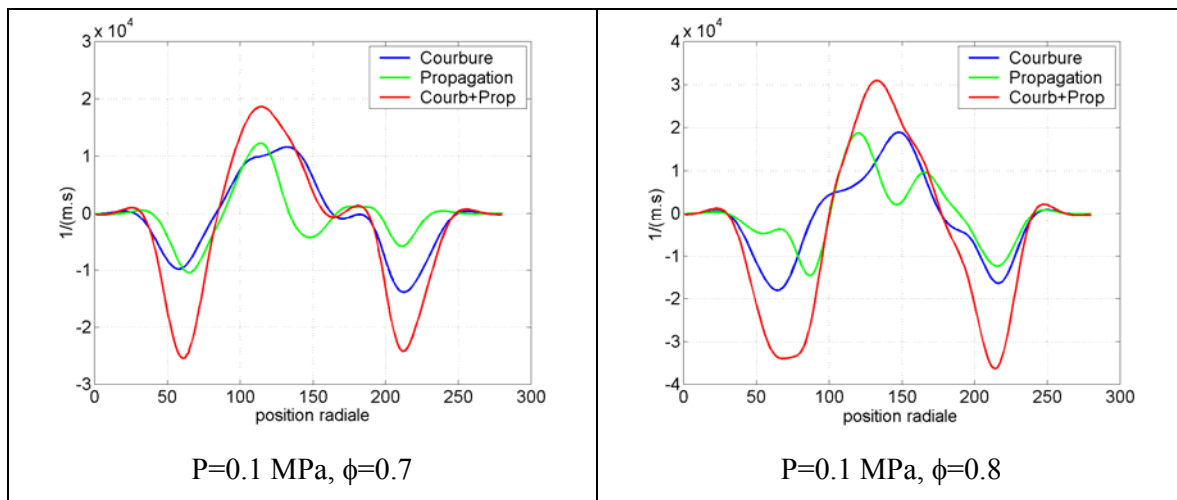


Figure 189 : Contribution des termes de courbure et de propagation, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

Comme on l'a vu sur les cartographies de la Figure 188, lorsqu'on s'éloigne du brûleur, le terme de courbure devient prépondérant. On observe le changement de signe des différents termes lorsqu'on passe des gaz brûlés aux gaz frais et inversement.

Nous avons représenté sur la Figure 190 les profils représentatifs des termes de courbure et de propagation pour les différents cas d'étude.



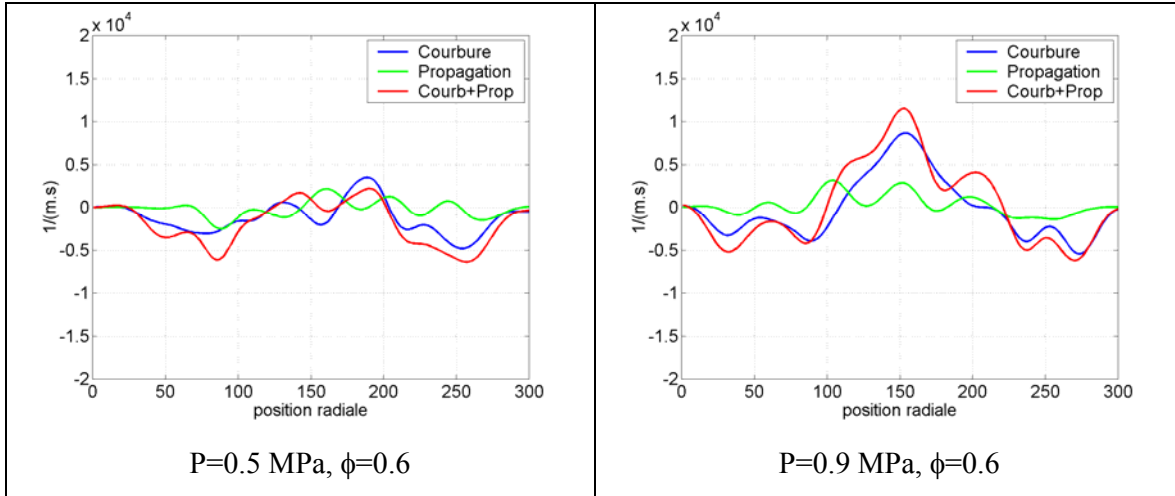


Figure 190 : Contribution des termes de courbure et de propagation pour les différents cas d'étude

Il est important de noter que lorsqu'on augmente la richesse, nous sommes obligés d'élargir l'échelle des ordonnées. L'augmentation de la richesse entraîne une augmentation des termes de courbure et de propagation et donc de leur somme. Pour les richesses de 0.7 et 0.8, les contributions des deux termes sont équivalentes. Lorsqu'on augmente la pression, on observe une diminution des termes de courbure et de propagation. Pour $P=0.9 \text{ MPa}$, le terme de propagation est quasiment négligeable et seule la contribution du terme de courbure importe. A titre illustratif, nous avons représenté les cartographies du terme courbure+propagation pour les différents cas d'étude sur la Figure 191.

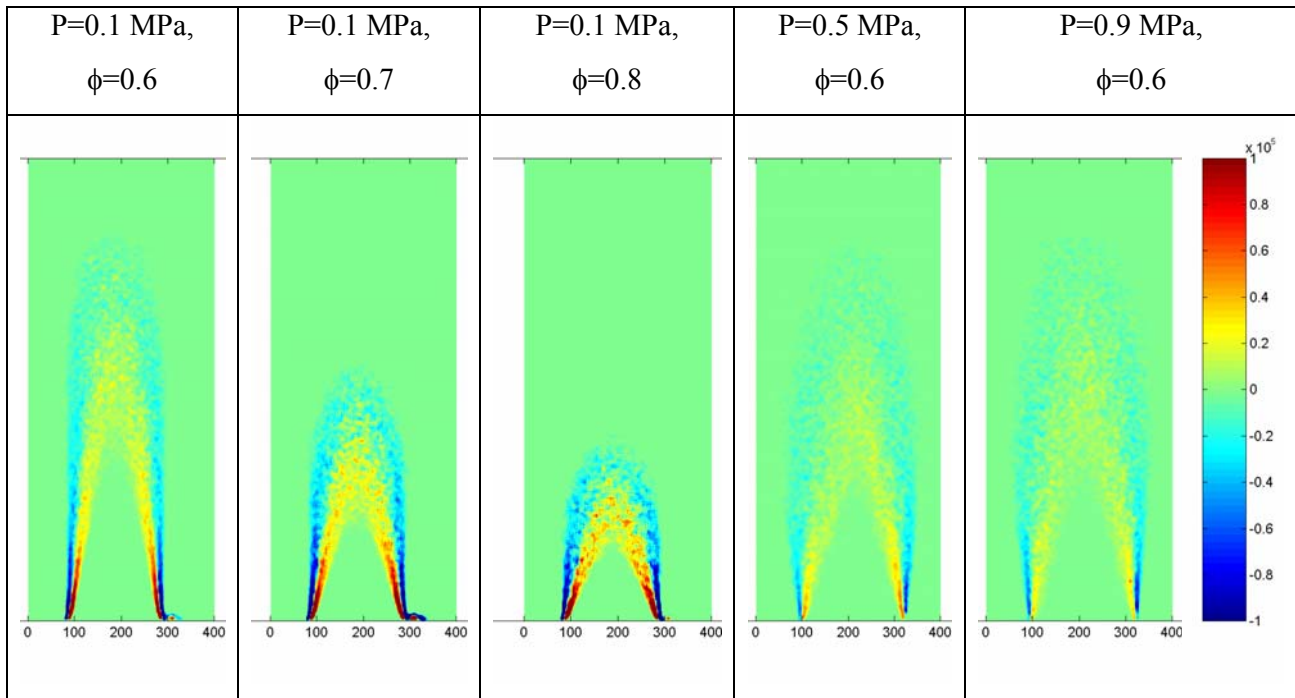


Figure 191 : Cartographies du terme courbure+propagation, unité en $(m.s)^{-1}$

Nous allons à présent nous intéresser au terme de convection par l'écoulement principal.

8.3.2.3 Terme de convection par l'écoulement moyen (terme 4) :

Notre étude étant bidimensionnelle, nous décomposons le terme de convection en deux contributions :

$$\nabla \cdot (\tilde{\mathbf{U}}\Sigma) = \underbrace{\frac{\partial(U\Sigma)}{\partial x_1}}_{\text{terme1}} + \underbrace{\frac{\partial(V\Sigma)}{\partial x_2}}_{\text{terme2}}$$

Nous avons représenté sur la Figure 192 les deux contributions du terme de convection pour le cas $P=0.5$ MPa et $\phi=0.6$.

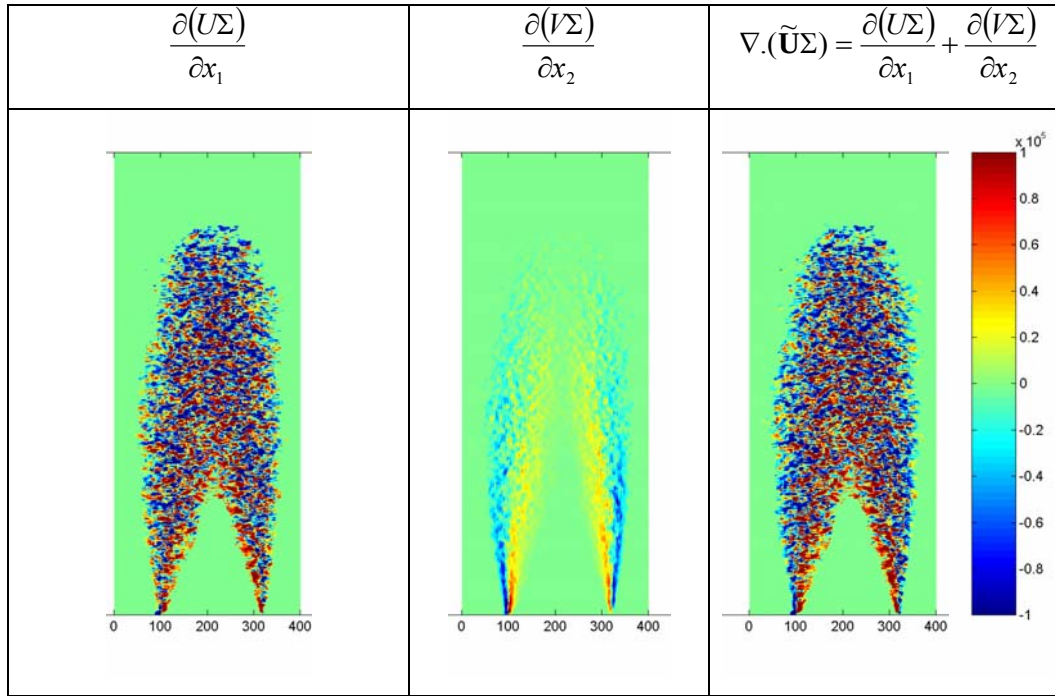
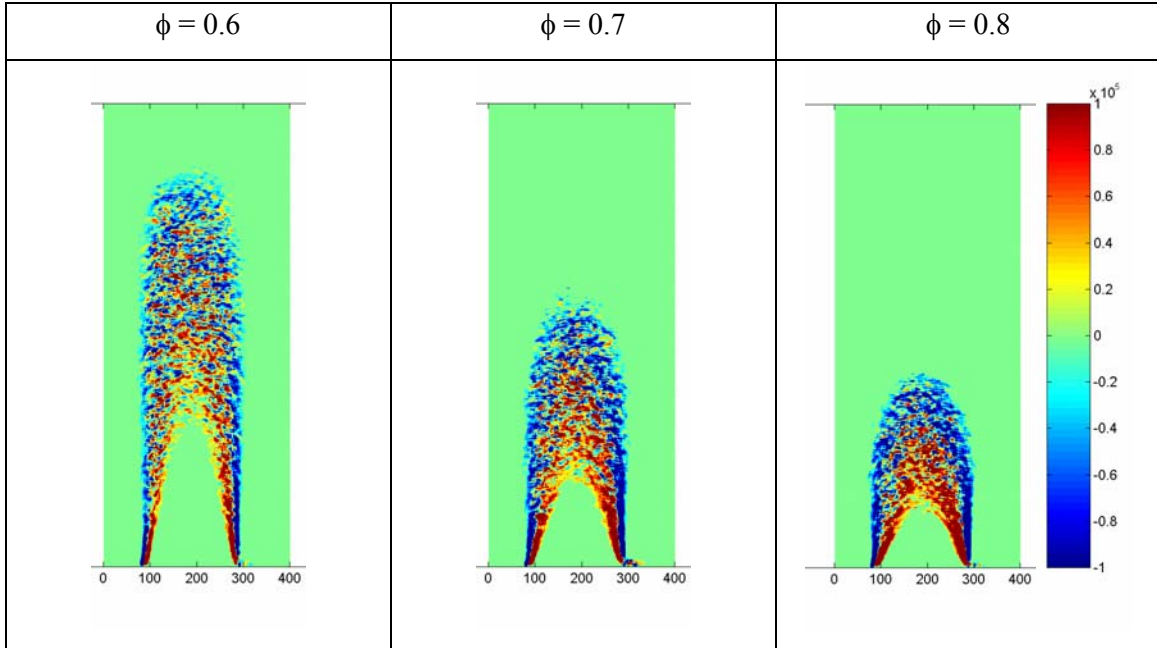


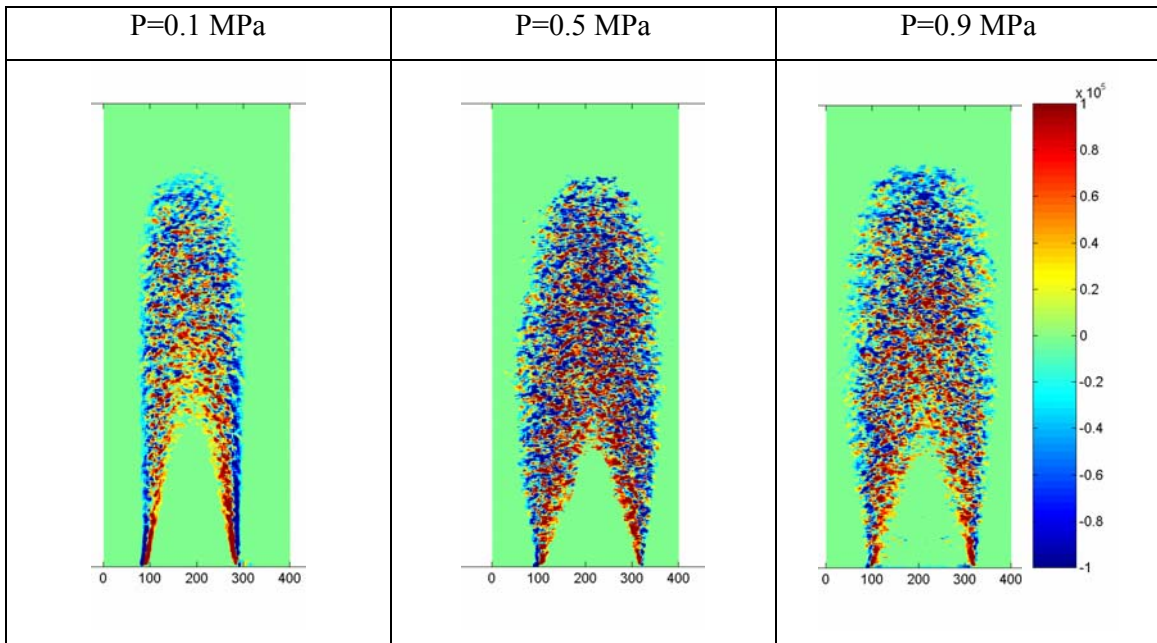
Figure 192 : Cartographies des contributions du terme de convection, $P=0.5$ MPa, $f=0.6$, unité en $\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$

On remarque que le premier gradient $\frac{\partial(U\Sigma)}{\partial x_1}$ présente une cartographie plus hétérogène que le deuxième gradient $\frac{\partial(V\Sigma)}{\partial x_2}$. Pour ce cas d'étude, la contribution principale vient du premier gradient. L'influence de la richesse sur le terme de convection est reportée sur la Figure 193.


 Figure 193 : Cartographies du terme de convection, $P=0.1$ MPa, unité en $\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$

On constate une augmentation du terme de convection lorsque l'on augmente la richesse. Ceci est dû à une l'augmentation du terme $\frac{\partial(V\Sigma)}{\partial x_2}$, engendrée par l'accroissement de l'expansion thermique. Le terme $\frac{\partial(U\Sigma)}{\partial x_1}$ reste constant.

L'influence de la pression est reportée sur la Figure 194.


 Figure 194 : Cartographies du terme de convection, $\phi=0.6$, unité en $\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$

Plus on augmente la pression, moins le terme de convection fait apparaître les deux zones distinctes positives (côté gaz frais) et négatives (côté gaz brûlés). Ceci est du à la diminution de la contribution du terme $\frac{\partial(V\Sigma)}{\partial x_2}$.

8.3.2.4 Terme de diffusion turbulente (terme 5) :

La diffusion turbulente de Σ , $\nabla \cdot (\langle u'' \rangle_S \Sigma)$, fait intervenir les vitesses fluctuantes. Ces vitesses étant très bruitées, il est préférable de travailler avec les vitesses de l'écoulement :

$$u'' = u - \tilde{u}$$

$$\langle u'' \rangle_S \Sigma = \langle u - \tilde{u} \rangle_S \Sigma = \overline{u|\nabla c|} - \tilde{u}\Sigma$$

Pour obtenir le terme de diffusion turbulente, nous calculons pour chaque image le terme $u|\nabla c|$. Nous effectuons ensuite une moyenne sur 600 images. Puis nous soustrayons au résultat obtenu le terme $\tilde{u}\Sigma$. Pour finir, nous prenons le gradient de cette différence. Ce traitement est synthétisé sur la Figure 195.

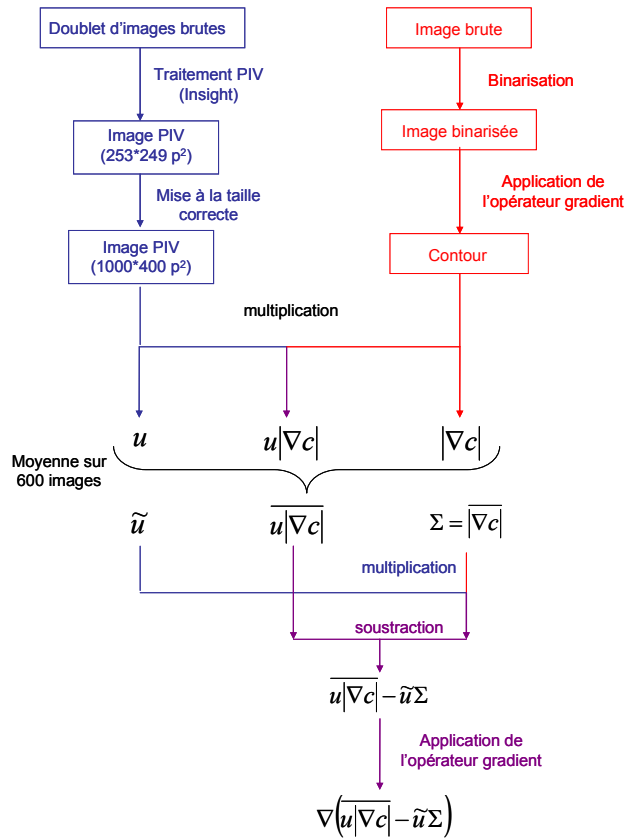


Figure 195 : Organigramme du traitement réalisé pour obtenir le terme de diffusion turbulente

Nous avons calculé ce terme pour l'ensemble des pressions pour la richesse 0.6. Ces cartographies sont présentées dans la Figure 196.

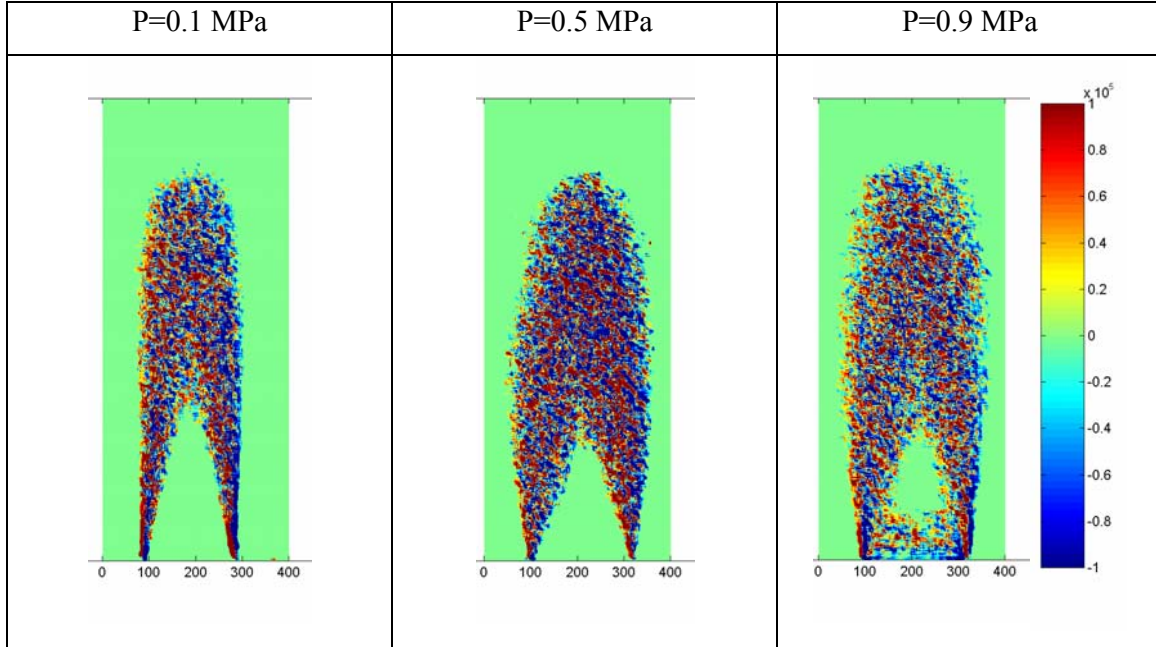


Figure 196 : Cartographies du terme de diffusion turbulente pour l'ensemble des pressions, $\phi=0.6$

Les cartographies obtenues sont très bruitées. On constate cependant que le terme de diffusion turbulente de Σ est de type gradient pour les deux pressions étudiées. De plus, il devient moins important lorsque l'on augmente la pression.

Ce terme peut s'exprimer à l'aide d'une expression de type gradient (Candel et al.[144]) :

$$\nabla \cdot (\langle u'' \rangle_S \Sigma) = -\nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\Sigma} \Sigma \right) \text{ avec } \nu_t \text{ la diffusivité cinématique turbulente et } \sigma_c \text{ le nombre de}$$

Schmidt turbulent de la variable d'avancement.

8.3.2.5 Taux d'étirement dû à l'écoulement turbulent (terme 6) :

Le taux d'étirement dû à l'écoulement turbulent est difficilement accessible. Il est exprimé à l'aide de la formulation suivante :

$$\langle a_T \rangle_S \Sigma = \langle \nabla \cdot u'' - nn : \nabla u'' \rangle_S \Sigma$$

$$\langle a_T \rangle_S \Sigma = \left\langle (\delta_{ij} - n_i n_j) \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle_S \Sigma$$

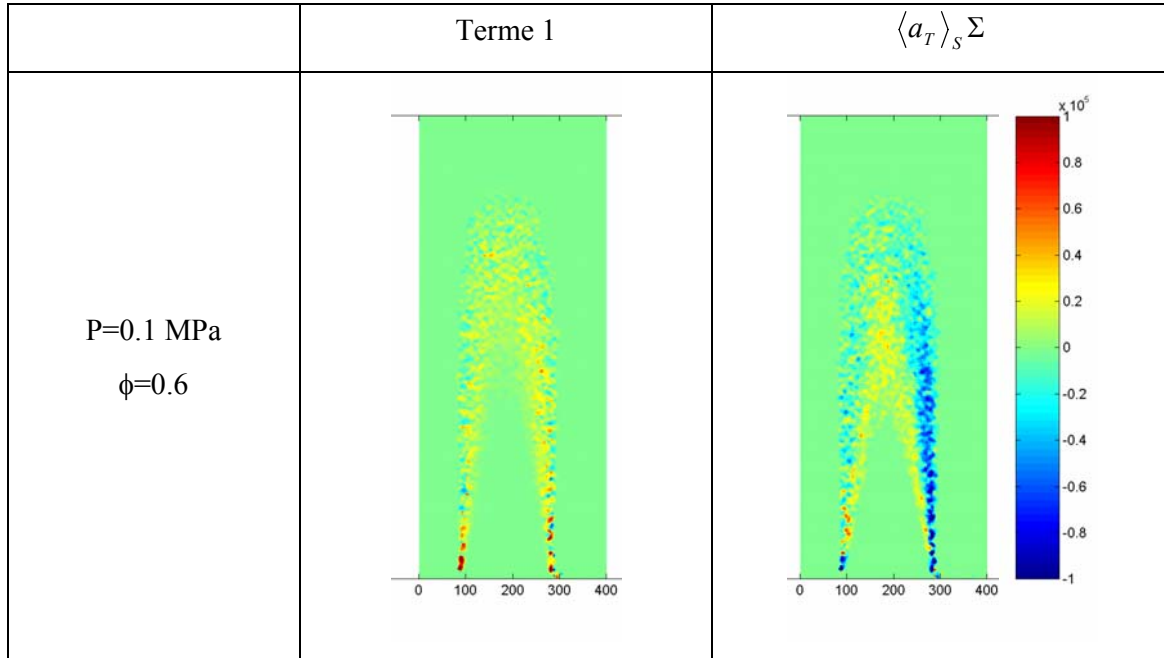
L'évaluation du terme $\langle a_T \rangle_S$ par le calcul des gradients des vitesses fluctuantes risque d'être très bruitée. Nous avons donc choisi de le calculer à partir des vitesses de l'écoulement :

$$\langle a_T \rangle_S \Sigma = \left(\left\langle (\delta_{ij} - n_i n_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle_S - A_T \right) \Sigma$$

$$\langle a_T \rangle_S \Sigma = \overline{(\delta_{ij} - n_i n_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} |\nabla c|} - A_T \Sigma$$

$$\langle a_T \rangle_S \Sigma = \underbrace{\left[(1 - n_1 n_1) \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + (1 - n_2 n_2) \frac{\partial u_2}{\partial x_2} - n_1 n_2 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) \right]}_{\text{terme1}} |\nabla c| - A_T \Sigma$$

Ce terme s'interprète comme l'effet de la turbulence sur le front de flamme. Nous avons représenté sur la Figure 197 les cartographies représentatives du terme $\langle a_T \rangle_S \Sigma$ pour l'ensemble des pressions.



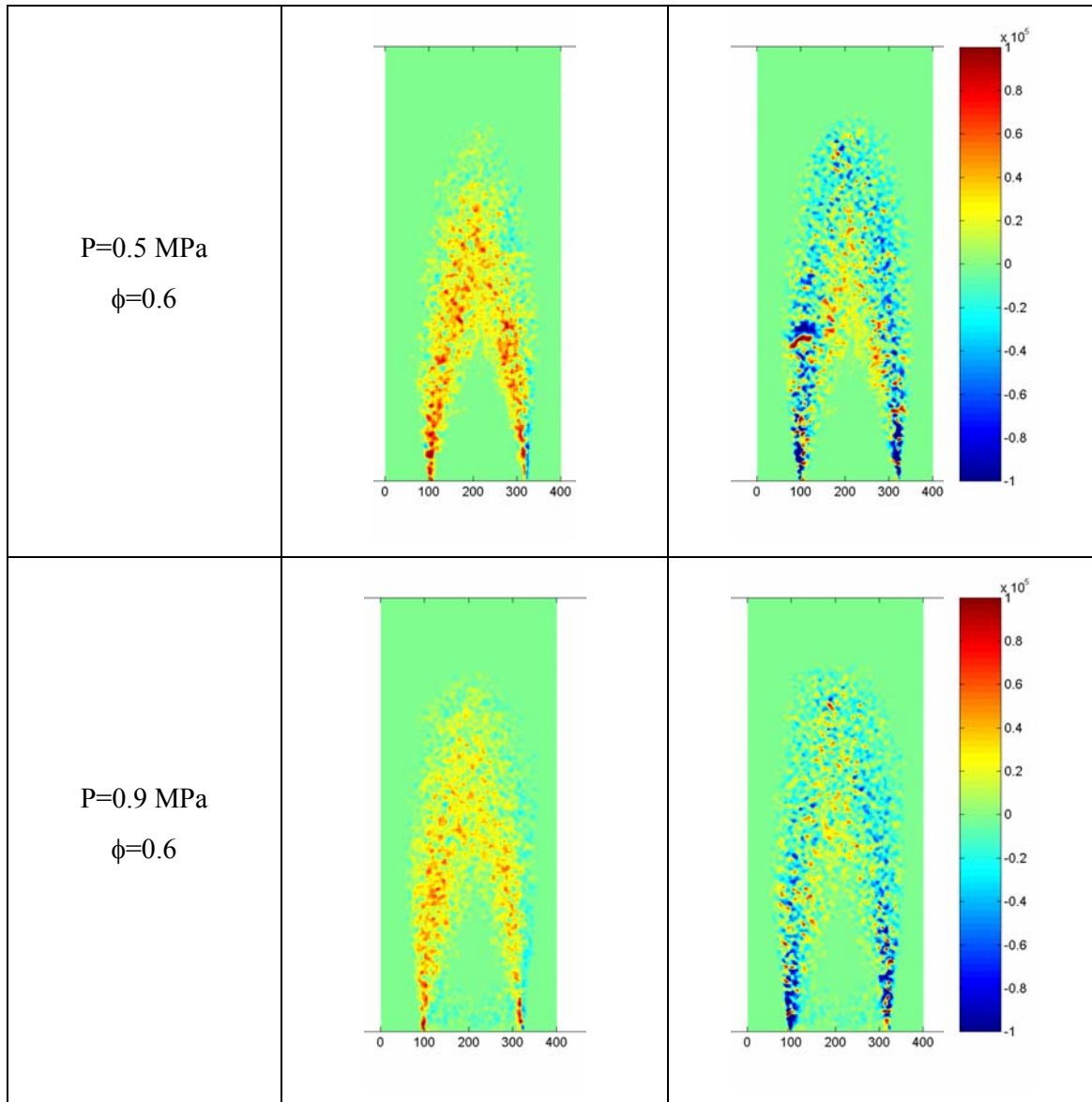


Figure 197 : Cartographies du taux d'étirement dû à l'écoulement turbulent pour les pressions de 0.5 et 0.9 MPa, $\phi=0.6$

On constate que ces cartographies sont positives côté gaz frais et négatives côté gaz brûlés. Les valeurs obtenues sont assez faibles. Cependant, les erreurs accumulées pour le calcul de ce terme sont importantes et il faut donc considérer avec précaution les résultats obtenus.

8.3.3 Bilan :

Nous reportons sur la Figure 198 les cartographies des différents termes de l'équation de transport de la densité de surface de flamme pour le cas atmosphérique de richesse 0.6. Nous

preons en compte sur les cartographies les signes positifs ou négatifs qui sont devant ces termes. Nous sommes en régime stationnaire, le terme $\frac{\partial \Sigma}{\partial t}$ doit donc être nul.

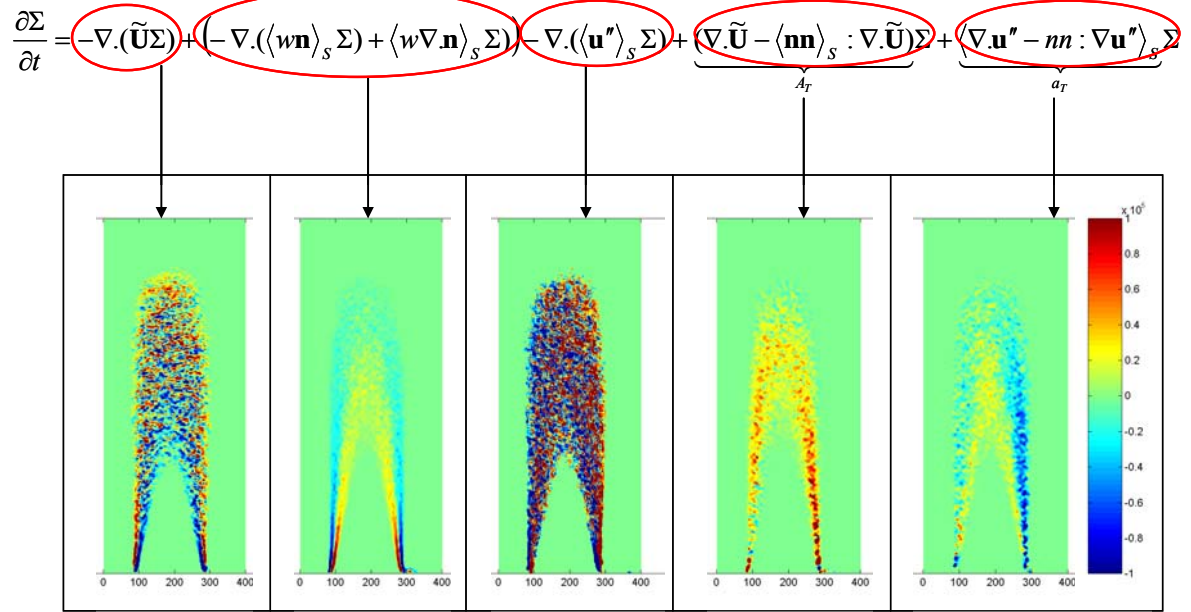


Figure 198 : Cartographies des différents termes intervenant dans l'équation de transport de la densité de surface de flamme, $P=0.1$ MPa, $\phi=0.6$

On constate que le terme de diffusion turbulente ($-\nabla \cdot (\langle \mathbf{u}'' \rangle_s \Sigma)$) présente des valeurs plus importantes que les autres termes. L'obtention de ce terme étant délicate et faisant intervenir des gradients, la barre d'erreur sur les valeurs obtenues est assez grande. Ensuite, c'est le terme de convection par l'écoulement moyen qui présente les valeurs les plus importantes, et ce, malgré les faibles vitesses de l'écoulement (2 m/s). Ce terme se comporte comme un terme puits du côté des gaz frais et source du côté des gaz brûlés. On trouve l'évolution inverse pour le terme regroupant les effets de courbure et de propagation (source côté gaz frais et puits côté gaz brûlés). Le terme d'étirement dû à l'écoulement moyen présente des valeurs positives sur l'ensemble de la cartographie. Pour finir, le terme d'étirement dû à l'écoulement turbulent présente des valeurs assez faibles, positives côté gaz frais et négatives côtés gaz brûlés. Cependant, l'évaluation de ce terme ne bénéficie pas d'une grande précision.

La somme de l'ensemble des termes est largement influencée par le terme de diffusion turbulente. En effet, ce terme est environ 10 fois plus important que les autres. Nous ne

sommes donc pas en mesure de retrouver la valeur nulle que l'on devrait obtenir du fait du régime stationnaire ($\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = 0$).

L'équation de transport de la densité de surface de flamme peut être exprimée sous la forme :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \left(-\nabla \cdot (\langle w \mathbf{n} \rangle_s \Sigma) + \langle w \nabla \cdot \mathbf{n} \rangle_s \Sigma \right) - \nabla \cdot (\langle u \rangle_s \Sigma) + \langle \nabla \cdot u - n n : \nabla u \rangle_s \Sigma$$

Avec cette formulation, on travaille avec des vitesses instantanées et non plus avec des vitesses fluctuantes. Cela réduit le bruit mais reste insuffisant pour que l'on valide la nullité du terme $\frac{\partial \Sigma}{\partial t}$.

8.3.4 Conclusions :

La densité de surface de flamme est une donnée cruciale pour estimer le taux de réaction moyen en combustion turbulente. Cette information est assez délicate à obtenir. Nous avons généralement recours à des modélisations pour l'évaluer. Au cours de ce chapitre, nous avons testé deux modèles : la formulation BML et l'équation de transport de la densité de surface de flamme.

Dans un premier temps, nous avons calculé la densité de surface à partir de l'expression conditionnelle fournie par Pope [49]. Nous avons utilisé les images instantanées de flamme issues du diagnostic de tomographie par diffusion de Mie. Nous avons investigué l'influence de la richesse (de 0.6 à 0.8) et de la pression (de 0.1 à 0.9 MPa). Pour l'ensemble des cas d'étude, on observe une diminution des valeurs de densité de surface de flamme lorsqu'on s'éloigne du brûleur. Ceci est dû à la faible dispersion de la flamme près du brûleur. Nous avons constaté que la richesse n'a pas d'influence sur la densité de surface de flamme. Par contre, plus on augmente la pression, plus les valeurs de Σ augmentent.

Nous avons ensuite investigué la validité de la formulation BML. Notre étude nous a permis de conclure que le facteur d'orientation peut être pris constant pour tous les cas d'étude, contrairement au rapport L_y/g que l'on a trouvé variable pour les différents cas d'étude et également variable à l'intérieur de la flamme pour un même cas. Le fait de considérer ce rapport constant est une source d'erreur pour l'évaluation de la densité de surface de flamme.

Nous avons ensuite étudié les différents termes de l'équation de transport de la densité de surface de flamme pour les différents cas de pression et de richesse.

Le terme d'étirement dû à l'écoulement principal présente des valeurs positives pour tous les cas d'étude. Les valeurs de ce terme augmentent avec la richesse, principalement du fait de l'expansion thermique. L'augmentation de pression n'entraîne pas de franches modifications, à cause de la diminution du gradient prépondérant $\frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2}$.

Pour les termes de courbure et de propagation, nous avons identifié la vitesse de déplacement du front de flamme à la vitesse de combustion laminaire. La vitesse fondamentale de combustion étant largement dépendante des conditions de richesse et de pression, elle agit de façon non négligeable. Le terme de courbure augmente avec la richesse, du fait de l'évolution de la vitesse fondamentale de combustion et reste insensible à la pression. L'augmentation de pression entraîne une large augmentation des valeurs de courbure et de la densité de surface de flamme. Cependant, ces évolutions sont compensées par la diminution de la vitesse fondamentale de combustion. Nous avons testé la modélisation du terme de courbure qui fait intervenir l'inverse de l'échelle de longueur de plissement. Les résultats fournis par cette modélisation sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Le terme de propagation présente des valeurs comparables à celles obtenues pour le terme de courbure. La richesse et la pression ont des effets similaires à ceux qu'ils avaient avec le terme de courbure. L'influence du terme de propagation est plus localisée à la base de la flamme. Les termes de courbure et de propagation sont souvent investigués ensemble. Leur somme augmente légèrement avec la richesse et diminue avec la pression.

Le terme de convection par l'écoulement moyen augmente avec la richesse, du fait de l'augmentation de l'expansion thermique. Il est par contre peu sensible aux effets de pression. Le terme de diffusion turbulente est difficile à obtenir et très bruité. On constate cependant qu'il est de type gradient.

Le taux d'étirement dû à l'écoulement turbulent est lui aussi difficilement accessible. Il présente une évolution de type source côté gaz frais et puits côté gaz brûlés.

Etant donné que nous travaillons en régime stationnaire, la somme de l'ensemble de ces termes (au signe près) devrait être nulle. Ce n'est pas le cas. Le terme de diffusion turbulente est trop important. Dans une moindre mesure, le terme de convection par l'écoulement moyen est également trop important pour obtenir la nullité de la somme des termes. Les erreurs effectuées sur certains termes nous empêchent de conclure.

Conclusions et perspectives

Ce travail de recherche visait à améliorer la connaissance et la compréhension des phénomènes mis en jeu lors d'un processus de combustion turbulente en milieu prémélangé. Nous ambitionnions en particulier de caractériser les effets de l'augmentation de la pression et de l'ajout d'hydrogène sur une flamme turbulente de prémélange méthane/air.

L'étude bibliographique effectuée dans la partie introductive présente le large potentiel offert par l'enrichissement en hydrogène, qui permet en particulier d'étendre les limites d'inflammabilité du mélange et d'accroître la stabilité de la flamme. Ces propriétés autorisent une diminution de la richesse globale du mélange et donc une réduction des polluants tels que les NOx.

Pour mener à bien ce travail, nous avons eu recours à deux dispositifs expérimentaux : un pour l'étude laminaire et un autre pour l'étude turbulente. De nombreux diagnostics optiques ont été mis en place pour acquérir les données nécessaires à la compréhension des phénomènes. Des traitements informatiques ont été réalisés pour obtenir les informations intéressantes à partir des images brutes. L'ensemble des traitements utilisés a été réalisé au cours de ce travail de thèse. Des adaptations ont été effectuées par nos soins sur la chambre de combustion haute pression, afin d'optimiser la qualité des résultats.

La combustion turbulente faisant intervenir conjointement des phénomènes de combustion et de turbulence, il nous est apparu indispensable d'étudier dans un premier temps ces différents phénomènes de façon isolée.

L'étude laminaire nous a permis de caractériser l'influence de l'ajout d'hydrogène et de l'augmentation de pression sur une flamme laminaire prémélangée méthane/air. Les vitesses de combustion laminaire et les longueurs de Markstein ont été obtenues expérimentalement. Ces résultats ont pu être comparés aux résultats numériques obtenus avec le code PREMIX. Il ressort de cette étude que l'ajout d'hydrogène engendre un accroissement de la vitesse fondamentale de combustion ainsi qu'une diminution de la sensibilité de la flamme à

l'étirement. L'augmentation de la pression entraîne une diminution de la vitesse fondamentale de combustion et de l'épaisseur caractéristique de la flamme. Un bon accord a été obtenu entre les résultats expérimentaux et ceux calculés, même si les vitesses fondamentales de flamme calculées surestiment les vitesses obtenues expérimentalement. Cette étude sur les flammes laminares, préambule à l'étude turbulente, était essentielle pour pouvoir analyser correctement les phénomènes mis en jeu lors d'une combustion turbulente.

Nous avons caractérisé la turbulence de l'écoulement à l'aide des dispositifs de vélocimétrie par imagerie de particules et de vélocimétrie laser Doppler. Plus la pression est élevée, plus la turbulence générée par la grille est homogène et isotrope. Néanmoins, la turbulence peut être considérée comme homogène et isotrope à l'intérieur de la zone correspondante au cœur potentiel et donc au gaz frais, pour l'ensemble des pressions étudiées. La validation de cette hypothèse était indispensable à l'évaluation des différentes échelles de la turbulence à partir de l'intégration de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesse et des relations théoriques. Il ressort de l'étude que l'augmentation de la pression n'a pas d'effet sur l'échelle intégrale, mais diminue les échelles de Taylor et de Kolmogorov. Une analyse spectrale nous a permis d'obtenir des informations cohérentes avec celles déduites de l'intégration des courbes d'autocorrélation, tout en montrant les limites de cette dernière méthode dès que l'on ne se situe plus dans le cœur potentiel.

Pour caractériser l'impact de l'ajout d'hydrogène sur les flammes turbulentes, nous avons étudié plus particulièrement les champs de vitesse, la structure externe ainsi que la structure interne de la flamme turbulente.

L'influence de l'ajout d'hydrogène sur l'écoulement réactif a été réalisée à l'aide des dispositifs de LDA et de PIV. Les champs moyens de vitesse présentent une augmentation de la vitesse radiale au niveau du front de flamme, due à l'accroissement de l'expansion thermique. Les nombres de Damköhler et de Karlovitz sont modifiés : le premier diminue et le deuxième augmente.

L'étude sur la structure macroscopique de la flamme a été effectuée à l'aide du diagnostic de tomographie par diffusion de Mie. L'ajout d'hydrogène engendre une forte diminution de la hauteur de la flamme et une légère modification des densités de probabilités des courbures : la

probabilité du pic correspondant à une courbure nulle diminue au profit des zones de plus fortes courbures. La flamme étant plus courte, l'interaction entre la combustion et le champ turbulent est modifiée. Le nombre de Lewis du mélange devenant plus petit, la diffusivité des radicaux OH augmente et l'on assiste à une formation accrue de structures à forte courbure négative et positive. Nous avons également constaté une augmentation de la densité de surface de flamme et de l'intensité de combustion.

Une investigation a ensuite été menée sur la structure des fronts de flamme instantanés, à l'aide d'un dispositif de Rayleigh 2D. Les fronts instantanés soumis à l'ajout d'hydrogène sont amincis, ce qui est cohérent avec les résultats sur les flammes laminaires obtenus par la modélisation. De plus, la dépendance de la flamme aux perturbations (étirement et turbulence) est réduite lorsque l'on ajoute de l'hydrogène.

L'augmentation de pression n'entraîne pas de diminution de l'épaisseur moyenne des fronts instantanés comme c'est le cas pour les flammes laminaires. Au contraire, leur épaisseur moyenne augmente légèrement avec la pression, et ce pour les deux cas de richesse étudiés ($\phi=0.6$ et $\phi=0.7$). Nous avons montré que l'effet de la courbure sur le front de flamme instantané ne permet d'expliquer la divergence entre les résultats turbulents et les résultats laminaires. L'étirement tangentiel n'a pas pu être évalué au cours de ce travail. Buschmann et al. [40] ont montré que l'étirement tangentiel entraîne une diminution de l'épaisseur de la flammelette, ce qui n'est pas ce que nous observons, puisque les épaisseurs moyennes des flammelettes sont plus importantes que les épaisseurs laminaires calculées. Peters [43] prévoit que lorsque les structures turbulentes de l'écoulement deviennent suffisamment petites, elles peuvent pénétrer la zone de préchauffage du front de flamme et l'élargir, ce qui concorde avec les résultats ici observés. Notre configuration nous permet de diminuer largement les petites structures de la turbulence par l'effet de la pression, tout en conservant une vitesse débitante constante. Nos résultats sont donc cohérents si l'on assume que l'augmentation de pression change peu l'impact de l'étirement tangentiel sur le front de flamme par rapport à celui des structures de la turbulence. Pour valider nos résultats, il faudrait à présent vérifier que pour une vitesse d'écoulement constante, l'étirement tangentiel n'est pas trop modifié. Nous avons a priori réussi à répondre à la question initiale du chapitre : « les petites structures de la turbulence sont-elles assez énergiques pour augmenter le mélange entre les gaz frais et les gaz

chauds et ainsi élargir le front de flamme ou si, à l'inverse, l'étirement qui entraîne un amincissement du front est prédominant ».

Nous avons montré que la courbure, positive ou négative, a pour effet d'élargir le front de flamme instantané. L'effet de la courbure n'est pas dépendant de la pression. Il est en revanche dépendant de la nature du mélange. Lorsque l'on tend vers la stoechiométrie ou que l'on ajoute de l'hydrogène, on observe une baisse de la sensibilité du front de flamme vis-à-vis des perturbations (étirement et turbulence).

Après l'étude du comportement des flammes turbulentes de prémélange face à une augmentation de pression et à un enrichissement en hydrogène, nous avons utilisé nos données expérimentales pour tester des modèles de combustion turbulente. Nous avons axé notre étude sur la densité de surface de flamme, donnée cruciale pour estimer le taux de réaction moyen d'un phénomène de combustion. Nous avons testé deux modèles : la formulation BML et l'équation de transport de la densité de surface de flamme.

Dans un premier temps, nous avons évalué la densité de surface à partir de l'expression conditionnelle fournie par Pope [49]. Nous avons utilisé les images instantanées de flamme issues du diagnostic de tomographie par diffusion de Mie. Nous avons investigué l'influence de la richesse (de 0.6 à 0.8) et de la pression (de 0.1 à 0.9 MPa). La richesse n'a pas d'influence sur la densité de surface de flamme. Par contre, les valeurs de Σ augmentent avec la pression.

Nous avons ensuite testé la validité de la formulation BML. Notre étude nous a permis de conclure que le facteur d'orientation peut être pris constant pour tous les cas d'étude, contrairement au rapport L_y/g qui est variable pour les différents cas d'étude et également à l'intérieur de la flamme pour un même cas. Considérer ce rapport constant est une source d'erreur dans l'évaluation de la densité de surface de flamme.

Les différents termes de l'équation de transport de la densité de surface de flamme ont ensuite été examinés pour les différents cas de pression et de richesse. Cette estimation s'est révélée assez difficile et bruitée pour les termes de diffusion turbulente et d'étirement dû à l'écoulement turbulent. Etant donné que nous travaillons en régime stationnaire, la somme de

l'ensemble de ces termes devrait être nulle. Ceci n'est pas le cas. Le terme de diffusion turbulente est trop important. Dans une moindre mesure, le terme de convection par l'écoulement moyen est également trop important pour obtenir la nullité de la somme des termes.

Les perspectives de ce travail sont multiples.

Nous n'avons testé au cours de ce travail que deux modélisations permettant d'évaluer le terme de densité de surface de flamme. Il serait intéressant de tester également d'autres modélisations. L'approche LES, consistant à calculer une valeur filtrée de la densité de surface de flamme, serait intéressante à étudier. Nous pourrions nous imprégner par exemple des travaux effectués par Knikker [145, 146].

Les expérimentations effectuées sur le brûleur laminaire doivent apporter un éclaircissement sur l'impact de la richesse, de la pression et de la courbure sur l'épaisseur du front de flamme instantané. Les effets de courbure pourraient être examinés sur la partie haute de la flamme (le tip). En changeant la vitesse débitante, nous pouvons changer la courbure à ce niveau et comparer les valeurs obtenues pour l'épaisseur à celles obtenues sur le côté de la flamme (où la courbure est quasiment nulle). Cependant, l'étirement tangentiel sera différent. Etant donné que nous sommes en régime quasi stationnaire, nous pourrions effectuer, parallèlement aux mesures Rayleigh, des mesures PIV pour avoir des informations sur l'étirement tangentiel.

L'ensemble des mesures effectuées est bidimensionnel. On ne prend pas en compte la troisième dimension. Pour remédier à ce problème, la chambre haute pression va être équipée d'un système composé de deux lasers pouvant créer deux plans laser parallèles, avec un espacement réglable.

Une importante approximation effectuée au cours du calcul de certains termes de l'équation de transport de la densité de surface de flamme consiste à identifier la vitesse de propagation du front de flamme à la vitesse de combustion laminaire. Il serait intéressant d'avoir une idée de l'erreur commise. Le fait que la flamme soit convectée non uniformément par l'écoulement complique la tâche.

Actuellement, les fabricants de turbine à gaz s'intéressent à l'utilisation de gaz provenant de la biomasse pour alimenter les foyers des turbines, cependant la grande variabilité dans la composition du carburant complexifie la tâche. Dans cette optique, le LCSR lance une étude sur l'impact de l'ajout de CO₂ à un mélange méthane/air dans le cadre d'un contrat européen (AFTUR).

Cette étude a permis d'approfondir la connaissance de la combustion des mélanges hydrogénés. Elle s'inscrit dans une dynamique émanant de la communauté scientifique et des industriels visant à améliorer les processus de combustion en diminuant les émissions polluantes. *(A titre indicatif, on peut signaler que le terme « Hythane » est un nom déposé de Hydrogen Consultants, Inc. (Littleton, Colorado) composé à partir de HYdrogène et méTHANE).*

Bibliographie

- [1] A. Boukhalfa, *Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (1988).
- [2] B. Deschamps, *Etude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes prémélangées de méthane-air*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (1990).
- [3] C. Mounaïm-Rousselle, *Combustion turbulente prémélangée dans un écoulement à jets opposés*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (1993).
- [4] E. Bourguignon, L. W. Kostiuik, Y. Michou and I. Gökalp, *Experimentally Measured Burning Rates of Premixed Turbulent Flames*, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion (1996), pp. 447 - 453.
- [5] L. Gagnepain, *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire.*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (1998).
- [6] D. Pavé, *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes de prémélanges pauvres de méthane-air*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (2002).
- [7] H. Kobayashi, T. Tamura, K. Maruta and T. Niioka, *Burning Velocity of Turbulent Premixed Flames in a High-Pressure Environment*, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion (1996), pp. 389-398.
- [8] H. Kobayashi, T. Nakashima, T. Tamura, K. Maruta and T. Niioka, *Turbulence Measurements and Observations of Turbulent Premixed Flames at Elevated Pressures up to 3.0 MPa*, Combustion and Flame, 108 (1997), pp. 104-117.
- [9] H. Kobayashi, H. Kawazoe and M. Kaoru, *Experimental Study on General Correlation of Turbulent Burning Velocity at High Pressure*, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion (1998), pp. 941-948.
- [10] H. Kobayashi and H. Kawazoe, *Flame Instability Effects on the Smallest Wrinkling Scale and Burning Velocity of High-Pressure Turbulent Premixed Flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 28 (2000), pp. 375-382.

- [11] H. Kobayashi, *Experimental Study of High-Pressure Turbulent Premixed Flames*, Experimental Thermal and Fluid Science, 26 (2002), pp. 375-387.
- [12] A. Soika, F. Dinkelacker and A. Leipertz, *Pressure Influence on the Flame Front Curvature of Turbulent Premixed Flames : Comparison between Experiment and Theory*, Combustion and Flame, 132 (2003), pp. 451-462.
- [13] T. Lachaux, *Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre méthane-air*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (2004).
- [14] J. Jaroinski, *The thickness of laminar flames*, Combustion and Flame, 26 (1984), pp. 337-342.
- [15] A. G. Gaydon and H. G. Wolfhard, *Flames, Their structure, radiation and temperature*, Chapman and Hall (1953).
- [16] D. B. Spalding, *Some fundamentals of combustion*, London (1955).
- [17] G. Darrieus, *Propagation d'un front de flamme: essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané*, Unpublished work presented at Congrès de Mécanique Appliquée Paris, 6th (1945).
- [18] L. D. Landau, *On the theory of slow combustion*, Acta Physicochim. URSS, 19 (1944), pp. 77-85.
- [19] G. Joulin and P. Clavin, Combustion and Flame, 35 (1979), pp. 139.
- [20] G. I. Barenblatt, Y. B. Zeldovich and A. G. Istratov, Prikl. C. Mekh. Fiz (en russe), 2 (1962), pp. 21.
- [21] G. H. Markstein, *Non-Steady Flame Propagation*, New York, 1964.
- [22] G. I. Sivashinsky, *Instabilities pattern formation and turbulence in flames*, Annual review of fluid mechanic, 15 (1983), pp. 179-199.
- [23] P. Clavin and F. A. Williams, *Effect of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity*, Journal of Fluid Mechanics, 116 (1982), pp. 251-282.
- [24] P. Pelcé and P. Clavin, Journal of Fluid Mechanics, 124 (1982), pp. 219.
- [25] P. Clavin and G. Joulin, *Premixed flames in large scale and high intensity turbulent flow*, J. Phys. Lett., 44 L-1 (1983).
- [26] R. Borghi and M. Destriau, *La combustion et les flammes*, Editions technip (1995).

- [27] A. Favre, L. S. G. Kovaszny, R. Dumas, J. Gaviglio and M. Coantic, *La turbulence en mécanique des fluides. Bases théoriques et expérimentales*, Gauthier-Villars, Paris (1976).
- [28] J. O. Hinze, *Turbulence*, McGraw-Hill, 2nd Edition (1975).
- [29] G. Damköhler and Z. Jahrb, *Elektrochem*, 46 (1940), pp. 601-626.
- [30] N. Peters, *The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence*, *Journal of Fluid Mechanics*, 384 (1999), pp. 107-132.
- [31] N. Peters, *Length scales in laminar and turbulent flames*, in E. S. Oran and J. A. Boris, editors (1991).
- [32] K. N. C. Bray, *Turbulent flows with premixed reactants in turbulent reacting flows*, Libby P.A. and F.A. Williams Editions, 44, Springer Verlag, Berlin (1980), pp. 115-183.
- [33] R. Borghi, *On the structure and morphology of turbulent premixed flames*, *Rec. Adv. Aerosp. Sci.* (1985), pp. 117-138.
- [34] F. A. Williams, *Combustion theory*, Addison-Wesley, 2nd Edition (1985).
- [35] N. Peters, *Laminar flamelet concepts in turbulent combustion*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 21 (1986), pp. 1231-1250.
- [36] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley, *Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames*, *Combustion and Flame*, 76 (1989), pp. 213-218.
- [37] T. Poinso, S. Candel and A. Trouvé, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 21 (1995), pp. 531-576.
- [38] T. Poinso, D. Veynante and S. Candel, *Diagrams of Premixed Turbulent Combustion Based on Direct Simulation*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 23 (1990), pp. 613 - 619.
- [39] K. N. C. Bray, *The challenge of turbulent combustion*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 26 (1996), pp. 1-26.
- [40] A. Buschmann, F. Dinkelacker, T. Schäfer, M. Schäfer and J. Wolfrum, *Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion*, *Proc. Comb. Inst.*, 26 (1996), pp. 437-445.
- [41] L. P. H. de Goey, T. Plessing, R. T. E. Hermanns and N. Peters, *Analysis of the flame thickness of the turbulent flamelets in the thin reaction zones regime*, *Proc. Comb. Inst.*, 30 (2004).

- [42] C. J. Sung, J. B. Liu and C. K. Law, *On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow*, Comb. & Flame, 106 (1996), pp. 168-183.
- [43] N. Peters, *Turbulent Combustion*, Cambridge Monographs on Mechanics (2000).
- [44] D. Veynante, A. Trouvé, K. Bray and T. Mantel, *Gradient and counter-gradient scalar transport in turbulent premixed flames*, Journal of Fluid Mechanics, 332 (1997), pp. 263-294.
- [45] R. S. Cant, S. B. Pope and K. N. C. Bray, *Modelling of flamelet surface to volume ratio in turbulent premixed combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 23 (1990), pp. 809-815.
- [46] C. Dopazo, *On conditioned averages for intermittent turbulent flows*, Journal of Fluid Mechanics, 81-3 (1977), pp. 433-438.
- [47] K. Bray, *The interaction between turbulence and chemistry in premixed turbulent flames*, In Borghi, R. & Murthy, S. (Eds.), *Turbulent Reactive Flow*, Springer-Verlag (1989), pp. 541-563.
- [48] G. K. Batchelor, *Introduction to fluid mechanics*, Cambridge University press (1970).
- [49] S. B. Pope, *The evolution of surfaces in turbulence*, International Journal of Engineering Science, 26 (1988), pp. 445-469.
- [50] S. Candel and T. Poinso, *Flame stretch and the balance equation for the flame area*, Combust. Sci. Technol., 70 (1990), pp. 1-15.
- [51] A. Trouvé and T. Poinso, *The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion*, Journal of Fluid Mechanics, 278 (1994), pp. 1-31.
- [52] T. G. Scholte and P. B. Vaags, *Burning Velocities of Mixtures of Hydrogen, Carbon Monoxide and Methane with Air*, (1959).
- [53] G. Yu, C. K. Law and C. K. Wu, *Laminar Flame Speeds of Hydrocarbon + Air Mixtures with Hydrogen Addition*, Combust. Flame, 63 (1986), pp. 339-347.
- [54] Milton and J. C. Keck, *Laminar Burning Velocities in Stoichiometric Hydrogen and Hydrogen-Hydrocarbon Gas Mixtures*, Combust. Flame, 58 (1984), pp. 13-22.
- [55] I. Wierzbna and B. B. Ale, *Rich flammability limits of fuel mixtures involving hydrogen at elevated temperatures*, Int. J. Hydrogen Energy, 25 (2000), pp. 75-80.
- [56] I. Yamaoka and H. Tsuji, *An anomalous behavior of Methane-Air and Methane-Hydrogen-Air Flames Diluted with Nitrogen in a Stagnation Flow*, Proc. Energy Combust. Sci., 24 (1992), pp. 145-152.

- [57] G. A. Karim, I. Wierzba and Y. Al-Alousi, *Methane-Hydrogen Mixtures as Fuels*, Int. J. Hydrogen Energy, 21-7 (1996), pp. 625-631.
- [58] I. R. Roger, *Natural Gas/Hydrogen Mixtures for Low Noxious Emissions*, Journal of Scientific & Industrial Research, 62 (2003), pp. 64-70.
- [59] S. R. Bell and M. Gupta, *Extension of the lean operating Limit for Natural Gas Fueling of a Spark Ignited Engine Using Hydrogen Blending*, Combust. Sci. Technol., 123 (1997), pp. 23-48.
- [60] J. F. Larsen and J. S. Wallace, *Comparaison of Emissions and Efficiency of a Turbocharged Lean-Burn Natural Gas Hythane-Fueled Engine*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 119 (1997), pp. 218-226.
- [61] R. L. Hoekstra, P. V. Blarigan and N. Mulligan, *NOx emissions and effeciency of hydrogen, naturel gas and hydrogen/naturel gas blended fuels*, SAE paper 96-1103 (1996).
- [62] S. Allenby, W.-C. Chang, A. Megaritis and M. L. Wyrzynski, *Hydrogen enrichment: a way to maintain combustion stability in a natural gas fuelled engine with exhaust gas recirculation, the potential of fuel reforming*, Proc. Instn. Mech. Engrs, 215 D (2001), pp. 405-418.
- [63] J. A. Smith and G. J. J. Bartley, *Stoichiometric operation of a gas engine utilising synthesis gas and EGR for NOx control*, ASME, ICE Vol. 30-3 (1998).
- [64] A. Tsolakis and A. Megaritis, *Partially premixed charge compression ignition engine with on-board H2 production by exhaust gas fuel reforming of diesel and biodiesel*, International Journal of Hydrogen Energy (2005).
- [65] J. O. Olsson, P. Tunestal, B. Johansson, S. Fiveland, R. Agama, M. Willi and D. Assanis, *Compression ratio influence onmaximum load of a natural gas fueled HCCI engine*, SAE paper, No 2002-01-0111 (2002).
- [66] D. Yap, A. Megaritis, S. Peucheret, M. L. Wyszinski and H. Xu, *Efect of hydrogen addition on natural gas HCCI combustion*, SAE International, 2004-01-1972 (2004).
- [67] J. Warnatz, U. Maas and R. W. Diddle, *Combustion*, 2nd edn., Springer (1999).
- [68] D. P. Meyers and J. T. Kubesh, *The Hybrid Rich-Burn/Lean-Burn Engine*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 119 (1997), pp. 243249.
- [69] S. O. Akansu, Z. Dulger, N. Kahraman and T. N. Veziroglu, *Internal combustion engines fueled by natural gas-hydrogen mixtures*, International Journal of Hydrogen Energy, 29 (2004), pp. 1527-1539.

- [70] G. S. Jackson, R. Sai, J. M. Plaia, C. M. Boggs and K. T. Kiger, *Influence of H₂ on the Response of Lean Premixed CH₄ Flames to High Strained Flows*, Combust. Flame, 132 (2003), pp. 503-511.
- [71] R. W. Schefer, *Combustion of Hydrogen-Enriched Methane in a Lean Premixed Swirl Burner*, Proceedings of the 2001 U.S. DOE Hydrogen Program Review, NREL/CP-570-30535 (2001).
- [72] R. W. Schefer, *Reduced Turbine Emissions Using Hydrogen-Enriched Fuels*, Proceedings of the 2002 U.S. DOE Hydrogen Program Review, NREL/CP-610-32405 (2002).
- [73] R. W. Schefer, *Hydrogen enrichment for improved lean flame stability*, Int. J. Hydrogen Energy, 28 (2003), pp. 1131-1141.
- [74] J. L. Gauducheau, B. Denet and G. Searby, *A Numerical Study of Lean CH₄/H₂/Air Premixed Flames at High Pressure*, Combust. Sci. Technol., 137 (1998), pp. 81-99.
- [75] C.-J. Tseng, *Effects of Hydrogen addition on methane combustion in a porous medium burner*, Int. J. Hydrogen Energy, 27 (2002).
- [76] A. R. Choudhuri and S. R. Gollahalli, *Combustion Characteristics of Hydrogen-Hydrocarbon Hybrid Fuels*, Int. J. Hydrogen Energy, 25 (2000), pp. 451-462.
- [77] A. R. Choudhuri and S. R. Gollahalli, *Laser Induced Fluorescence Measurements of Radical Concentrations in Hydrogen-Hydrocarbon Hybrid Gas Fuel Flames*, Int. J. Hydrogen Energy, 25 (2000), pp. 1119-1127.
- [78] A. R. Choudhuri and S. R. Gollahalli, *Computational and Experimental Study of the Structure of Hydrocarbon-Hydrogen Turbulent Jet Flame*, AIAA-2003-335, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada (2003).
- [79] A. R. Choudhuri and S. R. Gollahalli, *Characteristics of Hydrogen-Hydrocarbon Composite Fuel Turbulent Jet Flames*, Int. J. Hydrogen Energy, 28 (2003), pp. 445-454.
- [80] M. Karbasi and I. Wierzba, *The effects of Hydrogen addition on the stability Limits of Methane Jet Diffusion Flames*, Int. J. Hydrogen Energy, 23-2 (1998), pp. 123-129.
- [81] M. W. Renfro, W. A. Guttenfelder, G. B. King and N. M. Laurendau, *Scalar Time-Series Measurements in Turbulent CH₄/H₂/N₂ Nonpremixed Flames: OH*, Combust. Flame, 123 (2000), pp. 389-401.

- [82] J. R. Maughan, J. H. Bowen, D. H. Cooke and J. J. Tuzson, *Reducing Gas Turbine Emissions Through Hydrogen-Enhanced, Steam-Injected Combustion*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 118 (1996), pp. 78-85.
- [83] S. Naha, A. M. Briones and S. K. Aggarwal, *Effect of fuel blends on pollutant emissions in flames*, Combust. Sci. Technol., 177 (2005), pp. 183-220.
- [84] M. Ilbas, I. Yilmaz and Y. Kaplan, *Investigations of hydrogen and hydrogen-hydrocarbon composite fuel combustion and NO_x emission characteristics in a model combustor*, International Journal of Hydrogen Energy (2005).
- [85] M. Ilbas, *The effect of thermal radiation and radiation models on hydrogen-hydrocarbon combustion modelling*, International Journal of Hydrogen Energy (2005).
- [86] X. J. Gu, M. Z. Haq, M. Lawes and R. Woolley, *Laminar burning velocity and Markstein lengths of Methane-Air mixtures*, Combustion and Flame, 121 (2000), pp. 41-58.
- [87] M. I. Hassan, K. T. Aung and G. M. Faeth, *Measured and predicted properties of laminar premixed Methane/Air flames at various pressures*, Combustion and Flame, 115 (1998), pp. 539-550.
- [88] D. Bradley, P. H. Gaskell and X. J. Gu, *Burning velocities, Markstein Lengths, and Flame quenching for spherical methane/air flames: a computational study*, Combustion and Flame, 104 (1996), pp. 176-198.
- [89] F. N. Egolfopoulos, P. Cho and C. K. Law, *Laminar flame speeds of Methane-Air mixtures under reduced and elevated pressures*, Combustion and Flame, 76 (1989), pp. 375-391.
- [90] G. Rozenchan, D. L. Zhu, C. K. Law and S. D. Tse, *Outward propagation, burning velocities, and chemical effects of methane flames up to 60 ATM*, Proceedings of the Combustion Institute, 29 (2002), pp. 1461-1469.
- [91] P. Clavin and G. Joulin, *Premixed flames in large scale and intensity turbulent flow*, Journal de Physique Lettres, 44 (1983), pp. L1-12.
- [92] B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer and F. H. Wells, *Studies on turbulent flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 4 (1953), pp. 613-620.
- [93] F. A. Williams, *Combustion Theory*, (2nd edition) The Benjamin Cummings Edition, Princeton (1985).
- [94] F. A. Williams, In AGARD Conference proceedings, No164 (1975).

- [95] P. Clavin, *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows*, Progress in Energy and Combustion Science, 11 (1985), pp. 1-59.
- [96] C. K. Law, *Dynamics of stretched flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 22 (1988), pp. 1381-1402.
- [97] R. A. Strehlow and L. D. Savage, *The concept of flame stretch*, Combustion and Flame, 31 (1978), pp. 209-211.
- [98] A. Palm-Leis and R. A. Strehlow, Combustion and Flame, 13 (1969), pp. 111.
- [99] R. M. Fristom, Physics of Fluids, 8 (1965), pp. 273.
- [100] M. Kerber, *The scattering of light and other electromagnetic radiation*, New York, Academic Press (1981), pp. 1969.
- [101] B. Lecordier, *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules.*, Thèse de doctorat, Université de Rouen (1997).
- [102] F. Willert and M. Gharib, *Digital Particle Image Velocimetry*, Experiments in Fluids, 10 (1991), pp. 182-193.
- [103] F. Durst and M. Zaré, *Laser Doppler measurements in two-phase flows*, Proceedings of the LDA-symposium, Copenhage, Denmark (1975), pp. 403-429.
- [104] C. Pichard, *Caractérisation expérimentale de l'atomisation et de la combustion d'un mélange diphasique partiellement prévaporisé et prémélangé.* Thèse de doctorat, Université d'Orléans (2003).
- [105] R. J. Adrian and C. S. Yao, *Power spectra of fluid velocities measured by laser doppler velocimetry*, Experiments in Fluids, 5 (1987), pp. 17-28.
- [106] D. H. Lee and H. J. Sung, Experiments in Fluids, 16 (1994), pp. 223.
- [107] H. Nobach, E. Müller and C. Tropea, *Efficient estimation of power spectral density from laser doppler anemometer data*, Experiments in Fluids, 24 (1998), pp. 499-509.
- [108] I. G. Shepherd, *Flame surface density and burning rate in premixed turbulent flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 26 (1996), pp. 373-379.
- [109] I. G. Shepherd and W. T. Ashurst, *Flame front geometry in premixed turbulent flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 24 (1992), pp. 485-491.
- [110] F. Mokhtarian and A. Mackworth, *Scale-based description and recognition of planar curves and two-dimensional shapes*, IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence, PAMI-8, No 1 (1986).
- [111] *Encyclopédie des gaz*, Elsevier / Air Liquide (1976).

- [112] Y.-C. Chen and M. S. Mansour, *Topology of turbulent premixed flame fronts resolved by simultaneous planar imaging of LIPF of OH radical and Rayleigh scattering*, Exp. in Fluids, 26 (1999), pp. 277-287.
- [113] P. G. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. Gaediner Jr, V. V. Lissianski and Z. Oin, http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
- [114] H. Edmonson and M. P. Heap, *Blowoff of inverted flames*, Combustion and Flame, 14 (1970), pp. 191-194.
- [115] C. M. Vagelopoulos and F. N. Egolfopoulos, *Direct experimental determination of laminar flame speeds*, Proceedings of the Combustion Institute, 27 (1998), pp. 513-519.
- [116] K. J. Bosschart, M. Versluis, R. Knikker, T. H. Van der Meer, K. R. A. M. Schreel, L. P. H. de Goey and A. A. Steenhoven, Combustion Science and Technology, 169 (2001), pp. 67.
- [117] K. T. Aung, L. K. Tseng, M. A. Ismail and G. M. Faeth, *Response to²comment by S. C. Taylor and D. B. Smith on "Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbon/air flames"*, Combustion and Flame, 102 (1995), pp. 526-530.
- [118] D. Durox, S. Ducruix and S. Candel, *Experiments on collapsing cylindrical flames*, Combustion and Flame, 125 (2001), pp. 982-1000.
- [119] D. B. Smith, S. C. Taylor and A. Williams, Proceedings of the Combustion Institute, 24 (1992).
- [120] G. Searby and J. Quinard, *Direct and indirect measurements of Markstein numbers of premixed flames*, Combustion and Flame, 82 (1990), pp. 298-311.
- [121] G. Yu, C. K. Law and C. K. Wu, Combustion and Flame, 63 (1986), pp. 339-347.
- [122] C. M. Vagelopoulos, F. N. Egolfopoulos and C. K. Law, *Further considerations on the determination of laminar flame speeds with counterflow twin-flame technique*, Proceedings of the Combustion Institute, 25 (1994), pp. 1341-1347.
- [123] M. Metghalchi and J. C. Keck, Combustion and Flame, 38 (1980), pp. 143-154.
- [124] P. A. Davidson, *Turbulence: an introduction for scientist and engineers*, Oxford University Press (2004).
- [125] C. Ghenai, *Etude de la structure et de la dynamique spatio-temporelle des fronts de flamme instantanés en combustion prémélangée*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans (1995).

- [126] K. N. C. Bray and P. A. Libby, *Combustion Science and Technology*, 47 (1986), pp. 253.
- [127] I. G. Shepherd, L. Gagnepain and I. Gökalp, *Micro Scalar Timescales in Premixed Turbulent Combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 28 (2000), pp. 351 - 358.
- [128] F. Dinkelacker, M. Most, A. Soika and A. Leipertz, *Measurements of local quenching in highly turbulent premixed flames with simultaneous 2D Rayleigh - LIF techniques*, Proc. Joint Meeting of the British, German and French section of the Comb. Inst. (1999), pp. 467-469.
- [129] F. Dinkelacker, A. Soika, M. Most, A. Leipertz, W. Polifke and K. Döbbeling, *Structure of locally quenched highly turbulent lean premixed flames*, Proc. Comb. Inst., 27 (1998), pp. 857-865.
- [130] A. Soika, F. Dinkelacker and A. Leipertz, *Investigation of the flame front thickness using dual-sheet laser diagnostics*, Proc. Joint Meeting of the British, German and French section of the Comb. Inst. (1999), pp. 463-465.
- [131] B. Bédard and R. K. Cheng, *Experimental study of premixed flames in intense isotropic turbulence*, Combustion and Flame, 100 (1995), pp. 485-494.
- [132] A. Soika, F. Dinkelacker and A. Leipertz, *Measurement of the resolved flame structure of turbulent premixed flames with constant reynolds number and varied stoichiometry*, Proc. Comb. Inst., 27 (1998), pp. 785-792.
- [133] C. Kortschik, S. Honnet and N. Peters, *Influence of curvature on the onset of autoignition in a corrugated counterflow mixing field*, Combustion and Flame, 142 (2005), pp. 140-152.
- [134] C. Martel, *Etude expérimentale de la combustion turbulente prémélangée. Analyse de modèles*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris (1998).
- [135] B. Deschamps, A. Boukhalfa, C. Chauveau, I. Gökalp, I. G. Shepherd and R. K. Cheng, *An experimental estimation of the flame surface density and mean reaction rate in turbulent premixed flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 24 (1992), pp. 449-475.
- [136] C. Ghenai, C. Chauveau and I. Gökalp, *Spatial and temporal dynamics of flamelets in turbulent premixed flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 26 (1996), pp. 331-337.

- [137] N. W. Chang, S. S. Shy, S. I. Yang and T. S. Yang, *Spatially resolved flamelet statistics for reaction rate modeling using premixed methane-air flames in a near-homogeneous turbulence*, Combustion and Flame, 127 (2001), pp. 1880-1894.
- [138] S. S. Shy, E. I. Lee, N. W. Chang and S. I. Yang, *Direct and indirect measurements of flame surface density, orientation, and curvature for premixed turbulent combustion modeling in a cruciform burner*, Proceedings of the Combustion Institute, 28 (2000), pp. 383-390.
- [139] D. Veynante, J. C. Duclos and J. Piana, *Experimental analysis of flamelet models for premixed turbulent combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 25 (1994), pp. 1249-1256.
- [140] K. N. C. Bray, *Studies of the turbulent burning velocity*, Proceedings of the Royal Society of London, A431 (1990), pp. 313-335.
- [141] C. Dopazo, *On conditional averages for intermittent turbulent flows*, Journal of Fluid Mechanics, 81 (1977), pp. 433-438.
- [142] F. E. Marble and J. E. Broadwell, Project Squid TRW-9-PU, Project Squid Headquarters, Chaffee Hall, Purdue University (1977).
- [143] B. Renou, *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).
- [144] S. Candel, D. Veynante, F. Lacas, E. Maistret, N. Darabiha and T. Poinsot, *Coherent flame model : application and recent extensions*, In B.E. Larroutrou (Ed.), Recent advances in combustion modeling, Singapore (1990).
- [145] R. Knikker, *Analyse expérimentale de la simulation aux grandes échelles pour la combustion turbulente*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris (2002).
- [146] R. Knikker, D. Veynante and C. Meneveau, *A priori testing of a similarity model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 29 (2002), pp. 2105-2111.