



HAL
open science

Effets des Hétérogénéités de Richesse sur la Structure Locale des Flammes Turbulentes

Olivier Degardin

► **To cite this version:**

Olivier Degardin. Effets des Hétérogénéités de Richesse sur la Structure Locale des Flammes Turbulentes. Energie électrique. INSA de Rouen, 2006. Français. NNT : . tel-00137911

HAL Id: tel-00137911

<https://theses.hal.science/tel-00137911v1>

Submitted on 22 Mar 2007

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

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

THESE

Présentée

**A L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES
DE ROUEN**

En vue de l'obtention du titre de

**DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES
APPLIQUEES DE ROUEN**

Discipline : Sciences pour l'ingénieur

Spécialité : Energétique

Ecole doctorale SPMII

Par

Olivier DEGARDIN

**Effets des Hétérogénéités de Richesse sur la Structure
Locale des Flammes Turbulentes**

Soutenue le 6 Novembre 2006 devant le jury d'examen

Mr I. GOKALP (Rapporteur)	Directeur de recherche, LCSR, Orléans
Mr C. ROLON (Rapporteur)	Professeur, Ecole centrale Paris
Mme C. ROUSSELLE	Professeur, LME, Orléans
Mr F. GRISCH	Maître de recherche, ONERA, Palaiseau
Mr A. MURA	Chargé de recherche, LCD ENSMA, Poitiers
Mr A. PIRES DA CRUZ	Ingénieur de recherche, IFP, Paris
Mr A. BOUKHALFA	Professeur, CORIA, INSA de ROUEN
Mr B. RENO	Maître de Conférence, CORIA, INSA de ROUEN

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire d'Aérodynamique Moteur et Environnement, rattaché à l'UMR CNRS 6614 CORIA (Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérodynamochimie) de ROUEN. Que Monsieur Michel LEDOUX, directeur de cette UMR, et Monsieur BOUKHALFA, Professeur à l'I.N.S.A. de ROUEN, soient remerciés pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je tiens à remercier également tous les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail :

A. BOUKHALFA	Professeur, CORIA, INSA de ROUEN
I. GOKALP	Directeur de recherche, LCSR, Orleans
F GRISCH	Maître de recherche, ONERA, Palaiseau
A PIRES DA CRUZ	Ingénieur de recherche, IFP, PARIS
A. MURA	Chargé de recherche, LCD ENSMA, Poitiers
J.C. ROLON	Professeur, EM2C, Ecole centrale Paris
C. ROUSSELLE	Professeur, LME, Orléans
B. RENO	Maître de conférence, CORIA, INSA de ROUEN

En particulier, je remercie Messieurs GOKALP et ROLON d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Messieurs Abdelkrim BOUKHALFA et Bruno RENO qui ont suivi et dirigé cette étude. Grâce à leur énergie, leur rigueur et leur disponibilité, ce travail a été mené dans un climat de confiance et d'efficacité.

Ce projet étant fortement expérimental, je voudrais particulièrement saluer les équipes de l'atelier CORIA : Alain, Benjamin, Jacky, Ludovic, Michel, Philippe, Thierry et Yves mais aussi INSA : Philippe et Romain qui m'ont permis pendant ces dernières années de réaliser et de mener à bien mon travail mais aussi de prendre du recul, par le biais de nombreuses discussions.

Je remercie au passage mes collègues doctorants et ex-doctorants du laboratoire : Ali, Aurélie, Bentop, Benoît, Corine, David, Franck, Guillaume B, Guillaume, JFK, Salah et Yannick... pour leur sympathie et gentillesse.

Enfin l'essentiel de mes remerciements vont à ma famille et notamment à Claire sans qui, grâce à son soutien permanent lors des moments les plus difficiles, je n'aurais pas pu réaliser, finaliser et aboutir ce projet. Je lui dédis donc ce travail de thèse.

Sommaire

Nomenclature	11
Introduction	15
Chapitre I	19
Combustion : prémélangée et partiellement prémélangée	19
I.1 Notions de flamme laminaire de prémélange	19
I.1.1 Vitesse de propagation de flamme laminaire	19
I.1.2 Epaisseur de flamme laminaire	22
I.2 Instabilités des flammes laminaires	26
I.2.1 Instabilités dues aux forces de gravité	26
I.2.2 Effet de la convection naturelle sur le battement du front de flamme	27
I.2.3 Effets de parois	27
I.2.4 Instabilités dues aux effets hydrodynamiques	28
I.2.5 Instabilités dues aux effets thermodiffusifs	30
I.3 Flamme Laminaire étirée	32
I.3.1 Etirement et Nombre Karlovitz laminaire	32
I.3.1.1 Flamme à point d'arrêt	36
I.3.1.2 Flamme sphérique	37
I.3.2 Vitesse de flamme, étirement et Nombre de Markstein	38
I.3.3 Epaisseur de flamme et étirement	40
I.4 Caractéristiques de la turbulence	44
I.4.1 Coefficient d'auto-corrélation et échelles intégrales	45
I.4.1.1 Echelle de Taylor λ	47
I.4.1.2 Echelle de Kolmogorov η_k	47

I.4.1.3 Autres échelles caractéristiques	48
I.4.2 Turbulence de grille et décroissance de la turbulence	49
I.5 Notion de flamme turbulente prémélangée	50
I.5.1 Vitesse de flamme turbulente	50
I.5.2 Les différents régimes de combustion turbulente prémélangée	51
I.5.2.1 Les flammes minces plissées	56
I.5.2.2 Les flammes plissées	57
I.5.2.3 les flammes épaissies	58
I.5.3 Modélisation de la combustion turbulente	58
I.5.3.1 Le Modèle Bray, Moss, Libby (BML)	59
I.5.3.2 Modèle à densité de surface de flamme	60
I.6 Flamme partiellement prémélangée	62
I.6.1 Gradient de richesse spécifique à la combustion stratifiée	63
I.6.1.1 Normal au front de flamme	64
I.6.1.2 Parallèle au front de flamme	66
I.6.2 Influence de la nature du champ scalaire	68
I.6.2.1 L'échelle du scalaire	68
I.6.2.2 Les fluctuations du scalaire	68
I.6.2.3 Contribution de la turbulence	71
I.7 Modèles de combustion partiellement prémélangée	72
I.7.1 Hétérogénéités de richesse dans les équations de transport	72
I.7.2 Modèle de Bray Moss Libby dilué	74
I.7.3 Modèle de type Pdf (LW-P)	78
Références Bibliographiques	82
Table des matières	90
Chapitre II	93
Dispositif expérimental	93
II.1 Banc de combustion	93
II.1.1 Description de la soufflerie	93
II.1.2 Dispositif d'accrochage et d'allumage de la flamme	96
II.1.2.1 Accroche flamme	96

II.1.2.2 Allumage laser	97
II.2 Diagnostics optiques employés au cours de l'étude	106
II.2.1 La vélocimétrie par Intercorrélation d'Images de particules ou encore Particules Image vélocimétrie (P.I.V.)	106
II.2.1.1 Principe	106
II.2.1.2 Dispositif de mesure	108
II.2.1.2 Ensemencement	108
II.2.1.3 Capacité des particules à suivre l'écoulement	108
II.2.1.4 Densité locale de particules	110
II.2.1.5 Influence de la thermophorèse sur les mesures	110
II.2.2 La diffusion Rayleigh 2D	113
II.2.2.1 Théorie	113
II.2.2.1.1 Dispositif expérimental	117
II.2.2.1.2 Traitement et filtrage des images	117
II.2.3 Mesure de richesse : PLIF sur acétone	121
II.2.3.1 Choix et dispositif d'ensemencement du traceur	122
II.2.3.2 Principe général	123
II.2.3.3 Dispositif expérimental	127
II.2.3.4 Traitement et filtrage des images	128
II.2.4 Les mesures simultanées	131
II.2.4.1 Dispositif expérimental	132
II.2.4.2 Correction numérique des différents signaux	133
II.2.4.3 Evaluation des erreurs	134
II.3 Etude dynamique de l'écoulement à froid	140
II.3.1 Aérodynamique	140
II.3.2 Définition des profils de richesse	146
II.3.3 Echelles scalaires	151
Références Bibliographiques	154
Table des matières	161

Chapitre III	163
III.1 Flamme en V laminaire	163
III.1.1 Analyse et correction du signal de fluorescence	164
III.1.2 Analyse des épaisseurs de flamme	170
III.2 Flamme instationnaire	173
III.2.1 Modèle de simulation numérique	174
III.2.2 Etude géométrique de la flamme	174
III.2.3 Cartographie du mélange en combustion	178
III.2.4 Epaisseur de flamme et étirement laminaire.	182
III.3 Conclusions	189
Références Bibliographiques	190
Table des matières	192
Chapitre IV	193
Flamme turbulente	193
IV.1 Flamme en V	193
IV.1.1 Etude dynamique de la flamme en V	194
IV.1.1.1 Vitesse moyenne axiale et radiale en combustion.	194
IV.1.1.1.1 Vitesse axiale	194
IV.1.1.1.2 Vitesse radiale	198
IV.1.1.1.3 Fluctuations de vitesses axiales et radiales	202
IV.1.1.1.4 Divergence de vitesses : grille E et grille B	205
IV.1.1.2 Températures moyennes et fluctuations	207
IV.1.1.2.1 Températures moyennes	207
IV.1.1.2.2 Fluctuations de températures.	210
IV.1.1.3 Champs de la moyenne et des fluctuations de fraction molaire de méthane	213
IV.1.1.3.1 Champs de fraction de molaire moyenne	213
IV.1.1.3.1 Fluctuations de la fraction molaire de méthane	216
IV.1.2 Analyse locale du front de flamme	218

IV.1.2.1 Fonctions de densité de probabilité de courbure, épaisseur de flamme et fraction molaire de méthane	220
IV.1.2.1.1 Fonction de densité de probabilité de l'épaisseur locale des flammes turbulentes	220
IV.1.2.1.2 Fonction de densité de probabilité de courbure	222
IV.1.2.1.3 Fonction de densité de probabilité de la fraction molaire de méthane	223
IV.1.2.2 Fonctions de densité de probabilité jointes et Corrélations de courbure, épaisseur de flamme et fraction molaire de méthane	225
IV.1.2.2.1 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la Courbure sur l'épaisseur de flamme	225
IV.1.2.2.2 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la Courbure sur la fraction molaire de méthane	229
IV.1.2.2.3 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur	231
IV.1.2.3 Epaisseur de flamme et étirement	233
IV.2 Flamme instationnaire	239
IV.2.1 Etude globale de la flamme	240
IV.2.1.1 Champs de température	240
IV.2.1.2 Champs de richesse	241
IV.2.1.3 Etude des rayons	241
IV.2.2 Analyse locale de la flamme	243
IV.2.2.1 Fonction de densité de probabilité de courbure locale	244
IV.2.2.2 Fonction de densité de probabilité d'épaisseur de flamme locale	245
IV.2.2.3 Influence de la courbure sur l'épaisseur de flamme	247
IV.2.2.4 Influence de la courbure sur la fraction molaire de méthane	248
IV.2.2.5 Influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur de flamme	249
IV.3 Conclusions	241
IV.3.1 Flamme en V	251
IV.3.2 Flamme instationnaire	252
Références bibliographiques	253
Table des matières	256

Chapitre V	259
V.1 Etude de l'écoulement non réactif.	260
V.2 Combustion parfaitement prémélangée	262
V.3 Combustion partiellement prémélangée	265
V.4 Conclusions et perspectives	266
Références bibliographiques	267
Table des matières	268
Conclusions et Perspectives	269
Annexe A	277
Annexe B	279
Références bibliographique	283

Nomenclature

Lettres latines

A	Section	[m ²]
c	Variable d'avancement	
C _p	Capacité calorifique massique à pression constante	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
d	Diamètre du faisceau laser	
Da	Nombre de Damköhler	
D _m	Diffusivité moléculaire	[m ² .s ⁻¹]
D _{th}	Diffusivité thermique	[m ² .s ⁻¹]
E	Energie d'un pulse laser	[J]
E _a	Energie d'activation	[J]
f	Focal de la lentille convergente	
f(λ,T)	Rendement de fluorescence de l'acétone	
F _r	Nombre de Froude	
F _{th}	Force de thermophorèse	[kg.m.s ⁻²]
g	Accélération de la gravité	[m.s ⁻²]
h	Constante de Planck	[J.s]
I ₀ (λ)	Densité d'énergie laser	[J.m ⁻³]
I _t	Intensité de turbulence	
k	Constante de Boltzmann	[J.K ⁻¹]
k _{Fluo}	Constante expérimentale de normalisation	
k _t	Energie cinétique de la turbulence	[m ² .s ⁻²]
k _σ	Rapport des sections efficaces	
\vec{k}	Vecteur d'onde	[m ⁻¹]
Ka	Nombre de Karlovitz	
Ka _C	Nombre de Karlovitz lié à la courbure	
Ka _{pp}	Nombre de Karlovitz lié au prémélange partiel	
Ka _s	Nombre de Karlovitz lié à la contrainte de cisaillement	
\mathcal{L}	Longueur de Markstein	[m]

\mathcal{L}'	Deuxième longueur de Markstein	[m]
l	Longueur caractéristique d'une étincelle par allumage laser	[m]
L_{lu}	Echelle intégrale spatiale	[m]
Le	Nombre de Lewis	
m_p	Masse d'une particule	[kg]
Ma	Nombre de Markstein	
M_b^*	Nombre de Markstein modifié	
N_0	Nombre de Loschmidt	
N_B	Nombre de Bray	
n_i	Indice de réfraction de la molécule considérée	
Q_{21}	Probabilité de quenching	
r_e	Rayon caractéristique d'une étincelle par allumage laser	[m]
r_p	Rayon maximum des particules	[m]
\mathcal{R}	Rayon de courbure	[m]
R	Constante universelle des gaz parfaits	[J.mol ⁻¹ .K ⁻¹]
Re	Nombre de Reynolds	
Re_T	Nombre de Reynolds turbulent	
s	Abscisse curviligne	[m]
S_C	Vitesse de consommation/combustion	
S_f	Vitesse normale à la surface de la flamme	[m.s ⁻¹]
S_L	Vitesse de flamme laminaire	[m.s ⁻¹]
S_{L0}	Vitesse de flamme laminaire non étirée	[m.s ⁻¹]
S_{tt}	Contrainte de cisaillement	[s ⁻¹]
t	Temps	[s]
T	Température des gaz	[K]
T_a	Température d'activation	[K]
T_{ad}	Température adiabatique	[K]
T_i	Température d'auto inflammation	[K]
T'	Température où le gradient de température est maximal	[K]
\vec{u}	Vitesse de l'écoulement	[m.s ⁻¹]
u_g	Vitesse du gaz devant la zone de réaction	[m.s ⁻¹]
u_t	Vitesse tangentielle des gaz frais	[m.s ⁻¹]
Y_F	Fraction massique de carburant	
Y_O	Fraction massique de comburant	

Z	Fraction de mélange
Z_e	Nombre de Zeldovich

Lettres grecques

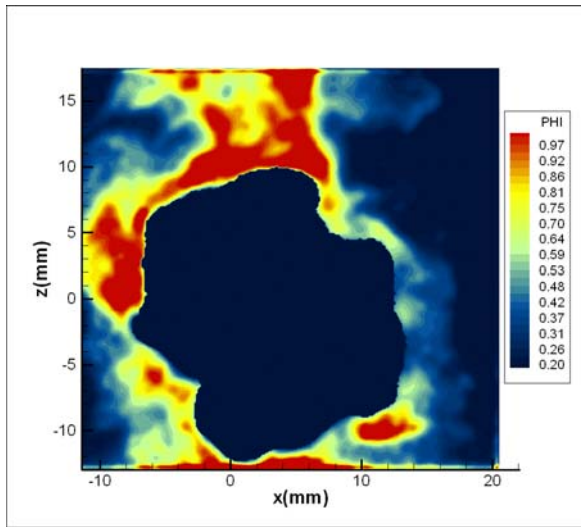
α	Coefficient d'efficacité	
α_f	Angle entre la flamme et l'écoulement	[$^\circ$]
α_i^{mix}	Section efficace différentielle de diffusion Rayleigh	[$\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$]
β	Energie d'activation réduite	
χ_i	Fraction molaire de l'espèce i	
δ	Epaisseur de flamme	[m]
δ_{L0}	Epaisseur de flamme laminaire non étirée	[m]
δ_L	Epaisseur de flamme laminaire	[m]
δ_P	Epaisseur de préchauffage	[m]
δ_R	Epaisseur de la zone de réaction	[m]
δ_S	Epaisseur de Spalding	[m]
η	Relation de dispersion	
η_k	Echelle de kolmogorov	[m]
ε	Taux de dissipation	[$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$]
ε_0	Inverse du nombre de Zeldovich	
ϕ	Richesse	
\mathcal{K}	Taux d'étirement	[s^{-1}]
\mathcal{K}_C	Etirement lié à la courbure	[s^{-1}]
\mathcal{K}_S	Etirement lié à la contrainte de cisaillement	[s^{-1}]
λ	Conductivité thermique	[$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]
λ_l	Longueur d'onde du laser incident	[nm]
$\lambda_{P,\text{gaz}}$	Libre parcours moyen des molécules de gaz	[m]
λ_T	Echelle de Taylor	[m]
μ	Viscosité dynamique	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
ν	Viscosité cinématique	[$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]
ρ	Masse volumique	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

σ	Variance	
σ_i	Section efficace de diffusion Rayleigh de l'espèce i	$[\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}]$
Σ	Densité de surface de flamme	
τ	Taux de dégagement de chaleur	
τ_k	Temps de kolmogorov	[s]
τ_p	Constante de temps du mouvement de la particule fluide	[s]
τ_R	Temps chimique	[s]
τ_T	Temps de « Eddy Turn Over »	[s]
θ	Divergence du laser	[mrad]
ζ	Température réduite	
Ω	Angle solide	
$\dot{\omega}$	Taux de réaction	$[\text{s}^{-1}]$

Indices

i	Espèce considérée
∞	Infini
n	normale
\tilde{x}	Moyenne de Favre
\bar{x}	Moyenne de Reynolds

Introduction



Dans beaucoup de situations réelles, allant du domaine des transports (moteurs fusées, avions et automobiles) à celui de la thermique (chaudières, fours industriels, foyers domestiques...), en passant par la production d'électricité (centrales thermiques), le prémélange turbulent entre l'air et le carburant conduit généralement à une hétérogénéité du mélange.

En conséquence, la richesse du mélange est variable à la fois dans le temps et dans l'espace, produisant ainsi une

combustion, sous la forme de flammes partiellement prémélangées, loin des cas classiques prémélangé et de diffusion.

C'est donc dans le but essentiel d'améliorer les performances (diminution de la consommation de matière fossile) mais aussi d'amoindrir les émissions polluantes, que la recherche dans le domaine de la combustion partiellement prémélangée a été initiée.

En effet, la maîtrise des mécanismes de combustion prémélangée et de diffusion ne suffit pas pour comprendre, expliquer et maîtriser les phénomènes se produisant dans ce mode de combustion.

Ce type de flamme turbulente peut répondre aux besoins pratiques d'une combustion plus efficace, avec un meilleur rendement, dans des conditions particulières.

A l'heure actuelle, peu de travaux fondamentaux sont disponibles à propos de la caractérisation de la combustion partiellement prémélangée. On peut cependant citer les travaux de [ZHOU J, 1998 ; RA , 1999 ; PIRES DA CRUZ, 2000] ainsi que ceux de [BRAY, 2005 ; GALIZZI, 2006].

Depuis une trentaine d'années, de nombreuses études expérimentales se sont réalisées grâce notamment aux diagnostics optiques, offrant la possibilité de faire des mesures non intrusives à l'aide de lasers puissants et de systèmes d'acquisition couplés avec des traitements rapides. Ces études ont montré la nécessité d'employer ce type de technique afin d'obtenir une meilleure description des phénomènes physiques intervenant dans la combustion turbulente.

Les travaux présentés ici, s'articulent autour de deux configurations expérimentales.

La première, qui est une configuration simple de flamme stabilisée (flamme en V), présente l'avantage de pouvoir étudier les caractéristiques spatiales et temporelles des mouvements instantanés des fronts de flammes turbulentes partiellement prémélangées. En effet, cette configuration étant stable à la fois dans le temps et dans l'espace, elle nous permet d'extraire une importante statistique sur les grandeurs scalaires locales et moyennes.

La deuxième configuration expérimentale est de type instationnaire, et permet de s'approcher de conditions plus « réelles », tout en supprimant les inconvénients des flammes stabilisées [VIDETO, 1990]. Ces flammes constituent alors une étape intermédiaire entre les flammes stabilisées et les conditions de moteurs à combustion interne [UNGÜT, 1993].

Le travail présenté dans ce manuscrit s'appuie sur les acquis techniques expérimentaux du CORIA, qui ont permis de développer plusieurs techniques de diagnostics optiques basées sur la synchronisation de plusieurs d'entre elles.

Les travaux de cette thèse s'inscrivent ainsi dans la continuité de ceux de [SAMSON, 2002]. L'étude menée par E. SAMSON montre que les flammes se propageant dans un milieu hétérogène de richesse globalement faible ($\phi \approx 0.5$), ont des tailles comparables à celles se propageant dans un milieu homogène de richesse proche de l'unité. De plus, il démontre que les grandes échelles de la turbulence ont une faible influence sur les flammes stratifiées en terme de plissement. Néanmoins, certaines informations ne sont pas encore connues, telles que l'influence de la stratification sur l'épaisseur de flamme ainsi que la température des gaz brûlés.

De plus, dans ce type de combustion turbulente, on rencontre des zones de flammes de prémélange, de diffusion.

Il coexiste également différents régimes tels que :

- des flammes épaissies, du fait de l'écoulement turbulent et de la présence de richesses très faibles
- des flammelettes.

Il existe alors un besoin réel de nouveaux modèles de combustion turbulente capables de prendre en compte les caractéristiques mentionnées ci-dessus. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer une base de données expérimentales permettant de compléter les résultats des approches numériques.

La première partie de ce travail est consacrée à la présentation du contexte de notre étude, sous la forme d'une présentation bibliographique de la combustion prémélangée et partiellement prémélangée. Cette partie évoque les différentes caractéristiques du front de flamme ainsi que certains modèles de combustion partiellement prémélangée existants.

La deuxième partie expose les moyens expérimentaux mis en œuvre au cours de cette recherche. Le brûleur (où veine de mesure), issu des différentes thèses précédentes, a été modifié et son dispositif d'allumage (allumage laser) est alors décrit en détail.

La méthodologie de notre étude est basée sur des diagnostics optiques. L'attention est portée en particulier sur l'originalité et l'intérêt du couplage de deux méthodes de mesure, qui sont la diffusion Rayleigh et la Fluorescence induite par laser sur l'acétone. Ce couplage permet en effet, de diminuer l'influence de la température sur les mesures de fraction molaire de Méthane.

Dans la troisième partie, nous aborderons l'étude des flammes laminares pour deux configurations expérimentales différentes :

- Flamme en V : analyse des effets de la richesse sur l'épaisseur de flamme pour différentes conditions de stratification, et validation de la technique de mesure.
- Flamme instationnaire : mesure de l'influence de l'étirement sur l'épaisseur de flamme.

Dans la quatrième partie, nous verrons l'étude des flammes turbulentes. Elle aborde notamment l'évolution des grandeurs physiques des flammes homogènes et stratifiées dans les deux configurations expérimentales (stationnaire et instationnaire). L'analyse s'appuiera sur différentes corrélations statistiques, telles que des Pdf, Pdf jointe.

Enfin, une meilleure compréhension des phénomènes physiques peut être obtenue non seulement grâce aux apports statistiques expérimentaux mais aussi par les modèles numériques proposés. C'est pourquoi, dans la dernière partie de ce mémoire, nous ferons une comparaison de nos résultats avec ceux du modèle LW-P, développé au sein du laboratoire LCD (Poitiers). Cette comparaison permettra ainsi de valider le modèle sur une configuration expérimentale réelle.

Références Bibliographiques

BRAY K.N.C., DOMINGO P., VERVISCH L., “*Role of the progress variable in models for partially premixed turbulent combustion*”, *Combustion and flame*, 141:431-437, 2005.

GALIZZI C., ESCUDIE D., “*Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow*”, *Comb. and Flame*, 145:621-634, 2006.

PIRES DA CRUZ A., DEAN A.M., GREYDA J.M., « *A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane-air flames* », *Symp. On Comb.*, 28:1925-1932, 2000.

RA. Y, “*Laminar flame propagation in stratified charge*”, Thèse, M.I.T., 1999

SAMSON E., “*Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu à richesse stratifiée*”, Thèse, INSA de ROUEN, 2002.

ÜNGÜT A., GÖGEON A., GÖKALP I., « *A planar laser induced fluorescence study of turbulent flame kernel growth and fractal characteristics* », *Comb. Sci Technology*, 91:191-206, 1993

VIDETO B.D., SANTAVICA D.A., « *Flame turbulence interactions in a freely propagating premixed flame* », *Comb. Sci Technology*, 70:47-73, 1990.

ZHOU J., NISHIDA K., YOSHIZAKI T., HIROYASU H., « *Flame propagation characteristics in heterogeneous concentration distribution of fuel-air mixture.* » SAE Paper 982563, 1998.

Chapitre I

Combustion : prémélangée et partiellement prémélangée

I.1 Notions de flamme laminaire de prémélange

La flamme de prémélange peut être considérée comme une interface séparant les gaz frais des gaz brûlés. Plus précisément, il s'agit d'un front de flamme où se trouve une réaction chimique exothermique dont le taux de réaction est une fonction de la température et des fractions massiques Y_F et Y_O : $\dot{\omega} = [Y_F][Y_O]\exp(-E_a/RT)$. Cette dernière est constituée de réactions intermédiaires composées d'espèces élémentaires (radicaux).

Les flammes mettent donc en jeu des phénomènes chimiques mais aussi physiques et mécaniques de transport de gaz par diffusion, convection et conduction. L'épaisseur de cette interface est représentée par la zone de préchauffage et de réaction. Cette dernière est variable selon le carburant et la richesse de combustion utilisés. La principale propriété de ce front est sa nature propagative. En effet, la diffusion de la chaleur dans les gaz frais (induisant un préchauffage), couplée à la réaction chimique de la combustion, favorisent la propagation du front de flamme vers les gaz frais.

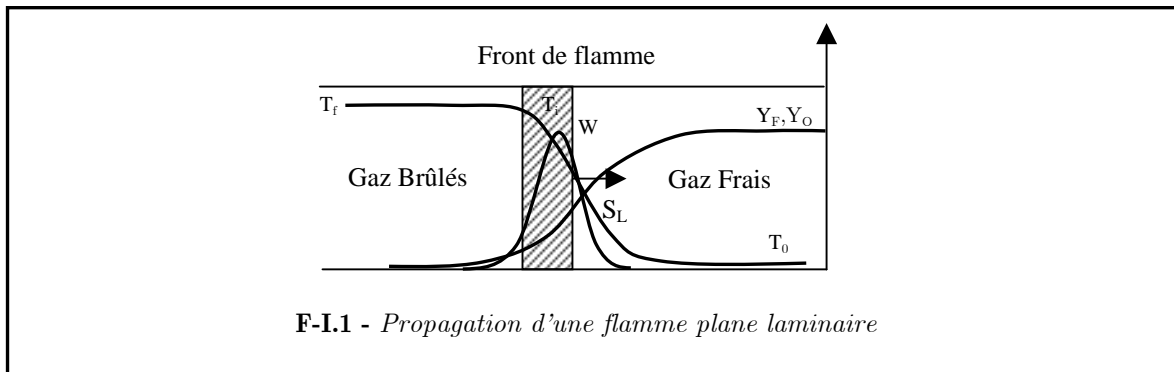
I.1.1 Vitesse de propagation de flamme laminaire

En écoulement laminaire dans un prémélange, le front de flamme peut être représenté par une surface séparant le milieu frais des gaz brûlés [BORGHI, 1995]. Celle-ci se propage dans un écoulement laminaire, qui peut être immobile ou en mouvement. Elle est caractérisée par une vitesse définie ci dessous :

$$S_L = S_D$$

I.1

S_L représente alors la vitesse de déplacement d'une flamme plane laminaire mono-dimensionnelle se propageant dans un espace ouvert contenant un mélange initialement au repos (Figure I.1). S_D représente la vitesse des gaz frais devant la flamme, dans le référentiel de la flamme.



Durant les cent dernières années, beaucoup de physiciens et de chimistes ont développé des méthodes et théories pour déterminer la vitesse de flamme.

- a. La première théorie développée pour calculer cette vitesse de déplacement fut celle de Mallard et Le Chatelier en 1883. Ils proposent de diviser la flamme en deux zones. La première correspond à la zone de préchauffage, dans laquelle les gaz frais vont être chauffés par conduction. Quant à la deuxième, il s'agit de la réaction chimique. Les deux physiciens démontrent alors, en considérant comme équivalents le taux de chaleur transféré par conduction dans la flamme et la quantité de chaleur évacuée par les gaz brûlés, que la vitesse peut s'écrire sous la forme suivante :

$$S_{L0} = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\rho C_p}\right) \frac{T_f - T_i}{T_i - T_0} \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)} \quad \text{I.2}$$

Où T_i représente la température d'auto-inflammation et $d\varepsilon/dt$ est le taux de réaction. Mallard et Le Chatelier n'ont pas spécifié la température spécifique à laquelle le taux de réaction doit être déterminé. Cependant, leur analyse suggère que la vitesse de flamme est proportionnelle à la racine carrée du produit de la diffusivité thermique et du taux de réaction. Ce résultat est l'une des plus importantes relations dans la théorie des flammes laminaires et peut être considéré comme représentatif de la flamme laminaire, dont l'épaisseur est très faible.

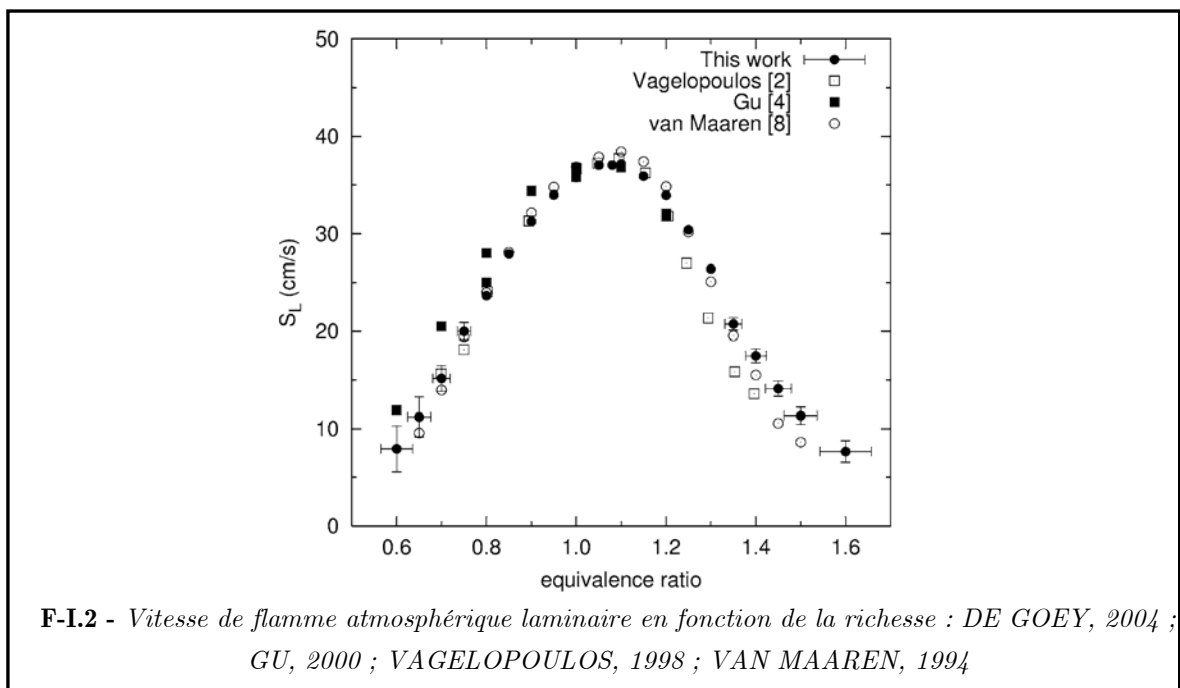
- b. Par ailleurs, [CLAVIN, 1985] présente la vitesse de flamme laminaire en se basant sur l'équilibre d'énergie dans la zone de préchauffage entre d'une part, le flux de conduction issu de la zone de réaction et d'autre part, la chaleur quittant la zone de préchauffage avec le flux convectif produit par le mouvement du front de flamme relativement aux gaz frais :

$$S_{L0} \propto \frac{\rho_b}{\rho_u} \sqrt{Le^n \frac{D_{th}}{\beta^{n+1} \tau_R}} \quad \text{I.3}$$

D_{th} , le coefficient de diffusion pour le flux de conduction thermique, est pris dans la zone des gaz brûlés. τ_R est le temps chimique. Le , le nombre de Lewis, est égal au rapport du coefficient de diffusivité thermique sur le coefficient de diffusion moléculaire d'une espèce. β est le nombre de Zeldovich. Enfin, ρ_u et ρ_b sont les masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés.

Cette expression de la vitesse de flamme laminaire est basée sur les propriétés thermodiffusives du mélange.

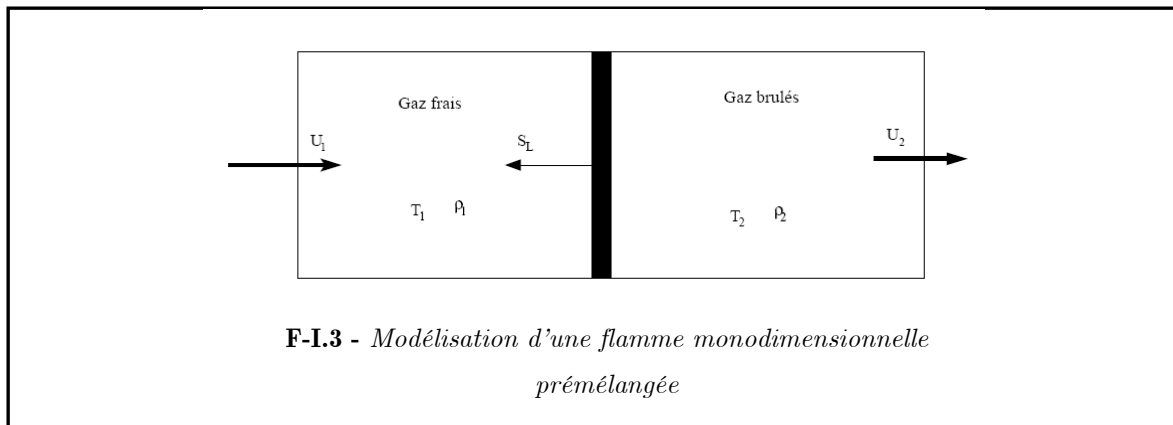
Beaucoup de paramètres peuvent influencer cette vitesse : les principaux sont la température, la pression, la dilution et la richesse du mélange. Dans notre étude, l'influence de la température, la pression et de la dilution a été rendue négligeable. On s'attardera donc sur l'effet de la richesse.



F-I.2 - Vitesse de flamme atmosphérique laminaire en fonction de la richesse : DE GOEY, 2004 ; GU, 2000 ; VAGELOPOULOS, 1998 ; VAN MAAREN, 1994

De nombreuses études montrent que la vitesse de flamme est fortement influencée par la richesse, comme sur la figure I.2. On peut remarquer que la vitesse est maximale pour une richesse de $\phi=1,1$ pour le méthane à pression atmosphérique. La vitesse de combustion peut donc être corrélée à la richesse du mélange.

Cette vitesse se mesure expérimentalement, mais peut être également calculée à partir de schémas cinétiques plus ou moins détaillés. Plusieurs logiciels proposent la résolution de la vitesse de propagation comme CHEMKIN, écrit en Fortran et développé par [KEE, 1980], comprenant plusieurs programmes d'application dont PREMIX. Ainsi, ce logiciel permet la formulation, la résolution et l'interprétation de problèmes concernant la cinétique chimique élémentaire. Il intègre facilement des schémas chimiques complexes et des propriétés de transport réelles dans des problèmes de mécanique des fluides. PREMIX calcule les profils de vitesses, d'espèces et de températures pour des flammes monodimensionnelles, stationnaires, laminaires et prémélangées (Figure I.3).



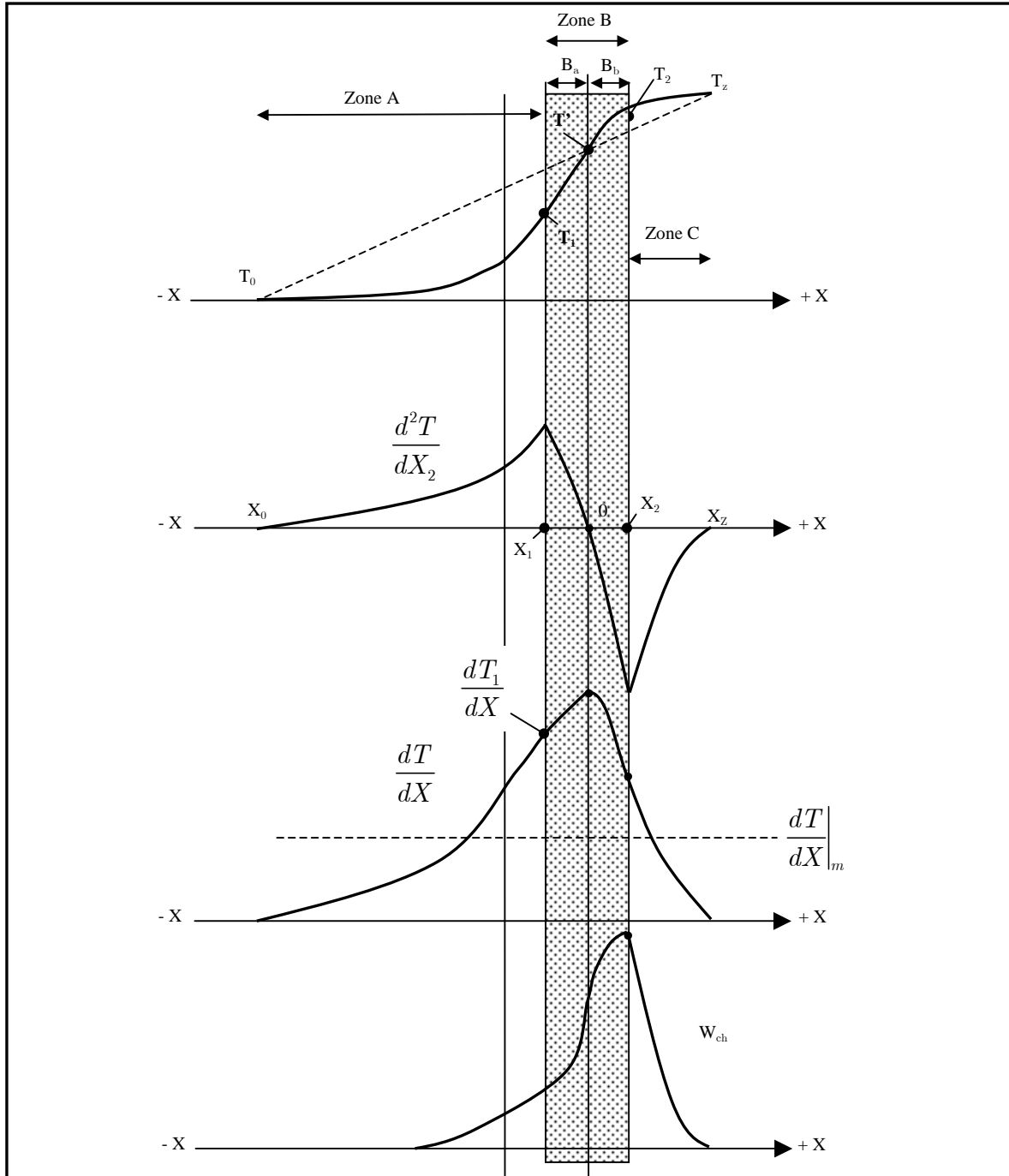
PREMIX est ainsi utilisé pour valider des schémas cinétiques, ou encore pour calculer la vitesse de flamme laminaire dans des combustions faisant intervenir plusieurs espèces. Ce logiciel sera utilisé dans ce travail et les résultats présentés dans le chapitre III.

I.1.2 Épaisseur de flamme laminaire

L'épaisseur de flamme laminaire est une grandeur caractéristique des flammes en régime laminaire. Et bien que sa perception physique soit assez simple, on recense plusieurs définitions de l'épaisseur du front de flamme. A ce propos, la plus ancienne et la plus employée est celle de Zeldovich :

$$\delta_{L0} = \frac{\lambda}{C_p \rho_R S_L} \quad \text{I.4}$$

Où λ est la conductivité thermique du mélange réactif, C_p la chaleur spécifique à pression constante, ρ_R la masse volumique du mélange des gaz frais et S_L la vitesse de flamme laminaire.



F-I.4 - Structure de la zone de la flamme caractérisée par la variation de la température T , de la dérivée première dT/dx , de la dérivée seconde d^2T/dx^2 . Zone A : de T_0 à T_1 : préchauffage ; Zone B : de T_1 à T_2 : dégagement de chaleur ; Zone C : T_2 à T_z : achèvement de la combustion. W_{ch} : vitesse de réaction chimique

La figure I.4 décrit en détail l'ensemble des phénomènes qui se produisent dans le front de flamme. Elle permet de définir un certain nombre de grandeurs, telles que la température T' correspondant à celle où le gradient est maximal.

Le flux de chaleur en direction des gaz frais réchauffe ceux situés en amont, sur une épaisseur δ_e (Zone A : zone de préchauffage). Dans cette zone où la réaction est à peu près négligeable, les gaz frais s'échauffent par conduction thermique et par diffusion de la chaleur à partir de la zone de réaction située en aval. La diminution de concentrations provoquée par la réaction chimique entraîne la diffusion des réactifs vers la zone de réaction ; tandis que les produits des réactions intermédiaires diffusent vers l'amont de la zone de réaction. Dans la zone aval, la réaction et la diffusion se contrebalancent, la convection étant à peu près négligeable. L'épaisseur du front de flamme peut alors être définie comme la somme de la zone de préchauffage δ_e et de l'épaisseur de la réaction δ_r (ZONE B : dégagement de chaleur) (figure I.4).

L'épaisseur de la zone de réaction δ_R s'écrit alors :

$$\delta_R = \frac{\delta_L}{\beta} \tag{I.5}$$

où β est l'énergie d'activation réduite de la réaction : sa valeur dépend de la nature des réactions élémentaires et du combustible mis en jeu. Dans le cas des grandes énergies d'activation, le terme δ_R est négligeable devant δ_L . C'est pourquoi l'épaisseur de diffusion est souvent assimilée à l'épaisseur de flamme : de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres à un millimètre.

Expérimentalement, l'épaisseur de flamme est généralement basée sur l'expression de Spalding, établie à partir du gradient maximal de la température :

$$\delta_s = \frac{T_z - T_0}{(dT/dz)_{\max}} \tag{I.6}$$

D'après [POINSOT, 2001], cette définition de l'épaisseur est aussi la plus commode pour les calculs numériques en combustion visant à déterminer la résolution du maillage de calcul.

On peut aussi utiliser la largeur à mi-hauteur du gradient du profil de température. Or, [LAW, 2000] montre que ces deux définitions sont équivalentes.

Dans ce travail, l'épaisseur de flamme locale du front de flamme sera définie comme :

$$\delta = \frac{T' - T_0}{(dT/dz)_{\max}}, \quad T' = T \Big|_{\frac{dT}{dz} \max} \quad \mathbf{I.7}$$

Où T_0 est la température des gaz frais, dT/dz est le gradient de température le long de la normale au front de flamme et T' est la température pour laquelle le gradient de température est maximal dans la zone de dégagement de chaleur (Cf. figure I.4 zone B). Cette définition permet de mesurer l'épaisseur de la zone de préchauffage. En effet, il s'agit d'un point important dans l'analyse théorique de la structure de flamme. Dans cette étude, nous utiliserons la même définition de l'épaisseur, que ce soit en laminaire ou en turbulent. Certains auteurs, comme PETERS [DE GOEY, 2004], ont utilisé cette définition pour mesurer leurs épaisseurs de flamme.

I.2 Instabilités des flammes laminaires

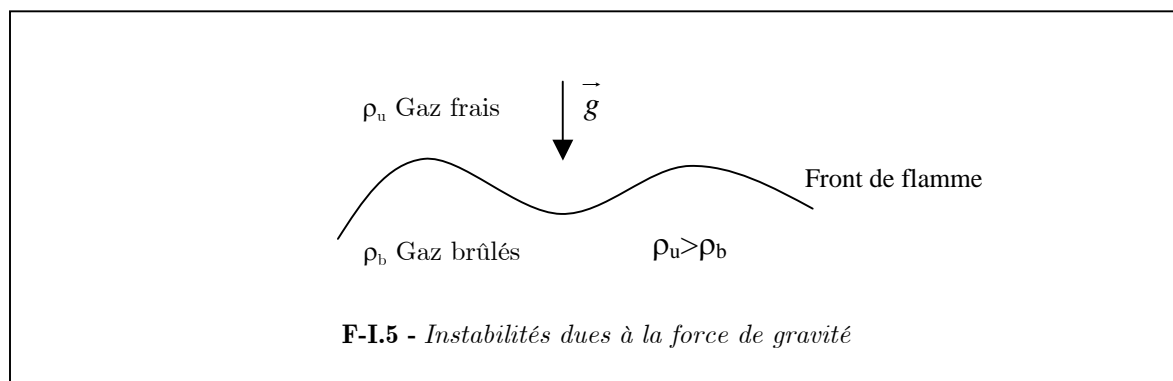
Lorsqu'une flamme plane monodimensionnelle se développe dans un écoulement, elle peut subir différentes instabilités qui conduisent à une modification de sa structure propre. Ces instabilités sont provoquées soit par le développement de flux diffusifs dans la direction tangente au front, soit par la déflexion des lignes de courant due à l'expansion des gaz, ou encore par la modification de l'équilibre local entre la convection et la diffusion.

I.2.1 Instabilités dues aux forces de gravité

Cette instabilité se présente lorsque deux fluides de densités différentes se trouvent superposés dans le champ gravitationnel. En effet, si le fluide le moins dense se trouve en dessous, celui-ci aura tendance à vouloir passer au-dessus du plus dense, créant ainsi des instabilités (Figure I.5). Les effets de gravité sont caractérisés par le nombre de Froude :

$$Fr = \frac{(S_L)^2}{g\delta_L} \quad \text{I.8}$$

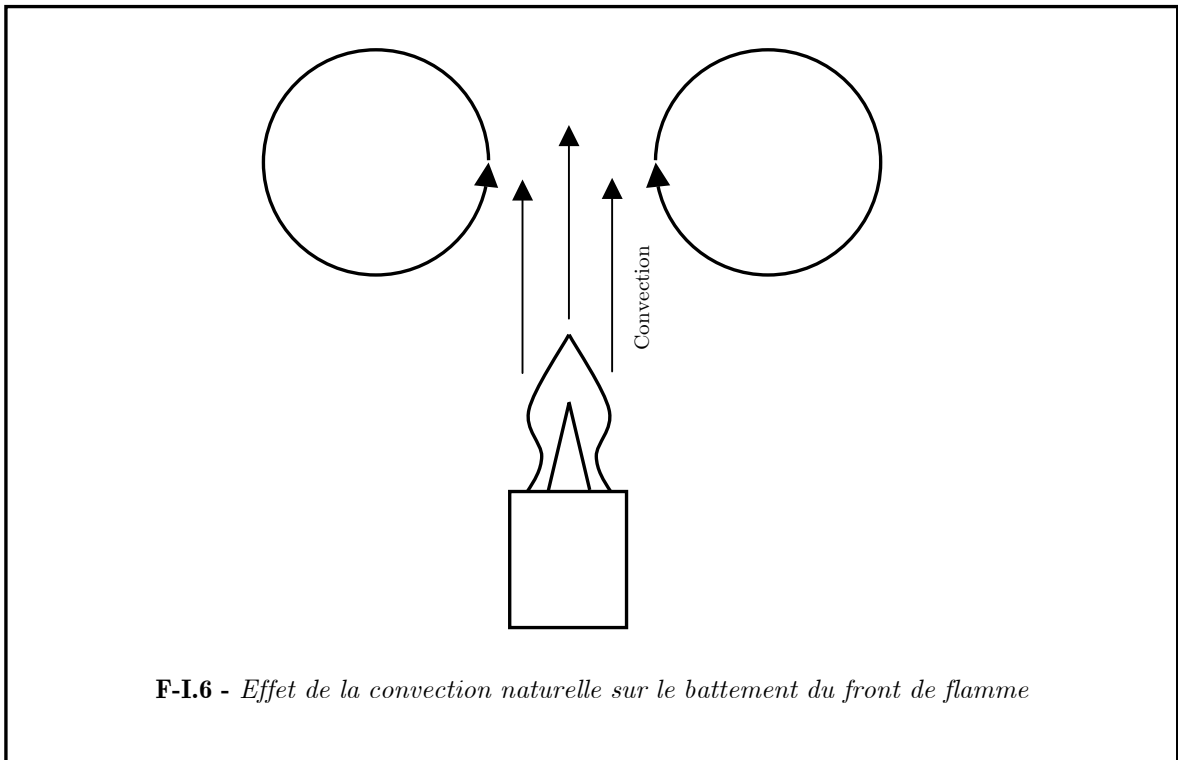
Dans le cas où un front de flamme se propage vers le haut, cet effet sera stabilisant, tandis qu'il sera contraire lors d'un déplacement du front de flamme vers le bas.



I.2.2 Effet de la convection naturelle sur le battement du front de flamme

Les gaz brûlés d'une flamme sont naturellement convectés vers le haut, formant ainsi des rouleaux de convection qui vont se charger en gaz brûlés (figure I.6). Ceux-ci vont alors se vider à une certaine fréquence et l'on va alors observer un retour de l'information au niveau de la flamme, ce qui va provoquer son battement [TOONG, 1965 ; MATSUMOTO, 1982].

La fréquence de battement du front de flamme est basse : de l'ordre de 10-20 Hz. Cette fréquence est fonction de la gravité (g) [DUROX, 1989], et peut s'écrire sous la forme $f=g^n$. De plus, elle a une faible dépendance par rapport aux dimensions du brûleur, à la vitesse d'éjection et au type de combustible utilisé.



I.2.3 Effets de parois

Les effets de parois se caractérisent principalement par des instabilités acoustiques, que l'on peut définir comme la propagation d'une onde acoustique (ou de pression) dans la chambre de combustion. Ceci se traduit par une fréquence qui est fonction de la dimension de la chambre mais aussi de la vitesse du son dans le milieu considéré.

Les zones sensibles sont celles dans lesquelles se produit un fort dégagement de chaleur en présence de fortes fluctuations de pression, ou bien encore celles pour lesquelles le dégagement de chaleur se produit à proximité d'une surface. Ceci peut entraîner un effet « nuisible » important si l'effet de parois n'est pas contrôlé (destruction de la structure). Pour y remédier, il existe le contrôle actif [BERNIER, 2001] qui consiste à utiliser des ondes acoustiques extérieures, permettant d'exciter la flamme.

Des échanges d'énergie entre la chambre de combustion et la flamme peuvent exister, ayant pour conséquence directe de diminuer la température de combustion [ANDRAE, 2002].

I.2.4 Instabilités dues aux effets hydrodynamiques

Ces instabilités ont été découvertes par [DARRIEUS, 1945] et [LANDAU, 1944] : elles résultent de la différence de densité entre les gaz frais et les gaz brûlés à travers la flamme plane, vue comme une discontinuité hydrodynamique.

L'étude temporelle d'une perturbation harmonique infinitésimale nous donne l'évolution du front de flamme :

$$\alpha(y, t) = A e^{(\sigma t + i k r)} \tag{I.9}$$

avec A l'amplitude initiale, k le vecteur d'onde et σ la relation de dispersion. La détermination de σ permet de savoir si la perturbation s'amplifie ou se résorbe. La forme de la relation de dispersion est obtenue par analyse dimensionnelle et s'écrit :

$$\sigma = - \left(\frac{\beta}{2} \left(1 - \frac{1}{Le} \right) + \frac{1}{Le} \right) D_{th} k^2 \tag{I.10}$$

Où Le est le nombre de Lewis fonction de la richesse. En effet, il s'exprime comme le rapport de la diffusion thermique sur la diffusion moléculaire.

$$Le = \frac{D_{th}}{D_m} = \frac{\lambda / \rho C_p}{D_m} \tag{I.11}$$

On peut noter que certains auteurs utilisent le rapport inverse. Le coefficient de diffusivité massique représente le transport des espèces. Celui-ci peut être modélisé par la loi de Fick (1855). La loi de Fick est purement phénoménologique et s'apparente aux lois de Fourier. En effet, le flux de matière est proportionnel au gradient de la concentration. Ce flux est donné par la loi suivante :

$$J = -D.\nabla C \quad \text{I.12}$$

où C est la concentration de l'espèce diffusante, D est le coefficient de diffusion en m^2/s et dépend fortement de la température. En effet, $D = D_0 \cdot \exp(-E_a/kT)$ où D_0 est une constante, R la constante des gaz parfaits, T la température en K et E_a une énergie d'activation (si l'on considère la diffusion des atomes, alors $E_a = G_m + G_f$; si l'on parle de diffusion lacunaire, alors $E_a = G_m$). Enfin, ∇C est le gradient de la concentration et le signe (-) indique le sens du flux des zones les plus concentrées vers les moins concentrées.

A partir de la première loi de Fick, on arrive à déterminer la concentration d'une espèce en fonction du temps et de l'espace : sa variation est décrite par la seconde loi de Fick.

Celle-ci découle de l'équation de conservation de la matière : prenons un volume de matière V délimité par une surface S , la variation dans le temps du nombre de particules de ce volume est égale au nombre de particules rentrant à travers S moins la quantité sortant (on suppose qu'il n'y a ni création, ni disparition de matière à l'intérieur de V).

Pour un problème à une dimension, la seconde loi de Fick est donnée par :

$$\frac{dc}{dt} = D \cdot \left(\frac{dc}{dx} \right) \quad \text{I.13}$$

Le réactant minoritaire diffuse dans le réactant majoritaire à une certaine vitesse. Le nombre de Lewis évolue donc entre le rapport de la quantité de comburant et de carburant.

On voit alors l'importance du nombre de Lewis. En effet, lorsque celui-ci est supérieur à 1, σ tend à stabiliser le front de flamme. Alors que lorsque le nombre de Lewis est inférieur à 1, le terme $\exp(\sigma)$ va croître à l'infini.

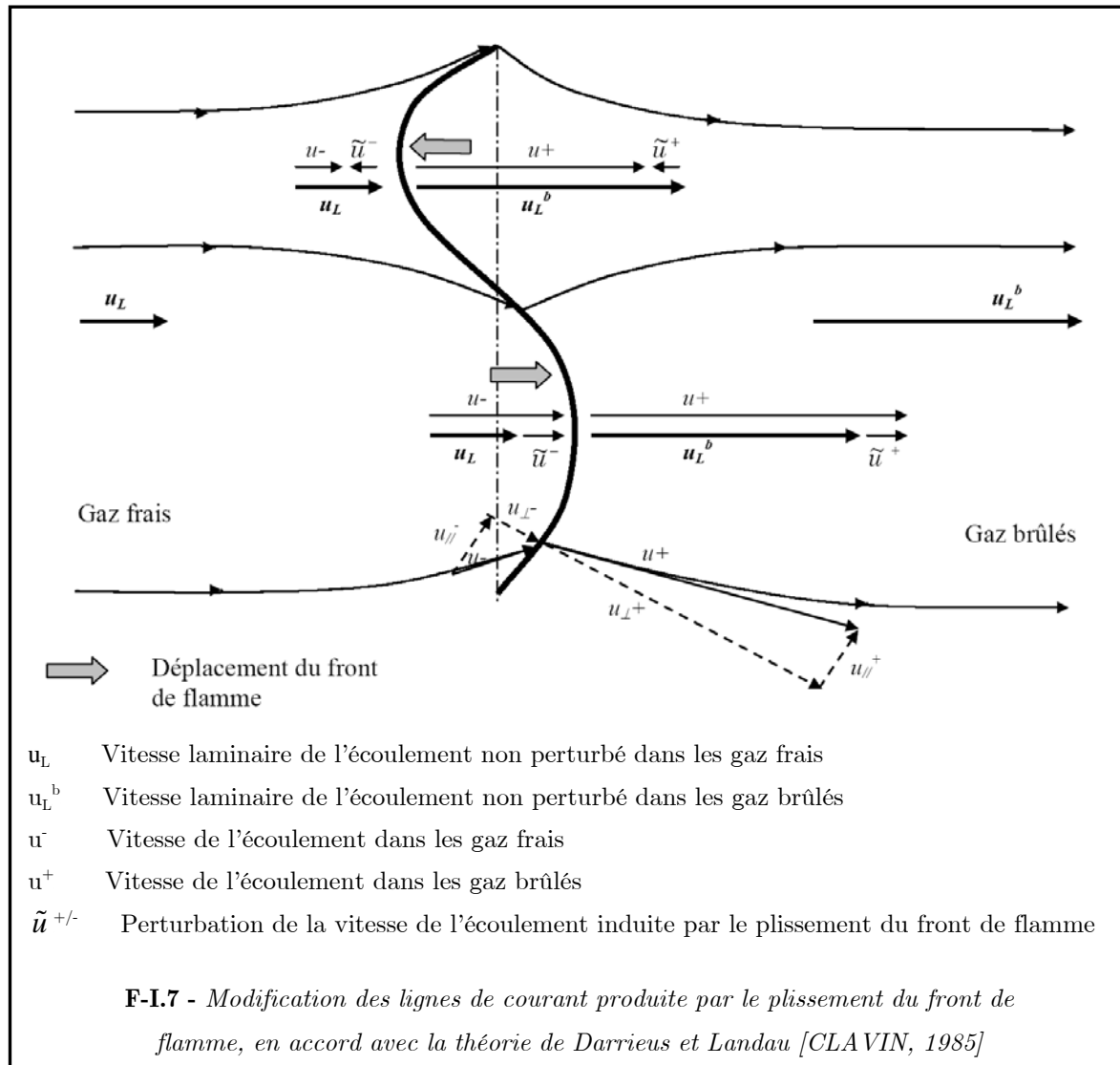
Cette dispersion induit une déflexion des lignes de courant à travers le front incliné par l'expansion des gaz (figure I.7). Des flux convectifs se développent ainsi à l'intérieur de la flamme dans des directions tangentielles au front. La déflexion de ces lignes de courant est produite par le plissement et l'expansion des gaz.

La conservation de la masse nous donne les équations suivantes :

$$\rho_u u_{\perp}^{-} = \rho_b u_{\perp}^{+}$$

$$u_{\parallel}^{-} = u_{\parallel}^{+}$$

I.14

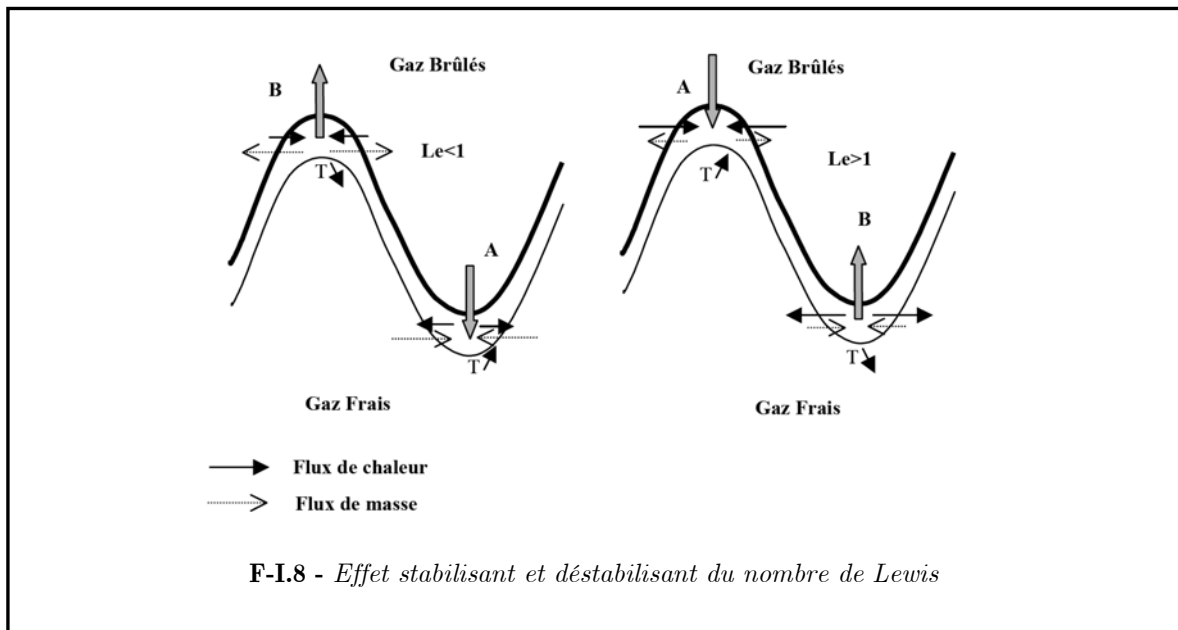


On observe ainsi une divergence/convergence des lignes de courant au passage du front de flamme. En suivant cette analyse, on constate qu'une flamme de prémélange est, par nature, instable et que les plissements augmentent de façon continue.

I.2.5 Instabilités dues aux effets thermodiffusifs

Les instabilités hydrodynamiques ne prennent pas en compte la structure interne de la flamme. En effet, à petite échelle, la structure interne de la flamme est une zone où la

température se rapproche de la température des gaz brûlés [ZELDOVICH, 1981]. Dans cette zone, lors de la combustion, il existe des flux diffusifs de masse et de chaleur dans la direction tangentielle au front de flamme. Lorsque celui-ci est plissé, des gradients de températures et de concentrations dans la direction tangentielle sont créés (figure I.8).



Le flux de masse proportionnel au coefficient de diffusion moléculaire D_m correspond alors à la diffusion des espèces réactives. Quant au flux de chaleur proportionnel au coefficient de diffusion thermique D_{th} , il correspond à la diffusion thermique.

Il se produit alors dans une zone du front de flamme plissé, des enrichissements de combustible ou de température, conduisant ainsi à une compétition de ces deux phénomènes, traduite par le rapport D_{th}/D_m .

On comprend alors que si le nombre de Lewis est inférieur à l'unité, c'est la diffusion de masse qui devient prédominante et le front devient instable tandis que si Le devient supérieur à 1, l'effet est stabilisant, créant ainsi une atténuation des petits plis du front [CLAVIN, 1985 ; WILLIAMS, 1985 ; ABDEL-GAYED, 1984 ; ASHURT, 1987 ; FRANCOIS, 1994].

Ces phénomènes existent même lorsque la flamme n'est pas turbulente, montrant ainsi l'importance du nombre de Lewis et de la richesse dans la stabilisation des flammes turbulentes.

I.3 Flamme Laminaire étirée

Lorsque la flamme laminaire subit un étirement, on ne peut alors plus considérer la vitesse de combustion exactement de la même manière que pour une flamme non étirée. Cet étirement résulte de deux phénomènes :

Une déformation de la zone de réaction due à une variation de la géométrie de la flamme, par exemple dans le cas d'une flamme sphérique.

Un écoulement non uniforme des gaz frais devant la zone de réaction, par exemple dans le cas d'une flamme à contre courant ou à point d'arrêt.

Dans ces deux cas, la difficulté à définir la vitesse de combustion provient de la non uniformité de la vitesse des gaz frais suivant la direction normale au front de flamme. Elle ne peut pas être définie en utilisant la vitesse des gaz frais en un point quelconque de l'écoulement, mais doit l'être en un point précis par rapport à la flamme.

I.3.1 Etirement et Nombre Karlovitz laminaire

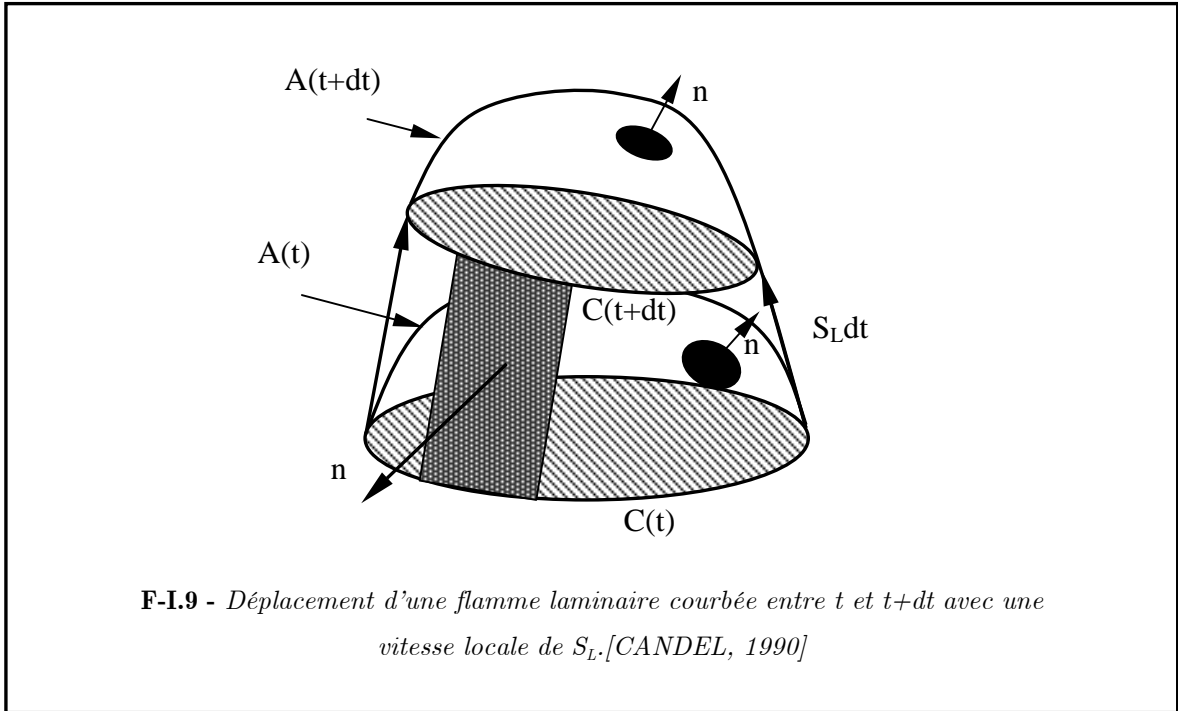
La structure d'une surface de flamme se propageant dans un écoulement non uniforme peut être modifiée soit par l'influence de l'écoulement sur la zone de réaction (sous forme de gradient de vitesse dans le plan tangent au front de flamme appelé cisaillement) ou bien par la flamme elle-même, sous l'effet de la dilatation des gaz (on parle alors de courbures) aboutissant à des modifications de la surface.

Darrieus et Landau furent les premiers à étudier ces écoulements particuliers. Ils ont montré, en considérant la flamme comme une interface séparant deux milieux de densités différentes, et se déplaçant à vitesse constante S_{L0} , que par nature une flamme plane était instable. Le même formalisme a été repris par Markstein en y ajoutant les effets de la courbure des zones de réaction sur la structure de la flamme. La zone de réaction va alors être déformée et provoquer des modifications de la réaction chimique elle-même.

Ainsi, la flamme ne se propage plus à la vitesse S_{L0} mais à une vitesse S_L dépendant des déformations subies par le front de flamme. Le taux relatif de changement de la surface constitue l'étirement $\mathcal{K}(s^{-1})$ de la flamme. Il a été défini pour la première fois par Karlovitz :

$$\mathcal{K} = \frac{1}{\delta A} \frac{d\delta A}{dt} \tag{I.15}$$

où δA est l'aire d'un élément de surface infinitésimal de la flamme. \mathcal{K} est alors défini comme la vitesse relative du changement de la surface de flamme et son signe indique s'il y a une extension ou une compression de la surface (figure I.9).



Si l'on considère un élément de surface δA , l'étirement peut s'exprimer de la manière suivante [CANDEL, 1990] :

$$\mathcal{K} = -nn : \nabla S_L + \nabla \cdot S_L \quad \text{I.16}$$

La vitesse de la surface est constituée de deux composantes : l'une dans la direction normale à la vitesse S_{L0} , et l'autre dans la direction de la vitesse locale de l'écoulement.

D'où :

$$S_L = u + S_{L0} \cdot n \quad \text{I.17}$$

L'étirement peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{K} &= \frac{1}{\delta A} \frac{d(\delta A)}{dt} = -nn : \nabla u + \nabla \cdot u + S_L \nabla \cdot n \\
 &= \underbrace{-n_i n_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j}}_{\text{Associé au tenseur de contrainte}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Associé à la dilatation}} + \underbrace{\frac{S_L}{R}}_{\text{Associé à la courbure de la flamme}}
 \end{aligned} \tag{I.18}$$

L'étirement de la flamme \mathcal{K} peut alors être divisé en deux parties $\mathcal{K}_c + \mathcal{K}_s$.

Les effets de l'écoulement sur l'étirement \mathcal{K} sont contenus dans \mathcal{K}_s et s'écrivent sous la forme suivante :

$$\mathcal{K}_s = -nn : \nabla u + \nabla \cdot u \tag{I.19}$$

où n est un vecteur unitaire normal au front de flamme et dirigé vers les gaz frais et u la vitesse de l'écoulement devant la flamme.

Les effets de la courbure sur l'étirement \mathcal{K} sont contenus dans \mathcal{K}_c , défini par :

$$\mathcal{K}_c = S_L \nabla \cdot n \tag{I.20}$$

Ce nouveau terme \mathcal{K}_c dépend du nombre de Lewis par l'intermédiaire de la vitesse de propagation S_L . Cette relation a été étudiée par [HAWORTH & POINSOT, 1992].

A travers la description de \mathcal{K}_s et \mathcal{K}_c , on peut démontrer que ces deux termes sont liés. Ce comportement a été vérifié numériquement et expérimentalement [HAWORTH & POINSOT, 1992 ; RENO, 1998 ; CHAKRABORTY, 2004].

Dans cette étude, nous allons nous intéresser au cas des flammes sphériques laminares allumées par un point source ; c'est pourquoi nous pouvons détailler l'étirement \mathcal{K} dans ce cas particulier en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) dans lesquelles n s'exprime par (n_r, n_θ, n_ϕ) et la vitesse des gaz $u = (u_r, u_\theta, u_\phi)$.

La forme générale de \mathcal{K}_s et \mathcal{K}_c s'écrit alors [BRADLEY, 1996]:

$$\mathcal{K}_s = - \left[\begin{aligned} & n_r^2 \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + n_\theta^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) + n_\phi^2 \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r}{r} + \frac{u_\theta \cot \theta}{r} \right) \\ & + n_r n_\theta \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} \right) + n_r n_\phi \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\phi}{r} \right) \\ & + n_\theta n_\phi \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\phi}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} - \frac{\cot \theta}{r} u_\phi \right) \end{aligned} \right] \\ + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (u_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} \quad \text{I.21}$$

$$\mathcal{K}_c = S_L \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 n_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (n_\theta \sin \theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial n_\phi}{\partial \phi} \right]$$

Dans le cas d'une flamme de géométrie sphérique, les composantes de vitesse (u_r , u_θ , u_ϕ) et de la normale (n_r , n_θ , n_ϕ) à la flamme ont des propriétés particulières :

$$\begin{cases} n_r = \begin{cases} 1 & \text{propagation vers l'extérieur} \\ -1 & \text{propagation vers l'intérieur} \end{cases} \\ n_\theta = n_\phi = 0, u_r = u_g, u_\phi = u_\theta = 0 \end{cases}$$

cela permet de simplifier les expressions donnant \mathcal{K}_s et \mathcal{K}_c :

$$\mathcal{K}_s = -n_r^2 \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u_r)}{\partial r} = \frac{2u_g}{r_u} \quad \text{I.22}$$

$$\mathcal{K}_c = \frac{S_L}{r^2} \frac{\partial (r^2 n_r)}{\partial r} = 2n_r \frac{S_L}{r_u}$$

où u_g est la vitesse du gaz devant la zone de réaction dans la direction de n , S_L la vitesse de combustion laminaire fonction de \mathcal{K} et r_u le rayon de la flamme.

Le nombre de Karlovitz est défini comme un facteur d'étirement adimensionnel en utilisant l'épaisseur de flamme d'une flamme non étirée (δ_{L0}) et la vitesse normale d'une flamme laminaire non étirée (S_{L0}) afin de former un temps de référence.

$$Ka = \frac{\delta_{L0}}{S_{L0}} \mathcal{K} = \frac{\text{Temps de résidence pour traverser une flamme non étirée}}{\text{Temps caractéristique d'une flamme étirée}} \quad \text{I.23}$$

Par convenance, le nombre de Karlovitz peut s'écrire comme la somme des deux contributions, qui sont l'étirement et la courbure :

$$Ka \equiv Ka_s + Ka_c \quad \text{I.24}$$

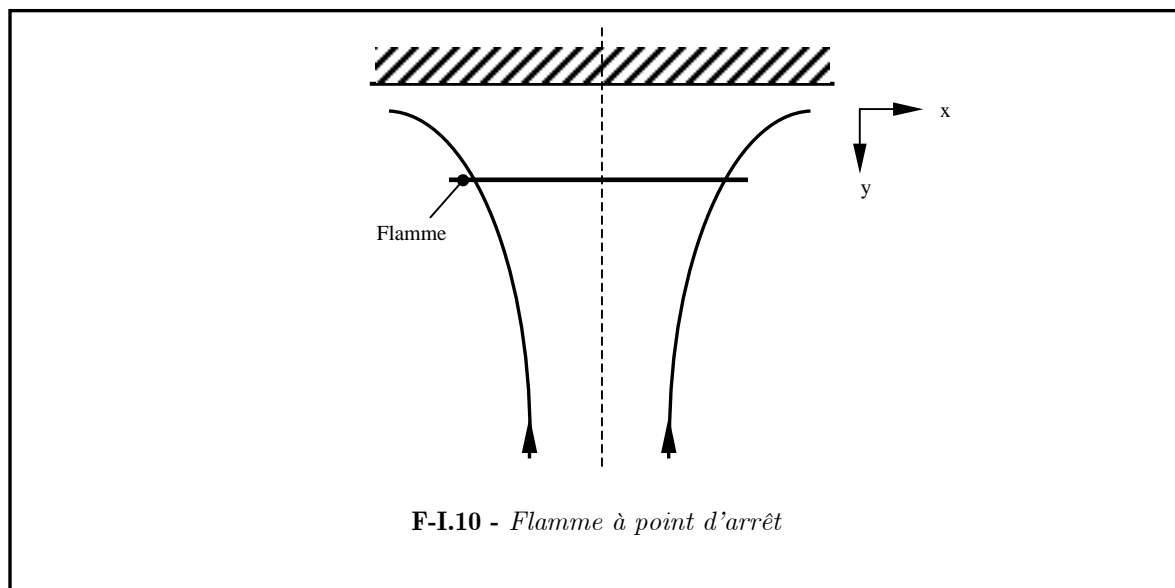
où

$$Ka_s = \frac{\delta_{L0}}{S_{L0}} (\nu\nu + \eta\eta) : \nabla u \quad \text{et} \quad Ka_c = \frac{\delta_{L0}}{S_{L0}} S_L \nabla \cdot n = \frac{\delta_{L0}}{R} \frac{S_L}{S_{L0}} \quad \text{I.25}$$

I.3.1.1 Flamme à point d'arrêt

L'une des expériences les plus employées pour étudier l'effet de l'étirement sur la vitesse de combustion laminaire est la flamme à point d'arrêt (figure I.10).

Elle est constituée d'un jet laminaire et l'étirement subi par la flamme est contrôlé par la distance entre la sortie du jet, le point de stagnation et la vitesse d'injection. Ce type d'écoulement en absence de flamme présente un point de stagnation localisé sur l'axe de symétrie du jet, où la vitesse des gaz est égale à zéro [ROLON, 1991]. C'est à la position de ce point de stagnation qu'est généralement définie la vitesse de combustion laminaire.



Dans cette configuration à partir de l'équation I.13, nous avons $\mathcal{K}_c=0$ et $\mathcal{K}_s=a$, l'étirement devient donc :

$$\mathcal{K} = S_{tt} \tag{I.26}$$

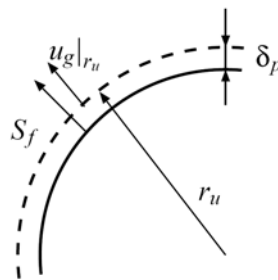
où S_{tt} est la contrainte de l'écoulement et peut être calculée par la relation suivante, proposée par [DRISCOLL, 1994] :

$$S_{tt} = \frac{\partial u_t}{\partial s} \tag{I.27}$$

où u_t est la vitesse tangentielle des gaz frais.

I.3.1.2 Flamme sphérique

Dans le cas particulier des flammes sphériques laminaires allumées par un point source, la limite externe (côté gaz frais) de la zone de préchauffage, est une sphère de rayon r_u centrée sur le point d'allumage. C'est à cette distance du point d'allumage qu'est mesurée la vitesse de combustion laminaire S_L .



F-I.11 - Représentation de u_g et S_f

Ici, la flamme se propage à une vitesse $S_f(t)$ normalement à sa surface. La vitesse de combustion laminaire se définit relativement à la flamme, elle est ainsi égale à la différence entre la vitesse de propagation de la flamme et la vitesse des gaz frais u_g mesurée sur la sphère de rayon r_u .

$$S_L = S_f(t) - u_g \Big|_{r_u(t)} \quad \text{I.28}$$

Ceci implique que $\mathcal{K}_s=0$ et que $\mathcal{S}_L = S_f = dr_u/dt$ où r_u est le rayon instantané de la flamme. En outre :

$$\nabla \cdot n = \pm \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{R} \quad \text{I.29}$$

Avec R_1 et R_2 les différents rayons de courbures principaux de la surface de flamme tridimensionnelle et R le rayon de courbure total de la flamme. R_1 correspond au plus grand rayon de courbure de la surface et R_2 au rayon obtenu dans la direction perpendiculaire. Notons qu'à mesure que la flamme se propage, l'étirement devient de plus en plus faible pour une flamme en expansion et de plus en plus fort pour une flamme en rétraction. Si la flamme est symétrique, alors $R_1 = R_2 = r_u$ et nous avons :

$$\mathcal{K} = \pm \frac{2}{r_u} \frac{dr_u}{dt} \quad \text{I.30}$$

I.3.2 Vitesse de flamme, étirement et Nombre de Markstein

Des études asymptotiques développées par [CLAVIN, 1982 ; WILLIAMS, 1985 ; JOULIN , 1983] ont montré qu'il existe une relation linéaire entre les vitesses de flammes et l'étirement total de la flamme, si l'on suppose que les échelles caractéristiques de la flamme plissée sont supérieures à l'épaisseur de la flamme laminaire et que les perturbations de l'écoulement extérieur sont faibles :

$$\frac{S_L}{S_{L0}} = 1 - \frac{\mathcal{L}\mathcal{K}}{\delta_{L0}} \frac{\delta_{L0}}{S_{L0}} \quad \text{I.31}$$

où S_L est la vitesse de flamme étirée relative aux gaz frais, S_{L0} la vitesse de flamme plane non étirée, \mathcal{L} la longueur de Markstein de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la zone de préchauffage caractéristique de Zeldovich [KWON, 1992] et \mathcal{K} l'étirement global.

L'équation I.24 fait ressortir d'une part un nombre adimensionné, appelé le nombre de Markstein :

$$M_A = \frac{\mathcal{L}}{\delta_{L0}} \quad \text{I.32}$$

et d'autre part le nombre de Karlovitz défini plutôt (équation I.16) :

$$Ka = \mathcal{K} \frac{\delta_{L0}}{S_{L0}} \quad \text{I.33}$$

L'équation I.24 peut donc être réécrite :

$$\frac{S_L}{S_{L0}} = 1 - MaKa \quad \text{I.34}$$

Une étude phénoménologique proposée par [CLAVIN, 1989] prend en compte les effets séparés tels que la contrainte, la courbure de flamme et les changements de pression, qui peuvent intervenir dans la vitesse de combustion. $\mathcal{L}\mathcal{K}$ est alors remplacé par une combinaison linéaire de tous les effets compris dans \mathcal{K} .

Ainsi, l'équation I.28 peut se réécrire sous la forme suivante :

$$\frac{S_L}{S_{L0}} = 1 - (\mathcal{L}_s \mathcal{K}_s + \mathcal{L}_c \mathcal{K}_c + \dots) \quad \text{I.35}$$

Le nombre de Karlovitz est aussi employé dans une expression similaire à l'équation I.31 prenant en compte la vitesse de consommation S_c basée sur les vitesses de réaction, mesurant la vitesse à laquelle la flamme brûle les réactifs. En effet, l'étirement peut provoquer une modification du taux de réaction :

$$S_c = -\frac{1}{\rho Y_F} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_F dn \quad \text{I.36}$$

$$\frac{S_c}{S_{L0}} = 1 - \mathcal{L}\mathcal{K}$$

I.37

où \mathcal{L}' est la deuxième longueur de Markstein [DOWDY, 1990].

On peut montrer que les longueurs \mathcal{L} et \mathcal{L}' évoluent en fonction du nombre de Lewis (Tableau I.1).

Le	L	L'
0	<0	<0
Le _c	0	<0
1	>0	0
∞	>0	>0

T-I.1 - Longueurs de Markstein en fonction du nombre de Lewis

Dans le tableau I.1, Le_c représente la valeur critique du nombre de Lewis pour laquelle \mathcal{L} change de signe.

Les variations des longueurs de Markstein permettent de dégager le tableau I.2 pour les vitesses de flammes en fonction du nombre de Lewis et de l'étirement.

Valeur du Le	Vitesse de déplacement (S _L)		Vitesse de consommation (S _c)		Stabilité
	$\mathcal{K}>0$	$\mathcal{K}<0$	$\mathcal{K}>0$	$\mathcal{K}<0$	
Le<Le _c	↗	↘	↗	↘	-
Le=Le _c	S _{L0}	S _{L0}	↗	↘	Contrôlée par l'écoulement
Le _c <Le<1	↘	↗	↗	↘	+
Le=1	↘	↗	S _{L0}	S _L	+
Le>1	↘	↗	↘	↗	+

T-I.2 - Effet du nombre de Lewis sur les vitesses de flamme

I.3.3 Épaisseur de flamme et étirement

[SUNG, 1996 ;LAW, 2000] sont les premiers à avoir développé une étude analytique sur l'évolution de l'épaisseur de flamme en fonction de l'étirement. Pour cela, ils définissent l'épaisseur de flamme laminaire non étirée semblable à l'équation I.7 :

$$\delta_{L0} = \frac{T' - T_0}{\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\max}} \quad \text{I.38}$$

Ils démontrent alors pour de faibles étirements et de simples mécanismes de réaction, que le nombre de Lewis (et donc la richesse) via le nombre de Markstein intervient directement dans l'évolution de la flamme avec l'étirement (démonstration en annexe A) :

$$\frac{\delta_L}{\delta_{L0}} = 1 - Ma_0 Ka \quad \text{I.39}$$

où Ka est le nombre de Karlovitz laminaire défini précédemment (équation I.26) et Ma_0 le nombre de Markstein. :

$$Ma_0 = \frac{(Le^{-1} - 1)}{2\varepsilon_0} = \frac{Ze}{2}(Le^{-1} - 1) \quad \text{I.40}$$

où ε_0 est le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie d'activation de la réaction, correspondant à l'inverse du nombre Zeldovich. On peut remarquer que la définition du nombre de Markstein va dépendre des auteurs.

L'équation I.39 décrit l'évolution de l'épaisseur normalisée par l'épaisseur de flamme non étirée en fonction du nombre de Markstein, avec un changement de signe pour $Le=1$.

[DE GOEY, 2004] présente une analyse théorique de l'épaisseur locale d'une flamme instantanée turbulente comparable à une flammelette quasi laminaire étirée. En effet, dans ce type de régime, la turbulence n'a quasiment pas d'influence dans la zone de réaction. Pour rendre la comparaison possible entre les structures de flammes turbulente et laminaire, il suppose que le nombre de Karlovitz laminaire Ka_L se comporte de façon identique au nombre de Karlovitz turbulent Ka , qui augmente avec l'intensité de turbulence u'/S_L . Il suppose alors une relation linéaire entre Ka et Ka_L .

En outre, il démontre pour de faibles étirements et de simples mécanismes de réaction, que le nombre de Lewis (et donc la richesse) intervient directement dans l'évolution de la flamme avec l'étirement :

$$\frac{\delta_L}{\delta_{L_0}} = 1 + Ka_L M_b^* + O(Ka_L^2) \quad \text{I.41}$$

où Ka_L est le nombre de Karlovitz laminaire et M_b^* le nombre de Markstein modifié pour les mécanismes et nombres de Lewis de combustion d'espèces pauvres :

$$M_b^* = \frac{Ze}{2} (Le - 1)(1 + \tau) \int_0^\tau \frac{\ln(1+x)}{x^2} \left(\frac{x}{\tau}\right)^{Le} dx \quad \text{I.42}$$

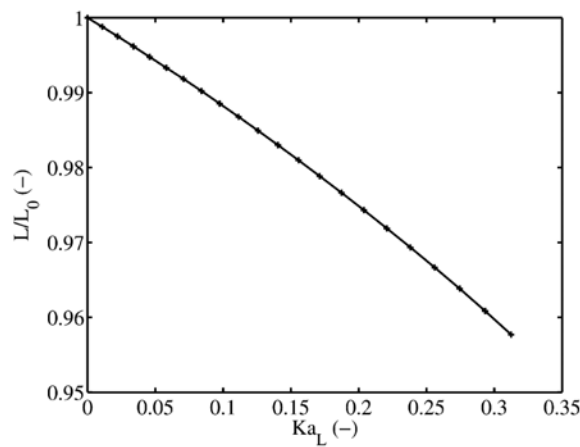
avec Ze le nombre de Zeldovich et τ le facteur d'expansion :

$$Ze = \frac{E_a (T_b^0 - T_u)}{R (T_b^0)^2} \quad \text{I.43}$$

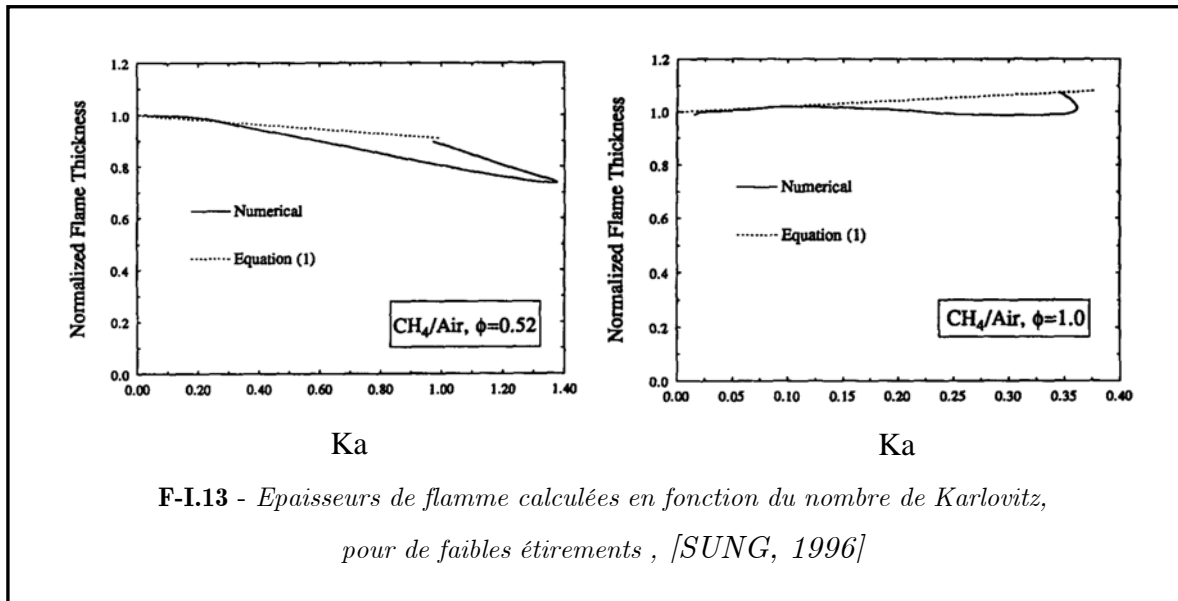
$$\tau = \frac{(T_b^0 - T_u)}{T_u}$$

Les équations I.39 et I.40 présentent la même évolution de l'épaisseur en fonction de l'étirement, avec un changement de pente pour un nombre de Lewis $Le=1$.

Cette tendance se retrouve sur la figure I.7 où les résultats numériques de [DE GOEY, 2004] montrent clairement que le comportement de l'épaisseur est en accord avec la théorie. Ce résultat a été obtenu par l'utilisation d'un mécanisme GRI 2.11.



F-I.12 - Epaisseur de flamme relative en fonction du nombre de Karlovitz
($\phi=0.7$), [DE GOEY, 2004]



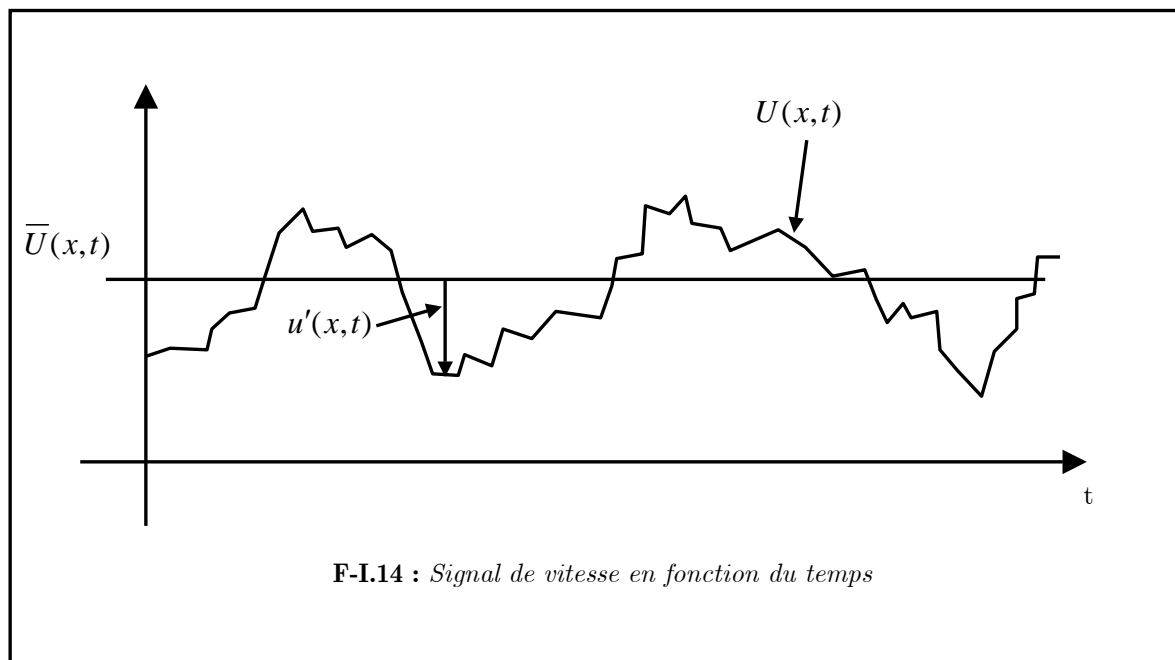
Sur la figure I.13, les résultats de [SUNG, 1996] sont présentés pour une étude numérique et expérimentale d'une flamme méthane-air adiabatique laminaire plane à contre courant. L'épaisseur de flamme décroît avec l'augmentation de l'étirement pour une richesse de $\phi=0.52$, et s'accroît avec l'augmentation de l'étirement pour une richesse stœchiométrique.

I.4 Caractéristiques de la turbulence

En turbulence, la vitesse de l'écoulement présente des fluctuations, de sorte qu'en un point $U(x,t)$, elle s'écrit :

$$U(x,t) = \bar{U}(x,t) + u'(x,t) \quad \text{I.44}$$

Les fluctuations de la vitesse $u'(x,t)$ sont définies comme étant l'écart de la vitesse instantanée par rapport à la moyenne (figure I.14)



La vitesse moyenne décrite ci-dessus est celle du formalisme de Reynolds.

On peut aussi utiliser une autre méthode, qui pondère la moyenne par la masse, appelée moyenne au sens de Favre. Cette dernière est largement utilisée par les numériciens, en combustion, car elle permet de s'affranchir de la variation de masse volumique au niveau du front de flamme.

L'équation I.44 devient alors :

$$U(x,t) = \tilde{U}(x,t) + u''(x,t) \quad \text{I.45}$$

avec $\tilde{U}(x,t) = \overline{\rho U(x,t)} / \bar{\rho}$

L'énergie cinétique de la turbulence k est définie comme la demie somme des trois variances des trois composantes :

$$k = \frac{1}{2} \left(u'(x,t)^2 + v'(x,t)^2 + w'(x,t)^2 \right) \quad \text{I.46}$$

Les fluctuations de vitesse ne sont connues parfaitement par k que si la turbulence est homogène et isotrope (on parle alors de T.H.I.).

I.4.1 Coefficient d'auto-corrélation et échelles intégrales

L'analyse spectrale de la turbulence permet de connaître la répartition de l'énergie en fonction des fréquences des fluctuations u' . Le spectre d'énergie peut alors être calculé afin de représenter les différentes structures présentes dans l'écoulement (Figure I.15).

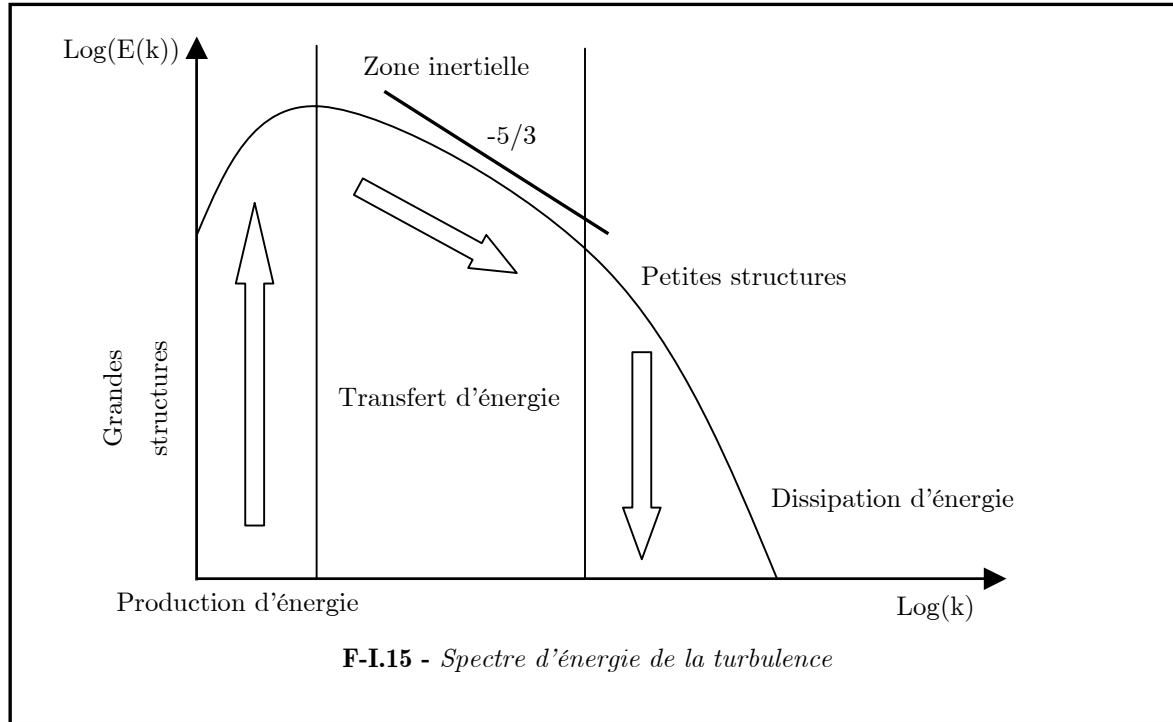
Le spectre d'énergie de la turbulence met en évidence l'interaction non linéaire des différentes échelles, ainsi que le rôle des échelles moyennes dans les processus de formation, de dissipation et de transfert de l'énergie cinétique de la turbulence, autrement appelé la théorie de cascade d'énergie de Kolmogorov [KOLMOGOROV, 1941].

Le spectre peut être décomposé en trois zones distinctes.

La partie fortement énergétique, située au niveau des faibles nombres d'onde, correspond à la production d'énergie du fait de la présence de gradients de vitesse dans l'écoulement.

La seconde partie de ce spectre est appelée zone inertielle. D'après la théorie de Kolmogorov, la pente de la courbe spectrale est proportionnelle à $\kappa^{-5/3}$ pour une T.H.I 3D. Cette zone est le siège de transferts énergétiques des grandes vers les petites structures.

La dernière partie du spectre est la zone dissipative. La fréquence de rotation très rapide de ces tourbillons implique une forte dissipation visqueuse de l'énergie, sous forme de chaleur. Lorsque les tourbillons atteignent une dimension minimale (échelle de Kolmogorov), ils ne se cassent plus et ce sont les effets de viscosité qui prédominent.



Le coefficient d'auto-corrélation donne le degré de ressemblance entre un point de mesure et les autres points (décalés en espace ou en temps). La formulation générale du coefficient spatio-temporel Eulérien de la fluctuation de vitesse u' est la suivante :

$$\rho_{Eu'}(\delta x, \delta y, \delta z; \delta t) = \frac{\overline{u'(x, y, z; t) \cdot u'(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z; t + \delta t)}}{\left[\overline{u'^2(x, y, z; t)} \right]^{1/2} \cdot \left[\overline{u'^2(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z; t + \delta t)} \right]^{1/2}} \quad \text{I.47}$$

$\rho_{Eu'}(0, 0, 0; \delta t)$ est le coefficient d'auto-corrélation temporelle.

$\rho_{Eu'}(\delta x, \delta y, \delta z; 0)$ est le coefficient d'auto-corrélation spatiale.

Si l'on se place dans le cas où u' est portée par x , dans le plan (x, y) :

$\rho_{Eu'}(\delta x, 0, 0; 0)$ est le coefficient d'auto-corrélation longitudinale et

$\rho_{Eu'}(0, \delta y, 0; 0)$ est le coefficient d'auto-corrélation transversale.

En intégrant les coefficients de corrélation précédents, on obtient des échelles caractéristiques qui symbolisent la distance (ou durée) à compter de laquelle les corrélations deviennent moins significatives.

L'échelle intégrale longitudinale est définie comme étant la taille caractéristique des tourbillons qui portent l'essentiel de l'énergie. De même, l'échelle intégrale temporelle correspond en ordre de grandeur à la durée de vie des grandes structures.

Si l'on suppose que les fluctuations de vitesse sont transportées à la vitesse moyenne locale de l'écoulement (hypothèse de Taylor), on peut déterminer l'échelle intégrale spatiale à partir de la vitesse moyenne et le temps de l'échelle intégrale temporelle T_0 , défini comme le rapport de T_0 avec les fluctuations de vitesses u'

$$L_{uu} = UT_u \quad \text{I.48}$$

Néanmoins, cette relation issue de l'hypothèse de Taylor reste approximative.

Pour une T.H.I, il existe une relation entre les échelles spatiales longitudinales et transversales d'une même composante :

$$L_{u_i} = 2L_{u_i} \quad \text{I.49}$$

On peut donc définir le nombre de Reynolds turbulent $Re_T = u'L_{uu}/\nu$ afin de caractériser la turbulence.

I.4.1.1 Echelle de Taylor λ

Cette échelle caractérise la dimension moyenne des tourbillons à partir desquels la dissipation visqueuse devient prédominante. Elle s'obtient à partir de l'équation de la parabole osculatrice en 0 du coefficient de corrélation spatiale.

Il est possible d'obtenir à partir de cette échelle une valeur approchée du taux de dissipation :

$$\varepsilon \approx 15\nu \left(\frac{u'}{\lambda} \right)^2 \quad \text{I.50}$$

I.4.1.2 Echelle de Kolmogorov η_k

L'échelle de Kolmogorov η_k correspond à la taille où le spectre de l'énergie chute très fortement. Cela caractérise la taille des plus petites structures de l'écoulement turbulent qui ne peuvent plus se «casser» et dissipent alors leur énergie sous forme de frottement et donc de chaleur. En d'autres termes, cette échelle représente la distance entre deux points du fluide, en dessous de laquelle les vitesses du fluide en ces deux points fluctuent en parfaite corrélation. Cette grandeur reste extrêmement difficile à mesurer puisqu'elle

nécessite un instrument de mesure qui suit la même particule fluide dans son trajet turbulent [BORGHI, 1995].

On a donc :

$$\eta_k = \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} \quad \mathbf{I.51}$$

Le temps caractéristique de Kolmogorov est donné par :

$$\tau_k = \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}} \quad \mathbf{I.52}$$

Pour appliquer la théorie de Kolmogorov, le Reynolds turbulent doit être relativement élevé ($Re \gg 1$).

I.4.1.3 Autres échelles caractéristiques

Si l'on fait une analyse dimensionnelle simple, il est possible de définir une autre échelle de longueur caractéristique l_T , liée à la production d'énergie et donc aux grandes structures :

$$l_T = \frac{u'^3}{\varepsilon} \quad \mathbf{I.53}$$

On peut considérer dans un premier temps que $L_m \sim l_T$.

On définit ainsi un nouveau temps caractéristique τ_T de retournement des grosses structures, plus communément appelé « eddy turn over time », afin de mesurer le degré d'avancement d'une expérience :

$$\tau_T = \frac{L_m}{u'} = \frac{l_T}{u'} = \frac{u'^2}{\varepsilon} \quad \mathbf{I.54}$$

D'autres expressions couramment utilisées pour ces deux grandeurs sont :

$$l_T = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad \text{I.55}$$

$$\tau_T = \frac{k}{\varepsilon} \quad \text{I.56}$$

I.4.2 Turbulence de grille et décroissance de la turbulence

La turbulence de grille présente la caractéristique de générer une turbulence proche d'une T.H.I. et possède l'avantage d'être facilement mise en œuvre expérimentalement. Les grilles, qui peuvent être constituées de barreaux ou de trous espacés régulièrement, sont placées perpendiculairement à l'écoulement incident uniforme.

La turbulence ainsi générée est homogène dans le plan perpendiculaire à l'écoulement (les propriétés statistiques ne dépendent pas du point considéré) et isotrope à partir d'une distance d'environ dix fois la maille de la grille. Les propriétés statistiques sont alors indépendantes de la direction [BATCHELOR, 1953].

La grille crée de grands gradients de vitesse : c'est la production de la turbulence.

Celle-ci est complètement anisotrope. Or, plus en aval de cette grille, la génération de la turbulence n'existe plus et l'on observe la décroissance de la turbulence due à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Cette étude se placera par la suite dans la zone de décroissance et de transfert d'énergie.

Comte-Bellot et Corrsin [COMTE-BELLOT, 1966], en suivant l'exemple de Batchelor et Townsend [BATCHELOR, 1947], ont associé la décroissance de U^2/u'^2 le long de l'axe principal de l'écoulement à une loi de puissance, sous la forme :

$$\frac{U^2}{u'^2} = A \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^n \quad \text{I.57}$$

x_0 correspond à l'origine fictive de la turbulence de grille.

De façon analogue, il est possible de relier l'évolution de l'échelle intégrale L_{in} à une loi de puissance sous la forme [COMTE-BELLOT, 1966 ; COMTE-BELLOT, 1971] :

$$\frac{L_{in}}{M} = B \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^n \quad \text{I.58}$$

I.5 Notion de flamme turbulente prémélangée

Bien que les rappels de la première partie sur les flammes laminaires soient nécessaires, nous savons aussi que les phénomènes de combustion rencontrés quotidiennement, que se soit dans le domaine industriel ou domestique, se trouvent dans un milieu essentiellement turbulent.

La turbulence va effectivement jouer un rôle sur la combustion. En effet, la surface de la flamme va croître du fait de son plissement suivant l'écoulement. Les échanges seront augmentés par la diffusivité turbulente, cette dernière jouant ainsi un rôle majeur. Ces deux caractéristiques auront pour conséquence un accroissement de la propagation du front de flamme.

La modélisation et la compréhension de la turbulence sont par nature complexes, nécessitant de simplifier le problème. Ainsi, on cherche à déterminer de façon générale les phénomènes physiques prépondérants (de façon statistique) afin d'obtenir des grandeurs moyennes, des fluctuations et des échelles caractéristiques spatiales et temporelles.

I.5.1 Vitesse de flamme turbulente

Dans les différents modèles de combustion existants, il est important de bien différencier les vitesses de flammes utilisées [POINSOT, 1992]. On distingue principalement une quantité cinématique et une quantité caractérisant le taux de réaction de la flamme.

Dans les modèles de combustion où le front de flamme est considéré comme une surface infiniment fine, la vitesse fondamentale est une quantité cinématique dénommée « vitesse de déplacement », normale au front de flamme et qui permet la description des processus chimiques. Cette vitesse est définie précisément au niveau de la zone de préchauffage [TROUVE, 1994] et c'est par son intermédiaire qu'est effectué le couplage entre le taux de réaction locale des flammes avec l'écoulement et la déformation de la flamme. Elle

présente l'avantage de pouvoir être déterminée localement de façon expérimentale [RENOU, 1998] et numérique [POINSOT, 1996].

En autres, la vitesse caractéristique est une mesure du taux de réaction par unité de surface du front de flamme. Cette vitesse, communément appelée vitesse de consommation (ou combustion) S_c , représente alors la consommation massique des gaz frais et caractérise une intensité de combustion locale.

$$S_c = \omega_L / \rho_u Y_{R,u} \quad \text{I.59}$$

Où ω_L est le taux de consommation par unité de surface.

Il permet de déterminer le taux de réaction moyen, terme qui intervient dans les équations d'aérothermochimie.

On note également la définition d'une vitesse de propagation moyenne de flamme turbulente $\langle S_T \rangle$ qui intègre le déplacement de flamme dû à la diffusion des espèces et à l'expansion de la flamme créée par le gradient de température. Elle représente le flux massique moyen normal à une unité de surface. On constate en général que cette vitesse dépend fortement des fluctuations de vitesses de l'écoulement turbulent et de la vitesse de flamme laminaire [ABDEL-GAYED, 1984 ; ABDEL-GAYED, 1989] :

$$\frac{\langle S_T \rangle}{S_L} = 1 + \alpha \left(\frac{u'}{S_L} \right)^n \quad \text{I.60}$$

où α est une valeur dépendante du combustible utilisé, de l'échelle intégrale de turbulence et du nombre de Reynolds et n est un facteur d'expansion.

α et n sont des constantes de l'ordre de l'unité.

Cette relation reste approximative car la vitesse de flamme est une grandeur assez mal définie [GOULDIN, 1996] et reste dépendante de la configuration expérimentale étudiée.

I.5.2 Les différents régimes de combustion turbulente prémélangée

Afin de comprendre quels étaient les phénomènes physiques prépondérants dans une configuration donnée et quelles étaient leurs différentes interactions, la combustion turbulente a pu être classifiée depuis les années 1980, sous forme de diagrammes [BRAY, 1980 ; BORGHI, 1984 ; WILLIAMS 1985]. Ces derniers offrent un moyen « pratique » mais qualitatif, de classer les écoulements réactifs suivant différents régimes de combustion.

Ces diagrammes présentent les régimes de combustion dans le plan : $x = L_0/\delta_L$, $y = u'/S_L$.
Où S_{L0} est la vitesse de combustion laminaire, δ_{L0} l'épaisseur de flamme et L_{in} l'échelle intégrale.

Trois nombres adimensionnels permettent d'identifier les régimes de combustion.

Le nombre de Reynolds turbulent compare l'intensité de l'agitation turbulente à celle des forces visqueuses.

$$\text{Re}_T = \frac{u'l_T}{\nu} \tag{I.61}$$

Le nombre de Damköhler compare le temps caractéristique de la turbulence τ_T avec celui de la chimie τ_C

$$Da = \frac{\tau_T}{\tau_C} = \frac{l_T S_L}{u' \delta_L} \tag{I.62}$$

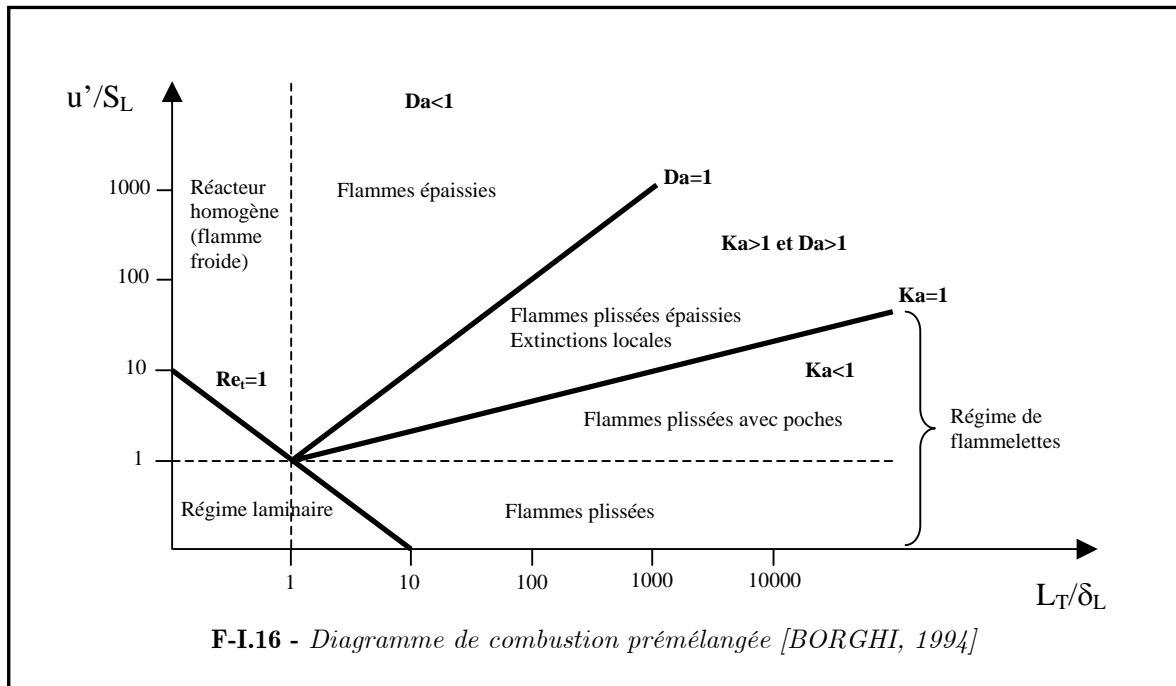
Le nombre de Karlovitz compare le temps caractéristique des structures turbulentes les plus rapides τ_k avec celui de la chimie τ_C

$$\mathcal{K}_a = \frac{\tau_C}{\tau_k} = \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{3/2} \left(\frac{\delta_L}{l_T} \right)^{1/2} \tag{I.63}$$

Ces trois nombres sont reliés par l'équation suivante :

$$R_e = Da^2 \mathcal{K}_a^2 \tag{I.64}$$

Le diagramme le plus souvent rencontré est celui de Borghi figure I.16.



Ce diagramme d'approche classique permet de mettre en évidence trois grands types de flammes : les flammes plissées, les flammes plissées-épaissies et les flammes épaissies.

Dans ce diagramme de combustion, on retrouve le critère de KLIMOV-WILLIAMS ($Ka=1$), correspondant à une épaisseur de flamme δ_{L0} égale à l'échelle de Kolmogorov.

En dessous de cette ligne, la flamme est plus mince que n'importe quelle échelle de turbulence.

Cette zone s'appelle le régime des flammelettes : celles-ci représentent la structure de flamme élémentaire de référence que l'on fait intervenir pour décrire la combustion turbulente.

Dans le cas de la combustion d'un prémélange, la structure de flammelette est décrite en fonction du degré d'avancement de la réaction, qui varie de façon généralement raide (signaux "télégraphiques") de 0 à 1. Dans le cas de la combustion non prémélangée, la structure de flammelette est décrite en fonction de la fraction de mélange qui varie elle aussi de 0 à 1, mais de manière beaucoup moins raide.

L'utilisation statistique de ces paramètres conditionnels (le degré d'avancement ou la fraction de mélange) ne se justifie que si la durée de vie ou l'épaisseur des flammelettes invoquées est inférieure aux échelles de la turbulence.

Cette condition est généralement sans ambiguïté dans les flammes de prémélange où l'épaisseur de flammelette est bien définie, mais elle est très délicate dans les flammes non prémélangées, où l'épaisseur de flammelette n'est compatible avec les échelles turbulentes que dans des régions et régimes particuliers.

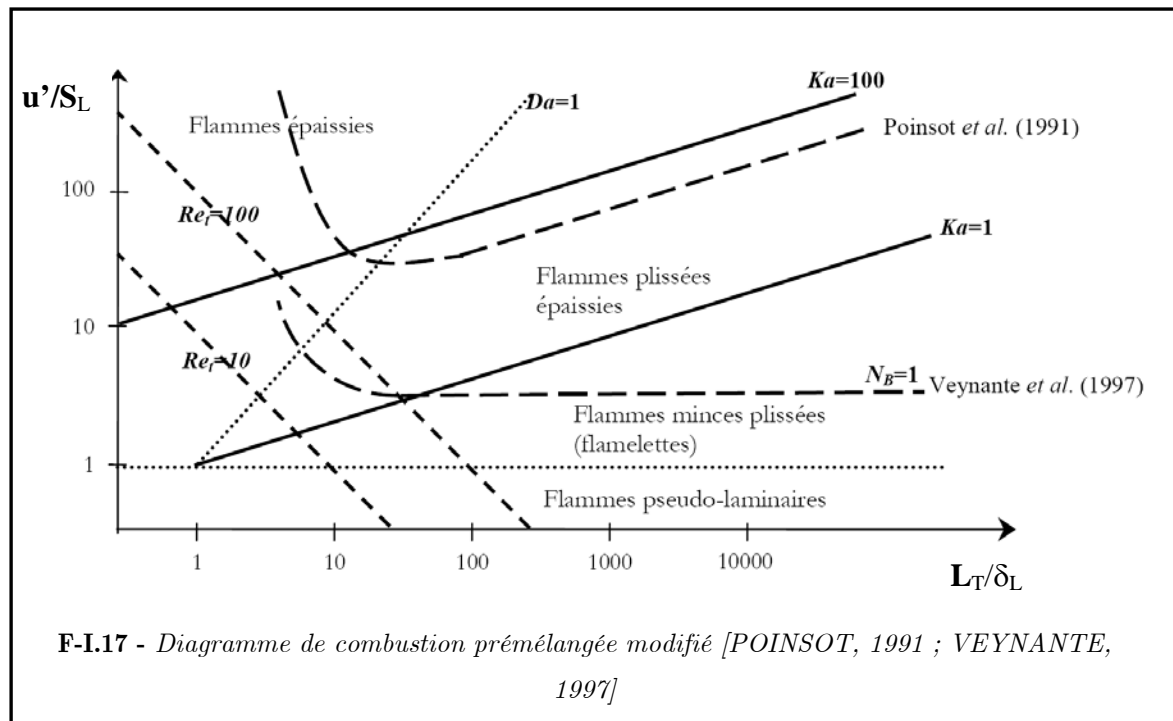
Le taux d'étirement d'une flammelette (contrainte de cisaillement) épaisit et atténue sa structure parfois même jusqu'à l'extinction.

Il faut préciser que les limites séparant les régimes de combustion sont floues et quelque peu arbitraires. Pour les critères de délimitation, on suppose que la turbulence est isotrope et homogène, ce qui est rarement le cas dans des systèmes réels. Ces analyses reposent également sur des réactions chimiques assimilées à une étape avec quelques espèces, alors qu'en réalité interviennent plusieurs centaines d'espèces et de réactions.

En outre, les méthodes pour mesurer ou calculer certaines grandeurs ne sont pas toujours exactement les mêmes pour tous les auteurs et n'ont pas des valeurs similaires dans toute la flamme.

C'est pour ces raisons que d'autres études ont été menées afin de modifier le diagramme de Borghi, notamment les travaux de [ABDEL-GAYED, 1989 ; O'YOUNG, 1997 ; POINSOT, 1990, 1991] qui ont élargi la zone de validité du régime de flammelettes.

À partir de simulations numériques directes, ils ont calculé l'effet des tourbillons sur le front de flamme. Ils se sont aperçus que les diagrammes classiques sous-estimaient la résistance du front de flamme aux tourbillons car on ne tenait pas compte des effets de viscosité, transitoires et de courbure. Le critère de Klimov-Williams serait donc trop restrictif.



De même, [BUSCHMANN, 1996] a comparé la taille des tourbillons des petites échelles avec l'épaisseur de flamme laminaire de Zeldovich et l'épaisseur thermique. Il a observé

que ces tourbillons ont beaucoup moins d'influence que ce que suggère le critère de Klimov-Williams.

Pourtant, [BILGER, 1993] affirme que la combustion turbulente est en régime de flammelettes seulement si $\delta < \eta$.

Les figures I-17 et I.18 présentent des diagrammes modifiés. D'autres nombres adimensionnels ont été ajoutés comme le nombre de Bray N_B , [VEYNANTE, 1997], qui délimite les régions de diffusions normales suivant le gradient contre-gradient de température. Il est de la forme :

$$N_B = \frac{\rho_u S_L}{2\rho_b \alpha u'} \quad \text{I.65}$$

où le rapport ρ_u/ρ_b est le taux de dégagement de chaleur $\tau = T_b/T_u - 1$ et α un coefficient d'efficacité.

Lorsque $N_B < 1$, on se trouve dans le régime de diffusion de type gradient : l'écoulement proche de la flamme est dominé par les mouvements turbulents.

Quand $N_B > 1$, la diffusion est contre gradient : le domaine de l'écoulement proche de la flamme est dominé par l'expansion thermique due à la réaction chimique. Ce nombre est aujourd'hui étudié surtout pour la détermination du coefficient d'efficacité α .

Les travaux de [VEYNANTE, 1997] ont montré par calcul DNS (Direct Numerical Simulation) que α augmente de 0,4 à 1 quand L_u/δ_L augmente de 3 à 10.

[CHEN & BILGER, 2001] propose :

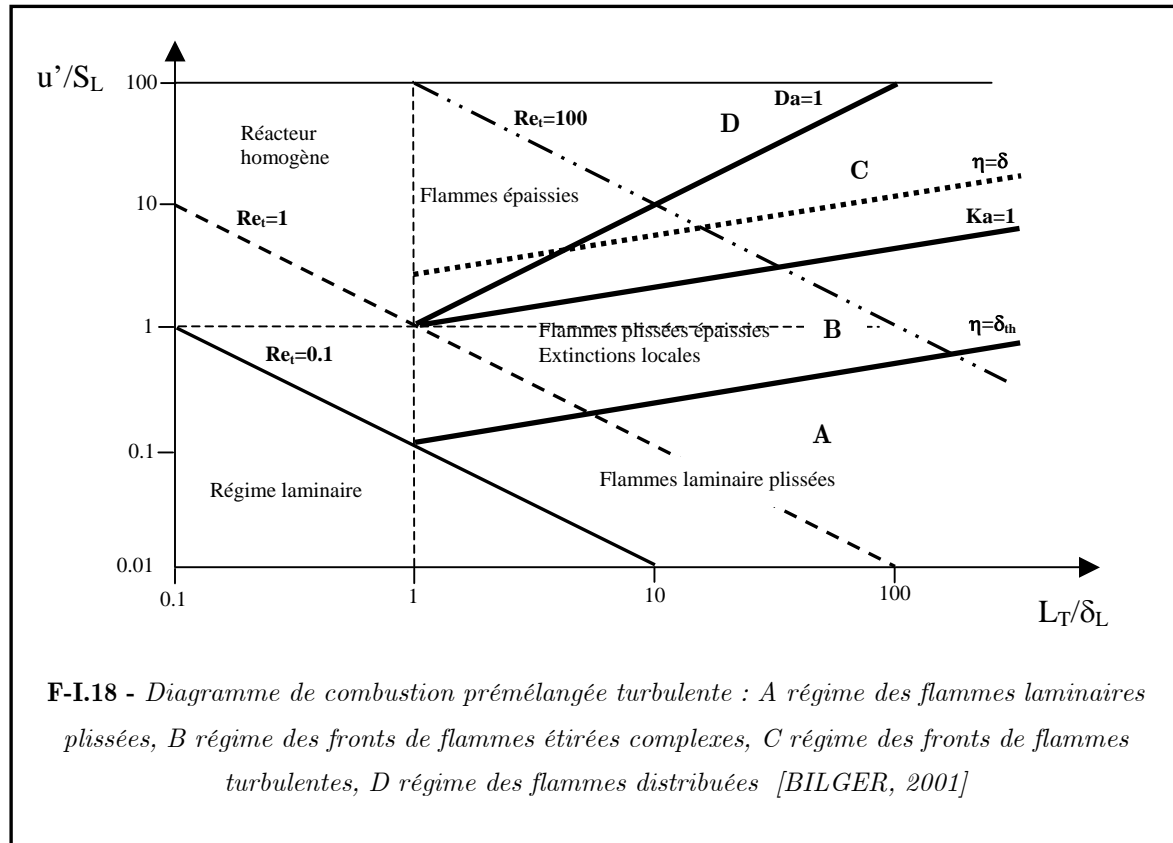
$$\alpha = 20 \left(\frac{S_L}{u'} \right) \left(\frac{\delta_L}{L_u} \right)^{1/2} \quad \text{I.66}$$

qui résume les données mesurées pour huit flammes de méthane-air et de propane-air, notamment ceux de [CHEN, 2001].

Or, cette dépendance de α avec L_u/δ_L est qualitativement différente des résultats obtenus par DNS.

Ceci amène [LIPATNIKOV, 2002] à dire qu'un critère de transition entre la diffusion normale et contre gradient n'est pas encore bien établi.

Le régime de flammelettes est celui qui nous intéresse. Nous allons le décrire plus en détail.



I.5.2.1 Les flammes minces plissées

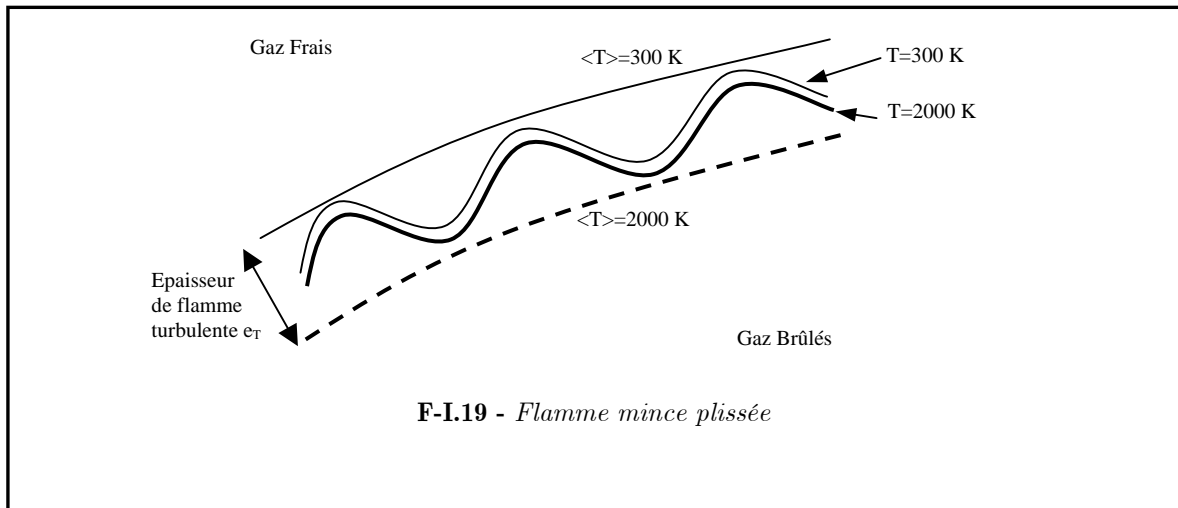
Ce régime dit « de flammelette » est défini pour $Re_T \gg 1$, $Ka \ll 1$, $Da \ll 1$.

Les plus petites échelles de la turbulence ne peuvent pas entrer dans la structure de flamme laminaire. Ces flammes sont un ensemble de flammelettes de type laminaire plissées par la turbulence dont les échelles de longueur sont plus grandes que l'épaisseur de flamme laminaire δ_L . Ce type de flamme est restreint au domaine où $\eta > \delta_L$ (figure I.19).

Pour ces flammes, on peut observer deux sous régimes qui sont :

- d'une part le régime de flamme plissée quand $u'/S_L^0 \ll 1$, où la vitesse de rotation des plus grosses structures ne peut pas plisser le front de flamme suffisamment pour provoquer une interaction entre les flammes, donnant en fait une interaction avec la turbulence relativement faible et une prédominance de la propagation laminaire de la flamme.

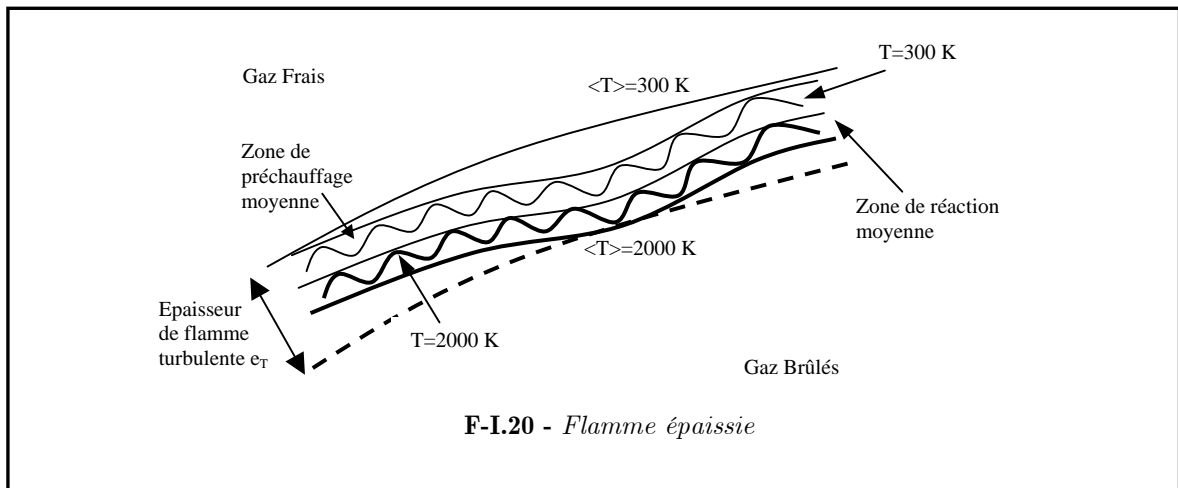
- d'autre part le régime des flammes plissées avec des poches, quand $u'/S_L^0 > 1$ où les plus gros tourbillons sont suffisamment énergétiques pour plisser la flamme et provoquer une interaction entre les fronts de flamme voisins.



I.5.2.2 Les flammes plissées

Ce régime est donné pour $Re_\tau > 1$, $Ka > 1$, $Da > 1$.

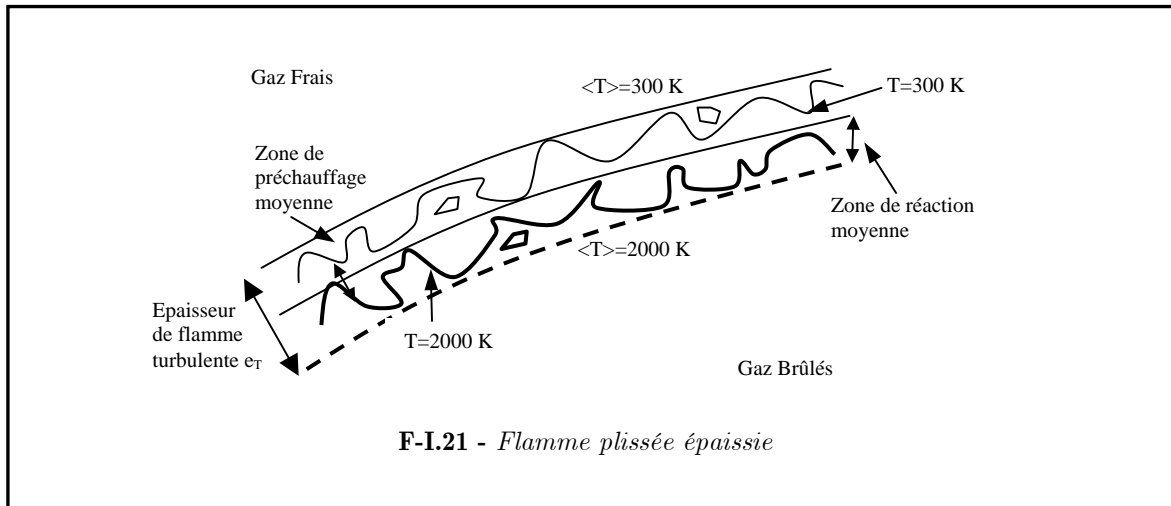
Dans ces conditions, les structures turbulentes sont capables de pénétrer dans la zone de préchauffage et de l'épaissir, mais ne peuvent pas affecter la zone de réaction, qui reste mince et relativement proche de l'épaisseur de zone de réaction d'une flamme laminaire. Les petites échelles épaississent la zone de préchauffage tandis que les grandes échelles plissent le front de flamme (figure I.20).



I.5.2.3 les flammes épaissies

Ce dernier régime est défini pour $Re_T \gg 1$, $Ka \gg 1$, $Da \ll 1$, où les zones de préchauffage et de réaction sont perturbées par la turbulence, ne permettant pas d'identifier des structures laminaires.

Ici, la flamme est non courbée et très épaisse (très supérieure à δ_{L0}). Les perturbations turbulentes provoquent de nombreuses interactions, donnant des variations de l'épaisseur de la zone de préchauffage à l'intérieur de l'épaisseur moyenne, sur tout le front de flamme (figure I.21).



I.5.3 Modélisation de la combustion turbulente

Du fait de la grande non-linéarité du taux de réaction (loi d'Arrhenius), il est impossible de calculer sa valeur moyenne en fonction de celles des autres paramètres, tels que la température, les concentrations... Il convient donc d'utiliser des modèles afin d'évaluer sa valeur moyenne.

On notera ici deux principales approches.

Dans un premier temps, on peut utiliser une représentation géométrique de la flamme, en considérant un front suffisamment mince (équation de G, densité de surface de flamme Σ) ([MARBLE, 1977 ; WILLIAMS, 1985 ; POPE, 1986 ; CANDEL, 1990 ; PETERS, 1992]).

On peut également considérer la combustion turbulente de manière stochastique en introduisant des fonctions de densité de probabilité (pdf) de scalaires pertinents ([BRAY, 1980 ; POPE, 1986 ; PETERS, 1986]).

I.5.3.1 Le Modèle Bray, Moss, Libby (BML)

Connu sous les initiales de ses auteurs, Bray, Moss et Libby (BML), ce modèle proposé en 1977, n'a cessé d'être amélioré. Les flammes turbulentes de prémélange sont caractérisées par des régions de produits séparés par une fine zone de flamme ou flammelette.

La première hypothèse du modèle de flammelettes suppose qu'un élément de flammelette possède la structure d'une flamme laminaire. Il se propage localement par rapport aux réactifs, à une vitesse de combustion laminaire modifiée. Enfin, il tient compte de la perturbation locale (étirement) de l'élément de flammelette due à la turbulence.

Le modèle BML n'est valable que dans le régime de flammelettes. On suppose que l'écoulement est adiabatique, que la réaction de combustion est irréversible à une étape et que l'hypothèse de gaz parfait s'applique au mélange de gaz frais et brûlés.

On définit alors un degré d'avancement instantané de la réaction, $c(x,t)$, de valeur 0 dans les réactifs et 1 dans les produits. Il est défini, pour de petites fluctuations de pression, par la relation suivante [BRAY, 1996] :

$$\frac{\rho_b}{\rho} = \frac{T}{T_u} = 1 + \tau c \quad \text{I.67}$$

où les indices u et b représentent respectivement les réactifs et les produits, ρ est la masse volumique et τ est le taux de dégagement de chaleur ($\tau = T_b/T_u - 1$ avec T , la température). La fonction densité de probabilité (PDF) $P(c,x)$ de $c(x,t)$ représente l'état d'un point qui passe alternativement des gaz frais aux gaz brûlés, eux-mêmes séparés par la zone de réaction :

$$P(c,x) = \alpha(x)\delta(c) + \beta(x)\delta(1-c) + \gamma(x)f(c,x) \quad \text{I.68}$$

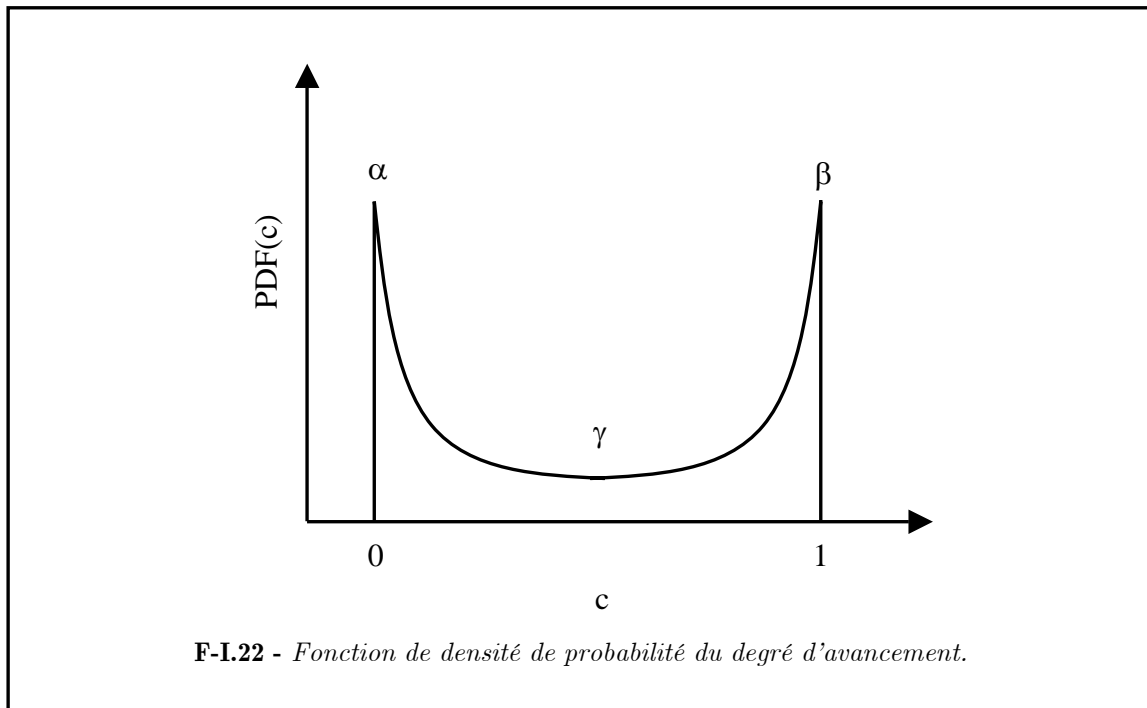
où $\alpha(x)$, $\beta(x)$ et $\gamma(x)$ représentent respectivement les probabilités d'observer le mélange frais, les produits complètement brûlés et le mélange en cours de combustion au point x .

δ représente la fonction de Dirac et $f(c,x)$ est la PDF des gaz en combustion. Si la distribution $f(c,x)$ est normalisée à l'unité alors, $\alpha(x) + \beta(x) + \gamma(x) = 1$.

Si les réactions chimiques de transformation des gaz frais en gaz brûlés sont suffisamment rapides, la zone de réaction devient mince. Ainsi, la probabilité de trouver des gaz en combustion est très faible : $\gamma(x) \ll 1$. La PDF $P(c,x)$ est alors bimodale, avec deux pics, à $c=0$ et $c=1$ (Figure I-22).

La version temporelle du modèle permet d'exprimer le taux moyen de réaction chimique comme étant le produit de la fréquence moyenne de passage du front de flamme instantané au point considéré et le taux moyen de production de produits à chaque passage de flammelette $\bar{\omega}(x)$ qui est donné par:

$$\bar{\omega}(x) = \int_0^1 \omega(x) P(c, x) dc \quad \text{I.69}$$



Cette théorie permet la modélisation du taux moyen de production chimique par unité de temps et de volume apparaissant dans l'équation I.59 de transport de la moyenne de Favre du degré d'avancement.

I.5.3.2 Modèle à densité de surface de flamme

Des travaux ont été effectués assez tôt avec le modèle de densité de surface de flamme pour essayer de prendre en compte le fait que la combustion puisse avoir lieu, dans une même configuration, sous forme localement prémélangée ou non-prémélangée.

Ce modèle sépare directement les effets de cinétique chimique du transport turbulent. Deux paramètres sont particulièrement importants : la surface totale de la flamme représentée par sa densité de surface, et la structure de la flamme qui détermine son taux de consommation local.

Le terme de densité de surface de flamme (Σ) peut être soit modélisé à partir de son équation de transport, soit calculé (ou mesuré) à partir de la variable de progrès et s'écrit simplement sous la forme [BOILLOT, 1996] :

$$\Sigma = \frac{g\bar{c}(1-\bar{c})}{\sigma_y L_y} \tag{I.70}$$

où L_y représente la longueur des plissements du front de flamme, σ_y un paramètre directement relié à l'orientation des flammelettes par rapport au contour de $\bar{c} = 0,5$ et g une constante comprise entre 1 et 2 [BRAY, 1981].

Cette première approche s'appuie sur des grandeurs accessibles expérimentalement.

Initialement suggérés par Marble et Broadwell (1977) pour les flammes turbulentes non-prémélangées, ces travaux ont été améliorés pour obtenir une formulation exacte de cette équation [POPE, 1988 ; CANDEL, 1990 ; VERVISH, 1995].

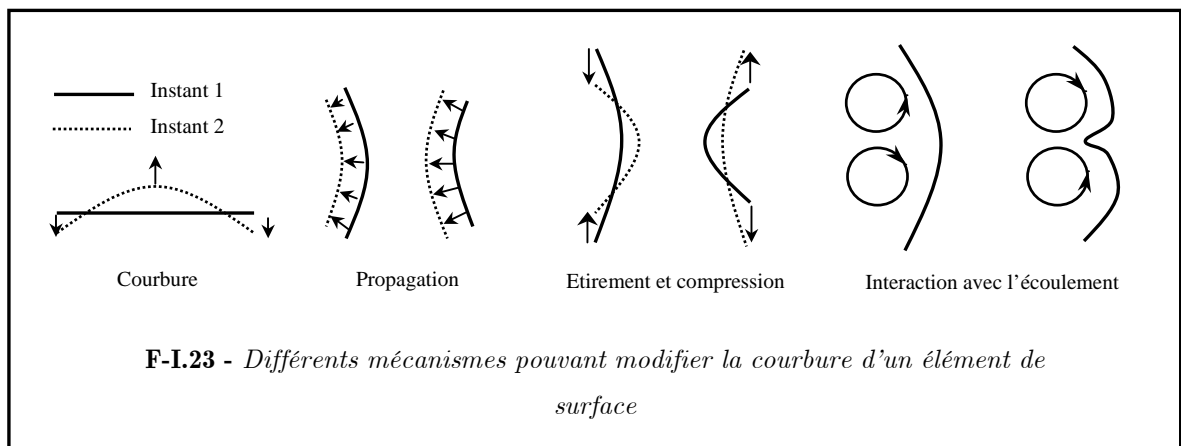
Dans les modèles de densité de surface de flamme (surface de flamme par unité de volume), deux paramètres importants, à savoir la surface totale et la structure de la flamme séparant les gaz frais des gaz brûlés, rentrent en compte.

Il est ainsi possible de calculer le taux de réaction moyen de la flamme [BOILLOT, 1996 ; BORGHI, 1984] $\bar{\omega} = S_c \cdot \Sigma$, avec S_c le taux de consommation massique moyen par unité de surface. Il est déterminé à partir d'un modèle de flammelettes laminaires.

Ce terme peut être simplifié si la structure locale de la flamme turbulente est en tout point de l'espace identique à celle d'une flamme plane laminaire.

On peut alors dire que S_c est directement relié à la vitesse de flamme laminaire S_{L0} .

Or, le front de flamme subit des déformations liées aux étirements et aux courbures. Ces phénomènes sont amplifiés en combustion ainsi que sous l'effet de l'interaction du champ turbulent, de la propagation propre de la flamme et autres phénomènes d'instabilité (figure I.23).



Ces modifications de la structure de la flamme vont directement influencer la vitesse de combustion laminaire [BRAY, 1980], nécessitant la connaissance de la réponse d'une flamme laminaire à un étirement donné. Ces informations peuvent être obtenues expérimentalement ou numériquement [Bray, 1991].

I.6 Flamme partiellement prémélangée

Nous venons de voir l'analyse théorique du comportement d'une flamme prémélangée, qu'elle soit laminaire ou turbulente.

Or, en terme de mélanges, il existe deux extrêmes :

- la combustion prémélangée, au sein de laquelle carburant et comburant sont complètement mélangés avant d'entrer dans la chambre de combustion
- la combustion non prémélangée, pour laquelle comburant et carburant sont entièrement séparés.

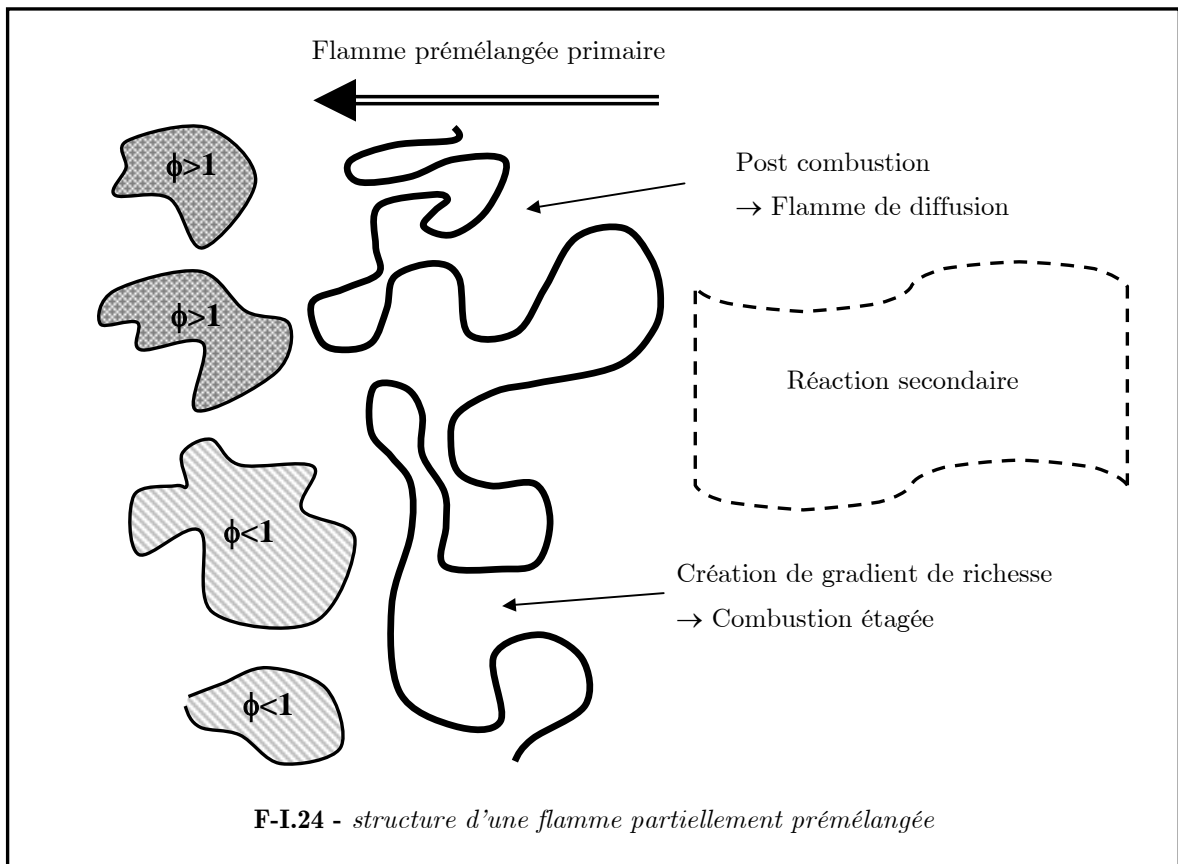
Ainsi, dans de nombreuses configurations réelles (moteur à charge stratifiée, turbine à gaz en prémélange pauvre...), la combustion se produit dans un milieu bien différent des ces deux cas classiques prémélangé et non prémélangé.

On parle alors de combustion partiellement prémélangée. Elle concerne tous les milieux réactifs où des hétérogénéités de richesse conduisent à des changements des grandeurs caractéristiques de la combustion.

Comme on peut le voir sur la figure I.24, il existe deux types de combustion partiellement prémélangée :

- **Mélange globalement riche** : combustion prémélangée avec la présence de post combustion. Cette dernière sera de diffusion.
- **Mélange globalement pauvre** : combustion stratifiée avec création de gradients de richesse. La flamme sera alors de type prémélangée avec une combustion du type étagée.

Les fluctuations de richesses créées par l'hétérogénéité du mélange vont avoir plusieurs effets. Les plus connus sont la modification de dégagement de chaleur [JIMENEZ, 2002], de la structure de la flamme : courbure, plissement, épaisseur [RUETCH, FERZIGER, 1996], de la propagation (notamment en dessous des limites d'inflammabilité)[RA, 1999 ; PIRES DA CRUZ, 2000] et l'existence d'un niveau d'hétérogénéité optimum pour la vitesse de flamme [CHO, 1993 ; ZHOU, 1998]



De nouvelles études doivent être réalisées afin de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans ce type de mélange, numériquement ou expérimentalement.

Nous allons présenter les résultats de quelques études existantes, en distinguant les gradients de richesse et les hétérogénéités.

I.6.1 Gradient de richesse spécifique à la combustion stratifiée

Les gradients de richesse peuvent être par nature positifs ou négatifs (ils sont aussi respectivement qualifiés de croissants ou décroissants).

De plus, le gradient peut être soit du type marche d'escalier ($\nabla\phi \rightarrow \infty$), soit suivre une variation très faible ($\nabla\phi \rightarrow 0$).

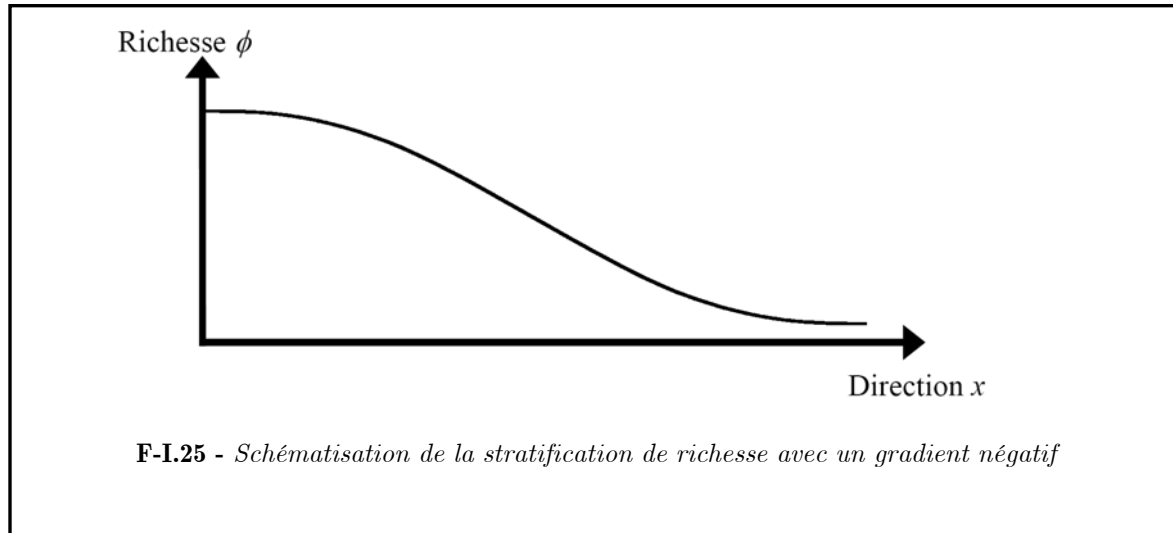
Le gradient de type décroissant (figure I.25) est le plus couramment rencontré dans de grands nombres d'applications où l'on cherche à augmenter les rendements et à diminuer les émissions polluantes.

Ce type de gradient de richesse permet de diminuer la richesse globale du milieu et de limiter ainsi la formation d'oxyde d'azote thermique (production proportionnelle à la température de la flamme). De même, la quantité d'imbrûlés est réduite, tout en gardant

une richesse locale proche de la stœchiométrie dans la zone d'allumage. La flamme se propage alors dans un milieu de richesse décroissante.

Ce gradient peut être créé de deux manières différentes.

La première consiste en un mélange combustible / comburant que l'on peut retrouver dans des moteurs à injection directe.



La deuxième consiste à créer différentes couches artificielles de richesse que l'on met en contact.

Pour ce faire, deux processus peuvent être utilisés :

- une simple membrane amovible
- un écoulement, compartimenté puis convecté dans un convergent unique.

Le gradient de richesse est alors produit par diffusion moléculaire.

I.6.1.1 Normal au front de flamme

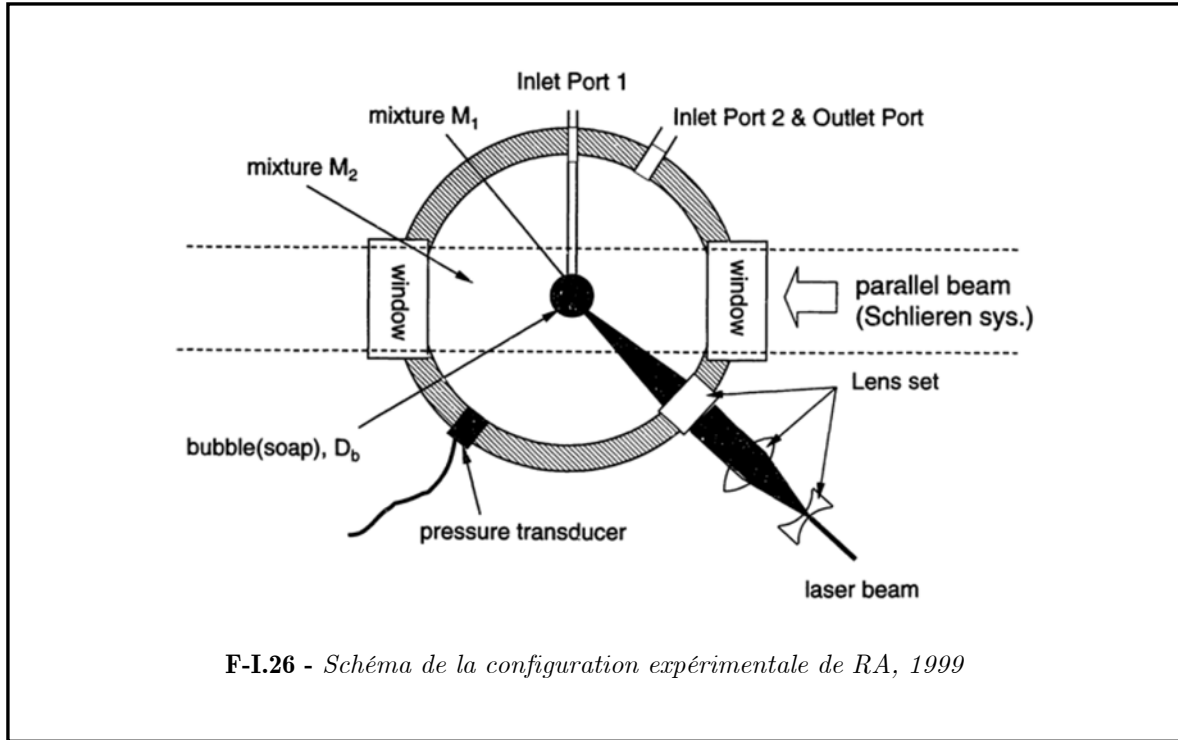
Les travaux expérimentaux de [RA, 1999] et numériques de [PIRES DA CRUZ, 2000] peuvent être notamment cités pour leur configuration relativement simplifiée.

En effet, Ra a étudié une flamme expérimentale méthane/air laminaire (figure I.26) se propageant d'un milieu riche ($1,3 < \phi < 1,6$) vers un milieu pauvre ($0,5 < \phi < 0,6$). Celle-ci se trouve dans une chambre à volume constant, où la charge est allumée par focalisation laser au centre de la chambre. Il a également simulé numériquement une flamme monodimensionnelle se propageant dans une stratification en créneau.

L'auteur souligne tout d'abord la présence d'un effet « mémoire » de la flamme, pouvant provenir d'une production importante de radicaux, de façon qu'une flamme initialement

située à une richesse proche de l'unité, puisse continuer à se propager dans une région où la richesse est bien plus pauvre.

Au final, cet effet valide l'extension des limites d'inflammabilité vers des valeurs plus pauvres.

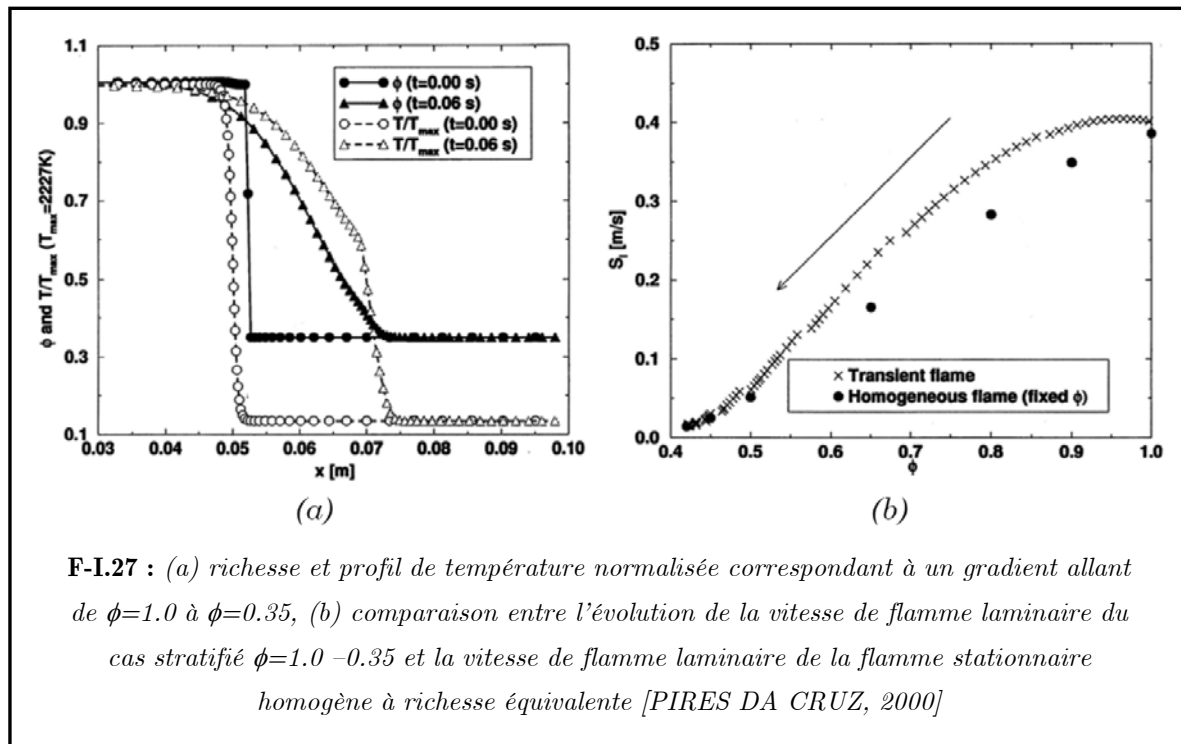


De plus, il apparaît que la vitesse de flamme est plus importante que celle d'une flamme homogène de richesse équivalente. La température élevée des gaz brûlés derrière le front de flamme, modifie son comportement lorsque le milieu devient pauvre, jouant un rôle dans le temps de relaxation et permettant ainsi de « soutenir » la combustion vers les zones les plus pauvres.

L'étude de Pires Da Cruz concerne également une flamme méthane/air monodimensionnelle se propageant dans un mélange méthane/air stratifié en utilisant une chimie complexe.

Ici, la flamme se propage vers un gradient décroissant ou croissant. Lors de la propagation avec un gradient décroissant, l'effet « mémoire » précédent a été aussi mis en évidence et il est également souligné l'importance de la température des gaz brûlés lorsque la flamme se propage vers un milieu pauvre (figure I.27).

Deux cas de figure ont été envisagés lors de l'étude avec les gradients positifs. Une propagation d'un milieu pauvre vers la stoechiométrie et celle de la stoechiométrie vers un milieu riche.



F-I.27 : (a) richesse et profil de température normalisée correspondant à un gradient allant de $\phi=1.0$ à $\phi=0.35$, (b) comparaison entre l'évolution de la vitesse de flamme laminaire du cas stratifié $\phi=1.0 - 0.35$ et la vitesse de flamme laminaire de la flamme stationnaire homogène à richesse équivalente [PIRES DA CRUZ, 2000]

Dans le premier cas, il a été observé que la vitesse de propagation de la flamme stratifiée est supérieure à celle de la flamme homogène de richesse équivalente à la richesse globale. Ce phénomène s'explique principalement par le préchauffage des gaz frais, tout comme dans le cas d'un gradient décroissant globalement pauvre.

La vitesse de propagation de la flamme semble être contrôlée par le taux de production et de consommation d'hydrogène moléculaire, dans le cas où le milieu est globalement riche. On constate alors par rapport à la flamme homogène une diminution de la vitesse de propagation de flamme.

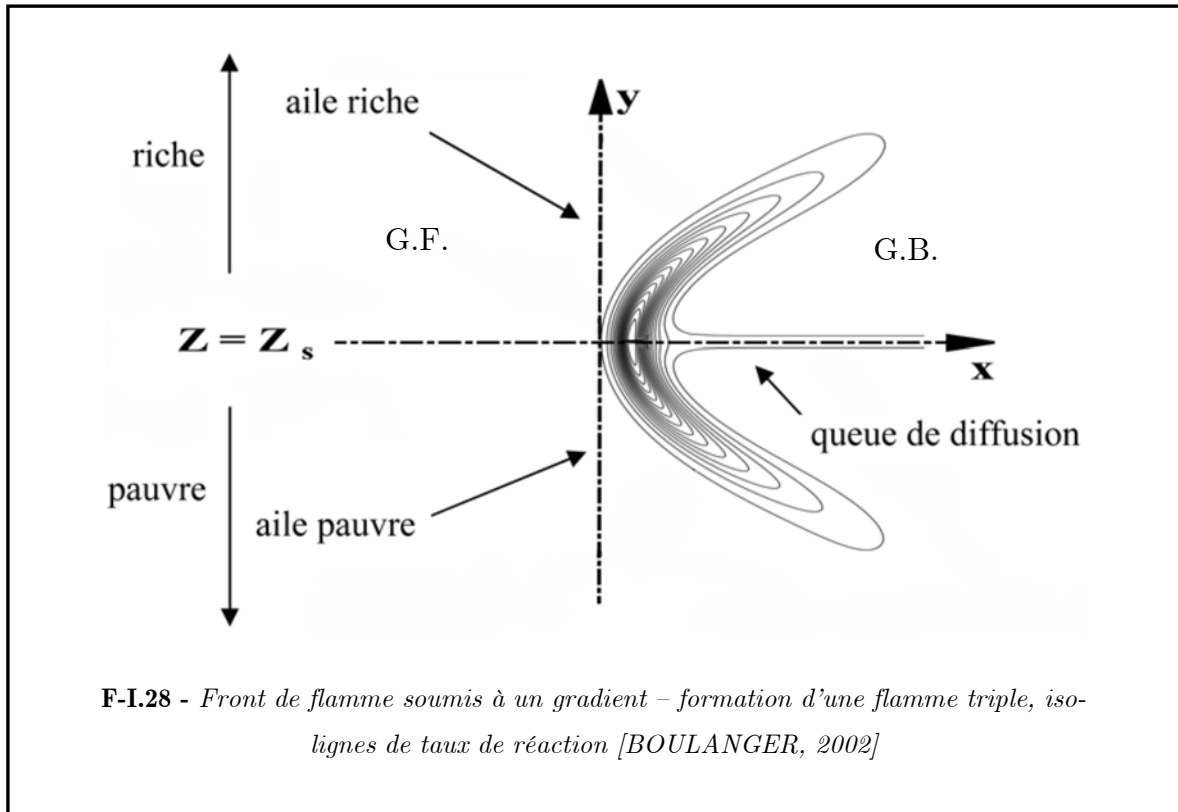
Finalement, dans une configuration de flamme à point d'arrêt de type méthane/air étirée avec une variation temporelle de richesse rapide (~ 10 ms), [MARZOUK, 2000] montre l'importance des gradients de richesse sur le processus, le taux et la zone de combustion ainsi que sur l'extension du domaine de flammabilité pour les faibles richesses. Marzouk souligne ici l'effet de « soutien » de la flamme amont, plus riche, alimentant la flamme aval et servant ainsi de réservoir thermique et radicalaire.

I.6.1.2 Parallèle au front de flamme

Nous venons de voir le comportement d'une flamme face à un gradient normal au front de flamme. Dans cette partie, nous allons évoquer le cas d'une flamme laminaire se propageant parallèlement à la stratification.

[BOULANGER, 2002] présente un front de flamme prémélangée initialement à la stœchiométrie et perturbé par l'apparition d'un gradient de mélange (figure I.28).

La vitesse optimale de propagation d'une flamme laminaire prémélangée étant à la stœchiométrie, on voit donc apparaître une vitesse de propagation inférieure de part et d'autre de la ligne de stœchiométrie, entraînant directement une courbure du front de flamme.



Les imbrûlés de la branche riche et l'excédant de comburant dans la zone pauvre conduisent à une zone de post combustion située en aval du front de flamme, qui dans certaines conditions et pour un gradient de richesse important, s'établit en queue de combustion de diffusion secondaire derrière le front de flamme (figure I.28). Ce type de configuration est plus connu sous le nom de flamme triple.

Cette forme particulière a été observé pour la première fois par [PHILLIPS, 1965] et a fait l'objet d'études, tant numériques [VERVISH, 1996] qu'expérimentales [KIONI, 1993] et analytiques [HARTLEY, 1991].

I.6.2 Influence de la nature du champ scalaire

I.6.2.1 L'échelle du scalaire

[JIMENEZ, 2002] a étudié en DNS, l'effet des échelles de mélange pour une richesse moyenne globale constante et pauvre de 0.6, en comparant le comportement d'un mélange propane/air à grande échelle à celui d'un mélange propane/air à petite échelle.

Dans les deux cas, le plissement de la flamme subsiste alors que la quantité de plissements du front de flamme produits par les inhomogénéités dépend de leur taille. En effet, les poches inhomogènes de taille supérieure à la taille caractéristique de la flamme (δ_L), déforment le front de flamme tandis que des poches plus petites ne produiront pas de déformations.

Dans ce cas, la diffusion moléculaire et le mélange turbulent (agissant dans les gaz frais) homogénéisent le mélange. Ils rendent les échelles de mélange plus petites qu'initialement, expliquant la faible déformation du front de flamme.

L'auteur montre également que le dégagement total de chaleur de la flamme, à grande échelle, est plus important. La quantité de chaleur dégagée reste toujours plus forte pour les grandes échelles lors de l'évolution temporelle et quelque soit le temps de propagation. Alors que pour les plus petites échelles et des temps de propagation plus longs, le taux de dégagement de chaleur est plus petit que le cas homogène.

De plus, il montre que dans la plupart des cas, la présence d'inhomogénéités de richesse provoque une augmentation de la densité de surface de flamme par rapport au cas homogène équivalent.

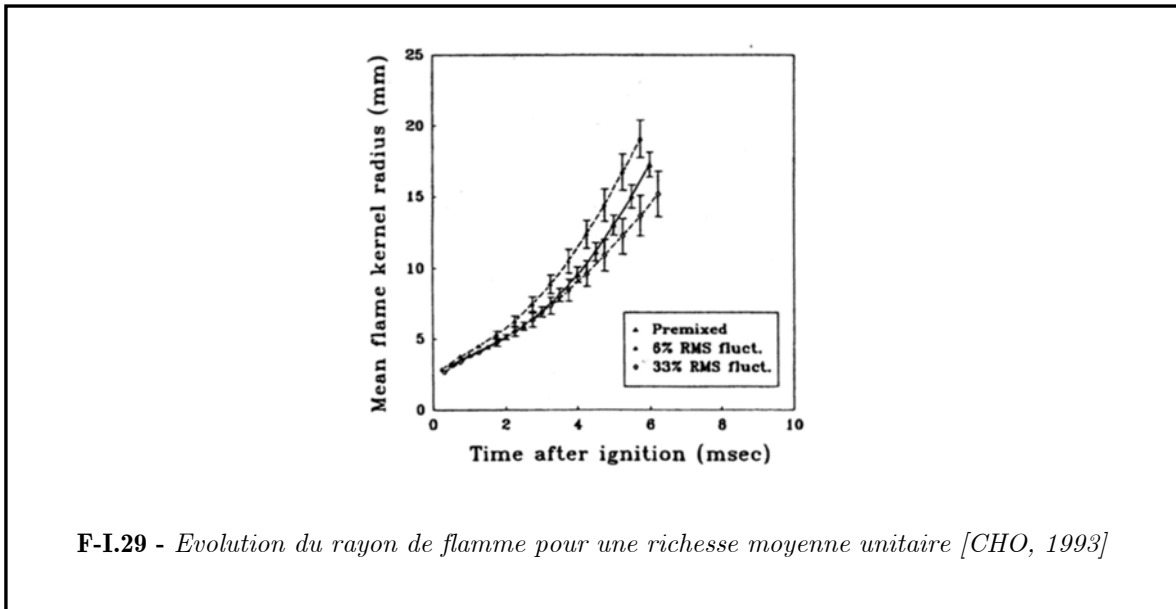
Une forte dépendance à la distribution spatiale de ces inhomogénéités a aussi été observée. Ces études numériques ont par ailleurs montré que du point de vue de sa structure, la combustion était « étagée », c'est-à-dire que la conversion des réactifs en produits se faisait en deux étapes.

I.6.2.2 Les fluctuations du scalaire

[ZHOU, 1998] et [CHO, 1993] ont étudié les conséquences de la variation des fluctuations de mélange propane/air pour une intensité de turbulence, une richesse globale moyenne et une échelle fixe (turbulence de grille).

Les flammes se propagent dans un milieu à richesse moyenne unitaire, mais présentant des variations plus ou moins importantes. Zhou et Cho montrent que les fluctuations du

mélange plissent le front de flamme et le déforment comparativement au cas homogène sphérique. Ils remarquent de plus que la quantité de plissements augmente avec le degré d'inhomogénéité de mélange [ZHOU, 1998 ; CHO, 1993]. La vitesse de flamme diminue avec l'augmentation des inhomogénéités (figure I.29)

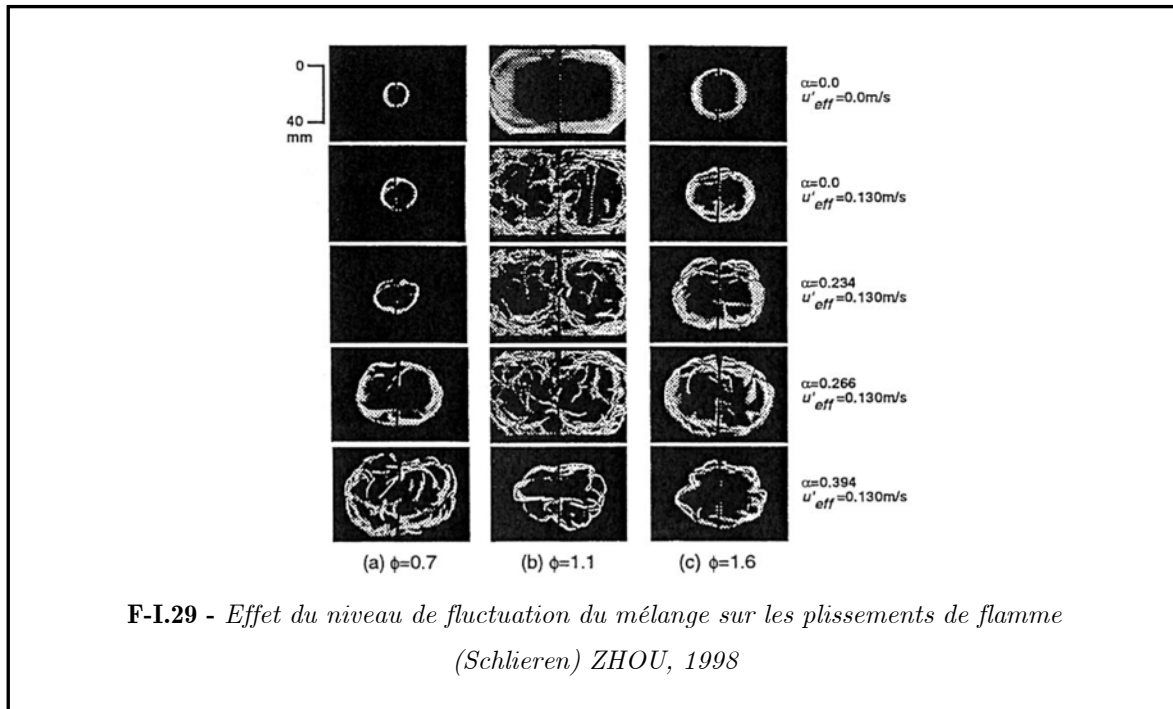


Le degré d'inhomogénéité de mélange est mis en relief sur la figure I.30. On peut remarquer sur cette figure que, pour une richesse et un taux de turbulence fixes, l'allure générale du front de flamme est de plus en plus plissée.

Ils ont remarqué également que plus le taux de fluctuations est important, plus il existe des ratés d'allumage, montrant la contribution majeure des inhomogénéités dans les variations cycliques de combustion des moteurs à injection directe essence [CHO, 1993].

En outre, Zhou a observé que la vitesse de propagation devient plus grande, avec une augmentation du degré d'hétérogénéité, que dans le milieu homogène à même richesse moyenne. Il a alors déterminé une distribution de mélange hétérogène optimale où la vitesse de propagation est maximale (figure I.30) et ceci quelle que soit la richesse moyenne.

Néanmoins, la valeur du degré d'hétérogénéité pour une propagation de flamme optimale varie selon la richesse moyenne.

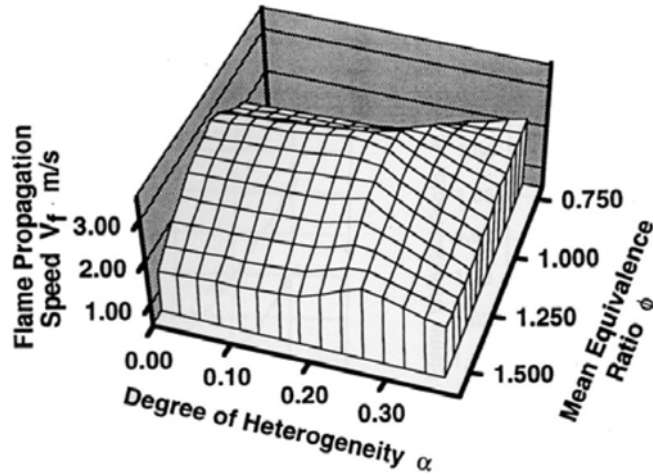


En effet, les variations locales de richesse, créant une forte différence locale de vitesse de combustion, induisent une turbulence rendant la vitesse de propagation totale de la flamme plus importante que dans le cas homogène.

Néanmoins, lorsque les hétérogénéités sont trop fortes, des zones d'extinction locale peuvent apparaître, réduisant ainsi la vitesse de propagation de la flamme.

Il existe alors un niveau optimal d'hétérogénéité, pour chaque richesse moyenne, donnant le maximum de dégagement de chaleur pour une quantité de comburant et de carburant [ZHOU, 1998].

Effectivement, la figure I.29 montre bien, pour un niveau de turbulence fixe, une combinaison optimale entre distribution de mélange et richesse totale, permettant d'obtenir une plus grande propagation de flamme. [SAMSON, 2002] a pu également observer ce phénomène.



F-I.30 Variations de la vitesse de propagation pour différentes richesses moyennes et degrés d'hétérogénéités [ZHOU, 1998]

I.6.2.3 Contribution de la turbulence

L'étude de la turbulence permet de voir son rôle dans le comportement des flammes stratifiées. En effet, certains auteurs comme [HELIE, 1998] montrent que pour une turbulence homogène et isotrope, possédant des échelles de turbulences très supérieures à l'épaisseur de flamme laminaire, le plissement de la flamme va être essentiellement contrôlé par la turbulence. Les fluctuations de richesse n'auront qu'une influence sur le dégagement de chaleur.

D'autres comme [ZHOU, 1998] montrent que, au contraire la turbulence va s'ajouter à l'effet des hétérogénéités.

Cette différence de comportement a pu être observée par des études plus récentes.

En effet, [SAMSON, 2002] montre que l'hétérogénéité de richesse a pour effet de diminuer le plissement de la flamme alors que [GALIZZI, 2006] prouve que la présence d'hétérogénéité de richesse augmente le plissement de la flamme. Néanmoins cette différence est à considérer avec précaution. En effet, les configurations expérimentales sont différentes, induisant des échelles de fluctuations de ϕ et de u' .

Le comportement des flammes stratifiées en milieu turbulent est encore mal connu et mène souvent à des contradictions. Il est donc nécessaire d'approfondir nos connaissances dans ce domaine.

I.7 Modèles de combustion partiellement prémélangée

Dans le cas des modèles de PDF présumés, les modèles de flammes de prémélange et de diffusion sont introduits séparément, et des suppositions doivent être faites afin de déterminer la proportion de chaque mode de combustion dans toute la flamme [VERVISCH, 2004]. Il est donc nécessaire de trouver un modèle qui permet de « capturer » les flammes de prémélange et de diffusion.

I.7.1 Hétérogénéités de richesse dans les équations de transport

L'analyse des flammes partiellement prémélangées fait ressortir deux variables scalaires importantes qui sont la fraction de mélange \mathbf{Z} et la variable de progrès \mathbf{c} . Ceci mène donc aux équations suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i Z) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial}{\partial x_i} Z \right) \\ \frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i Y_k) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial}{\partial x_i} Y_k \right) + \dot{\omega}_k\end{aligned}\tag{I.71}$$

Il est clair que ces équations sont « universelles » et s'appliquent aux différents types de combustion.

Comme pour la combustion prémélangée, on peut définir une variable d'avancement de la réaction qui s'écrit de façon générale :

$$Y_k(x_i, t) = Y_k(c(x_i, t), Z(x_i, t))\tag{I.72}$$

Cette variable de progrès varie de façon continue dans les gaz frais et les gaz brûlés et permet de caractériser à la fois les flammes de diffusion et de prémélange.

En remplaçant Y_k par l'équation I.72, de façon à écrire une équation de transport pour \mathbf{c} , on obtient des termes supplémentaires, comme [BRAY, 2005] :

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u c) = \nabla \cdot (\rho D \nabla c) + \frac{1}{\partial Y_k / \partial c} \times \left[\dot{\omega} + \frac{\partial^2 Y_k}{\partial c^2} \rho \chi_c + \frac{\partial^2 Y_k}{\partial Z^2} \rho \chi_Z + \frac{\partial^2 Y_k}{\partial c \partial Z} \rho \chi_{c,Z} \right]$$

I.73

Par rapport à la formulation du cas parfaitement prémélangé, on voit apparaître trois termes supplémentaires.

Les deux premiers termes contiennent la dissipation de la variable de progrès et de la fraction de mélange alors que le troisième terme représente le terme de dissipation croisée qui tient compte des variations de la fraction de mélange à la traversée d'une flammelette partiellement prémélangée.

On peut définir une variable d'avancement basée sur la fraction massique du combustible telle que :

$$c \equiv \frac{Y_F^{mélange} - Y_F}{Y_F^{mélange} - Y_F^{équilibre}} = \frac{ZY_{F,0} - Y_F}{ZY_{F,0} - \max\left(0, \frac{Z - Z_{st}}{1 - Z_{st}}\right) Y_{F,0}} \quad \text{I.74}$$

Si l'on considère maintenant le cas particulier de la combustion stratifiée globalement pauvre, l'équation I.73 peut alors se simplifier et se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u c) = \nabla \cdot (\rho D \nabla c) + \dot{w}_c + A(x, t) - B(x, t) \quad \text{I.75}$$

avec A et B :

$$A(x, t) = \frac{2[Y_{F0} - dY_F^{Eq} / dZ]}{Y_{F0}Z - Y_F^{Eq}(Z)} \rho \chi_{Z,c} \quad \text{I.76}$$

$$B(x, t) = \frac{c}{Y_{F0}Z - Y_F^{Eq}(Z)} \frac{d^2 Y_F^{Eq}}{dZ^2} \rho \chi_Z$$

Il en découle que le scalaire moyen $\langle \chi_F \rangle$, contient la contribution à la fois du mélange turbulent non réactif et des gradients à l'intérieur de la flammelette. D'autre part, $\langle \chi_c \rangle$ est la seule variable à représenter les gradients dans la zone de réaction, et doit être plus facile à modéliser.

On peut donc relier $\langle \chi_F \rangle$ à c et Z ce qui donne :

$$\begin{aligned} \chi_F &= \left[Y_{F0}(1-c) + c.d Y_F^{Eq} \right]^2 \chi_Z \\ &+ \left[Y_{F0}Z + Y_F^{Eq} \right]^2 \chi_c \\ &- 2 \left[Y_{F0}(1-c) + c.d Y_F^{Eq} \right] \cdot \left[Y_{F0}Z + Y_F^{Eq} \right] \chi_{Z,c} \end{aligned} \quad \mathbf{I.77}$$

Cette équation réintroduit les termes de dissipation χ_c et $\chi_{Z,c}$, ce qui permet à [BRAY,2005] de conclure que ces termes de dissipation sont difficilement évitables si l'on veut une description complète de l'écoulement.

Il est vrai dans certaines circonstances où, bien que pas strictement égales à zéro, les valeurs moyennes de A et B sont suffisamment petites pour être négligées. L'équation suivante montre alors que $\chi_{Z,c}(x, t)$ est proportionnel au produit $n_Z.n_c$, qui peut être soit négatif soit positif. Ainsi, il est possible que les valeurs moyennes soient proches de zéro.

$$\begin{aligned} \chi_{Z,c}(x, t) &= D n_Z.n_c |\nabla Z| |\nabla c| \\ &= n_Z.n_c (\chi_Z \chi_c)^{1/2} \end{aligned} \quad \mathbf{I.78}$$

L'équation I.72 peut se mettre sous la forme propagative. En effet, la vitesse de déplacement d » une iso-surface de c dans un prémélange à richesse variable pour un milieu pauvre fait apparaître une contribution supplémentaire à la vitesse de déplacement du front de flamme sous la forme $-2D/Zn.grad(Z)$:

$$S_d = \frac{1}{\rho |\nabla c|} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial}{\partial x_i} \right) + \rho \dot{\omega}_c \right] - \frac{2D}{Z} n \cdot \nabla Z \quad \mathbf{I.79}$$

I.7.2 Modèle de Bray Moss Libby dilué

La généralisation des modèles de combustion prémélangée au cas d'une richesse variable, comme on la rencontre dans le cas stratifié, pose de réels problèmes. Les modèles qui décrivent la combustion diluée ou stratifiée sont essentiellement des modèles de flammelettes qui supposent que pour l'ensemble des portions, y compris les plus pauvres et les plus riches, les temps caractéristiques chimiques restent suffisamment faibles pour que l'hypothèse de flammelettes reste valable.

On peut donc s'intéresser au modèle BML dilué.

L'état gaz frais est défini de la façon suivante :

$$E^u(Z) = \begin{pmatrix} Y_F^u = ZY_F^0 \\ Y_P^u = 0 \\ Y_{O_2}^u = 1 - ZY_F^0 \end{pmatrix} \quad \text{I.80}$$

Où Z est la fraction de mélange.

L'état gaz brûlés est défini de la façon suivante :

$$E^b(Z) = \begin{pmatrix} Y_F^b = 0 \\ Y_P^b = (Y_F^0 / Y_F^{st}) Z \\ Y_{O_2}^b = 1 - (Y_F^0 / Y_F^{st}) Z \end{pmatrix} \quad \text{I.81}$$

Dans ces expressions, la définition de la fraction de mélange Z employée n'est pas celle conventionnelle.

En effet, en ce qui nous concerne, nous avons choisi la définition habituelle lorsqu'on s'intéresse aux flammes de diffusion, c'est-à-dire que la fraction de mélange Z employée varie de zéro dans la forme oxydante disponible (en général l'air) à l'unité dans le fuel pur.

Le rapport d'équivalence local est alors défini par :

$$\phi(x) = Z(x)\phi_e \frac{1 - Y_F^{\max}}{1 - Y_F^{\max} Z(x)} \quad \text{I.82}$$

Une variable d'avancement est définie comme suit :

$$c = \frac{Y_P}{Y_P^{eq}(Z)} \quad \text{I.83}$$

La pdf jointe $P(c,Z)$ est présumée de la façon suivante :

$$P(c, Z) = \alpha\delta(c)P_u(Z) + \beta\delta(1-c)P_b(Z) + \gamma F(c, Z)H(Z - Z_l) + \gamma_m F_m(c, Z)(1 - H(Z - Z_l))$$

I.84

$P_u(Z)$ et $P_b(Z)$ représentent respectivement les distributions de fraction de mélange dans les gaz frais et les gaz brûlés. $F(c,Z)$ et $F_m(c,Z)$ sont les distributions à l'intérieur des flammelettes et dans les zones de mélange entre gaz frais et gaz brûlés. F_l représente la limite inférieure d'extinction du mélange frais.

On suppose que la contribution du mélange entre les gaz frais et gaz brûlés, qui correspond à une variation continue de c entre 0 et 1, a une influence négligeable sur la forme de la pdf jointe $P(c,Z)$. Cela revient à dire que $\gamma_m \ll 1$.

De plus, la combustion est supposée se produire seulement dans des fronts de réaction infiniment minces, c'est-à-dire que, malgré la dilution, l'hypothèse de flammelette est employée et γ est supposé négligeable.

Ces approximations permettent de traiter de la variable d'avancement comme une variable binaire. Les effets de la dilution n'apparaissent donc plus qu'à travers les distributions de fraction de mélange dans les gaz frais et les gaz brûlés $P_u(Z)$ et $P_b(Z)$.

La masse volumique moyenne et la variable d'avancement moyenne sont définies par :

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{\bar{\rho}_b}{1 + \tilde{\tau}\tilde{c}} \\ \bar{c} &= \frac{(1 + \tilde{\tau})\tilde{c}}{1 + \tilde{\tau}\tilde{c}} \end{aligned} \tag{I.85}$$

où $\tilde{\tau}$ est le taux de dégagement de chaleur moyen. L'équation d'état s'écrit :

$$\bar{\rho}\tilde{T} = \bar{\rho}_u\tilde{T}_u = \bar{\rho}_b\tilde{T}_b = \rho_\infty T_\infty \tag{I.86}$$

avec ∞ correspondant à l'air ambiant. On suppose que les nombres de Lewis sont égaux à un.

Une température réduite est définie comme suit :

$$\zeta = \frac{T - T_0}{T_0^b - T_0} = cZ + \zeta^\infty (1 - Z) \quad \text{I.87}$$

ζ s'identifie donc à la variable d'avancement de la réaction lorsqu'on se situe dans le prémélange injecté.

On en déduit que :

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_u &= \frac{\rho_e}{1 + \tau_e \zeta^\infty (1 - \tilde{Z}_u)} \\ \bar{\rho}_b &= \frac{\rho_e}{1 + \tau_e \zeta^\infty + \tau_e (1 - \zeta^\infty) \tilde{Z}_b} \end{aligned} \quad \text{I.88}$$

$\tau_e = (T_{ad}^0 - T_0)/T_0$ est le paramètre de dégagement de chaleur associé au prémélange injecté.

A partir de l'équation I.87, en supposant que l'essentiel des fluctuations de Z se produisent dans les gaz frais ou brûlés, que l'essentiel de celles de c ont lieu dans les flammelettes, et que c et Z sont statistiquement indépendantes, on montre que :

$$\tilde{Z}_u = \tilde{Z}_b = \tilde{Z} \quad \text{I.89}$$

Le paramètre de dégagement de chaleur moyen s'écrit donc : $\tilde{\tau} = \tau_e Z / (1 + \tau_e \zeta^\infty (1 - Z))$

La température des réactifs frais étant proche de celle de l'air de dilution, $\zeta^\infty \approx 0$ et $\bar{\rho}_u = \rho_u = \rho_e$ et $\tilde{\tau} \approx \tau_e \tilde{Z}$.

En ce qui concerne le terme source moyen, il peut alors s'écrire sous une forme dite BML temporelle, faisant intervenir le temps caractéristique \hat{T} :

$$\bar{w}_c = \bar{c}(1 - \bar{c}) \int_{f_{\min}}^1 \frac{g w_F}{\hat{T}} P_u(Z) dZ \quad \text{I.90}$$

Dans la formulation BCL (Bray Champion Libby) isenthalpe, un nombre de Damkhöler D_T et un taux d'étirement global a sont introduits :

$$\frac{gw_F}{\hat{T}} = \rho_u a D_T \quad \text{et} \quad \bar{w}_c = \eta \bar{w}_{is} \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{1}{\bar{\rho}_u} \int_{f_{\min}}^1 \rho_u P_u(f) dZ \quad \mathbf{I.91}$$

et avec $\bar{w}_{is} = \bar{\rho}_u a D_T \bar{c} (1 - \bar{c})$

Par ailleurs, l'équation de transport de c doit être résolue :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i c}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{S_c} \frac{\partial c}{\partial x_i} \right) + \bar{w}_c + 2 \frac{\mu}{Z S_c} \frac{\partial c}{\partial x_i} \frac{\partial Z}{\partial x_i} \quad \mathbf{I.92}$$

Le dernier terme apparaissant dans cette équation est négligé au même titre qu'on néglige dans l'expression de la pdf jointe. Une autre formulation, couplant le modèle BML avec le modèle ITNFS comme cela a été proposé par [BAILLY, 1996], est aussi employée par [CHAMPION, 1998].

Par ailleurs, comme on l'a souligné dans la première partie, des travaux plus récents effectués par [BIGOT, 2000] ont mené à la résolution d'une équation modélisée pour $\widetilde{c''Z''}$, comme l'a proposé [BORGHI, 1978] ce qui évite de recourir à l'hypothèse d'indépendance.

En fait, cette hypothèse reste utilisée dans l'expression du terme source, c'est-à-dire qu'on reste dans le cadre d'une hypothèse de flammelettes suffisamment forte, de sorte que lorsqu'il y a combustion, la variable d'avancement c évolue de 0 à 1, à Z constante.

Le calcul de $\widetilde{c''Z''}$ permet en revanche de traiter le cas du mélange sans combustion, qui peut se produire lorsque la richesse est assez faible et que les gaz frais ne s'enflamment pas au contact des gaz brûlés.

I.7.3 Modèle de type Pdf (LW-P)

Une première étape a été introduite par [LIBBY, 2000], qui propose un modèle basé sur une thermochimie liée à deux variables indépendantes, qui sont la fraction massique de fuel : Y_F et la fraction de mélange Z, et à une fonction de densité de probabilité (PDF) faite de deux fonctions de Dirac de ces deux scalaires.

Cette idée a été développée plus tard par [RIBERT, 2004] qui présente une fermeture simple basée sur l'utilisation des équations d'équilibre pour la moyenne et la variance des deux scalaires caractéristiques.

Le principal avantage de ce modèle, nommé LW-P, est qu'il ne requière pas l'utilisation d'équations pour des moments plus importants. Cette application de deux géométries différentes impliquant la combustion partiellement prémélangée ou non adiabatique a été amenée par [RIBERT, 2004] : (i) une couche de cisaillement réactive stabilisée par un écoulement parallèle provenant des produits de combustion et une chambre de combustion remplie de deux écoulements de réactifs prémélangés avec une richesse différente. Une solution alternative de LW-P a été proposée par [CHAMPION, 2003] afin de décrire un nouveau modèle applicable dans le cas particulier des flammes turbulentes non adiabatiques. Dans ce modèle, la fermeture est faite en utilisant une équation du troisième ordre de la fraction de mélange.

Considérons un mélange fuel air avec une richesse variable. La chimie est considérée comme étant à une seule étape et l'écoulement comme adiabatique. La fraction massique et la température de toutes les espèces sont considérées comme fonction des deux grandeurs caractéristiques : la fraction massique de fuel Y_F et la fraction de mélange ξ [LIBBY, 2000]. Où Z est définie comme :

$$Z = \frac{(Y_{N_2} - Y_{N_2}^{\min})}{(Y_{N_2}^{\max} - Y_{N_2}^{\min})} \quad \mathbf{I.93}$$

où Y_{N_2} est la fraction massique de l'azote et les indices min et max correspondent respectivement à l'air pur et au fuel.

Dans un premier temps, suivant [LIBBY, 2000], la PDF jointe de Y_F et de ξ est supposée faite de deux fonctions de Dirac :

$$\tilde{P}(Z, Y_F) = \alpha \delta(Y_F - Y_{F1}) \delta(Z - Z_1) + (1 - \alpha) \delta(Y_F - Y_{F2}) \delta(Z - Z_2) \quad \mathbf{I.94}$$

Dans un deuxième temps, on considère une PDF jointe de quatre fonctions de Dirac :

$$\tilde{P}(Z, Y_F) = \alpha \tilde{P}_1(Y_F) \delta(Z - Z_1) + (1 - \alpha) \tilde{P}_2(Y_F) \delta(Z - Z_2) \quad \mathbf{I.95}$$

où \tilde{P}_1 et \tilde{P}_2 sont les deux PDF conditionnées à $Z=Z_1$ et $Z=Z_2$:

$$\begin{aligned}\tilde{P}_1 &= \beta\delta(Y_F - Y_{F11}) + (1 - \beta)\delta(Y_F - Y_{F12}) \\ \tilde{P}_2 &= \gamma\delta(Y_F - Y_{F21}) + (1 - \gamma)\delta(Y_F - Y_{F22})\end{aligned}\tag{I.96}$$

En utilisant consécutivement les équations I.93 et I.94, la consommation moyenne de fuel Y_F peut être calculée selon l'intégrale suivante :

$$\bar{w} = \bar{\rho} \int \int_D \frac{w(Z, Y_F)}{\rho(Z, Y_F)} \tilde{P}(Z, Y_F) dZ dY_F\tag{I.97}$$

Où D est le domaine de définition de la PDF. La loi d'Arrhenius à une étape pour la consommation instantanée de fuel s'écrit :

$$w = \rho(Z, Y_F) B Y_F Y_{O_2}(Z, Y_F) e^{(-T_a/T(Z, Y_F))}\tag{I.98}$$

Où T_a est la température d'activation et B le facteur pré-exponentiel de la consommation de fuel définissant une échelle de temps chimique caractéristique : $\tau_{chem} = B^{-1}$.

Un tel ajustement de la valeur de B résulte de l'utilisation d'une réaction à une étape globale, mais ceci peut être limité par l'utilisation d'une chimie complexe tabulée, comme a pu le démontrer [RIBERT, 2005] pour des situations plus simples de réactions parfaitement prémélangées.

Ainsi l'équation I.96 mène à une expression simple du taux de réaction moyen :

$$w = \rho B \left[\begin{aligned} &\alpha Y_{F1} Y_{O_2}(Z_1, Y_{F1}) e^{(-T_a/T(Z_1, Y_{F1}))} \\ &+ (1 - \alpha) Y_{F2} Y_{O_2}(Z_2, Y_{F2}) e^{(-T_a/T(Z_2, Y_{F2}))} \end{aligned} \right]\tag{I.99}$$

Alors que l'utilisation des équation I.94 et I.96 mène à :

$$w = \rho B \left[\begin{array}{l} \alpha \left(\begin{array}{l} \beta \quad Y_{F11} Y_{O_2}(Z_1, Y_{F11}) e^{\left(-T_a/T(Z_1, Y_{F11})\right)} \\ + (1 - \beta) Y_{F12} Y_{O_2}(Z_2, Y_{F12}) e^{\left(-T_a/T(Z_2, Y_{F12})\right)} \end{array} \right) \\ + (1 - \alpha) \left(\begin{array}{l} \gamma \quad Y_{F21} Y_{O_2}(Z_1, Y_{F21}) e^{\left(-T_a/T(Z_1, Y_{F21})\right)} \\ + (1 - \gamma) Y_{F22} Y_{O_2}(Z_2, Y_{F22}) e^{\left(-T_a/T(Z_2, Y_{F22})\right)} \end{array} \right) \end{array} \right] \quad \mathbf{I.100}$$

Dans les équations précédentes, il est supposé que la fraction massique des espèces Y_i et la température dépendent seulement de Y_F et de Z comme l'a validé [LIBBY, 2000] dans le cas d'un écoulement à richesse variable mais avec des conditions adiabatiques.

Références Bibliographiques

ABDEL-GAYED R.G., BRADLEY D., HAMID M.N., and LEWIS M., “*Lewis number effects on turbulent premixed flames*”, Proc. 20th Symp. (Inter.) on Comb., The Combustion Institute, 505-512, 1984

ABDEL-GAYED R.G. and BRADLEY D., “*Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames*”, Combustion and Flame, 76 :215-218, 1989

ANDRAE J., BJÖRNBOM P., EDSBERG L., “*Numerical studies of wall effects with laminar methane flames*”, Combustion and Flame, 128:165-180, 2002

ASHURST W.M., PETERS N., and SMOOKE M.D., “*Numerical simulation of turbulent flames in three-dimensional turbulence*”, Comb. Science and Tech., 53:339-375, 1987.

BAILLY P., “*Contribution à l'étude de l'interaction turbulence-combustion à l'aide de modèle du second ordre*”, Thèse Université de POITIERS, 1996.

BATCHELOR G.K., TOWNSEND A.A., “*Decay of vorticity in isotropic turbulence*”, Proc. Roy. Soc. A, 190:534, 1947

BATCHELOR G.K., “*The theory of homogeneous turbulence*”, Ed. G.K.Batchelor and S.Goldstein, Cambridge University, New York, 1953

BERNIER D., “*Contrôle actif des instabilités de combustion dans les turbines à gaz bas-NOX*”, Thèse Ecole centrale PARIS, EM2C CNRS, 2001.

BIGOT P., “*Contribution à l'étude de la combustion des mélanges turbulents réactifs à richesse variable : application à la combustion stabilisée par un élargissement brusque*”, Thèse Université de POITIERS, 2000.

BILGER R.W., “*Conditional moment closure for turbulent reacting flow*”, Physics of fluids A, 5(2):436-444, 1993.

BORGHI R., MOREAU P., BONNIOT C., “*Prévisions théoriques d'une flamme prémélangée turbulente et à grande vitesse*”, la recherche aérospatiale, 3 :106-116, 1978.

BORGHI R., “*Mise au point sur la structure de flammes turbulentes*”, Journal de Chimie Physique, Onera, 81:361-370, 1984

BORGHI R. , DESTRIAU M., “*La combustion et les flammes*”, Editions Technip, 1995

BOSSCHAART K.J, DE GOEY L.P.H, “*The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method*”, combustion and flame, 136:261-269, 2004.

BOULANGER J., « *Caractérisation de l’extrémité d’une flamme de diffusion. Analyse asymptotique et simulation directe de la combustion partiellement prémélangée.* », Thèse, I.N.S.A. de Rouen, 2002.

BRADLEY D, GASKELL and GU, “*Burning velocities, Markstein lengths and flame quenching for spherical Methane/Air flame : a computational study*”, Combustion and flame, 104:176-198, 1996.

BRAY K.N.C., MOSS J.B., “A unified stastical model of the premixed turbulent flame”, Acta astronautica, 4:291-319, 1977.

BRAY K.N.C., “Turbulent flows with premixed reactants, turbulent reacting Flows”, Libby Paul A., Williams F.A. (Eds), Berlin, 1980

BRAY K.N.C., LIBBY P.A., MASUYA G. and MOSS J.B., Combustion Science and Technology, 25 :127–140, 1981.

BRAY K.N.C., CHAMPION M. and LIBBY P.A., “*The Interaction between Turbulence and Chemistry in Premixed Turbulent Flames*”, Springer-Verlag, 1989, R. Borghi and S.N.B. Murthy ´edition, Lecture Notes in Engineering, 541–563, 1989.

BRAY K.N.C. and CANT R.S. “Some applications of Kolmogorov’s Turbulence Research in the Field of Combustion.” Proc. R. Soc. Lond, A 434:217–240, 1991.

BRAY K.N.C., “*The challenge of turbulent combustion*”, Proc. Comb. Institute, 26:1-26, 1996

BRAY K.N.C., DOMINGO P., VERVISCH L., “*Role of the progress variable in models for partially premixed turbulent combustion*”, Combustion and flame, 141:431-437, 2005.

BUSCHMANN A., DINCKELACKER F., SCHÄFER T., WOLFRUM J., "*Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion*", Proc. Comb. Institute, 26:437-445, 1996.

CANDEL S., POINSOT T., « *Flame stretch and the balance equation for the flame area* », Combustion science and technology, 70:1-15, 1990.

CHAMPION M., LIBBY P.A., "*The influence of a thermally active wall on premixed turbulent combustion*", Combustion Science and technology, 175:2015-2060, 2003.

CHAKRABORTY N, CANT S., "*Unsteady effects of strain rate and curvature on turbulent premixed flames in an inflow-outflow configuration*", Comb. and flame, 137:129-147, 2004.

CHEN Y.C., BILGER R., "Simultaneous 2-D Imaging measurements of reaction progress variable and OH radical concentration in turbulent premixed flames : Experimental methods and flame brush structure", Comb. Science and technology, 167:131-167, 2001

CHEN Y.C., BILGER R., "Simultaneous 2-D Imaging measurements of reaction progress variable and OH radical concentration in turbulent premixed flames : Instantaneous flame-front structure", Comb. Science and technology, 167:187-222, 2001

CHO Y.S, SANTAVICCA D.A., « *The effect of incomplete fuel-air mixing on spark-ignited flame kernel growth* », SAE 932715, 1993.

CLAVIN P, WILLIAMS F.A., "*Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flame in turbulent flows of large scales and low intensity*", Journal of fluid mechanics, 116: 251-282, 1982.

CLAVIN P., "Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows", Prog. in Energy and Comb. Science, 11:1-59, 1985

CLAVIN P, JOULAIN G, Lect. Notes Eng., 40 :213, 1989

COMTE-BELLOT G., CORRSIN S., "*The use of contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence*", Journal of fluid Mechanism, 25:657-682, 1966.

COMTE-BELLOT G., CORRSIN S., "*Simple Eulerian time correlation of full and narrow band velocity signals in grid-generated turbulence, 'isotropic' turbulence*", Journal of fluid Mechanism, 48:273-337, 1971.

COMTE-BELLOT G., “*Turbulence*”, cours de mécanique des fluides, Ecole Centrale LYON, 1982.

DARRIEUS G., “*Propagation d’un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de turbulence*”, Congrès de Mécanique Appliquée, Paris, 1945.

DE GOEY L.P.H., PLESSING T, HERMANNNS R.T.E., PETERS N, “*Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime*”, Proc. Comb. Institute, 30:859-866, 2004.

DOWDY D. R., SMITH D. B., and TAYLOR S. C., “*The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures*”, Proc. 23rd Symp. (Inter.) on Comb., The Combustion Institute, pp. 325-332, 1990

DRISCOLL J.F., SUTUKUS D.J., ROBERTS W.M.L., POST M.E. and GOSS L.P., “*The strain exerted by a vortex on a flame determined from velocity field images*”, Combustion Science Technology, 96:213-229, 1994.

DUROX D., PRUD’HOMME R., “*Behaviour of under parabolic flight conditions*”, VII European Symposium on “Materials and fluid Sciences in Microgravity”, ESA, Oxford University, 461, 1989.

FRANCOIS I., “*Etude expérimentale de l’interaction entre deux fronts de flammes laminaires prémélangées. Effet du nombre de Lewis*”, Thèse de l’Ecole Centrale Lyon, 1994

GALIZZI C., ESCUDIE D., “*Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow*”, combustion and flame, 145:621-634, 2006.

GOULDIN P., “*Combustion intensity and burning rate integral of premixed flames*”, Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 381-388, 1996

GU X.J., HAQ M.Z.,LAWES M.,WOOLLEY R., Combust.Flame 41:121, 2000

HARTLEY L., DOLD J., « *Flame propagation in a nonuniform mixture : analysis of a propagating triple-flame.* », Combustion Science and Technology 80:23-46, 1991.

HAWORTH D.C., and POINSOT T.J., “*Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames*”, J. Fluid Mech., 24:405-436, 1992

HÉLIE. J, TROUVÉ .A, « Turbulent flame propagation in partially premixed combustion », Proc. Symp. on Comb., 891-898, 1998.

JAROSINSKI J., “*The thickness of laminar flames*”, Combustion and Flame, 56:337–342, 1984

JIMÉNEZ C., HAWORTH D., POINSOT T., CUÉNOT B., BLINT R., « *Numerical simulation of combustion in a lean stratified propane-air mixture.* » In Proceedings of the summer program ,Center for Turbulence Research, 133–144, 2000.

KEE R.J., MILLER J.A., and JEFFERSON T.H., “*CHEMKIN: A General-Purpose, Problem-Independent, Transportable, Fortran Chemical Kinetics Code Package.*” Technical Report SAND80-8003, Sandia National Laboratories, 1980.

KIONI P., ROGG B., BRAY K.N.C., and LINAN A., « *Flame spread in laminar mixing layers :the triple flame.* » Combustion and Flame 95:276–290,1993.

KOLMOGOROV A.N., Comptes rendus de l’académie des sciences de l’URSS, 30:301-305, 31:531-540, 32 :16-18, 1941

KUO K., “*Principles of combustion*”, second edition, Wiley & Sons press, 2005.

KWON S., WU M.S., DRISCOLL J.F. and FAETH G.M., “Flame Surface Properties of Premixed Flames in Isotropic Turbulence : Measurements and Numerical simulations.” Combustion and Flame, 88:221–238, 1992

LAHAJAILY H., CHAMPION M., KARMED D., BRUEL P., “*Introduction of dilution in the BML model : Application to a stagnating turbulent flame*”, Combustion Science and technology, 135:153-173.

LANDAU L.D., “On the theory of slow combustion”, Acta Physicochimica URSS, Vol. 19, 1944

LAW C.K., SUNG C.J., “*Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets*”, Progress in Energy and Combustion Science, 26:459-505, 2000.

LIBBY P.A., WILLIAMS F.A., “*Presumed pdf analysis of partially premixed turbulent combustion*”, *Combustion Science and technology*, 161:351-390, 2001

LIPATNIKOV A.N., CHOMIAK J., “*Turbulent flame speed and thickness : phenomenology, Evaluation and application in multi-dimenssional simulation*”, *Prog. In Energy and Comb. Sci.*, 28:1-74, 2002

MARBLE F.E., FELTON P.G., BRACCO F.V., “*Fractals and turbulent premixed engine flames*”, *Combustion and flame*, 77:295-310, 1977

MARZOUK Y.M., GHONIEM A.F., NAJM H.N., « *Dynamic response of strained premixed flames to equivalence ratio gradients* », *Proc. 28th Symp. On Comb.*, 1859, 2000.

MATSUMOTO R., NAKAJIMA T., KIMOTO K., NODA S., MAEDA S., “*An experimental study on low frequency oscillation and flame generated turbulence in premixed/diffusion flames*”, *Combustion Science and Technology*, 27:103-111, 1982.

O’YOUNG F., BILGER R.W., “*Scalar gradient and related quantities in turbulent premixed flames*”, *Combustion and flame*, 109:682-700, 1997.

PETERS N., “*Laminar flamelet concepts in turbulent combustion*”, *Proc. Comb. Institute*, 21:1231-1250, 1986.

PETERS N., “*Fifteen lectures on laminar and turbulent combustion*”, ERCOFTAC summer school, Aachen Allemagne, 1992.

PETERS N., “*Turbulent combustion*”, Cambridge university press, 2000.

PHILIPS H., « *Flame in a buoyant methane layer* », *Proc. 10th Symp. On Comb.*, 1277, 1965.

PIRES DA CRUZ A., DEAN A.M., GREYDA J.M., « *A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane-air flames* », *Proc. 28th Symp. On Comb.*, 1925, 2000.

POINSOT T., VEYNANTE D., CANDEL S., “*Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation*”, *Proc. Comb. Institute*, 23:613-619, 1990.

POINSOT T., VEYNANTE D., CANDEL S., “*Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams*” , *Journal of fluid mechanics*, 288:561-606, 1991.

POINSOT T., ECHEKKI T., MUNGAL M.G., “*A study of the laminar flame tips and implications for premixed turbulent combustion*”, Combustion Science and Technology, 81:45-74, 1992.

POINSOT T., CANDEL S., TROUVE A., “*Application of direct numerical simulation to premixed turbulent combustion*”, Prog. In Energy and Comb. Science, 21:531-576, 1996.

POINSOT T., VEYNANTE D., “*Theoretical and Numerical Combustion*”, R.T. Edwards, 2001.

POPE S.B., CHENG W.K., “*Statistical calculations of spherical turbulent flames*”, Proc. Comb. Institute, 21:1473-1481, 1986.

POPE S.B., “*The evolution of surfaces in turbulence*”, International journal of engineering Science, 26:445-468, 1988.

RENOU B, BOUKHALFA M, PUECHBERTY D, and TRINITE M., “*Effects of stretch on the local structure of freely-propagating premixed low turbulent flames with various Lewis numbers*”, Proc. Comb. Institute, 27, 2A01, 1998.

RIBERT G., CHAMPION M, PLION P., “*Modelling turbulent reactive flows with variable equivalence ratio : application to the calculation of a reactive shear layer*”, Combustion Science and technology, 176:907-923, 2004.

RIBERT G., CHAMPION M, GICQUEL O., DARABIHA N., VEYNANTE D., “*Modelling nonadiabatic turbulent premixed reactive flows including tabulated chemistry*”, Combustion and flame, 141:271-280, 2005.

ROLON J.C., VEYNANTE D., MARTIN J.P., “*Counter jet stagnation flows*”, Exp. In Fluids, 11 :313-324, 1991

SAMSON E., “*Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu a richesse stratifiée*”, Thèse, INSA de ROUEN, 2002.

SUNG C.J., LIU J.B., LAX C.K., “*On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow*”, Combustion and flame, 106:168-183, 1996.

TOONG T.Y., SALANT R.F., STOPERFORD J.M. and ADERSON J.Y., “*Mechanism of combustion instability*”, Proc. Comb Institute, 10:1301-1313, 1965.

TROUVE A., POINSOT T., “ *The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion.*”, Journal of Fluid Mechanism, 278:1–31, 1994.

VAGELOPOULOS C.M., EGOLFOPOULOS F.N., Proc. Combust. Inst. 27, 513,1998

VAN MAAREN A., THUNG D.S., DE GOEY L.P.H., Combust. Sci. Technol. 96, 327, 1994.

VERVISH L., BIDEUAX E., BRAY K.N.C., KOLLMANN W., “*Surface density function in premixed turbulent combustion medelling, similarities between probability density function and flame and flame surface approach*”, Physic Fluids, A7:2596-2503, 1995.

VERVISCH L., DOMINGO P., « *Triple flames and partially premixed combustion in autoignition of nonpremixed turbulent mixtures.* » Proc. 26th Symp. On Comb., 233, 1996.

VERVISCH L., HAUGUEL R., DOMINGO P., RULLAUD M., Journal of turbulence, 5:1-36, 2004.

VEYNANTE D., “*Theoretical and experimental analysis of flame surface density models for turbulent combustion*”, Réunion commune des sections française et belge du combustion institute, Villeneuve d’ascq, 1997.

WILLIAMS F.A., “*Combustion Theory*”, Ed. Benjamin Cummings, Palo Alto, Second Edition, 1985

ZELDOVICH Ya.B., “*Structure and stability of steady laminar flame at moderaty large Reynolds numbers*”, Combustion and flame, 40:225-234, 1981.

ZHOU J., NISHIDA K., YOSHIZAKI T., HIROYASU H., « *Flame propagation characteristics in heterogeneous concentration distribution of fuel-air mixture.* » SAE Paper 982563, 1998.

Table des matières

Chapitre I	19
Combustion : prémélangée et partiellement prémélangée	19
I.1 Notions de flamme laminaire de prémélange	19
I.1.1 Vitesse de propagation de flamme laminaire	19
I.1.2 Epaisseur de flamme laminaire	22
I.2 Instabilités des flammes laminaires	26
I.2.1 Instabilités dues aux forces de gravité	26
I.2.2 Effet de la convection naturelle sur le battement du front de flamme	27
I.2.3 Effets de parois	27
I.2.4 Instabilités dues aux effets hydrodynamiques	28
I.2.5 Instabilités dues aux effets thermodiffusifs	30
I.3 Flamme Laminaire étirée	32
I.3.1 Etirement et Nombre Karlovitz laminaire	32
I.3.1.1 Flamme à point d'arrêt	36
I.3.1.2 Flamme sphérique	37
I.3.2 Vitesse de flamme, étirement et Nombre de Markstein	38
I.3.3 Epaisseur de flamme et étirement	40
I.4 Caractéristiques de la turbulence	44
I.4.1 Coefficient d'auto-corrélation et échelles intégrales	45
I.4.1.1 Echelle de Taylor λ	47
I.4.1.2 Echelle de Kolmogorov η_k	47
I.4.1.3 Autres échelles caractéristiques	48
I.4.2 Turbulence de grille et décroissance de la turbulence	49
I.5 Notion de flamme turbulente prémélangée	50
I.5.1 Vitesse de flamme turbulente	50
I.5.2 Les différents régimes de combustion turbulente prémélangée	51
I.5.2.1 Les flammes minces plissées	56
I.5.2.2 Les flammes plissées	57
I.5.2.3 les flammes épaissies	58

I.5.3	Modélisation de la combustion turbulente	58
I.5.3.1	Le Modèle Bray, Moss, Libby (BML)	59
I.5.3.2	Modèle à densité de surface de flamme	60
I.6	Flamme partiellement prémélangée	62
I.6.1	Gradient de richesse spécifique à la combustion stratifiée	63
I.6.1.1	Normal au front de flamme	64
I.6.1.2	Parallèle au front de flamme	66
I.6.2	Influence de la nature du champ scalaire	68
I.6.2.1	L'échelle du scalaire	68
I.6.2.2	Les fluctuations du scalaire	68
I.6.2.3	Contribution de la turbulence	71
I.7	Modèles de combustion partiellement prémélangée	72
I.7.1	Hétérogénéités de richesse dans les équations de transport	72
I.7.2	Modèle de Bray Moss Libby dilué	74
I.7.3	Modèle de type Pdf (LW-P)	78
	Références Bibliographiques	82
	Table des matières	90

Chapitre II

Dispositif expérimental

II.1 Banc de combustion

Le banc de mesure est une évolution de la soufflerie utilisé pour les travaux de thèse de E. SAMSON, ainsi que pour ceux de B. RENOUE et V. ERARD [SAMSON, 2002 ; RENOUE, 1999 ; ERARD, 1996].

Ce banc permet l'obtention d'un écoulement vertical, bidimensionnel et est adapté aux diagnostics optiques divers : A.D.L., tomographie Laser, P.I.V., P.L.I.F. sur acétone et diffusion Rayleigh. Il permet une approche paramétrique des caractéristiques de la turbulence et de la composition des gaz, de façon à étudier l'influence de chaque grandeur sur les propriétés de la flamme : structure locale, globale, vitesse, courbure, épaisseur.

II.1.1 Description de la soufflerie

Le banc de combustion utilisé dans cette étude est décrit de façon détaillée en figure II.1. L'alimentation en air est assurée par le réseau local d'air comprimé, sur lequel sont installés des filtres à particules en série (micronique et submicronique).

Un débitmètre massique permet de contrôler le débit d'air afin de réunir des conditions initiales identiques à celles utilisées lors de la thèse d'E. SAMSON, permettant d'obtenir, en sortie d'installation, des vitesses d'écoulement de 4 m/s.

Un tube de diamètre interne de 10 mm et de longueur 1.5 m relie le débitmètre à la base de la soufflerie. Au début de ce celui-ci est placé un injecteur de gaz combustible afin d'augmenter le temps de mélange entre combustible et air, aboutissant ainsi à un prémélange homogène.

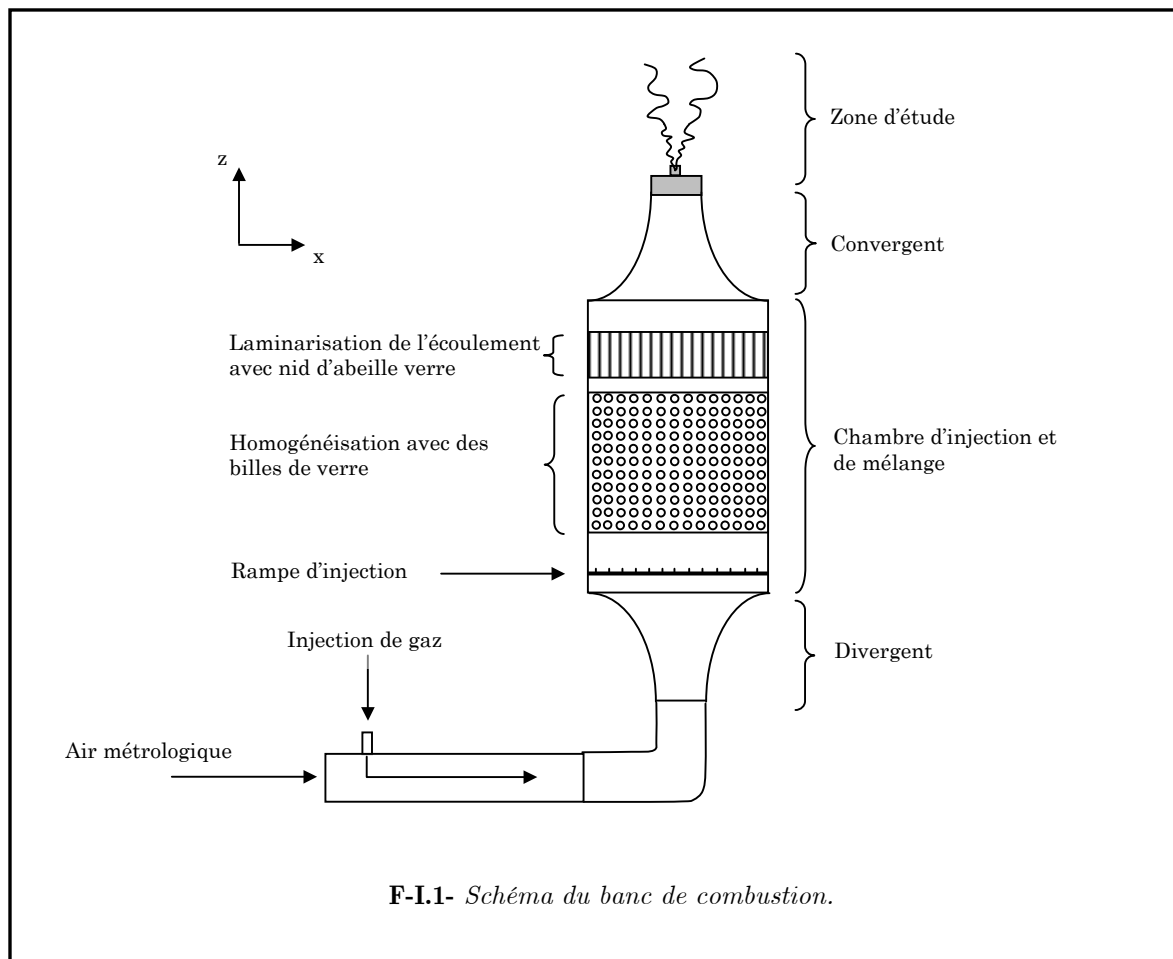
Enfin, un divergent de section carrée (base 10x10 cm², hauteur 70 cm et sortie 26x26 cm²) est placé après le coude.

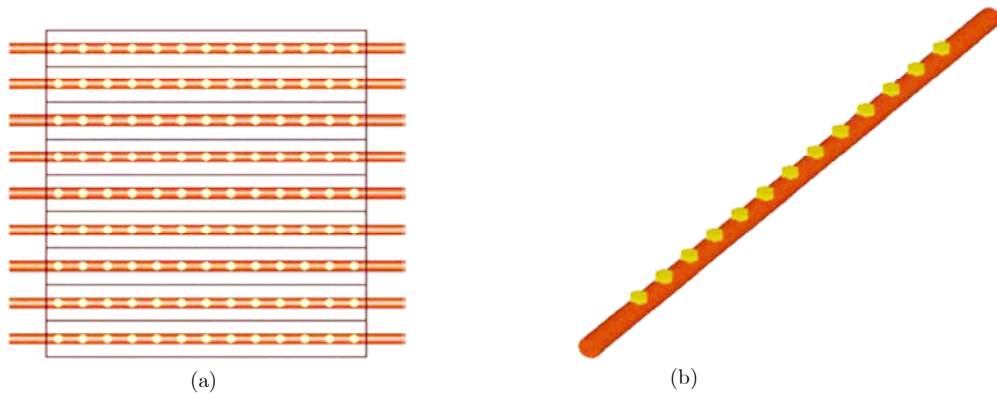
L'angle d'ouverture a été réduit afin de diminuer le décollement et d'obtenir un profil de vitesse le plus plat possible à sa sortie.

Des billes de verre de 8 mm de diamètre sont installées sur des grilles dans le divergent afin d'augmenter la planéité du profil de vitesse et favoriser le mélange carburant-air. Le divergent débouche directement dans la chambre d'injection et de mélange.

Cette chambre est identique à celle utilisée par E. SAMSON et permet de créer différents profils de richesse. Elle est divisée en neuf compartiments verticaux, disposant à leur base d'une rampe d'injection de 10 mm de diamètre, composée de 13 injecteurs de gaz calibrés, de diamètre 0,6 mm (figure II.2). Un mélange de richesses différentes peut ainsi être créé dans chaque compartiment.

A la suite de cette chambre, un convergent de section carrée ($80 \times 80 \text{ mm}^2$) permet d'obtenir l'écoulement laminaire final. Différentes grilles de turbulence peuvent être placées à la sortie du convergent dans le but de générer une turbulence de grille spatialement décroissante.



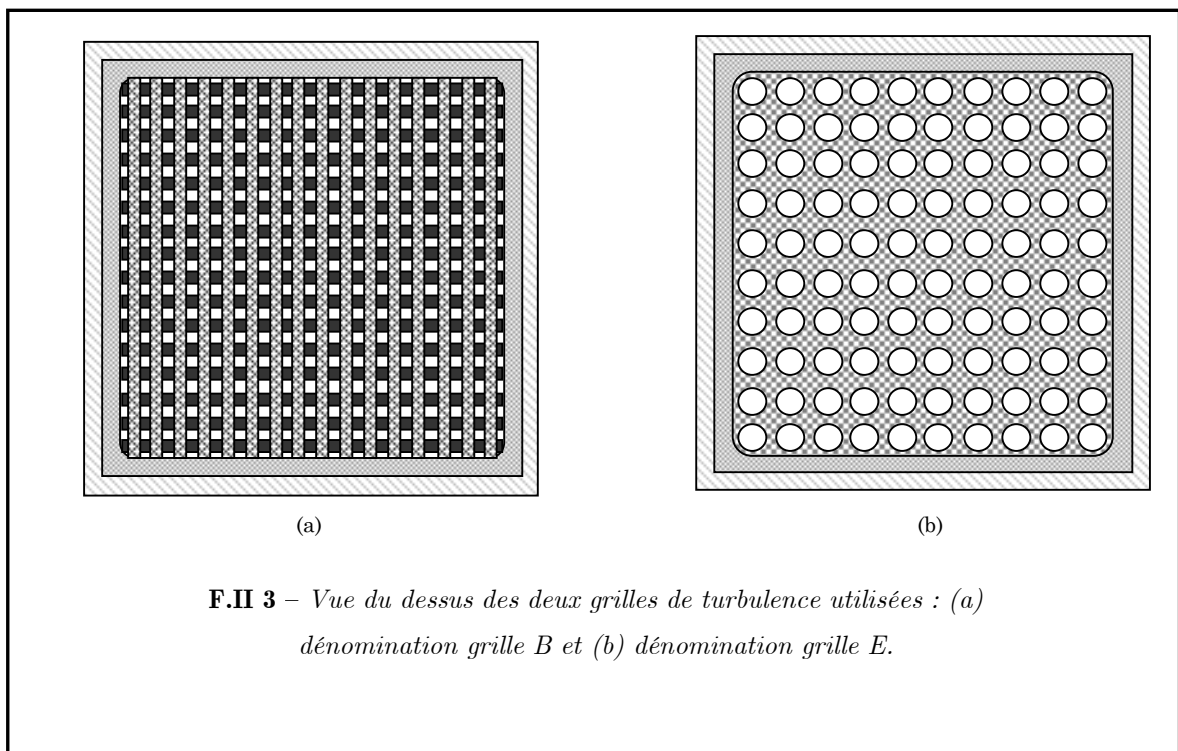


F-II.2 – *Injection secondaire de gaz combustible (a) vue du dessus (b) détail d'une rampe avec ses 13 injecteurs .*

Dans cette étude, deux grilles de turbulence ont été employées. On peut observer leurs caractéristiques dans le tableau II.1, ainsi qu'une vue du dessus sur la figure II.2.

Nom de la grille	Maille (mm)	Solidité (%)	Description
Grille B	5	64	3 mm entre des barres rondes de 2mm de diamètre.
Grille E	8	69	100 trous de diamètre 5 mm séparés de 3 mm

T-II.1- *Caractéristiques des différentes grilles de turbulence.*



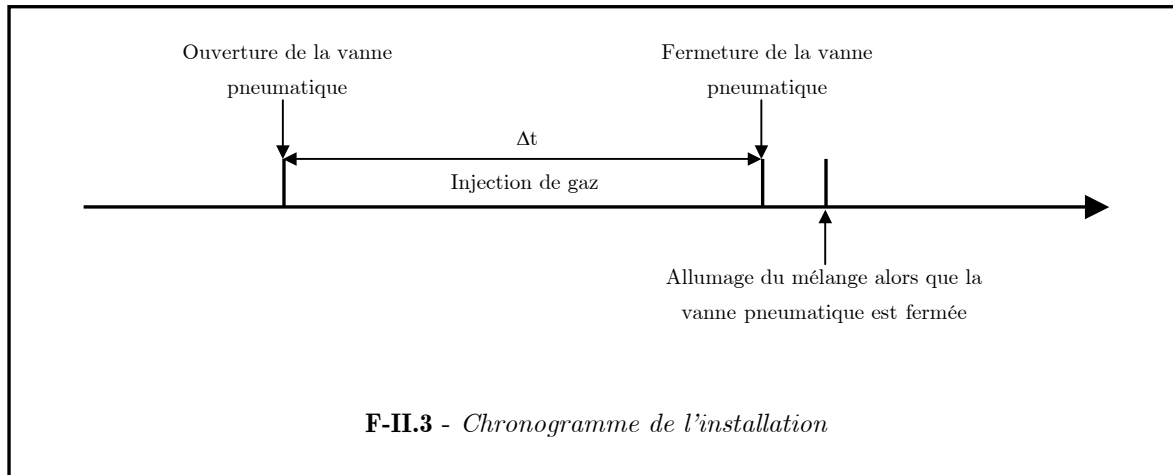
F.II 3 – *Vue du dessus des deux grilles de turbulence utilisées : (a) dénomination grille B et (b) dénomination grille E.*

Afin d'avoir des caractéristiques de mélange traversant la zone d'étude constantes pendant toute la durée de la propagation et pour des raisons de sécurité, le banc de combustion a été entièrement automatisé.

Un système de sécurité de type « coup de poing » permet la fermeture de l'arrivée de gaz, sous contrôle d'une vanne pneumatique. Dans le cas de l'étude de la flamme instationnaire, une horloge ouvre cette vanne pendant une durée Δt réglable. Ce temps détermine alors la durée d'injection du combustible.

On peut également régler le temps entre la fin d'injection et l'allumage, pour empêcher l'accrochage de la flamme sur le haut des parois, voire son retour dans l'installation.

Ceci est résumé sur le chronogramme de la figure II.3.



II.1.2 Dispositif d'accrochage et d'allumage de la flamme

Au cours de cette étude, nous allons analyser deux types de flammes : stationnaire et instationnaire. En effet, ces deux flammes, présentant chacune leur avantage, possèdent leur propre système d'accrochage ou d'allumage.

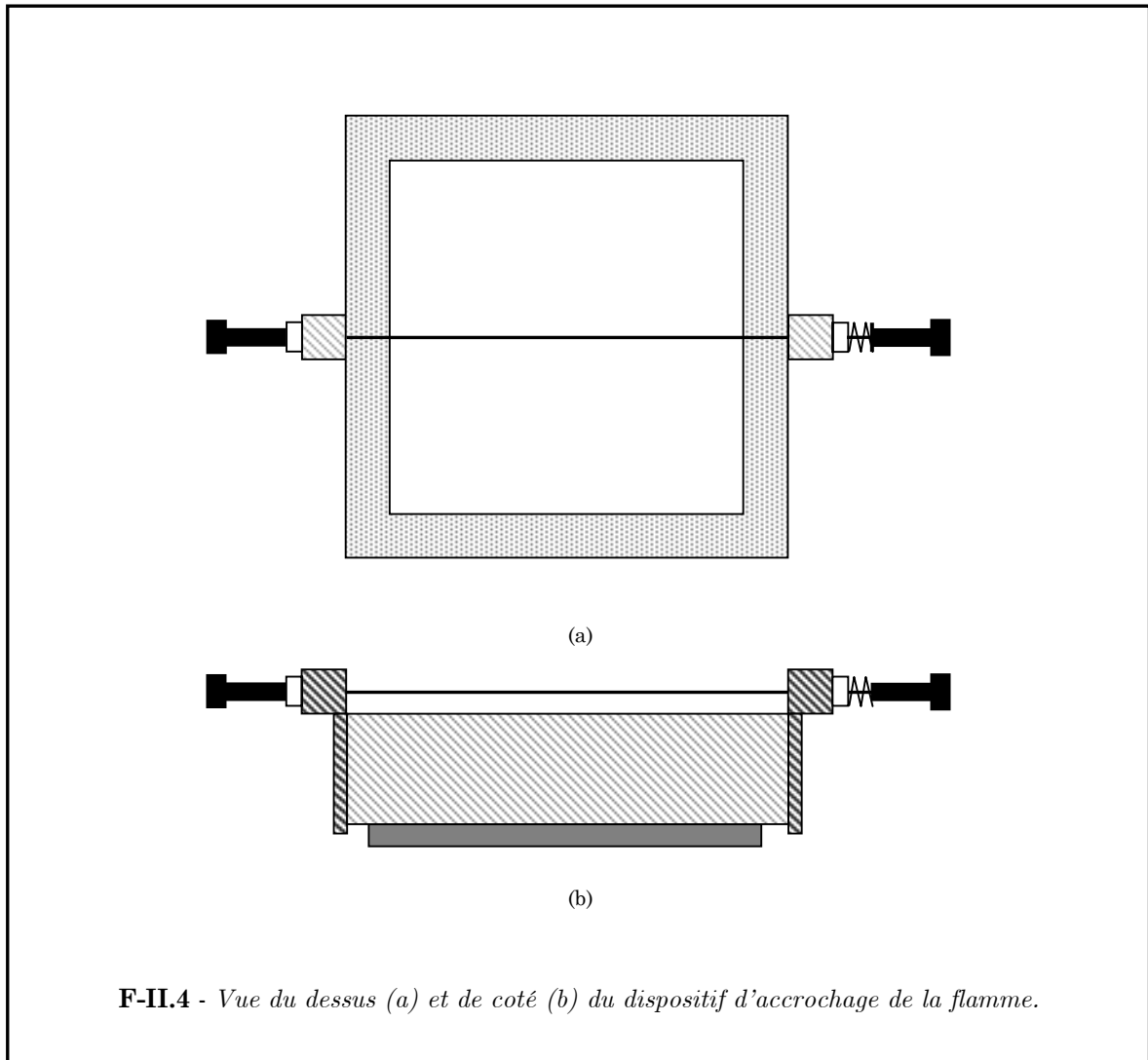
II.1.2.1 Accroche flamme

Le choix d'une flamme simple et bidimensionnelle s'est imposé dans le début de notre étude afin de mettre en place et valider nos techniques de mesure. Sa stabilité dans le temps et dans l'espace permet d'obtenir une grande statistique.

Notre choix s'est plus particulièrement porté sur une flamme dite en « V ».

Les vitesses d'écoulement de notre veine étant très importantes, il a été nécessaire de stabiliser la flamme pour pouvoir l'étudier.

La flamme stationnaire est alors accrochée sur un fil chauffé, de diamètre $\phi=0.8$ mm, suffisamment petit pour ne pas perturber l'écoulement et garantir la bidimensionnalité de la flamme en « V », figure II.4.



II.1.2.2 Allumage laser

Dans un second temps, le choix s'est porté sur une flamme instationnaire obtenue par allumage mono point, dont la configuration originale est la décharge électrique.

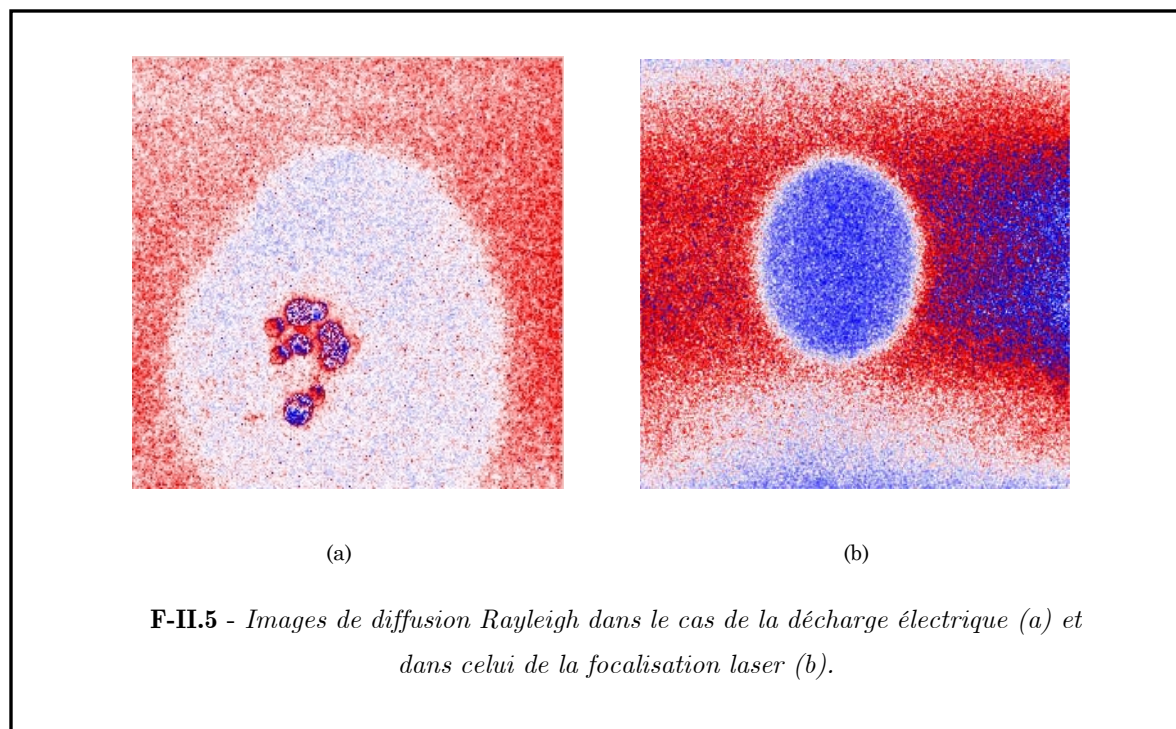
Néanmoins, cette technique produit des particules (par arrachage au niveau des électrodes), qui vont être convectées vers la zone de mesure, générant de la diffusion de

Mie et perturbant ainsi fortement les mesures de diffusion Rayleigh. C'est pourquoi l'allumage laser s'est finalement imposé.

En effet, cette technique, reposant sur la focalisation d'un faisceau laser, permet d'éviter la présence de particules, figure II.5. De plus, la quantité d'énergie laser ainsi que sa fréquence peuvent être contrôlées, les délais d'allumage ajustés et la position optimale pour l'allumage choisie.

L'utilisation de cette technique reste limitée par nos connaissances sur l'allumage et la formation de la flamme, bien que beaucoup d'études se soient focalisées sur les processus d'allumage et de formation des noyaux de flamme [PITT, 1991 ; KRAVCHICK, 1995 ; EICHENBEGGER, 1999 ; THIELE, 2002 ; BEDUNEAU, 2003], notamment concernant l'utilisation de techniques alternatives [DALE, 1997 ; DUBANIEWIECZ, 2000].

Malgré tout, une simulation complète serait très difficile à réaliser du fait du nombre élevé de paramètres à modéliser (optiques, plasmas, turbulence, réactions chimiques, etc.).

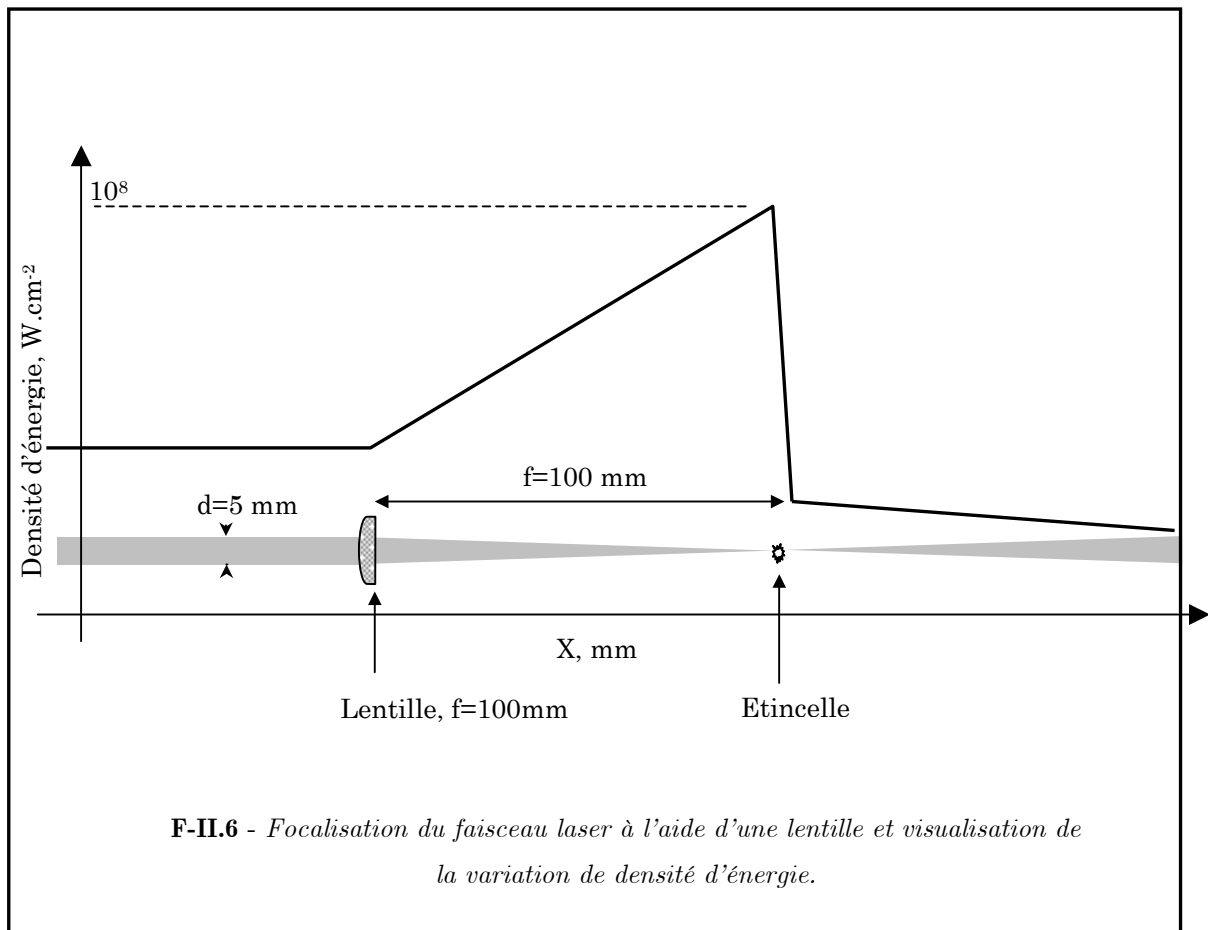


Ces études montrent que les caractéristiques d'une étincelle induite par laser, telles que la durée, la taille et les propriétés physiques, sont différentes de celles d'une étincelle classique.

En effet, [PHUOC, 2000] a montré que le temps nécessaire pour obtenir une combustion complète est plus faible qu'avec une étincelle électrique classique. De plus, il a observé que le temps d'allumage est 50 % plus court dans le cas d'un allumage deux points comparé à un allumage un point, pour un mélange CH₄/Air.

De la même manière, dans le cas d'un allumage proche parois, condition proche d'un allumage classique, le temps d'allumage est réduit de 75%.

L'allumage laser génère de hautes températures et un plasma lorsqu'un faisceau laser, de l'ordre de 10^8 W.cm^{-2} , interagit avec un gaz [WEYL, 1989 ; PHUOC , 2000]. Pour obtenir cette densité, on utilise une lentille sphérique convergente qui va focaliser le faisceau (figure II.6)



Plusieurs auteurs [MORGAN, 1975 ; PHUOC, 1999 ; SPIGLANIM, 1995 ; ROOT, 1989] ont décrit le scénario de l'étincelle.

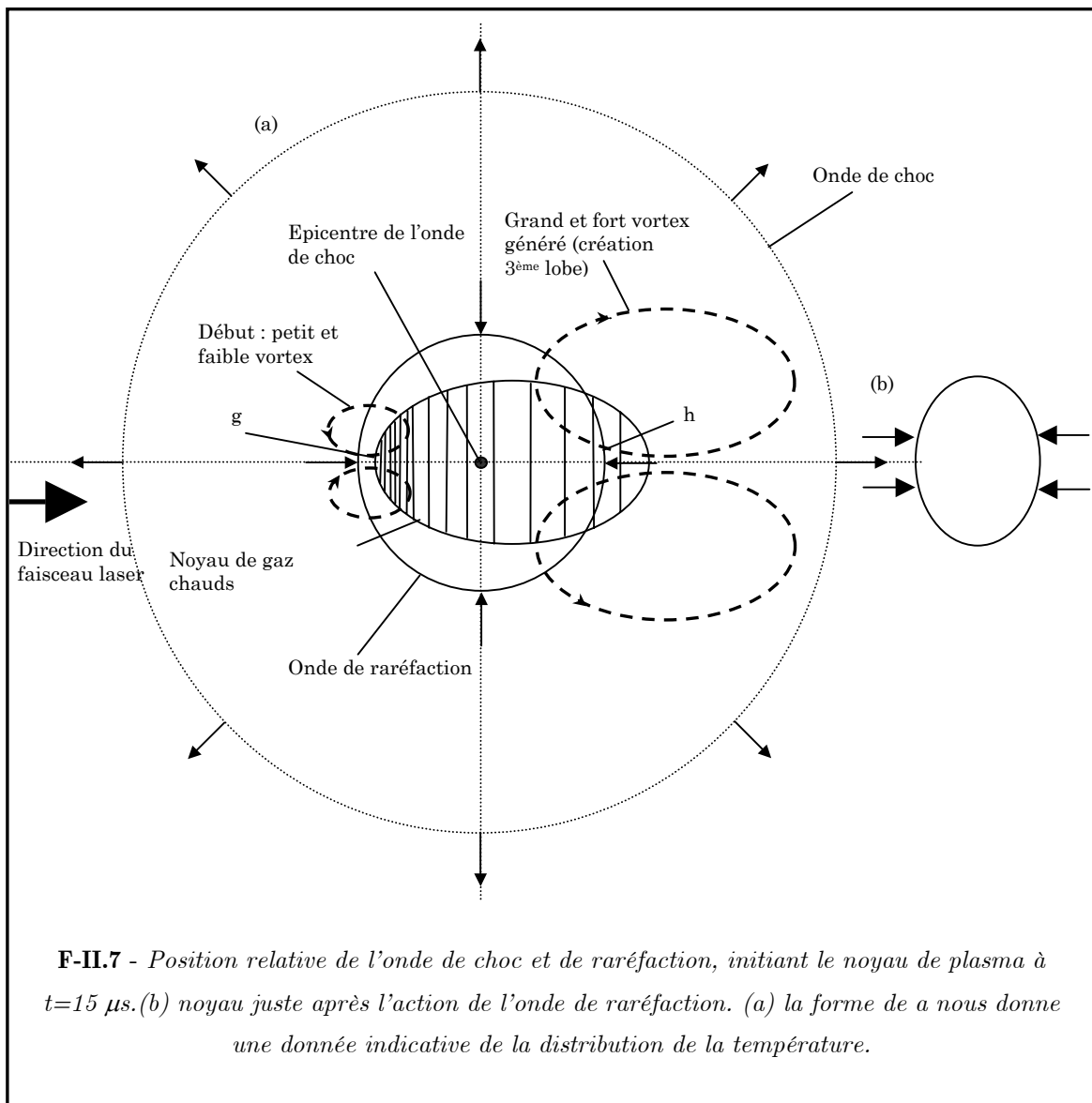
Lorsque l'énergie incidente du laser est suffisante, une ionisation multiphoton génère une cascade d'électrons. Cette dernière est suivie d'une rapide croissance de la densité

d'électron et de l'épaisseur optique du plasma, qui absorbe la majeure partie de l'énergie incidente (procédé de collision inverse de Bremsstrahlung).

De hautes températures et un plasma sont ainsi générés.

Pendant l'intervalle de temps entre la décharge et la fin du pulse laser, le front du plasma et le front de l'onde de choc associée se propagent avec un temps de l'ordre $t^{0.6}$. La radiation d'énergie absorbée depuis le faisceau laser renforce le front d'onde de choc et l'énergie laser gouverne sa progression, pendant cette période d'énergie continue.

Ensuite, un noyau plus lent se développe en suivant une loi en $t^{0.2}$.



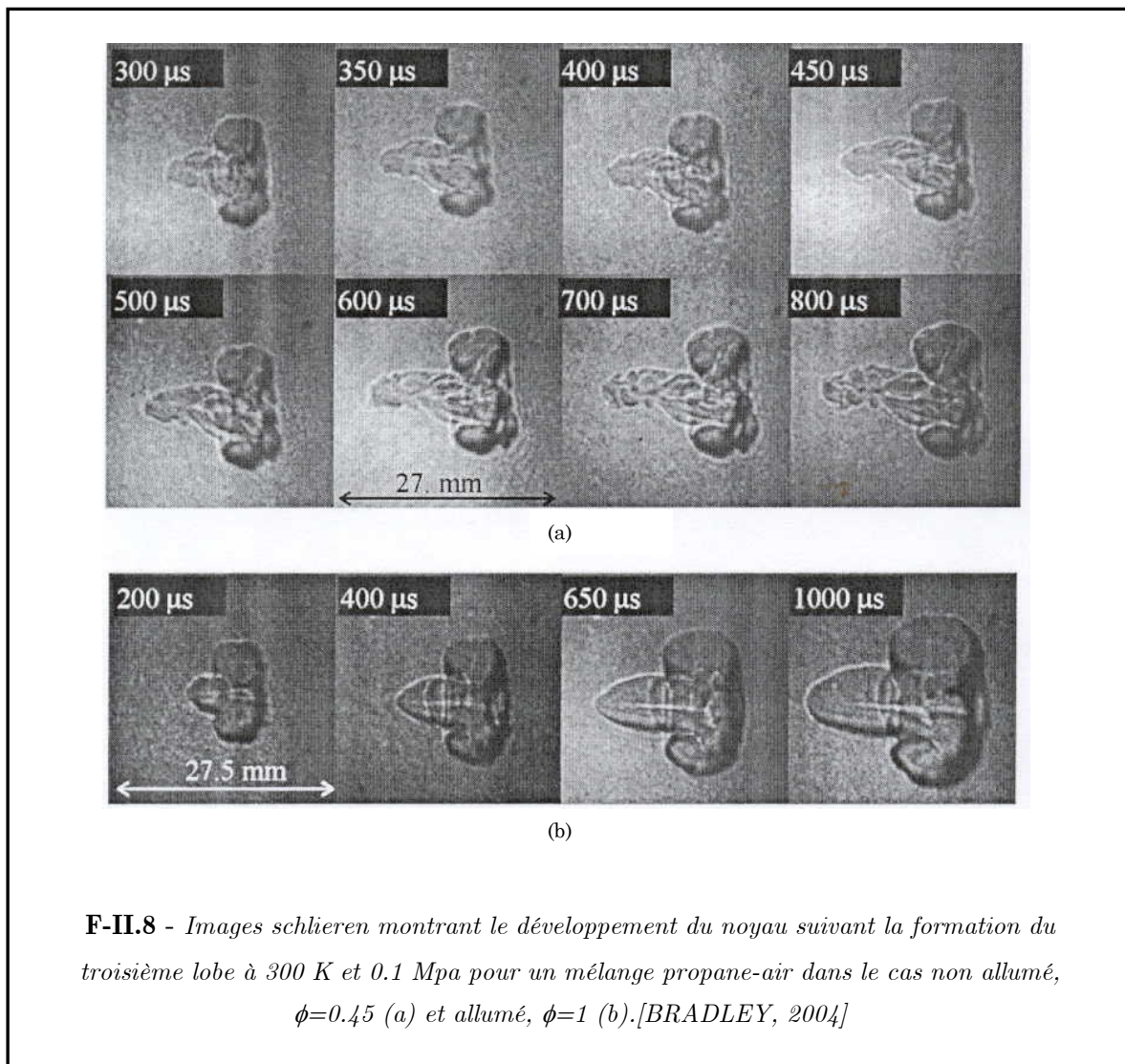
Les mesures de la position des barycentres des noyaux chauds et de leurs ondes de chocs associées ont toujours montré que le centre des ondes de chocs sphériques était déplacé vers le faisceau laser incident relatif au barycentre des noyaux chauds de plasma.

Ceci peut s'expliquer par la plus grande quantité d'énergie absorbée à proximité du faisceau. Cette énergie décroît de manière exponentielle à l'intérieur de l'ellipsoïde.

Le centre de l'onde sphérique de raréfaction est quant à lui toujours en amont du noyau chaud. La figure II.7, [BRADLEY, 2004], montre l'interaction entre l'onde de raréfaction et les gaz. La longueur longitudinale à cet instant est de 7.7 mm sur les ondes de choc et de raréfaction à $t=15 \mu\text{s}$, 0.1 Mpa dans un mélange propane-air de richesse $\phi=0.45$.

L'onde de raréfaction produit un gradient de pression dirigé vers le centre. Comme dans une instabilité de Taylor, les gaz de faible densité sont davantage accélérés par le gradient de pression que les gaz de plus forte densité.

Sur la figure II .7, on voit bien la façon dont les gaz à très hautes températures dans les régions g et h sont accélérés par la force centrifuge générée par deux tourbillons.



Cependant, les gaz de la zone g sont moins denses et vont donc être accélérés par des vitesses plus grandes.

Ces tourbillons constitueraient en fait les prémices de la formation d'un « troisième lobe ».

La dynamique des gaz est importante dans le changement de la taille et de la forme de l'allumage, et l'est probablement aussi dans la formation du « troisième lobe », comme on peut le voir sur la figure II.8 .

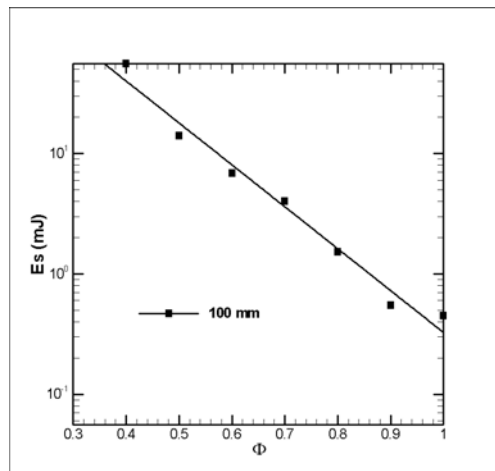
Ce phénomène a déjà été observé par différents auteurs, mais n'a jamais été réellement expliqué.

[SPIGLANIM, 1995] suggère que cela peut être dû aux courants initialement créés par la propagation de transport radiatif depuis le faisceau laser. Il suppose également que la formation du « troisième lobe » serait induite par la vitesse des gaz dans la région des grands tourbillons.

En effet, les tourbillons résultant de l'onde de raréfaction seraient capables de générer le « lobe », particulièrement lorsque l'anneau torique du bord principal décroît plus rapidement. Le troisième lobe est alors toujours dirigé vers le faisceau laser et se situe à la fois dans les gaz frais et les gaz brûlés.

La formation d'un troisième lobe n'est pas une caractéristique rencontrée seulement dans les allumages laser.

En effet, il a déjà été observé par [ISHII, 1992], avec un système de deux électrodes alimentées par un courant continu. L'asymétrie proviendrait des différents modèles d'écoulement autour de l'anode et de la cathode.



F-II.9 - Valeurs du M.I.E. en fonction de la richesse pour une lentille de focale 100 mm

Bien que le troisième lobe provienne de l'aérodynamique et non des effets de la chimie, il joue un rôle important dans l'augmentation de la propagation de la flamme.

C'est pourquoi il est nécessaire de se placer dans les conditions du M.I.E. (Minimum Ignition Energy) afin de minimiser cette influence.

Certains auteurs, tels que [BEDUNEAU, 2003], ont étudié l'évolution du M.I.E en fonction de la richesse. Le M.I.E., dans le cas d'un allumage induit par laser, est plus important que pour une étincelle classique. En effet, les processus d'expansion du noyau de flamme diffèrent entre un allumage induit par laser et celui de l'étincelle classique (énergie déposée différemment). Le M.I.E. est étudié afin de déterminer et calibrer nos expériences pour pouvoir nous placer dans les conditions où l'étincelle va influencer le moins nos mesures, figure II.9.

Les principaux paramètres contrôlant une étincelle induite par laser sont la durée du pulse, l'énergie et la taille de la surface du point de focalisation. Ainsi, l'étincelle induite par laser est une technique simple pour allumer, car elle ne nécessite aucune concordance entre la longueur d'onde du laser et celle de l'onde d'absorption de la molécule pour générer une étincelle. Bien que la longueur d'onde influence le seuil de la décharge, l'allumage de la flamme ne dépend essentiellement que de la quantité d'énergie absorbée par l'étincelle.

Ainsi, un pulse laser de courte durée et de haute énergie est plus efficace pour la photon ionisation qu'un pulse laser de longue durée et de faible énergie. Si la forme de la distribution de l'énergie est supposée gaussienne, comme on peut le voir sur la figure I.10, on peut alors exprimer l'énergie du pulse :

$$E(\tau) = E_{\max} e^{-\tau^2/\tau_0^2} \quad \text{II.1}$$

où E est l'énergie du pulse laser en joule, E_{\max} l'énergie laser maximale, τ le temps et τ_0 le temps où $E(\tau_0) = E_{\max}/e$.

Si l'on considère τ_{FWHM} (**F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) la durée du pulse, on peut alors calculer τ_0 selon l'équation suivante :

$$\tau_0 = \frac{\tau_{\text{FWHM}}}{2\sqrt{\ln 2}} \quad \text{II.2}$$

Si l'on suppose aussi que la forme du faisceau est cylindrique, alors le rayon r et la longueur l de l'étincelle peuvent s'écrire, selon [MA, 1998] :

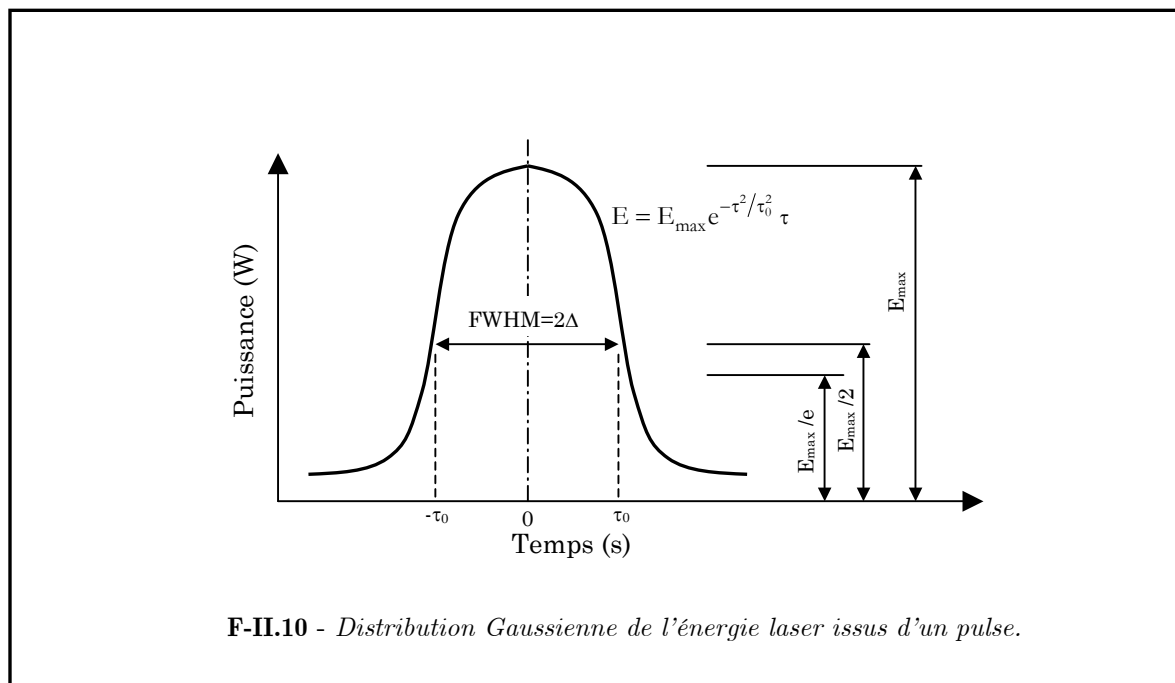
$$r = \left(\frac{2\lambda}{\pi} \right) \left(\frac{f}{d} \right)$$

$$l = (\sqrt{2} - 1) \frac{\theta}{d} f^2$$

II.3

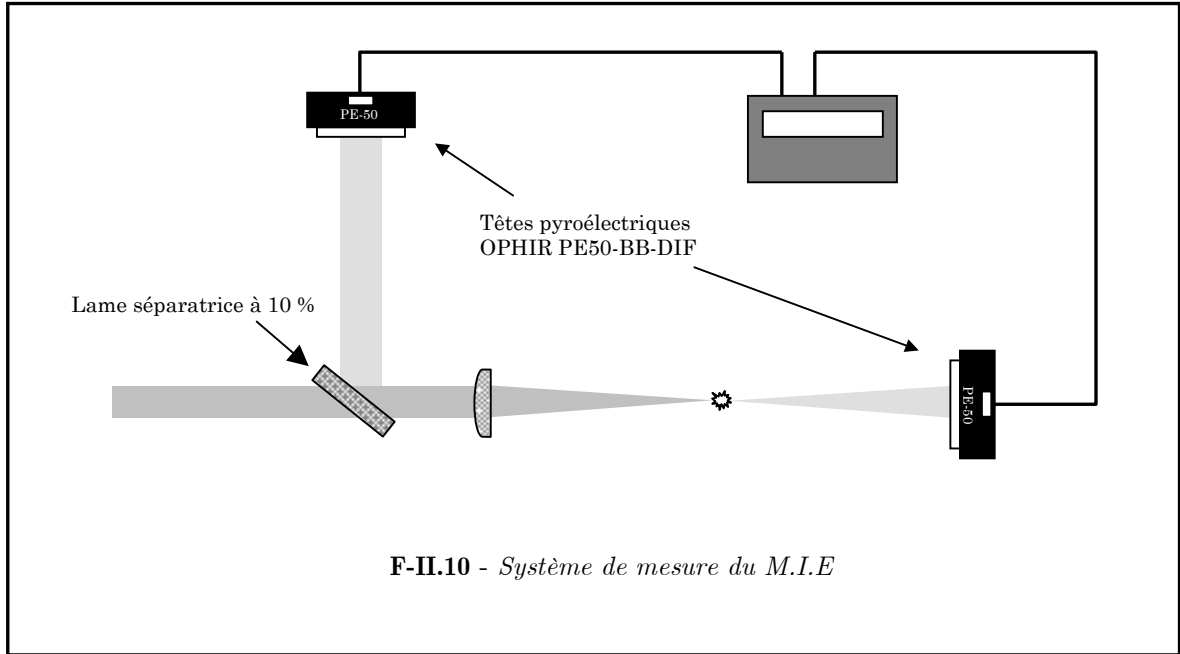
Où f est la longueur focale de la lentille utilisée, λ est la longueur d'onde, d le diamètre du faisceau et θ la divergence du laser (mrad).

Dans notre étude, $\lambda=532$ nm, $\theta=0.5$ mrad, $r=6.8$ μm , $l=0.41$ mm et $d=5$ mm. Pour une durée de pulse de 8 ns, $\tau_0=5.77$ ns.



Pour obtenir l'allumage laser, nous avons utilisé une lentille sphérique, de focale 100 mm, afin de focaliser le faisceau d'un laser de type Nd-YAG de fréquence doublée (Quanta ray).

L'énergie de l'étincelle, ainsi que le M.I.E., sont mesurés par différence entre l'intensité du laser incident (en utilisant une lame séparatrice à 10 %) et celle transmise après l'étincelle. Les énergies du pulse de référence et transmis ont été recueillies à l'aide de deux têtes pyroélectriques de marque OPHIR (PE50-BB DIF), comme on peut le voir sur la figure II 11.



II.2 Diagnostics optiques employés au cours de l'étude

Dans cette partie, nous allons présenter les différents diagnostics optiques utilisés pour étudier les flammes partiellement prémélangées. Ils ont permis d'évaluer plusieurs éléments tels que la dynamique, le mélange, la mesure de la température, etc. de la flamme.

Dans les parties suivantes, nous détaillerons ces différents diagnostics, notamment les deux principaux, à savoir la P.L.I.F. sur acétone et la diffusion Rayleigh acquis simultanément.

II.2.1 Vélocimétrie par imagerie de particules ou encore Particles

Image velocimetry (P.I.V.)

II.2.1.1 Principe

Ce diagnostic assez récent reprend le principe de la tomographie laser, afin de déterminer le champ de vitesse instantané de l'écoulement [ADRIAN, 1984]. Pour cela, on utilise la diffusion de la lumière d'un laser, par des particules présentes dans l'écoulement, selon la théorie de MIE.

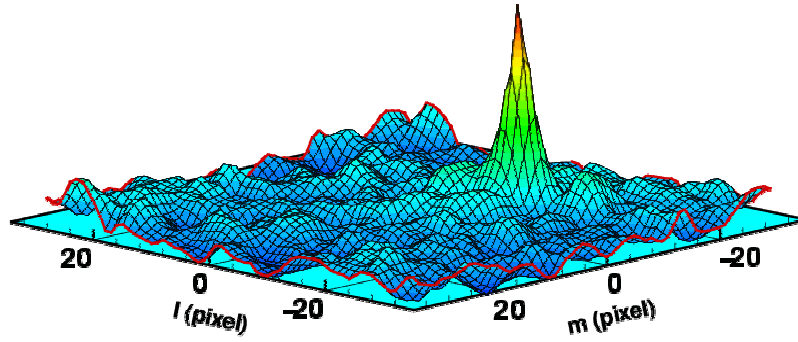
L'écoulement est doncensemencé en amont de la zone d'étude, à l'aide de particules dont la taille doit être supérieure à la longueur d'onde d'excitation (ici 532 nm), mais suffisamment petite (inférieure à 16 μm) pour qu'on puisse considérer qu'elles suivent le mieux possible l'écoulement. Ces particules peuvent être solides (oxydes d'aluminium ou de zirconium,...) ou liquides (gouttes d'huile, d'éthanol,...).

Le principe consiste donc à enregistrer deux images tomographiques de l'écoulement à deux instants rapprochés. En connaissant l'intervalle de temps entre ces deux images et considérant que les particules ont la même vitesse que l'écoulement, il suffit donc de déterminer le déplacement des particules d'une image à l'autre pour obtenir la vitesse.

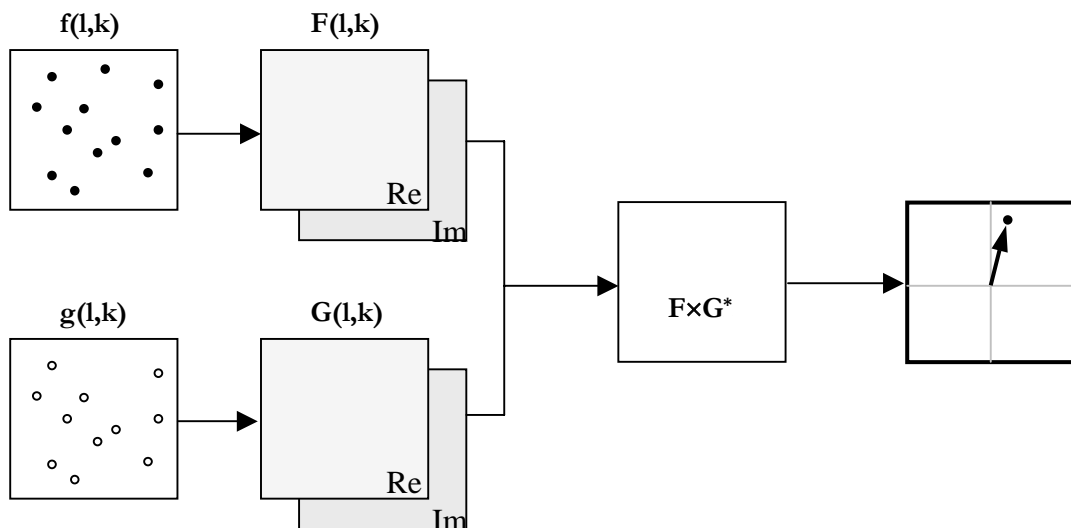
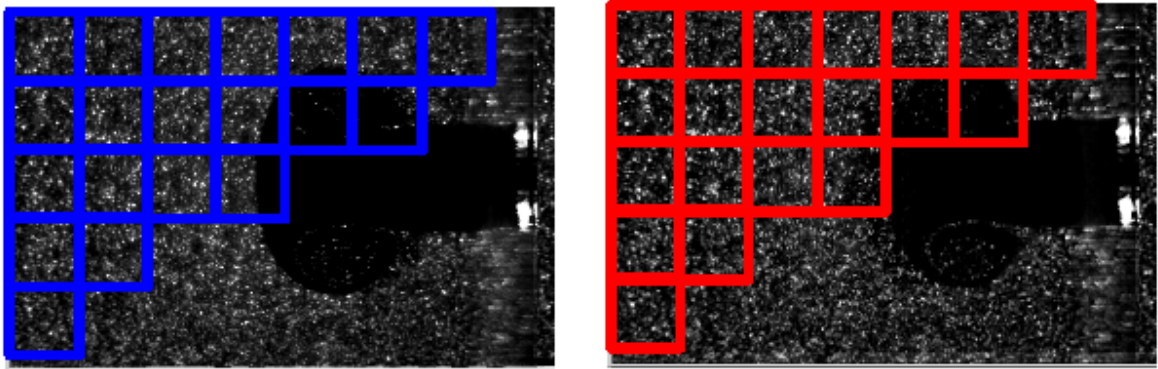
Pour cela on utilise la relation :

$$\vec{V}(x, t) = \frac{\Delta \vec{x}}{\Delta t} \quad \text{II.4}$$

Cette technique présente néanmoins une certaine limitation du fait que l'on ne peut pas mesurer la vitesse de déplacement de toutes les particules. Pour y remédier, on divise chaque image en fenêtre d'interrogation appelée maille, dans laquelle on détermine, par un calcul de corrélation, le déplacement moyen des particules.



F-II.12 - Fonction d'intercorrélacion



F-II.13 - Principe du découpage des images en mailles élémentaires (a) et algorithme d'intercorrélacion par TF(b) numérique

Ce calcul utilise un traitement d'images associé à un calcul d'intercorrélation [WILLERT, 1991] par transformée de Fourier rapide. La répartition spatiale des images de particules est alors représentée par les fonctions $f(l,k)$ et $g(l,k)$ (figure II.13).

La fonction d'intercorrélation présente un maximum, généralement bien marqué (figure II.12), dont la position par rapport au centre de la maille donne la direction, le sens et la valeur du déplacement moyen des particules dans la maille de calcul.

En répétant cette opération sur toutes les mailles de l'image, on obtient le champ de déplacement, et donc le champ de vitesse dans toute la zone d'étude.

II.2.1.2 Dispositif de mesure

Le dispositif de mesure consiste en un laser Nd-YAG possédant une double cavité de la marque BigSky Laser 2x120 mJ par pulse sur une durée de 8 ns. La nappe est effectuée avec la disposition successive d'une lentille sphérique de focale $f=100\text{mm}$ et d'une lentille cylindrique $f=20\text{ mm}$. Les deux images ainsi obtenues sont recueillies avec une caméra CCD LAVISION FLOWMASTER de 1024×1280 pixel², encodée sur 12 bits. La caméra est munie d'un objectif Nikon de 50 mm ($f/1.2$). Les données sont analysées à l'aide du logiciel Davis de LAVISION.

II.2.1.2 Ensemencement

L'ensemencement est l'un des aspects les plus importants lors de mesures par P.I.V.

En effet, l'aptitude des particules utilisées à suivre correctement l'écoulement, diffuser la lumière et résister à la nature de cet écoulement sans en modifier les caractéristiques, sont quelques unes des conditions nécessaires à l'obtention de mesures correctes.

Les particules devant d'une part résister à des températures très élevées (de l'ordre de 2000 K) et d'autre part être capables de suivre d'importantes fluctuations de vitesse, notre choix s'est de ce fait porté sur l'Oxyde de Zirconium (ZrO_2), en raison de sa très bonne tenue en température (fusion proche de 3000 K), de son faible diamètre ($\approx 0,5\ \mu\text{m}$) et de son indice de réfraction (2,2) permettant une bonne diffusion de la lumière.

Bien que la température d'une flamme méthane-air soit de l'ordre de 2000 K, la lumière diffusée par les particules reste détectable dans toute la flamme.

II.2.1.3 Capacité des particules à suivre l'écoulement

Pour différentes raisons (poids, taille), une particule peut ne pas suivre les fluctuations de vitesse d'un écoulement turbulent.

Dans ce cas, la mesure est faussée sans que la technique puisse être mise en cause.

Une particule en mouvement dans un fluide est soumise à la force due à la traînée visqueuse du mouvement relatif entre la particule et le fluide agissant sur celle-ci. Cette force est directement reliée à la vitesse relative particule/fluide par la loi de Stokes. L'équation du mouvement pour une particule supposée sphérique, de rayon r , est [LE DRAIN, 1986 ; SAUTET, 1992] :

$$\frac{dV_p}{dt} + 6\pi\mu \frac{r}{m_p} (v_p - u) = 0 \quad \text{II.5}$$

où u et v_p sont respectivement les vitesses du fluide et de la particule, μ la viscosité dynamique du fluide et m_p la masse de la particule.

La solution de cette équation, pour une vitesse de fluide constante, est :

$$v_p(t) = u + (v_p(0) - u) e^{\left(-t/\tau_p\right)} \quad \text{II.6}$$

avec τ_p la constante de temps du mouvement de la particule fluide :

$$\tau_p = \frac{m_p}{6} \pi \mu r = \frac{2\rho_p r^2}{9\mu} \quad \text{II.7}$$

Les viscosités dynamiques de l'air et du méthane à 300 K sont respectivement $18,5 \cdot 10^{-6}$ N.s.m⁻² et $11 \cdot 10^{-6}$ N.s.m⁻². La taille moyenne des particules est de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$, avec des temps de mise en mouvement des particules dans l'écoulement de $8 \mu\text{s}$ [SACADURA, 1997].

Le critère de réponse de la mise en mouvement des particules soumises à une fluctuation peut s'exprimer ainsi : l'amplitude des variations de v_p doit être égale à 1 % de la variation de u au maximum de fluctuation.

A partir des relations ci-dessus, nous obtenons la condition suivante :

$$r^2 \leq 0,1 \frac{\mu}{f_u \rho_p} \quad \text{II.8}$$

A l'aide de cette équation, nous pouvons estimer le diamètre maximum des particules d'oxyde de zirconium, de masse volumique 5600 kg.m^{-3} , pour qu'elles soient capables de suivre des fluctuations de l'ordre de 1 kHz :

$$r \leq 0.5 \text{ } \mu\text{m}$$

II.9

Nous pouvons donc considérer qu'au vu des conditions d'ensemencement appliquées dans notre configuration, les fluctuations pourront être correctement quantifiées pour des fréquences de l'ordre du kilo-Hertz.

II.2.1.4 Densité locale de particules

Dans un écoulement, un ensemencement important peut entraîner une forte modification de la masse volumique et de la viscosité locale. S'il est difficile de quantifier avec exactitude la concentration locale des particules, nous pouvons en obtenir une évaluation, en considérant en sortie de la veine un ensemencement homogène. En effet, le rapport du débit massique des particules sur celui de l'écoulement peut être estimé par pesée de l'ensemencement avant et après utilisation.

Nous pouvons donc estimer raisonnablement que l'ajout de particules dans l'écoulement ne modifie pas de façon importante ses caractéristiques.

II.2.1.5 Influence de la thermophorèse sur les mesures

Pour que les mesures par P.I.V. soient valables, il faut que les particules suivent correctement l'écoulement, c'est à dire qu'elles ne subissent que la force de traînée, et ce de façon négligeable.

Si d'autres forces s'appliquent sur ces particules, la précision des mesures peut être fortement influencée. Il s'agit notamment de la gravité, des forces centrifuges, électrostatiques, acoustiques ainsi que la thermophorèse [DURST, 1981]. Dans notre écoulement, leur influence, hormis celle de la thermophorèse, reste négligeable [GOMEZ, 1993]. La présence de gradients de température liés à la combustion génère des forces de thermophorèse importantes, pouvant dévier une particule ensemencée de son trajet dans l'écoulement.

Lorsqu'une particule placée dans un écoulement gazeux, soumis à un gradient de température, rentre en collision avec une molécule de gaz chaud (d'énergie cinétique plus importante), la particule est « repoussée » vers les molécules froides. Le sens de déplacement des particules soumises à la force de thermophorèse est opposé au gradient de température.

L'effet de thermophorèse peut donc engendrer sur les particules ensemencées des erreurs significatives concernant les mesures de vitesse par P.I.V.. Il est aussi possible que les forces de thermophorèse participent à la création de zones dépourvues de particules.

C'est pourquoi il est nécessaire d'estimer la vitesse de thermophorèse théorique à l'aide de mesures de température, et de les comparer aux mesures de vitesses afin de quantifier ce phénomène.

Le calcul théorique de la force de thermophorèse a été effectué par plusieurs auteurs comme [TALBOT, 1980]. Deux approches sont aujourd'hui régulièrement appliquées. On retiendra notamment celles de [BROCK, 1962] et de [WALDMANN, 1966].

L'approche de Brock est valable quel que soit le diamètre des particules. La vitesse de thermophorèse V_{th} dépend de la force de thermophorèse F_{th} , définie par :

$$F_{th} = \frac{-6\pi\mu\eta d_p C_s \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_p} + C_t Kn \right) \cdot \frac{\nabla T_g}{T_g}}{(1 + 3C_m Kn) \cdot \left(1 + 2 \frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2C_t Kn \right)} \quad \text{II.10}$$

où Kn est le nombre de Knudsen et où les coefficients d'échange de quantité de mouvement C_m , de frottement thermique C_s et d'échange thermique C_t ont été calculés à partir de la théorie de la cinétique des gaz et fixés d'après [TALBOT, 1980] ($C_m=1.14, C_s=1.17, C_t=2.18$). De plus, $\lambda_p = 28 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ correspond à la conductivité thermique de l'oxyde de zirconium prise à 1500 K.

La vitesse de thermophorèse s'écrit donc :

$$V_{th} = \frac{-C}{3\pi\mu d_p} F_{th} \quad \text{II.11}$$

où $C = 1 + Kn[\alpha + \beta \exp(-\gamma / Kn)]$ est le facteur de correction permettant de modifier la loi de Stokes. Il s'exprime, pour des particules solides, en fonction du nombre de Knudsen de $\alpha=1.142$; $\beta=0.558$ et $\gamma=0.999$ d'après [SUNG, 1994] et [ALLEN, 1985].

Le nombre de Knudsen est défini par l'équation suivante :

$$Kn = \frac{2\lambda_{p,gaz}}{d_p} \quad \text{II.12}$$

avec λ le libre parcours moyen des molécules de gaz.

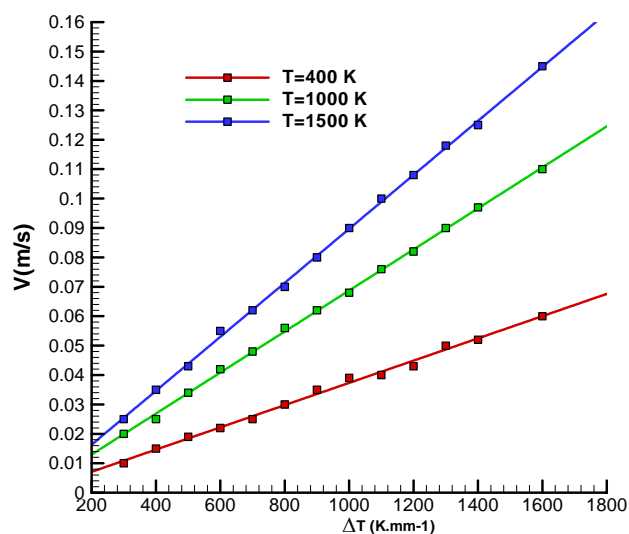
$$\lambda_{p,gaz} = \frac{\mu}{\rho\phi c} \quad \text{II.13}$$

avec ϕ une constante de 0,491 et c la vitesse moyenne des gaz. Dans notre cas c est estimée à 4 m/s.

Les valeurs des propriétés du prémélange méthane-air sont fixées pour une richesse stœchiométrique et données dans le tableau II.2 pour différentes températures.

	Tg=400 K	Tg=1000 K	Tg=1500 K
$\rho(\text{kg.m}^{-3})$	0,849	0,342	0,228
$\mu(\text{kg.s}^{-1}\text{.m}^{-1})$	2,22.10 ⁻⁵	4,06.10 ⁻⁵	5,34.10 ⁻⁵
Kn	8,57	38,94	77,33
C	15,05	66,65	131,90

T-II.2 : Paramètres et constantes intervenant dans le calcul de la vitesse de thermophorèse.



F-II.14 - Vitesse de thermophorèse calculée pour différentes températures des gaz à la stœchiométrie en fonction du gradient de température

La vitesse de thermophorèse est déterminée pour différentes températures de gaz en fonction du gradient de température ∇T_g . Ce gradient de température est considéré sur une distance de 1mm, représentant l'ordre de grandeur de l'épaisseur de flamme de prémélange. Les résultats sont présentés sur la figure II.14.

Nous obtenons donc une vitesse de thermophorèse de 0.15 m/s pour une température de 1500 K et un gradient de température 1600 K/mm. Les vitesses au niveau du front de flamme sont de l'ordre de 5 m/s. La vitesse est alors sous estimée de l'ordre de 3 % par rapport à sa valeur réelle. Ce biais est donc considéré comme négligeable.

II.2.2 La diffusion Rayleigh 2D

II.2.2.1 Théorie

La diffusion Rayleigh est largement utilisée dans les milieux réactifs. En effet, elle présente l'avantage de donner une mesure quantitative de la température, tout en n'étant pas intrusive.

Elle a tout d'abord été utilisée pour des mesures locales : [DIBBLE, 1981 ; BOUKHALFA, 1988] et ensuite pour des mesures 2D, avec l'apparition des caméras ICCD [LONG, 1993 ; MANSOUR, 1993 ; NAMAZIAN, 1994 ; BUSCHMANN , 1996 ; O'YOUNG, 1997].

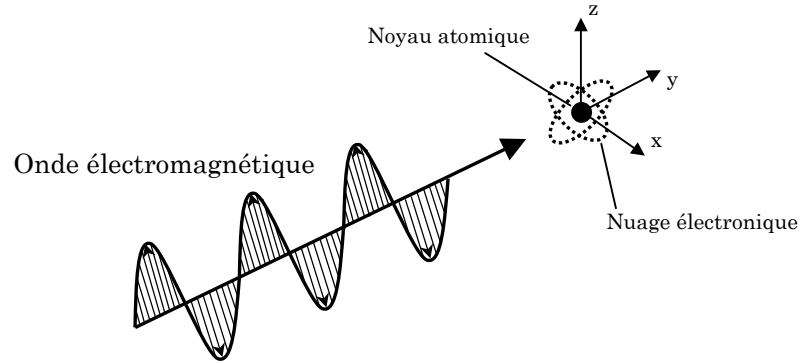
La diffusion Rayleigh résulte de l'interaction élastique d'une onde électromagnétique avec une molécule ou des atomes, dont la taille caractéristique est très petite devant la longueur d'onde incidente.

Le fait que l'interaction 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.

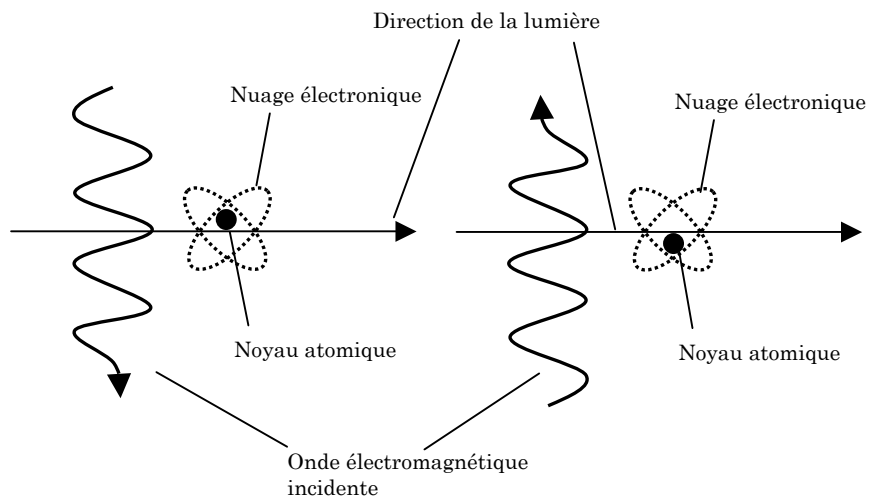
Considérons un atome, composé d'un noyau atomique et de son nuage électronique, figure II-15, soumis à un champ électromagnétique de la forme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t \quad \text{II.14}$$

Le nuage électronique, dont la masse est négligeable devant celle du noyau, va se mettre à osciller, comme nous le montrent les figures II-15/16.



F-II.15 - *Atome soumis à une onde électromagnétique*



F-II.16 - *Atome réagissant selon le sens de l'onde électromagnétique incidente*

La taille de l'atome étant très petite devant la longueur d'onde incidente, les variations spatiales du champ électromagnétique peuvent être négligées à l'échelle du nuage électronique.

L'atome est alors soumis à un champ électrique, le champ magnétique étant négligeable. Le noyau de l'atome étant plus lourd que le nuage électronique, son déplacement dû au champ électrique peut être négligé devant le déplacement du nuage.

On obtient ainsi un dipôle électrique oscillant, qui diffuse la lumière à la même longueur d'onde que la lumière incidente dans toutes les directions.

Par conséquent, le signal diffusé n'est pas spécifique d'une espèce particulière. A pression constante, l'intensité diffusée est directement proportionnelle au nombre de diffuseurs et donc à la température ou aux fractions molaires des espèces.

Deux paramètres importants pour utiliser cette technique sont la taille des particules et la longueur d'onde de la lumière incidente.

Pour des gaz de composés multiples, le signal de diffusion Rayleigh peut s'écrire sous la forme :

$$S_R(x, y) = I_0(x, y, \lambda) \cdot C_1 \cdot N(x, y) \cdot \sum_i \chi_i(x, y) \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i \quad \text{II.15}$$

où $I_0(\lambda)$ est l'intensité du laser incident.

C_1 est la constante de calibration du système comprenant la longueur caractéristique et l'efficacité de la collection optique du profil de nappe sur le détecteur.

N est le nombre total de molécules et χ_i est la fraction molaire pour les différentes molécules.

$(\partial \sigma / \partial \Omega)_i$ représente la section efficace de diffusion pour chaque molécule. Cette dernière est définie par le rapport du flux lumineux diffusé par la molécule sur celui de l'éclairement incident. Elle représente l'aire de la surface plane placée perpendiculairement au laser incident, qui recueille l'énergie lumineuse équivalente à celle que diffuse la molécule dans tout l'espace.

La section efficace peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i = \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \left(\frac{n_i - 1}{N_0} \right)^2 \sin^2(\theta) \quad \text{II.16}$$

où n_i est l'indice de réfraction de la molécule considérée aux conditions standards de température et de pression (STP).

θ est l'angle entre le faisceau incident et la diffusion.

λ est la longueur d'onde du laser en cm.

N_0 est le nombre de Loschmidt et représente la densité moyenne aux conditions standards (STP) et vaut $2.69 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Puisque $(n_i - 1)$ est proportionnel à la densité locale, la section efficace elle-même est indépendante de la densité et de la température. Cette expression en sinus montre qu'il existe un angle d'observation privilégié à $\theta = \pi/2$, par rapport à la direction de la lumière incidente. Si nous supposons que la pression est constante et que nous appliquons la loi

des gaz parfaits, la densité moléculaire totale devient une fonction de la température. Dans ces conditions, l'équation II.15 devient :

$$S_R(x, y) = C'_1(x, y) \cdot \frac{1}{T(x, y)} \cdot \sum_i \chi_i(x, y) \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i \quad \text{II.17}$$

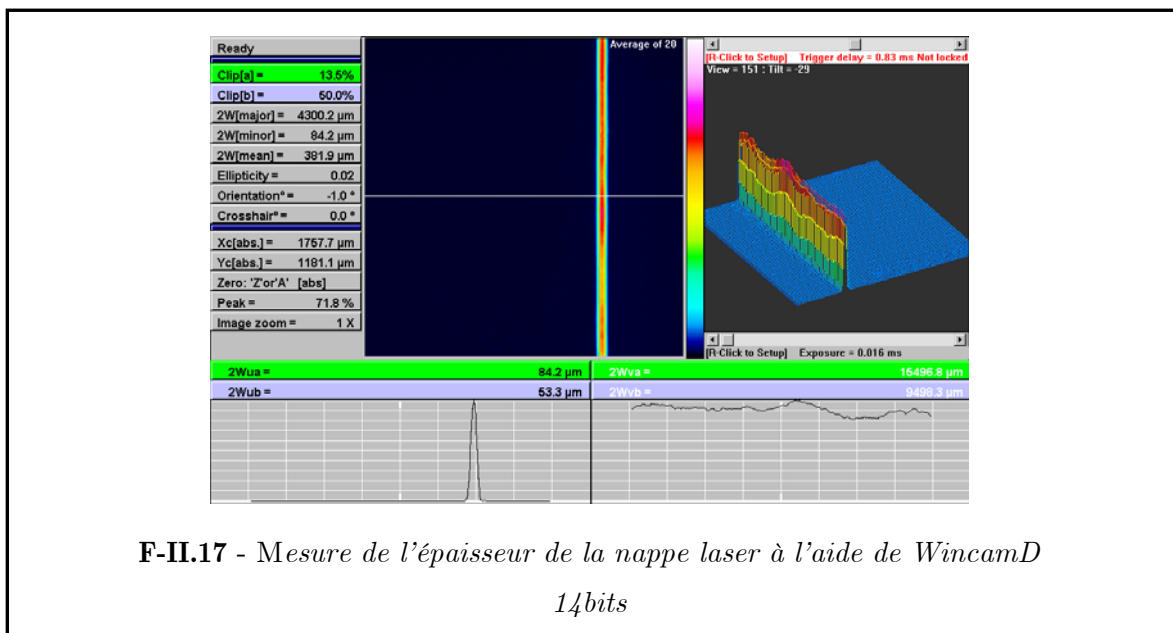
Si l'on veut mesurer la température, alors il faut supposer que les sections efficaces restent constantes dans toute la zone de mesure. [GAGNEPAIN, 1998] a calculé les sections efficaces dans les réactifs et dans les produits pour une flamme de méthane/air.

Ces valeurs sont reportées dans le tableau II.3.

Richesse	0.6	0.65	0.7	0.8
$\sigma_{\text{réactifs}} (\times 10^{28}) \text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$	9.05	8.96	8.91	8.86
$\sigma_{\text{produits}} (\times 10^{28}) \text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$	8.96	8.88	8.83	8.79
Différence	0.99 %	0.89 %	0.90 %	0.79 %

T-II.3 : Différences entre les sections efficaces des réactifs et des produits

La différence des sections efficaces entre les réactifs et les produits est de l'ordre de 1% pour des flammes pauvres. La section efficace reste donc constante à travers le front de flamme.



II.2.1.1 Dispositif expérimental

Pour réaliser la diffusion Rayleigh, nous avons utilisé un laser de type Nd-YAG (Spectra Physics) pulsé à 10 Hz, avec une énergie de 400 mJ par pulse.

La nappe laser a été réalisée à l'aide d'une lentille sphérique de focale $f=1000$ mm et de deux lentilles cylindriques de focales respectives $f=20$ mm et $f=200$ mm. Ce système optique nous permet d'obtenir une nappe laser d'épaisseur et de hauteur constantes sur toute la zone de mesure (80 mm). Les propriétés et les caractéristiques de la nappe ont été vérifiées à l'aide d'une caméra CCD et de son logiciel (WincamD 14 bits) couplés avec des filtres polariseurs. L'épaisseur de nappe a été mesurée et est égale à 100 μm sur toute la zone de mesure, figure II.17.

Le signal de diffusion Rayleigh est donc collecté sur une caméra intensifiée ICCD Princeton, de type PI-MAX2:512 de capteur 512x512 pixels couplé avec un intensificateur de type GENIII possédant un revêtement UNIGEN. Les images sont encodées en 16 bits.

L'utilisation d'un objectif Nikon 50 mm ($f/1.2$) et d'une bague allonge de 18 mm, nous a permis d'obtenir un grandissement de 20.2 pixel/mm.

La diffusion Rayleigh étant un phénomène très court, l'intensificateur est ouvert pendant 100 ns. Ce temps est choisi de manière optimale pour avoir suffisamment de signal et limiter le bruit. Le dispositif est rappelé sur la figure II.34.

II.2.1.2 Traitement et filtrage des images

Malgré toutes les précautions prises lors des mesures de la diffusion Rayleigh, les images brutes ne peuvent pas être utilisées telles quelles. On verra donc dans cette partie les moyens mis en œuvre pour rendre les données les plus quantitatives possibles.

Pour chaque mesure instantanée, on a la contribution de différents phénomènes perturbateurs, dont les principaux sont :

- la réflexion de la source lumineuse dans la pièce (appelée bruit environnant)
- la non-uniformité de la nappe
- le bruit numérique du capteur
- la chimiluminescence de la flamme

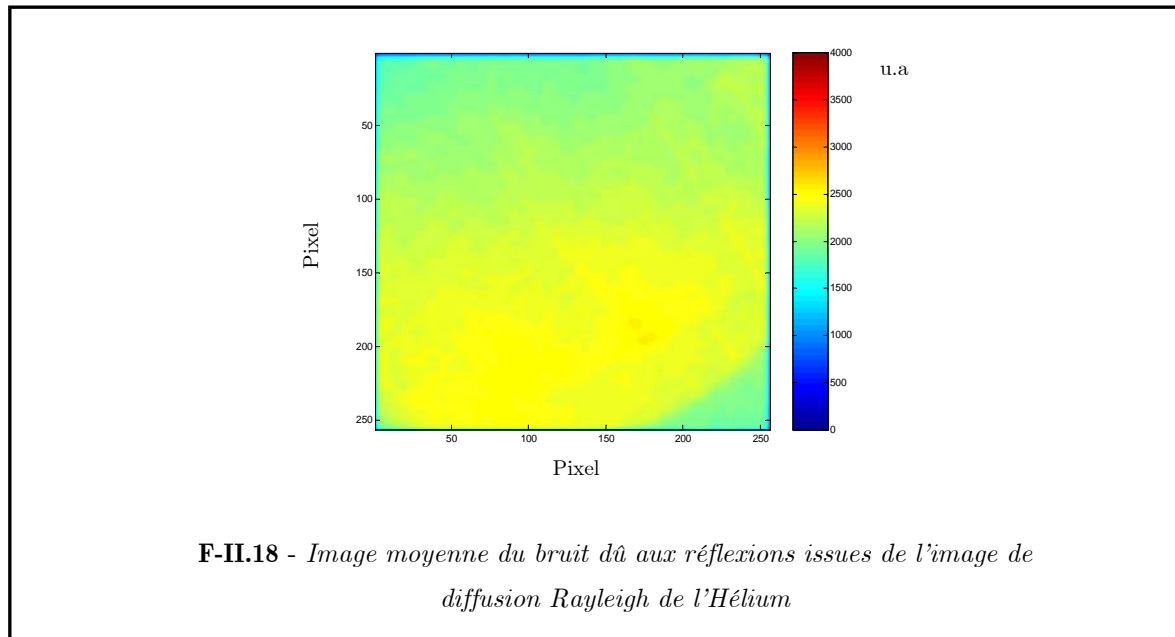
Ces perturbations sont alors corrigées. Pour chaque série de mesures, nous avons fait l'acquisition d'images du bruit numérique de la caméra, de la chimiluminescence naturelle de la combustion, de la diffusion Rayleigh de l'air (servant à normaliser les images de diffusion Rayleigh de la combustion), et d'images de la diffusion Rayleigh de l'hélium en écoulement laminaire. Ces dernières permettent de mesurer le bruit environnant lié aux

différentes réflexions. En effet, l'hélium a l'avantage d'être non-toxique, simple à utiliser et sa section efficace est 66 fois plus petite que celle du mélange méthane/air [O'YOUNG, 1996].

Une fois toutes les acquisitions réalisées, on peut faire les différentes opérations suivantes.

Tout d'abord, on calcule la valeur du bruit environnant à partir des images de la diffusion Rayleigh de l'air et de l'hélium et de leurs sections efficaces respectives :

$$S_B(x, y) = \frac{\sum_n S_R^{He}(x, y)}{n} - \frac{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{He}}{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{Mélange} - (\partial\sigma/\partial\Omega)_{He}} \left(\frac{\sum_n S_R^{Air}(x, y)}{n} - \frac{\sum_n S_R^{He}(x, y)}{n} \right) \quad \text{II.18}$$



Ensuite, le bruit numérique est enlevé aux images de chimiluminescence car il est déjà compris dans les images de diffusion Rayleigh de l'hélium :

$$S_\chi(x, y) = S_\chi(x, y) - S_B^N(x, y) \quad \text{II.19}$$

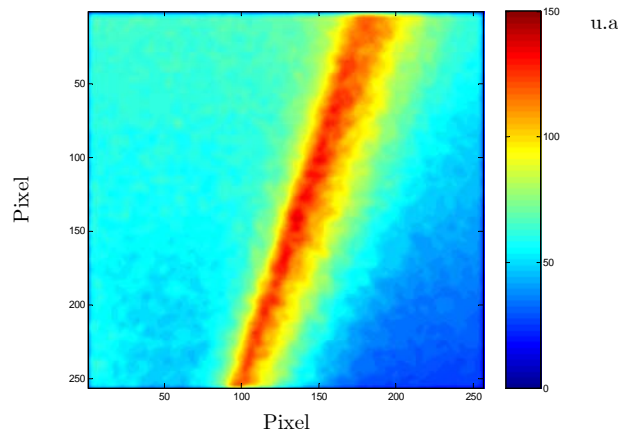
Ce bruit est enlevé à la fois aux images de diffusions Rayleigh de la combustion et de l'air :

$$S_{R}^{\text{Air_corrigé}}(x, y) = \frac{\sum S_{R}^{\text{Air}}(x, y)}{n} - S_{B}(x, y) \quad \text{II.20}$$

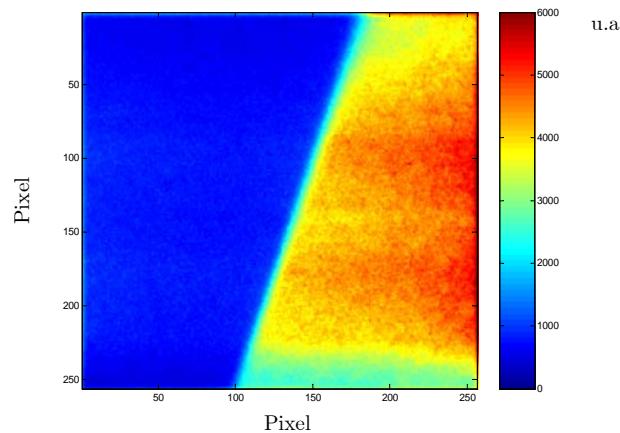
$$S_{R}^{\text{C_corrigé}}(x, y) = S_{R}^{\text{C}}(x, y) - S_{B}(x, y) - S_{\chi}(x, y)$$

Le signal de diffusion Rayleigh de la combustion étant encore bruité, nous avons appliqué aux images un filtre de Wiener de matrice 5x5. L'algorithme du filtre de Wiener est intégré dans une boîte à outils du traitement d'images du logiciel MATLAB®.

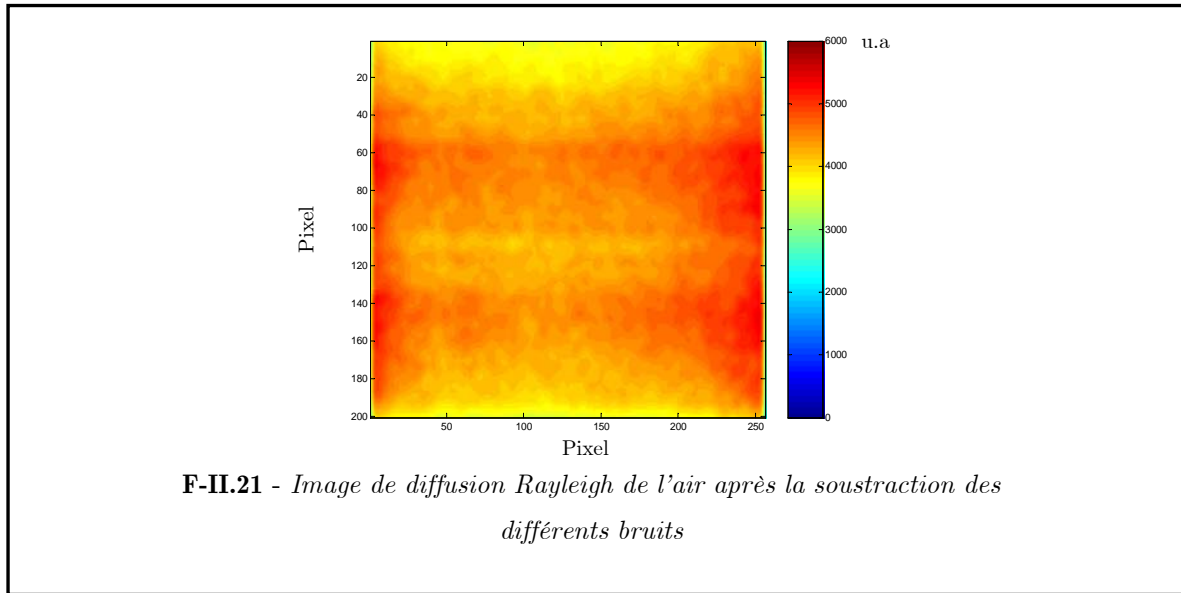
Il estime la moyenne et la variance locales autour de chaque pixel :



F-II.19 - Image moyenne de la chimiluminescence de la flamme



F-II.20 - Image de diffusion Rayleigh de la combustion après la soustraction des différents bruits



Soient A la matrice à filtrer et $a(n_1, n_2)$ les éléments de cette matrice, on a la moyenne :

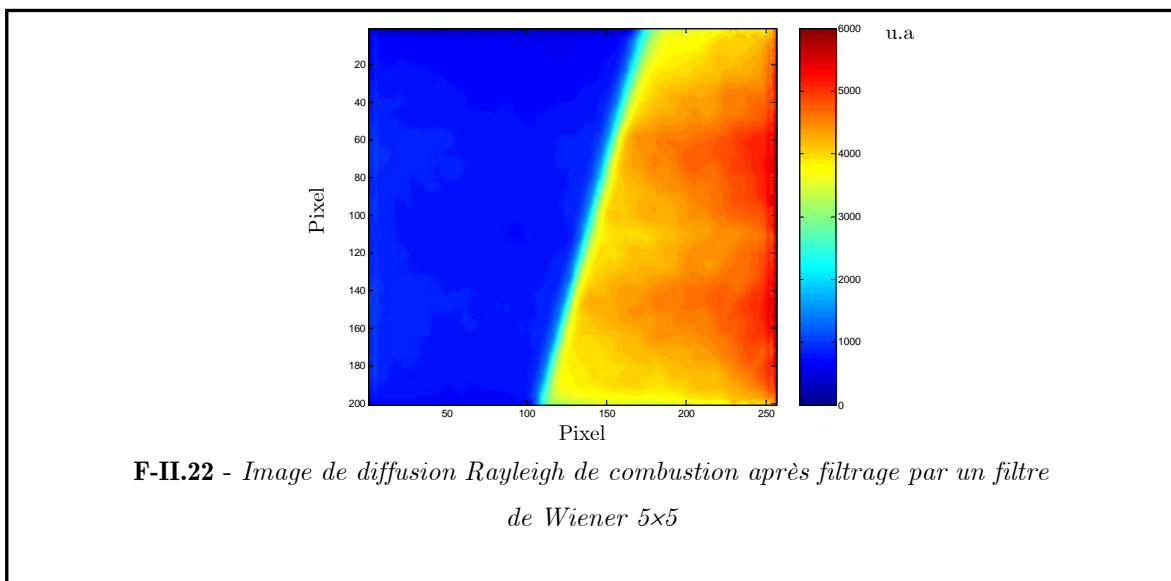
$$\mu = \frac{1}{NM} \sum_{n_1, n_2 \in \eta} a(n_1, n_2) \text{ et la variance : } \sigma^2 = \frac{1}{NM} \sum_{n_1, n_2 \in \eta} a^2(n_1, n_2) - \mu^2 \quad \text{II.21}$$

où η est la matrice NxM autour de chaque pixel $a(n_1, n_2)$ de la matrice image A.

L'algorithme donne une matrice B, dont chaque pixel $b(n_1, n_2)$ a pour valeur :

$$b(n_1, n_2) = \mu + \frac{\sigma^2 - v^2}{\sigma^2} (a(n_1, n_2) - \mu) \quad \text{II.22}$$

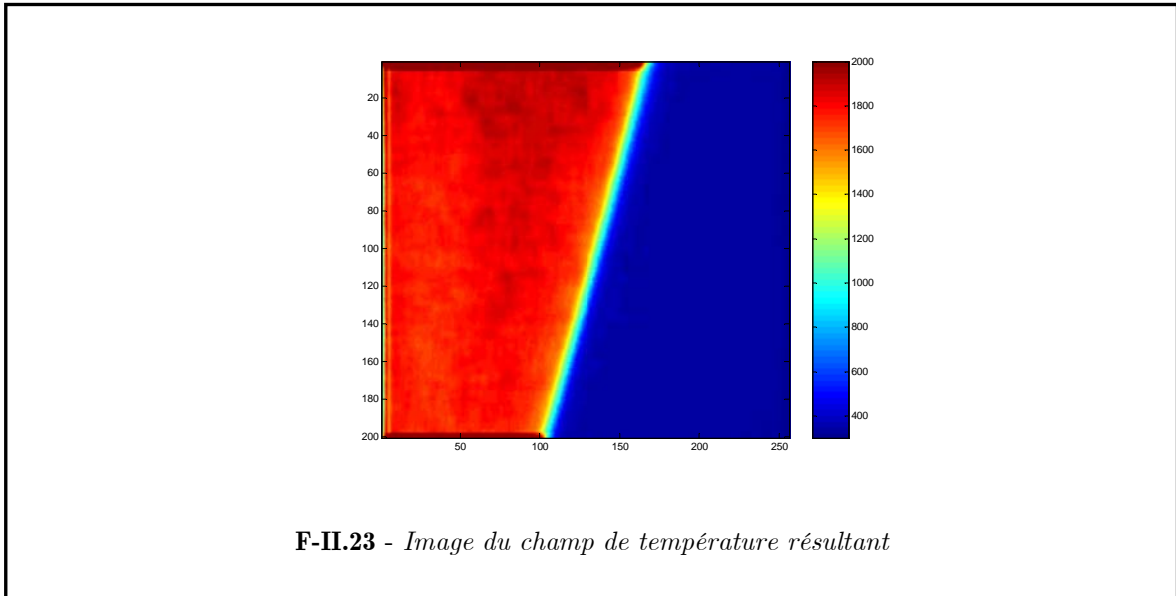
où v^2 est la variance du bruit. Le bruit n'étant pas défini, l'algorithme prend comme valeur de v^2 la moyenne de toutes les variances locales de A.



Enfin, dans le but de normaliser l'image de diffusion Rayleigh de la combustion et de créer une image de température, nous procédons à l'opération suivante, dont on peut voir le résultat sur la figure II.23 :

$$T(x, y) = k \cdot T_{\text{Amb}} \cdot \frac{S_{\text{R}}^{\text{Air}}(x, y)}{S_{\text{R}}^{\text{C}}(x, y)} \quad \text{II.23}$$

où k est le rapport des sections efficaces du mélange et de l'air et T_{Amb} correspond à la température de référence.



II.2.3 Mesure de richesse : PLIF sur acétone

Plusieurs méthodes permettent d'accéder à la mesure de concentration. Néanmoins, l'une des plus employées, que ce soient des écoulement réactifs ou non, est la P.L.I.F. (Planar Laser Induced Fluorescence), du fait de son processus résonnant entraînant une sensibilité et une détectabilité beaucoup plus grandes.

En effet, elle permet d'effectuer des mesures de concentrations locales à deux dimensions.

II.2.3.1 Choix et dispositif d'ensemencement du traceur

De nombreux traceurs ont été utilisés dans le but de suivre le combustible par fluorescence induite [CATTOLICA, 1986 ; LOZANO, 1992 ; BRECKMUULER, 1994 ; DESCHAMPS, 1994 ; BAUERLE, 1996 ; RICHTER, 1998].

Le choix du traceur s'est porté ici sur la simplicité d'utilisation ainsi que la faible toxicité au contraire de certains traceurs (NO par exemple). De plus, compte tenu de notre dispositif expérimental et donc des débits nécessaires (allant de 0.1 à 1 l/s), nous devons disposer d'une grande quantité du mélange combustible/traceur.

Le choix du traceur repose sur ses propriétés physiques. En effet, il doit rester gazeux et être en quantité suffisante pour obtenir un signal de fluorescence suffisamment élevé.

Pour cela, nous devons donc choisir un traceur dont la pression de vapeur saturante est suffisamment élevée. Ainsi l'acétone, C_3H_8O [LOZANO, 1992], semble être le traceur adéquat pour notre étude. En effet, cette molécule présente l'avantage d'être une petite molécule de fluorescence et de posséder une masse moléculaire peu éloignée de celle du méthane. De plus, elle allie certains avantages non retrouvés dans d'autres molécules, comme :

- une indépendance au « quenching » (par exemple, grâce à un passage aisé vers un autre système qui peut être un état triplet)
- un fort rendement de fluorescence, souvent incompatible avec le « quenching »
- un ensemencement simple
- une absence de toxicité

Toutefois, on peut remarquer qu'il est important d'évaluer les effets de la diffusivité sur le comportement de l'acétone.

Système d'ensemencement :

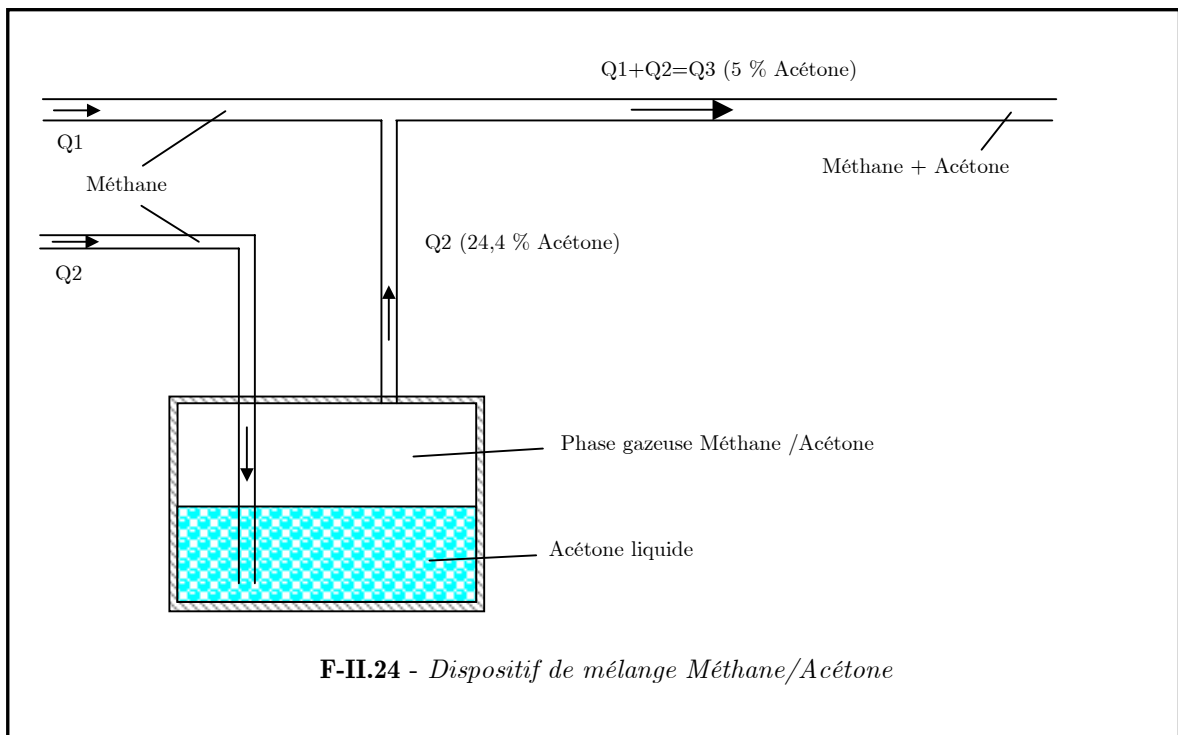
La pression de vapeur saturante P_{sat} (en Torr) peut être décrite par la loi empirique d'Antoine :

$$\log_{10}(P_{sat}) = 7,125267 - \frac{1214,208}{230,002 + T} \quad \text{II.24}$$

avec T en °C. Dans notre condition d'utilisation, à 20 °C, la pression de vapeur saturante correspond à un ensemencement de plus de 24% en volume.

Afin de contrôler la concentration d'acétone dans le mélange méthane/air, nous avons utilisé un « by-pass » permettant de diminuer la concentration de l'acétone dans le méthane (figure II.24).

Le réservoir d'acétone est plongé dans un récipient rempli d'eau afin de contrôler la température à l'intérieur et ainsi de s'assurer de la constance de l'ensemencement tout au long de la manipulation. En effet, l'évaporation de l'acétone refroidit le réservoir et diminue ainsi la pression de vapeur saturante. Des mesures préliminaires ont montré que la variation maximale de la pression vapeur saturante de l'acétone durant l'expérience est inférieure à 4 % et nous permet de dire qu'elle reste constante.



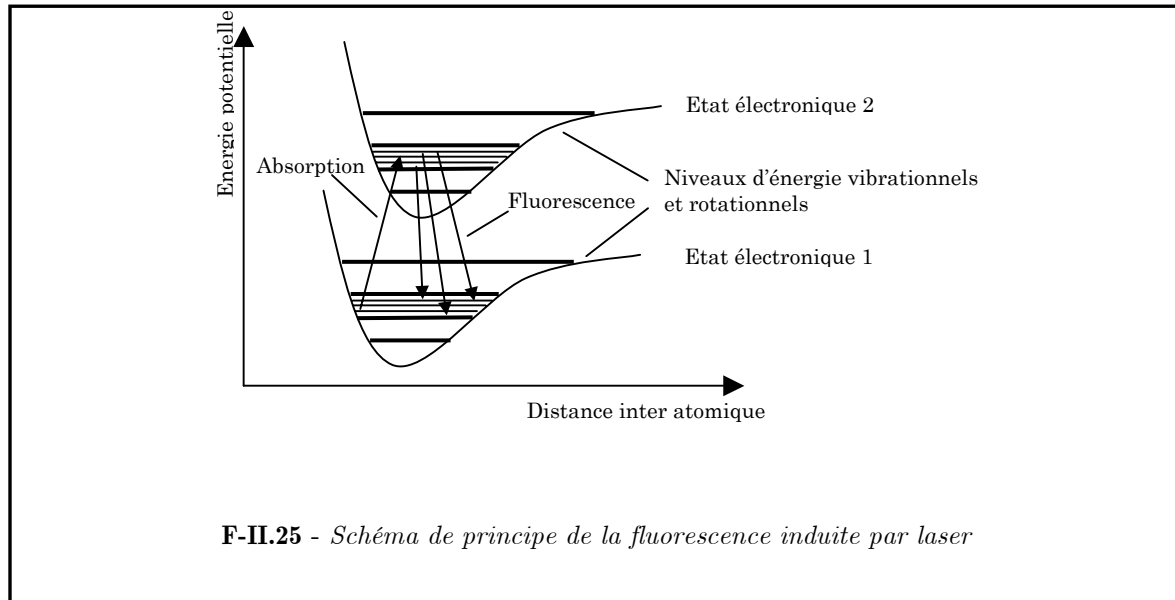
II.2.3.2 Principe général

La fluorescence induite par laser consiste à introduire une molécule dans l'écoulement et à l'exciter par un laser accordé sur une des transitions de cette molécule (souvent dans l'U.V. : 266, 355, 248 nm ...). Ceci afin de coïncider avec la longueur d'onde d'absorption de l'espèce.

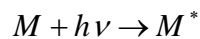
La molécule, initialement à l'état électronique le plus faible, passe à un état excité où son énergie se répartit sur tous les niveaux. Lorsque la molécule va se désexciter, des photons vont être émis . C'est le signal de fluorescence, figure II.25.

Ce phénomène s'explique par le modèle simple à deux niveaux, qui néglige l'existence des niveaux électroniques vibrationnels et rotationnels voisins des deux niveaux directement

impliqués. Ce modèle est intéressant d'un point de vue pédagogique car il permet d'expliquer facilement les différents modes de désexcitation d'une molécule.



Si l'on considère une molécule possédant deux états électroniques stationnaires 1 et 2, où l'état 1 est l'état fondamental dans lequel se trouve la molécule et l'état 2 celui dans lequel elle se trouve lorsqu'elle est excitée sur une transition absorbante telle que : $E_2 - E_1 = h\nu_{12}$, ce phénomène est l'absorption et s'écrit :



II.25

où M représente la molécule dans son état fondamental, M^* dans son état excité et $h\nu$ le photon incident généralement fourni par un laser.

Sur le niveau excité, la molécule va se désexciter selon différents processus :

L'émission spontanée

Lorsque la molécule revient à son état fondamental, elle émet spontanément un photon dans tout l'espace. Cette émission se fait alors, dans la plupart des cas, dans une longueur d'onde différente de celle incidente. En effet, le modèle à deux niveaux est imparfait et n'explique pas d'autres transitions mises en jeu telles que la répartition de la population

excitée sur des niveaux rotationnels et vibrationnels voisins par collision. Ce phénomène s'appelle la fluorescence.

Dans ces conditions, on a :



Le quenching

Lorsque la molécule est dans son état excité, des collisions inélastiques avec d'autres molécules présentes dans le milieu peuvent se produire. On observe alors un transfert d'énergie électronique appelé quenching entre les molécules, annihilant l'émission de photon spontanée. Ce phénomène rentre directement en compétition avec l'émission de fluorescence dont il atténue l'intensité, et peut être représenté par le taux de désexcitation par collision Q₂₁.

$$Q_{21} = n \cdot \langle V_{ac} \rangle \sum_i \sigma_i \chi_i \sqrt{1 + \frac{m_{ac}}{m_i}} \quad \text{II.27}$$

où σ_i représente la section efficace de collision, χ_i la concentration du partenaire de collision, i le partenaire de collision et $\langle V_{ac} \rangle$ la vitesse d'agitation moléculaire de l'acétone :

$$\langle V_{ac} \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}} \quad \text{II.28}$$

où k est la constante de Boltzmann et μ la masse réduite des molécules en collision.

L'émission stimulée

Lorsque la molécule se trouve dans son état excité, un photon peut interagir avec elle et lui permettre de retourner à son état fondamental en émettant deux photons aux mêmes longueur d'onde et direction que la source incidente. On a alors :



Pour de faibles excitations, le signal de fluorescence S_F d'une molécule d'acétone s'écrit selon [THURBER, 1998] :

$$S_F(\mathbf{x}, y) = I_0(\mathbf{x}, y, \lambda) dV_c n_{opt} \left[\frac{\chi_{Acetone}(\mathbf{x}, y) P}{kT} \right] \sigma(\lambda, T) \Psi \left(\lambda, T, P, \sum_i \chi_i \right) \quad \text{II.30}$$

où $I_0(\lambda)$ est la densité d'énergie laser comprise dans le volume $dV_c [cm^3]$ et n_{opt} est l'efficacité globale du système de collection optique.

Le terme entre crochet est la densité d'acétone [cm^{-3}], donnée par le produit de la fraction molaire d'acétone $\chi_{Acetone}$ et de la pression totale P divisé par la constante de Boltzmann k et la température T .

Les deux dernières variables sont σ la section efficace moléculaire d'absorption du traceur [cm^2] et ψ le rendement quantique de fluorescence.

L'effet de la variation de composition sur le rendement quantique de fluorescence peut être négligé [THURBER, 2001] et pour une pression constante et une longueur d'onde d'excitation fixée, le signal de fluorescence devient :

$$S_F(\mathbf{x}, y) = C_0(\mathbf{x}, y) \chi_{Acetone}(\mathbf{x}, y) f(\lambda, T) \quad \text{II.31}$$

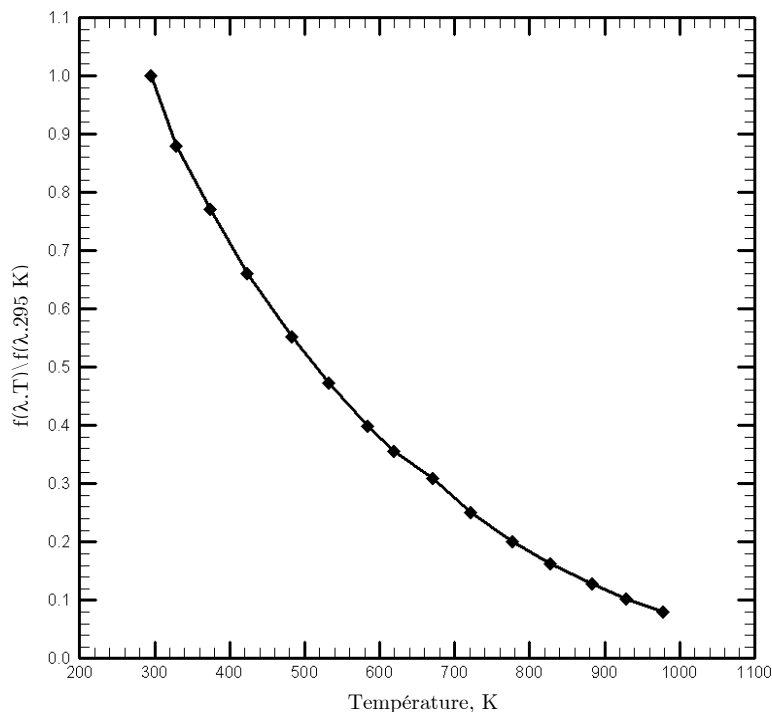
$$\text{où } f(\lambda, T) = \frac{\sigma_A(\lambda, T) \Psi(\lambda, T)}{T(\mathbf{x}, y)}$$

Depuis une étude expérimentale à pression atmosphérique, [THURBER, 1998] a évalué l'influence de la température sur les différents termes de la fonction $f(\lambda, T)$ pour 5 longueurs d'ondes U.V.. Il a remarqué que la section efficace d'absorption $\sigma_A(\lambda, T)$ augmente lorsque l'on accroît la température quelle que soit la longueur d'onde choisie, mais varie seulement faiblement avec la température pour de courtes longueurs d'ondes. On peut donc considérer que la section efficace d'absorption est indépendante de la température, pour une longueur d'onde d'excitation de 266 nm. Pour toutes les longueurs d'ondes, le rendement de fluorescence décroît fortement lorsqu'on augmente la température.

Les valeurs du rapport $f(\lambda, T)/f(\lambda, T_0)$ ont été reportées par [THURBER, 2001] et sont représentées sur la figure II.26, qui montre clairement comment le signal de fluorescence par unité de fraction molaire est influencé par la température.

I.2.3.3 Dispositif expérimental

La P.L.I.F. est assurée à l'aide d'un laser de type Nd-YAG quadruplé, de longueur d'onde $\lambda=266$ nm et d'énergie 60 mJ/pulse permettant d'exciter les molécules d'acétone. Le signal de fluorescence ainsi produit est enregistré à l'aide d'une caméra intensifiée Princeton PI-MAX:512 possédant un capteur de 512x512 pixels couplé avec un intensificateur de type GEN-II. Les données sont encodées sous 16 bits (sous forme d'image tif). L'utilisation d'un objectif de type Nikon 50 mm (f/1.2) et d'une bague allonge de 12 mm permet d'obtenir un grandissement de 12.9 pixel/mm.



F-II.26 - Influence de la température sur le signal de fluorescence par unité de fraction molaire d'acétone à pression atmosphérique pour $\lambda=266$ nm, [THURBER, 20001]

L'intensificateur est ouvert pendant 100 ns et le signal est filtré à l'aide d'un filtre de rejection centré sur 532 nm permettant ainsi de diminuer au maximum le bruit dû aux réflexions et de soustraire la diffusion Rayleigh générée par le 532 nm résiduel. Le dispositif est rappelé sur la figure II.34.

II.2.3.4 Traitement et filtrage des images

Tout comme pour les images de diffusion Rayleigh, les images de fluorescence nécessitent un traitement visant à supprimer les différentes perturbations liées à l'acquisition.

Nous avons donc, pour chacune des séries, l'acquisition d'images de fluorescence de la combustion (notées S_F^C), du bruit numérique de la caméra (S_B^N), de la chimiluminescence de la flamme (S_χ), du profil de la nappe laser ($S_F^{\text{Profil_nappe}}$) et de la fluorescence de la stratification servant à étalonner nos mesures (S_F^{Ref}).

Il est donc possible maintenant d'exprimer les différentes opérations grâce aux équations suivantes.

Dans un premier temps, on soustrait le bruit numérique aux images de chimiluminescence, à celles de la nappe laser et de l'image brute de la fluorescence en combustion.

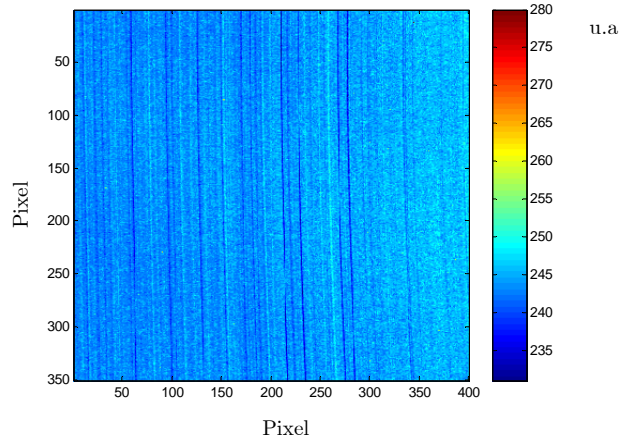
$$\begin{aligned} S_F^C(x, y) &= S_F^C(x, y) - S_B^N(x, y) \\ S_F^{\text{Profil_nappe}}(x, y) &= S_F^{\text{Profil_nappe}}(x, y) - S_B^N(x, y) \\ S_\chi(x, y) &= S_\chi(x, y) - S_B^N(x, y) \end{aligned} \quad \text{II.32}$$

Le signal de chimiluminescence intégré pendant l'acquisition de la fluorescence en combustion est soustrait au signal de fluorescence.

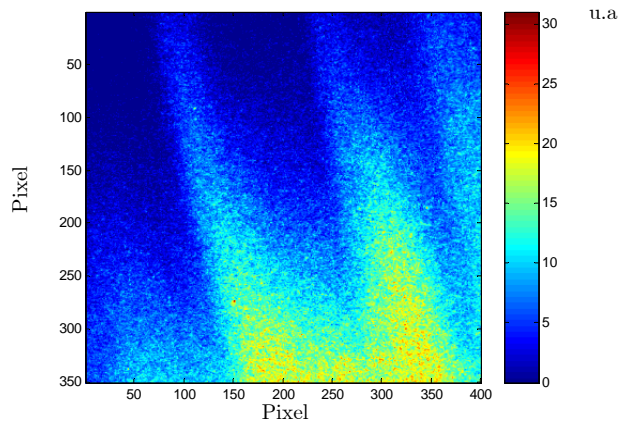
$$S_F^C(x, y) = S_F^C(x, y) - S_\chi(x, y) \quad \text{II.33}$$

Afin de supprimer les effets d'inhomogénéité liés au profil gaussien de la nappe, on divise alors le signal de fluorescence de référence et de combustion par l'image du profil de nappe.

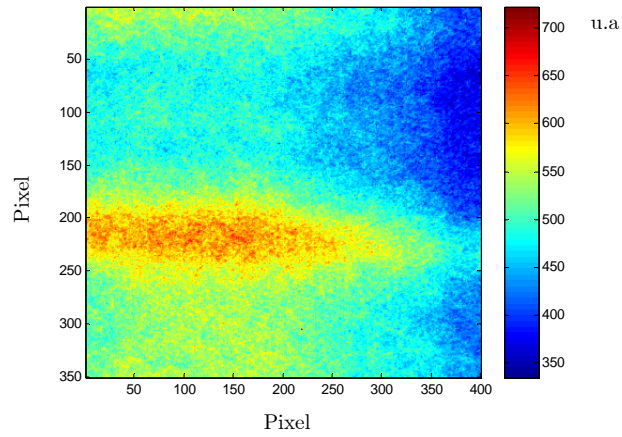
$$\begin{aligned} S_F^C(x, y) &= \frac{S_F^C(x, y)}{S_F^{\text{Profil_nappe}}(x, y)} \\ S_F^{\text{Ref}}(x, y) &= \frac{S_F^{\text{Ref}}(x, y)}{S_F^{\text{Profil_nappe}}(x, y)} \end{aligned} \quad \text{II.34}$$



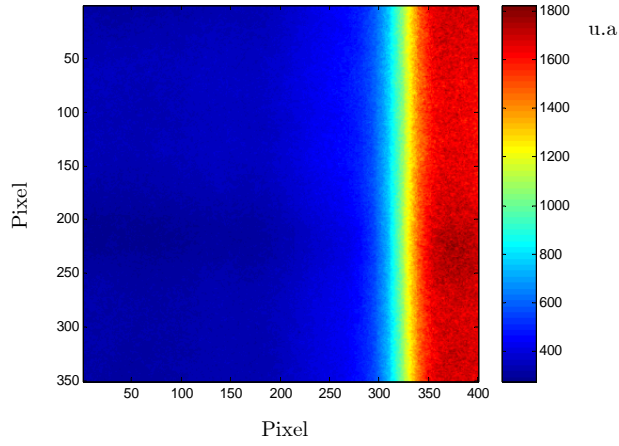
F-II.27 - Image du bruit numérique de la caméra



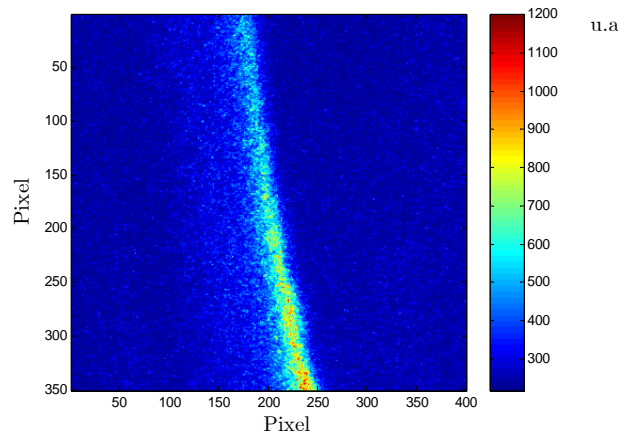
F-II.28 - Image de la chimiluminescence de la flamme



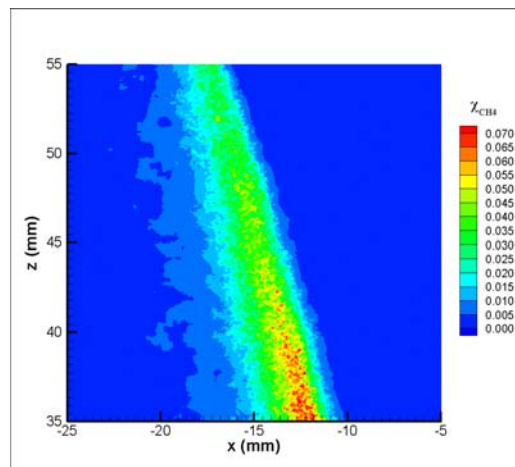
F-II.29 - Image du profil de nappe laser



F-II.30 - *Image de la stratification servant de référence*



F-II.31 - *Image brute de fluorescence en combustion*



F-II.32 - *Image du champ de fraction molaire du méthane*

Le signal de référence nous à permis d'étalonner notre image de fluorescence en combustion et de sortir cette image en fonction de la fraction molaire de méthane, comme on peut le voir sur la figure II.32.

II.2.4 Les mesures simultanées

D'une seule excitation laser à la longueur d'onde λ , les signaux de fluorescence de l'acétone et de diffusion Rayleigh peuvent être recueillis simultanément sur deux caméras différentes équipées de filtres spectraux appropriés.

Pour ce type d'expérience, les longueurs d'ondes optimales permettant de générer ces signaux sont différentes, afin d'éviter toute interaction (cf. II.2.2 et II.2.3).

Si l'on considère ces deux techniques séparément, pour des combustions prémélangées ou partiellement prémélangées, beaucoup d'inconvénients peuvent être observés. En effet, le signal de fluorescence décroît fortement avec la température, comme le montre l'équation de $f(\lambda, T)$, (II.20). La distance nécessaire pour que la température augmente, depuis les gaz frais (300 K) jusqu'à la température de pyrolyse de l'acétone (1000 K), ne peut pas être négligeable, en particulier pour des mélanges homogènes et stratifiés pauvres.

Du fait de la présence locale de l'acétone dans le mélange pour les mesures de fluorescence, le signal de diffusion Rayleigh se trouve affecté et montre une contribution de la molécule d'acétone dans les champs de températures.

La molécule d'acétone possédant une section efficace nettement plus grande que celle de l'air, la section efficace différentielle de diffusion Rayleigh correspondant au mélange considéré s'en trouve affectée et devient :

$$\alpha_{Ac}^{Air} = \frac{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{Ac} - (\partial\sigma/\partial\Omega)_{Air}}{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{Air}} \quad \text{II.35}$$

typiquement égale à 12.8 +/- 0.1 pour une longueur d'onde $\lambda=266$ nm [BRESSON, 2000]. Cette variable adimensionnée caractérise la quantité de section efficace d'acétone ajoutée au mélange initial de diffusion Rayleigh. Si la quantité d'acétone nécessaire à la mesure de fluorescence introduite dans notre mélange est de 1 % dans tout le volume, le signal de diffusion Rayleigh est augmenté de 14 %, menant à une erreur de mesure sur la température de 14 %.

Les mesures simultanées de diffusion Rayleigh et de P.L.I.F. sur acétone nous permettent de corriger à la fois l'influence de la température sur la mesure de fraction molaire de combustible et la contribution de la section efficace de diffusion Rayleigh de l'acétone sur les mesures de température.

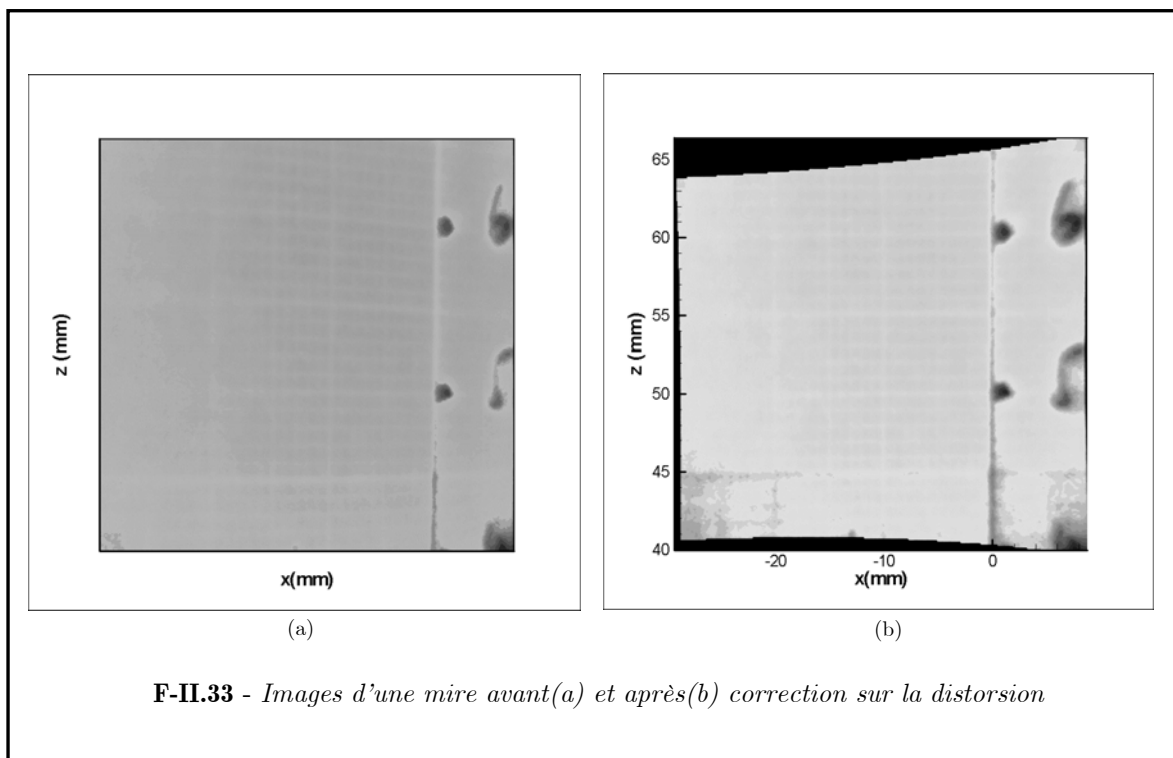
II.2.4.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental employé ici correspond à une combinaison des deux dispositifs précédemment décrits et dont la figure II.34 rappelle la disposition des différents éléments. Afin de pouvoir synchroniser lasers et caméras, le banc de combustion est entièrement automatisé à l'aide d'un boîtier de contrôle et de délais permettant une utilisation relativement simple.

On peut remarquer sur la figure II.34 que les deux caméras intensifiées, servant à l'acquisition des différents signaux, sont placées l'une à côté de l'autre afin de réduire le bruit lié aux réflexions pour l'acquisition des signaux de la diffusion Rayleigh.

La caméra servant à l'acquisition de la diffusion Rayleigh est placée dans la direction perpendiculaire à la nappe laser et la caméra servant à l'acquisition des signaux de fluorescence est quant à elle déviée d'un angle θ par rapport à la direction perpendiculaire (figure II.34).

Néanmoins, cette technique nécessite certaines précautions. En effet, l'angle de vision entraîne une distorsion de l'information et un défaut de mise au point sur une partie de l'image. Ce défaut de mise au point peut être corrigé en utilisant une monture de type Scheimpflug entre l'objectif et la caméra. La distorsion peut être corrigée en utilisant une mire spécifique de calibration placée dans l'axe de la nappe laser. Après obtention de la correspondance des coordonnées entre chaque point de la mire physique et image, chaque image de fluorescence est corrigée à l'aide d'un polynôme 2d de 3^{ème} ordre ajusté par la méthode des moindres carrés. On peut voir sur la figure II.33 le résultat obtenu à l'aide de cette correction sur une mire.



II.2.4.2 Correction numérique des différents signaux

Comme nous l'avons déjà vu dans la partie II.2.3, le signal de fluorescence est fortement influencé par la température, selon l'équation $f(\lambda, T)$ dont les valeurs ont été rappelées sur la figure II.26 pour une longueur d'onde de 266 nm.

[BRESSON, 2000] est le premier à proposer une méthode itérative permettant de corriger les deux signaux, résumée dans la partie suivante.

Si l'on part des images de températures créées depuis la diffusion Rayleigh, chaque pixel correspond à une température nous permettant de calculer l'équation $f(\lambda, T)$ selon le polynôme d'ordre 4 provenant du fit des données de [THURBER, 1999] :

$$f_{\lambda}(T) = 2,7681 - 0,009635 \cdot T + 1,5879e^{-5} \cdot T^2 - 1,3459e^{-8} \cdot T^3 + 4,5236e^{-12} \cdot T^4 \quad \text{II.36}$$

Ce coefficient est donc appliqué au pixel correspondant de l'image de fluorescence et la nouvelle valeur du signal de fluorescence s'exprime selon :

$$S_{\text{Fluo_corrigé}}(x, y) = \frac{S_{\text{Fluo}}(x, y)}{f_{\lambda}(T)} \quad \text{II.37}$$

Nous avons vu que la section efficace de diffusion Rayleigh de l'acétone avait une influence sur la valeur de la température, pouvant s'exprimer par la section efficace différentielle de diffusion Rayleigh. Ainsi, l'expression de la température peut être modifiée et s'écrire comme une fonction de la section efficace différentielle et du nouveau signal de fluorescence :

$$T_{\text{corrigé}}(x, y) = T(x, y) \cdot \left(1 + \frac{S_{\text{Fluo_corrigé}}(x, y)}{k_{\text{Fluo}}} * \alpha_{\text{Ac}}^{\text{Air}} \right) \quad \text{II.38}$$

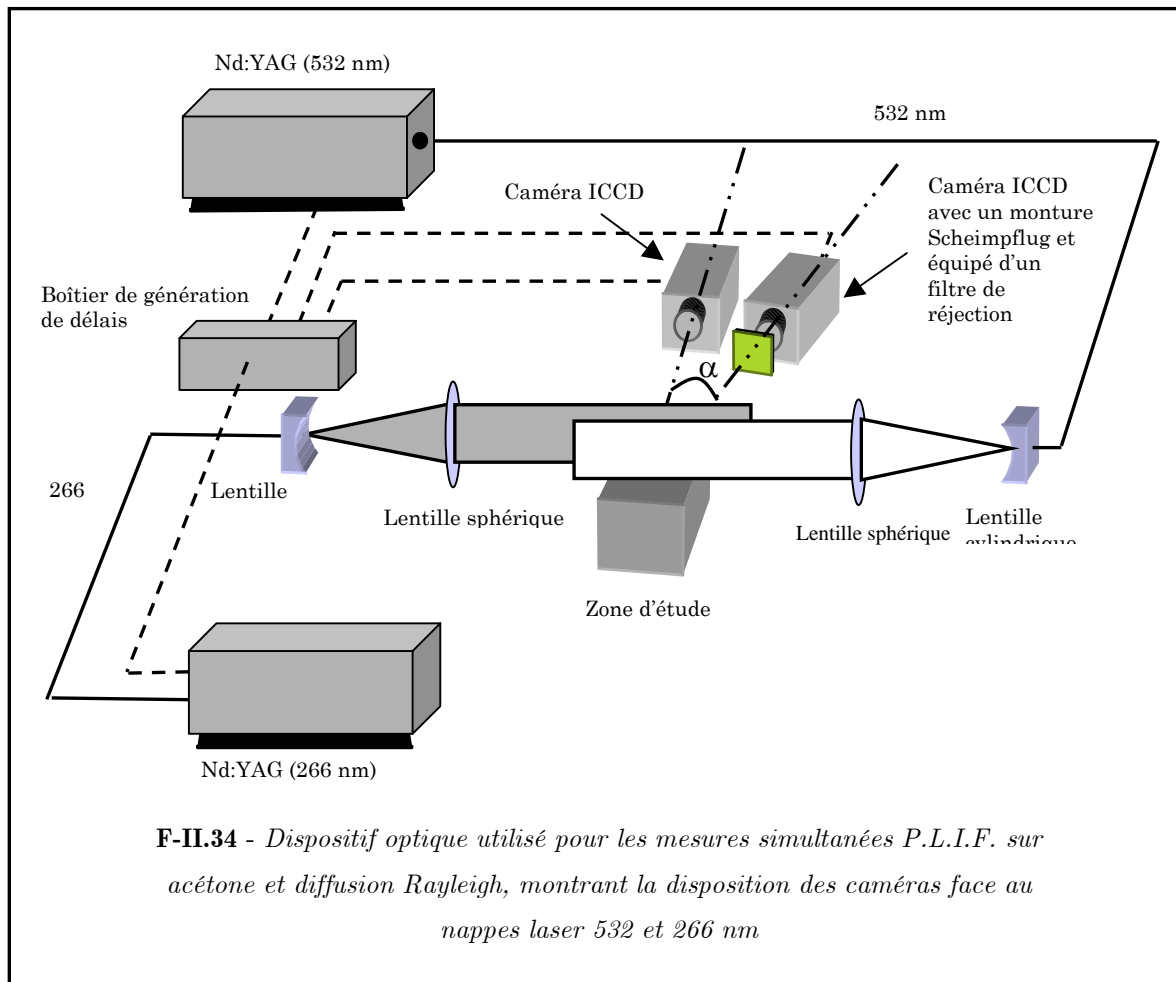
où k_{Fluo} est une constante expérimentale de normalisation.

On obtient ainsi une nouvelle valeur de température, pouvant être introduite dans l'équation II.36. Afin de pouvoir converger, les équations II.37 et II.38 deviennent respectivement :

$$S_{\text{Fluo_corrige}}^n(x, y) = \frac{S_{\text{Fluo_corrige}}^{n-1}(x, y)}{f_\lambda(T^n)/f_\lambda(T^{n-1})} \quad \text{II.39}$$

$$T_{\text{corrige}}^n(x, y) = T_{\text{corrige}}^{n-1}(x, y) \cdot \left(1 + \frac{S_{\text{Fluo_corrige}}^n(x, y)}{k_{\text{Fluo}}} * \alpha_{\text{Ac}}^{\text{Air}} \right) \quad \text{II.40}$$

La résolution par itération des équations précédentes permet d'obtenir des résultats après seulement quelques itérations (typiquement de 3 à 8).



II.2.4.3 Evaluation des erreurs

L'utilisation de la P.L.I.F. comme technique de mesure de concentration de carburant en combustion demande quelques précautions.

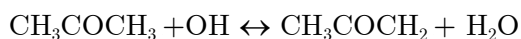
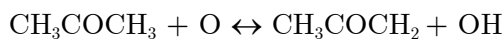
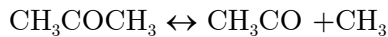
Effectivement, le fait d'ensemencer l'acétone en faible quantité, afin de déterminer la fraction molaire de carburant (richesse ou fraction de mélange) dans tout le champ de mesure, nécessite que l'acétone soit un bon traceur du carburant, afin de valider l'hypothèse selon laquelle la fraction molaire d'acétone mesurée à l'aide de la P.L.I.F. suit bien linéairement la fraction molaire de carburant [SCHULZ, 2005].

1) Réaction

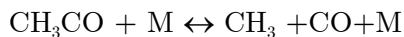
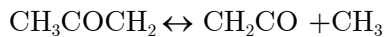
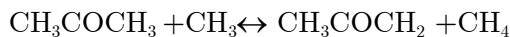
Pour nos expériences, l'acétone et le méthane doivent avoir le même comportement lors de leur combustion. En d'autres termes, l'influence de l'acétone sur la combustion du mélange méthane/air doit être contrôlée et négligeable. En effet, l'acétone doit réagir et diffuser comme le méthane.

Pour évaluer cette influence, le code PREMIX [KEE, 1993] a été employé dans le calcul d'une flamme (méthane+acétone)/air prémélangée plane non étirée, en utilisant le mécanisme GRI-MECH 3.0 de [SMITH, 2000] couplé avec les réactions de décomposition de l'acétone [SATO, 2000]. La décomposition de l'acétone se présente sous la forme de phénomènes de pyrolyse et d'oxydation.

Les réactions suivantes ont été rajoutées au mécanisme GRI-MECH 3.0, elles représentent la chaîne d'initiation et de propagation des premières étapes de la décomposition de l'acétone [BERCES, 1972].



II.41



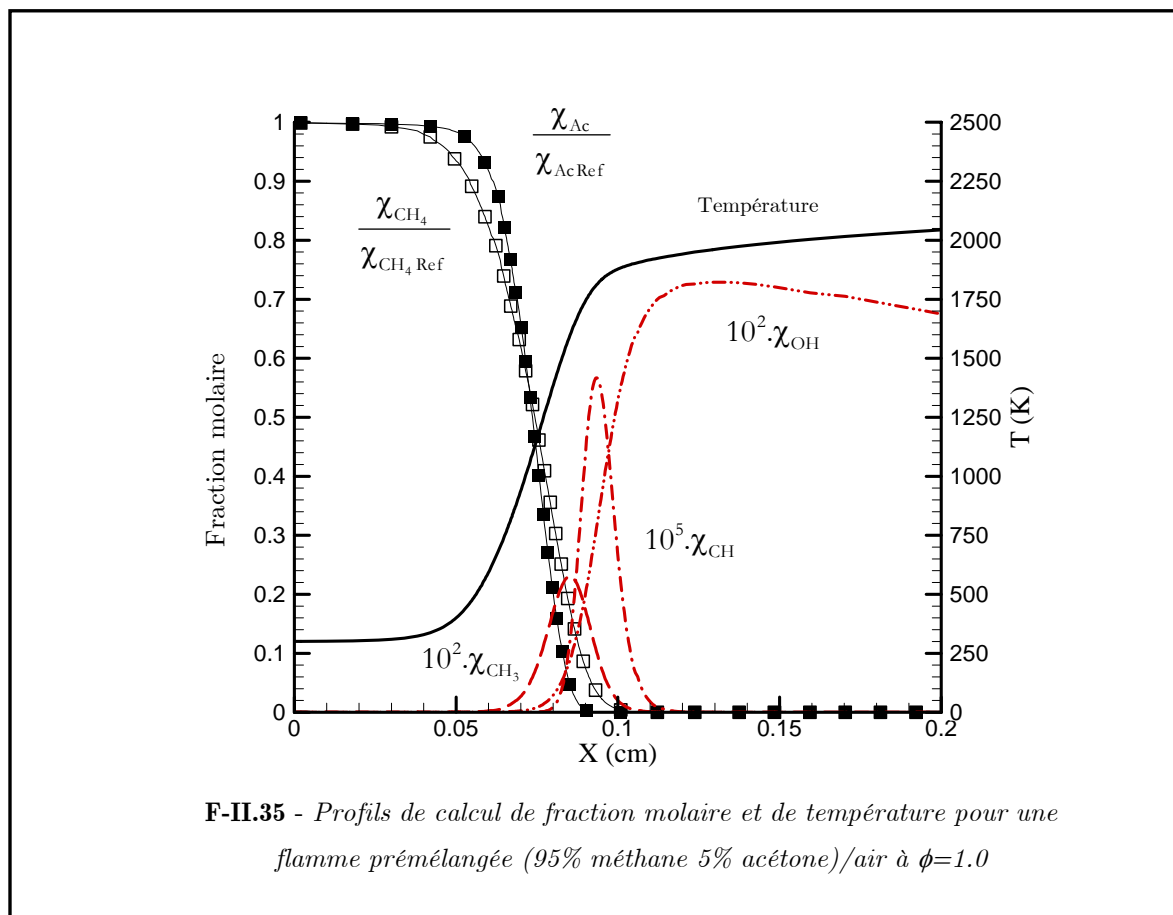
Les calculs ont été effectués pour une série de deux richesses différentes ($\phi=1$ et $\phi=0,8$), avec et sans acétone. Nous avons également étudié différentes concentrations d'acétone dans le mélange.

Il convient de garder à l'esprit que les réactions de décomposition ont été validées pour des températures inférieures à 500 K et pour des pressions comprises entre 1,2 et 3,2 Atm

[SATO, 2000]. En outre, dans ces calculs, la vitesse peut être légèrement au-dessus ou en-dessous des conditions réelles.

Concernant notre étude, on peut considérer cette limitation comme satisfaisante puisque nous nous concentrons seulement sur l'influence de la décomposition de l'acétone sur la combustion du mélange méthane/air. Pour cette raison, les informations données par le calcul sur la flamme laminaire doivent être interprétées comme une indication de ce qui se produit lorsqu'un faible pourcentage d'acétone est introduit dans le mélange.

On peut donner un exemple de calcul effectué à propos d'une flamme laminaire de prémélange acétone/méthane/air pour une condition stœchiométrique de 1, comme on peut le voir sur la figure II.35.



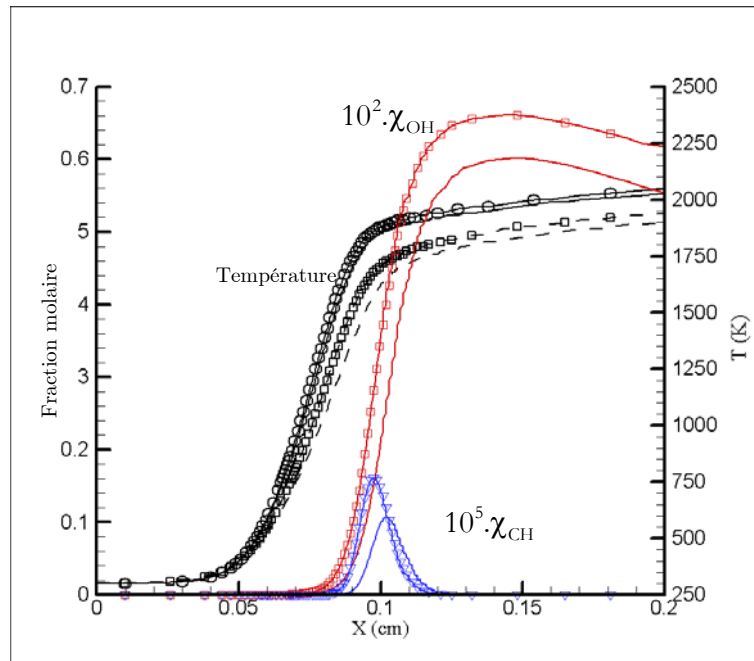
Ces calculs nous suggèrent que les décompositions du méthane et de l'acétone sont globalement similaires.

Pour de faibles températures ($T < 1000$ K), l'oxydation du méthane apparaît plus tôt que celle de l'acétone. Parallèlement, l'oxydation de l'acétone devient plus rapide pour de hautes températures au moment où le phénomène de pyrolyse devient prédominant.

L'influence de l'ensemencement d'acétone dans de faibles proportions, en terme de vitesse de flamme, température des gaz brûlés et production de radicaux, peut être aussi évaluée en faisant des calculs avec et sans acétone figure II.37 .

On voit clairement que la température finale ainsi que l'épaisseur de flamme à richesse constante sont augmentées par la présence d'acétone dans la combustion.

De plus, la production de radicaux (radicaux OH et CH par exemple) est également influencée par l'ensemencement d'acétone. On voit que le maximum de production de ces radicaux est décalé vers les gaz frais. Ce phénomène est d'autant plus vrai pour de faibles richesses, où la différence devient plus significative.



F-II.36- Influence de l'ensemencement d'acétone sur les profils de température et de radicaux pour une flamme laminaire. Les courbes sans symboles correspondent à des mélanges méthane/air sans acétone alors que les courbes avec des symboles correspondent pour des mélanges ensemencés à 5% d'acétone en volume dans le méthane. Deux richesses différentes ont été utilisées pour les profils de température : $\phi=1$ (ligne solide) et $\phi=0.8$ (ligne en pointillés). Les profils des radicaux ont été représentés pour une richesse constante de $\phi=0.8$.

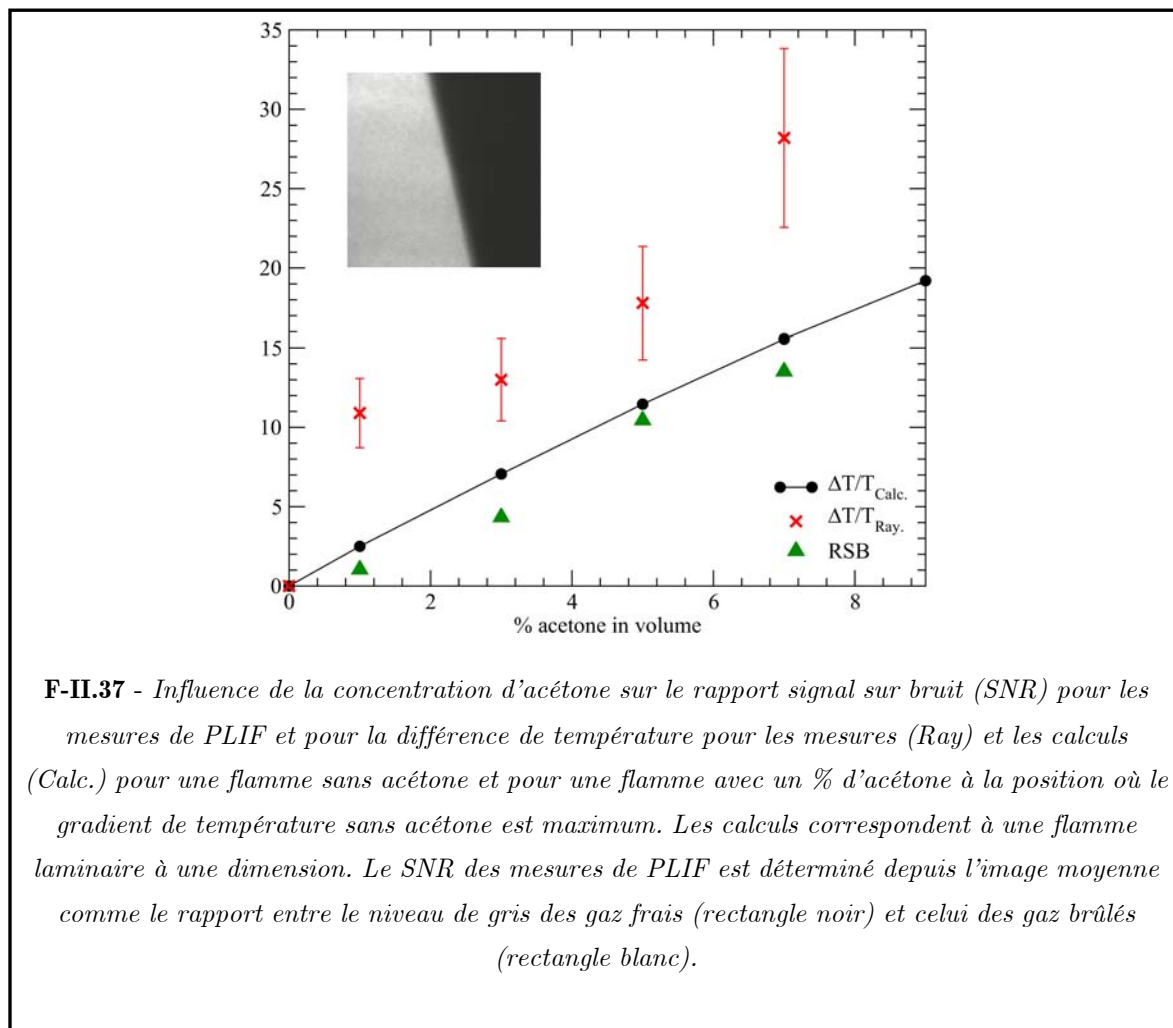
En conséquence, la concentration en acétone devra être la plus faible possible, tout en prenant en compte la limite de détection du capteur CCD de la caméra.

Afin d'optimiser cette concentration pour les mesures de P.L.I.F. et de diffusion RAYLEIGH en fonction de la détection du capteur, nous avons employé différentes concentrations d'acétone dans notre mélange, pour une richesse de $\phi=0.8$.

Le rapport signal sur bruit pour la P.L.I.F., et la différence de température entre les flammes avec et sans acétone, ont été étudiés numériquement et expérimentalement pour différentes concentrations, figure II.37.

Un ensemencement de l'ordre de 5% d'acétone dans le carburant (ce qui représente 0,1 % d'acétone dans le mélange total pour une richesse de $\phi=1.0$) semble être le bon compromis entre le rapport signal sur bruit des mesures de P.L.I.F. et la modification de la combustion d'un mélange de type méthane/air.

L'acétone se décompose dans la zone de réaction suivant les phénomènes d'oxydation et de pyrolyse, limitant l'information de la P.L.I.F. sur la concentration en carburant. Si nous concentrons notre étude sur cette région, la décroissance de la fraction molaire d'acétone peut être considérée comme similaire à celle de la fraction molaire de méthane.



Les calculs nous ont confirmé cette information pour de faibles températures (<500 K), pour lesquelles la décomposition de l'acétone est plus lente que celle du méthane, avec une différence maximale qui s'exprime comme suit :

$$\Delta\chi_{Ac,CH_4} = \left(\chi_{Ac}/\chi_{Ac,Ref.} - \chi_{CH_4}/\chi_{CH_4,Ref.} \right) / \left(\chi_{CH_4}/\chi_{CH_4,Ref.} \right) = 10\% \quad \text{II.42}$$

où $\chi_{Ac,Ref.}$ et $\chi_{CH_4,Ref.}$ représentent la fraction molaire d'acétone et de méthane dans les gaz frais à $T=298$ K.

2) Diffusion

Comme nous l'avons déjà vu, le carburant et l'acétone ne doivent pas diffuser différemment dans l'air ambiant. En effet, en combustion, des différences de diffusivité notables peuvent apparaître. Elles résultent de la grande différence entre les coefficients de diffusivité de chaque espèce intermédiaire et la laminarisation locale de l'écoulement induit par des dégagements de chaleur locaux pouvant réduire l'importance du transport de la turbulence face au transport moléculaire.

Selon [REID, 1987], la diffusivité d'un mélange méthane/air à 300K et 1 atm est de 0,210 cm^2/s , alors que celle d'un mélange acétone/air est de 0,104 cm^2/s . Du fait que l'on ne considère que le début de la réaction ($T < 500$ K) et que les coefficients de diffusivité des mélanges acétone /air et méthane ont un rapport de 2, nous pouvons prétendre que dans notre étude, les effets de diffusion sont négligeables [SU, 2000].

II.3 Etude dynamique de l'écoulement à froid

L'étude globale de l'aérodynamique à froid est nécessaire à la compréhension de son fonctionnement en combustion et plus particulièrement des phénomènes d'interaction entre la flamme et la turbulence.

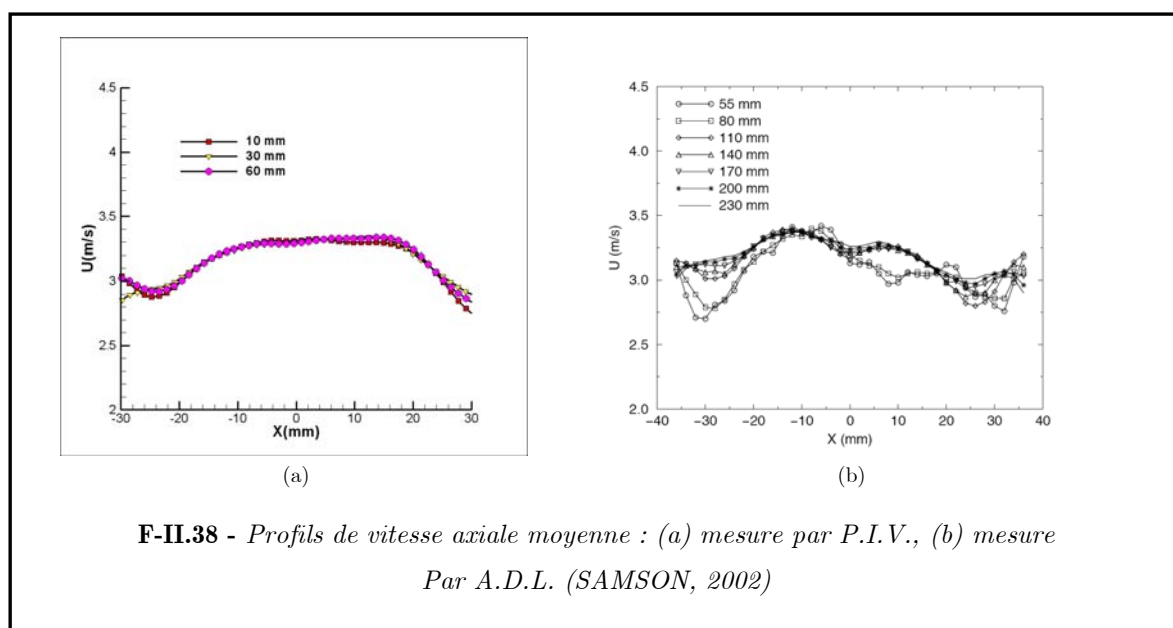
Dans ce chapitre, les caractérisations de l'aérodynamique de l'écoulement et de la fraction de mélange ont été réalisées pour l'ensemble des cas de cette étude (tableau II-4).

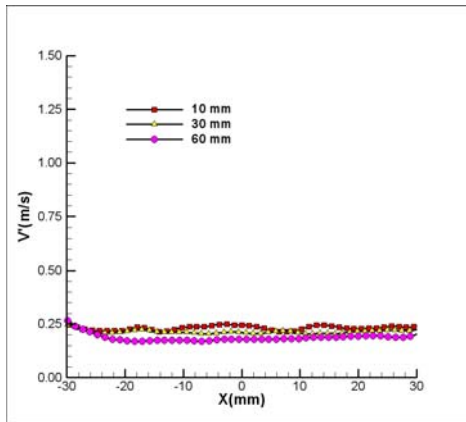
Toutes les mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées à l'aide d'un ensemencement à l'huile d'olive.

II.3.1 Aérodynamique

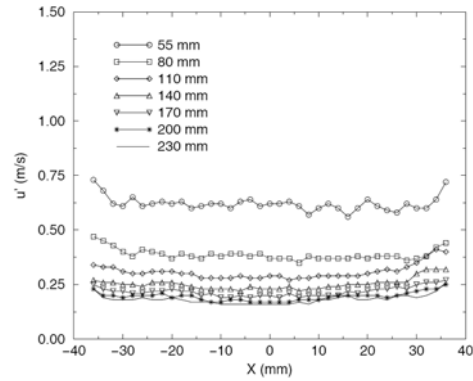
Cette partie consiste essentiellement à valider les modifications notables de l'alimentation d'air apportées à la veine d'essais (cf. II.1.1).

En effet, afin de pouvoir comparer et poursuivre les travaux de [SAMSON, 2002], il est nécessaire de conserver les mêmes propriétés aérodynamiques à froid. Pour cela, la configuration du banc est identique à celle utilisée en combustion.



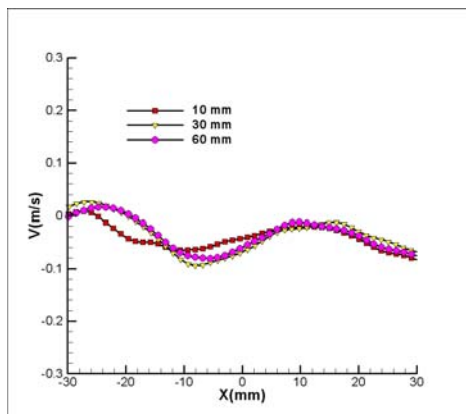


(a)

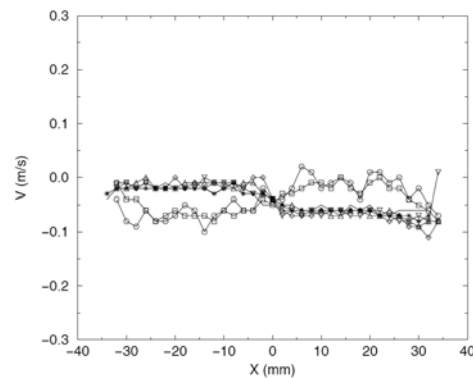


(b)

F-II.39 - Profils de fluctuations de vitesse axiale : (a) mesure par P.I.V., (b) mesure par A.D.L. (SAMSON, 2002)

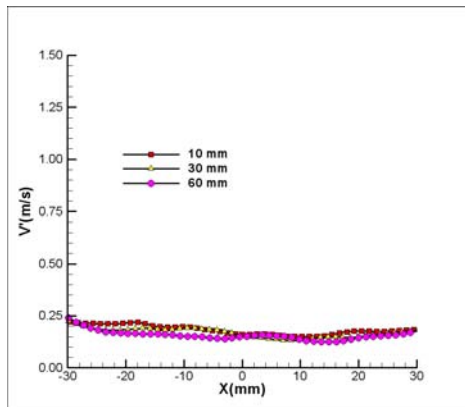


(a)

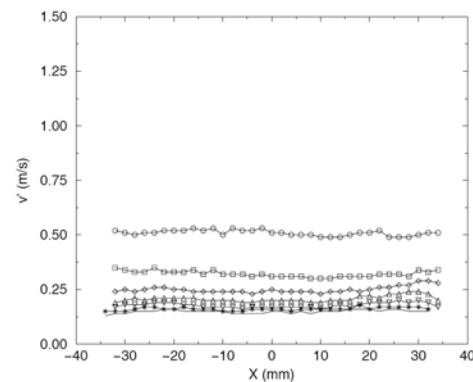


(b)

F-II.40 - Profils de vitesse radiale moyenne : (a) mesure par P.I.V., (b) mesure par A.D.L. (SAMSON, 2002)



(a)



(b)

F-II.41 - Profils de fluctuations de vitesse radiale : (a) mesure par P.I.V., (b) mesure par A.D.L. (SAMSON, 2002)

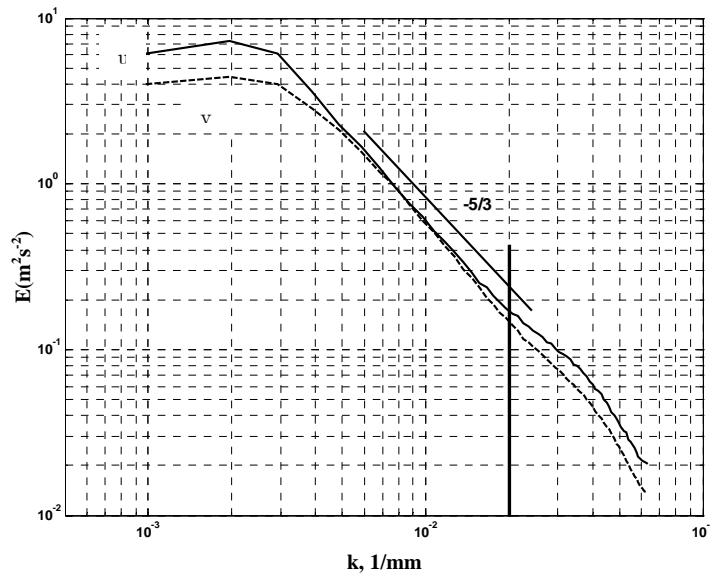
Les mesures ont été réalisées par P.I.V. à froid, avec un grandissement de 14,9 pixels/mm. Les profils de vitesses sont représentés sur les figures II.39 à 41 et comparés à ceux de [SAMSON, 2002].

Notre référentiel est considéré à la sortie de la veine tandis que celui de E. SAMSON est pris au niveau de la grille de turbulence. Il convient donc d'ajouter 90 mm à nos hauteurs de profils pour pouvoir comparer les résultats (figure II.43). De plus, nos mesures ont été faites sans confinement, contrairement à celles d'E. SAMSON.

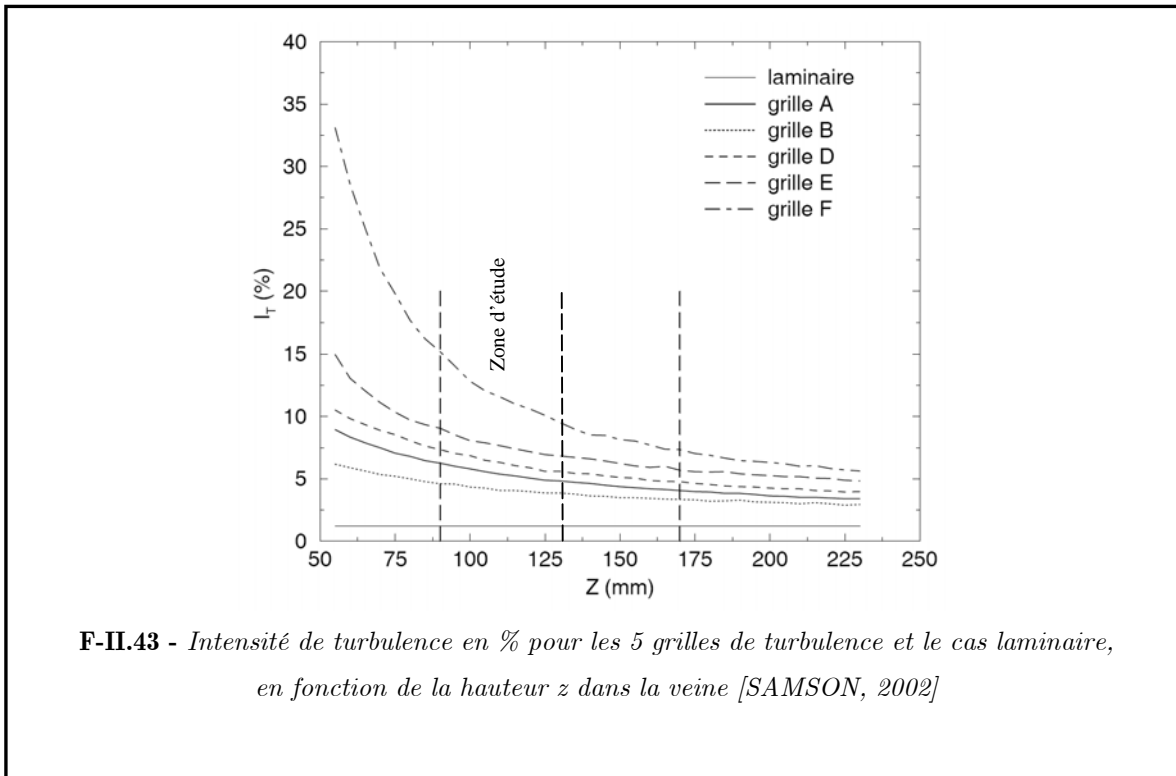
Les vitesses (axiale et radiale) ainsi que leurs fluctuations sont en accord avec celles de E. SAMSON obtenues par A.D.L.

Les spectres d'énergie présentés sur la figure II.42, sont classiquement calculés comme étant le produit de la transformée de Fourier et de son conjugué divisé (ou normalisé) par la longueur du champ. Les spectres sont moyennés sur toutes les lignes suivant une hypothèse d'homogénéité. Enfin, le spectre moyen est obtenu en moyennant les spectres de toutes les images pour une meilleure convergence.

Les spectres 1D d'énergie ont une pente de décroissance d'énergie de $-5/3$, caractéristique d'une turbulence de grille. De plus, ces spectres nous montrent également la bonne isotropie de l'écoulement dans le plan (x,z) ainsi que la bonne concordance de notre écoulement avec celui de l'ancien système.



F-II.42 - Spectres 1D d'énergie obtenus à partir des champs PIV : grille E

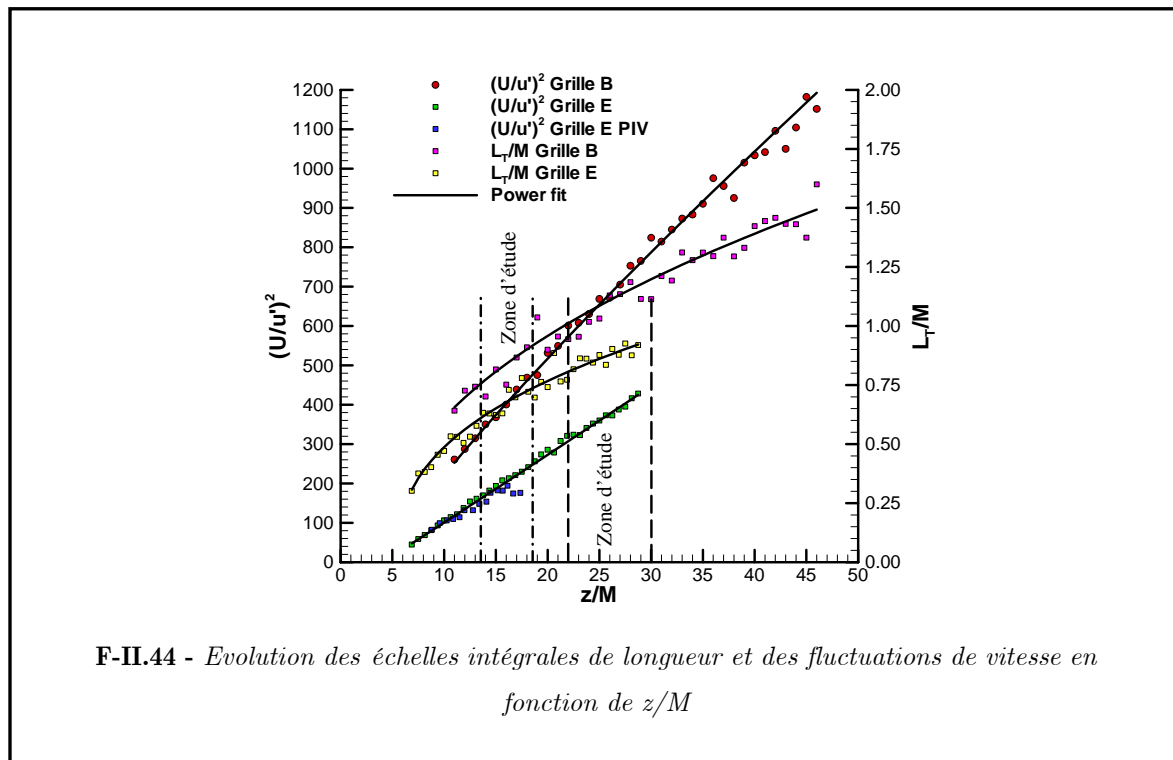


A partir des champs P.I.V. nous avons également calculé la loi d'évolution U^2/u'^2 en fonction de z/M pour les grilles E et B, et nous l'avons reportée sur la figure II.44 avec les valeurs d'E. SAMSON. Elle nous montre la concordance de nos résultats avec ceux d'E. SAMSON.

Les valeurs des coefficients déterminés sont résumées dans le tableau II.4.

Elles nous montrent la bonne concordance avec celles de la littérature [COMTE-BELLOT, 1966 ; COMTE-BELLOT, 1971], qui sont de l'ordre de 0 à 9 pour z_0/M , de 4 à 71 pour A et de 1 à 1.4 pour n.

Les échelles spatiales sont essentielles pour caractériser les structures que l'on peut rencontrer dans l'écoulement. Comme précédemment, elles sont calculées par intégration des coefficients d'auto-corrélation temporelle ou spatiale, selon la direction voulue. [DOUDOU, 1990] a montré que certains coefficients de corrélation ne repassent pas par 0, nécessitant de prendre un seuil à 0.05 pour tous les calculs d'échelles intégrales. L'hypothèse de Taylor permet, à partir des échelles temporelles, d'obtenir une approximation des échelles spatiales.



Grille	Z_0/M	A	n
B	4	46.93	0.8655
E	4.5	16.21	1.009

T-II.4 - Valeurs des paramètres utilisés pour obtenir la loi de puissance de variation de U^2/u'^2 en fonction de z/M

L'utilisation de l'équation I.58, permet comme pour U^2/u'^2 , de déterminer la loi de variation de l'échelle intégrale longitudinale pour U (L_{ln}) adimensionnée par M en fonction de z/M (figure II.44).

Les résultats semblent satisfaisants et cohérents dans l'ensemble avec ceux de [ERARD, 1996] et de [DESCHAMPS, 1990]. [BATCHELOR, 1953] montre un minimum de x/M de 10 afin d'avoir l'homogénéité dans le plan transverse à l'écoulement.

Les principales caractéristiques des grilles de turbulence sont résumées dans les tableaux II.5 et sont issues des travaux de thèse de E. SAMSON.

On pourra donc considérer l'écoulement à froid identique à celui de [SAMSON, 2002].

Grille	Laminaire	B	E
Maille M		5	8
Solidité (%)		64	69
U(m/s)	4	3,75	3,14
Reynolds Re	22400	21000	17600
Reynolds Re _M		1311	1756
u'(m/s)	0,048	0,139	0,237
I _T (%)	1,2	3,7	7,5
L _{tu} (mm)		5,5	6,1
Reynolds Re _T		53	101
τ _T (ms)		39,6	25,7
k (m2/s2)		0,029	0,061
ε (m2/s3)		0,49	2,18
λ (mm)		2,9	2,4
L _{v_z} (mm)		1,3	1,5
η _k (mm)		0,28	0,19

T-II.5 - Résumé des caractéristiques des grilles de turbulences

II.3.2 Définition des profils de richesse

Afin de déterminer au mieux l'influence du gradient de richesse sur la propagation ou l'épaisseur de flamme, nous avons défini 6 profils de concentrations différents, permettant d'obtenir une gamme de richesse vaste. La richesse la plus importante du profil sera placée au centre de la veine, afin de créer un profil de richesse symétrique par rapport au fil ou au point d'allumage (figure II.46).

La richesse n'étant pas le terme adéquat lorsque l'on étudie des milieux où elle varie localement, nous avons utilisé ici la fraction de mélange Z liée à la richesse selon l'équation suivante :

$$Z = \frac{\phi}{\phi + \alpha} \quad \text{II.43}$$

Avec α coefficient variant en fonction du mélange étudié (ici 17.15 pour Méthane/Air).

Cette définition est valable dans les gaz frais, mais nous la considérerons comme également valable dans la zone de préchauffage. De cette manière nous allons pouvoir définir nos conditions initiales, notées ΔZ_{ini} , entre la zone d'allumage ou d'accrochage ($x=0$), et le niveau minimum.

Le tableau II.6 résume nos conditions initiales. Les gradients de richesse sont définis de la façon suivante : 0.8→0, 0.8 richesse moyenne au centre de la veine et 0 richesse sur les bords.

Gradient de richesse	0.8→0	0.9→0	1.0→0	1.1→0	1.2→0	1.3→0
ΔZ_{ini}	0.045	0.050	0.055	0.060	0.065	0.070

T-II.6 - *Equivalence Richesse/Fraction de mélange et conditions initiales de mesures*

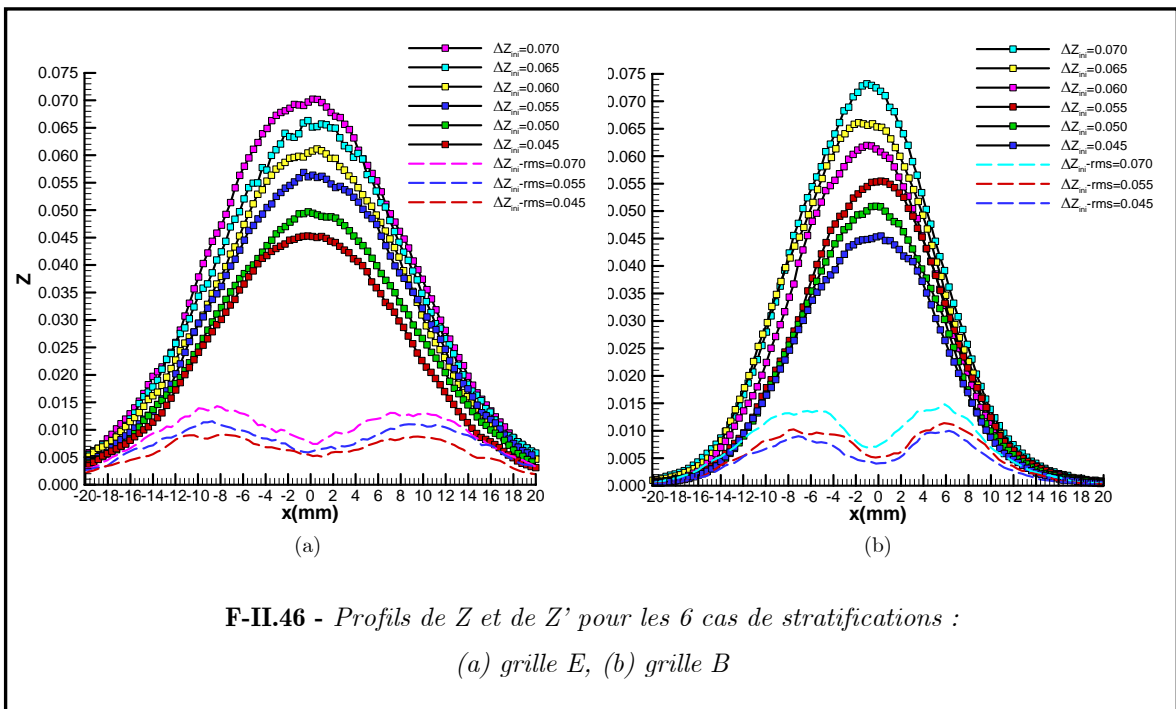
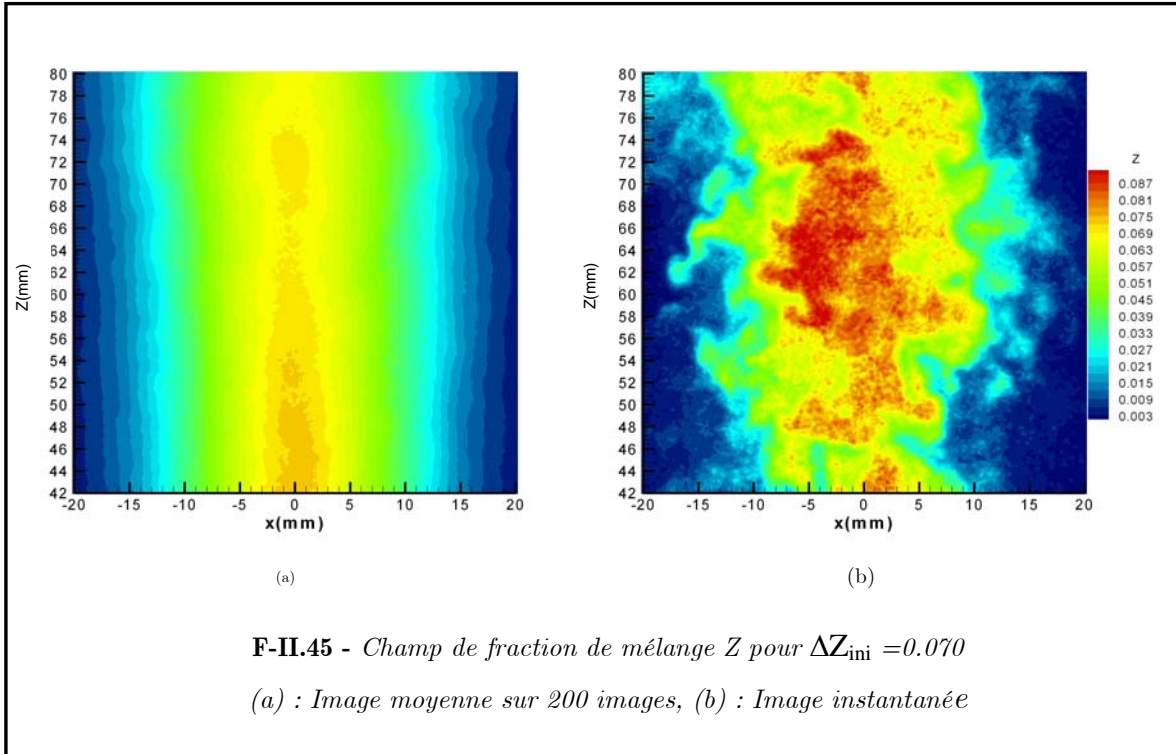
A l'aide de la P.L.I.F. sur acétone, nous avons réalisé des cartographies de la fraction molaire de méthane en 2 dimensions, nous permettant d'apprécier sa répartition dans le milieu.

L'étalonnage à l'aide de champs moyens permet de déduire directement le champ de Z .

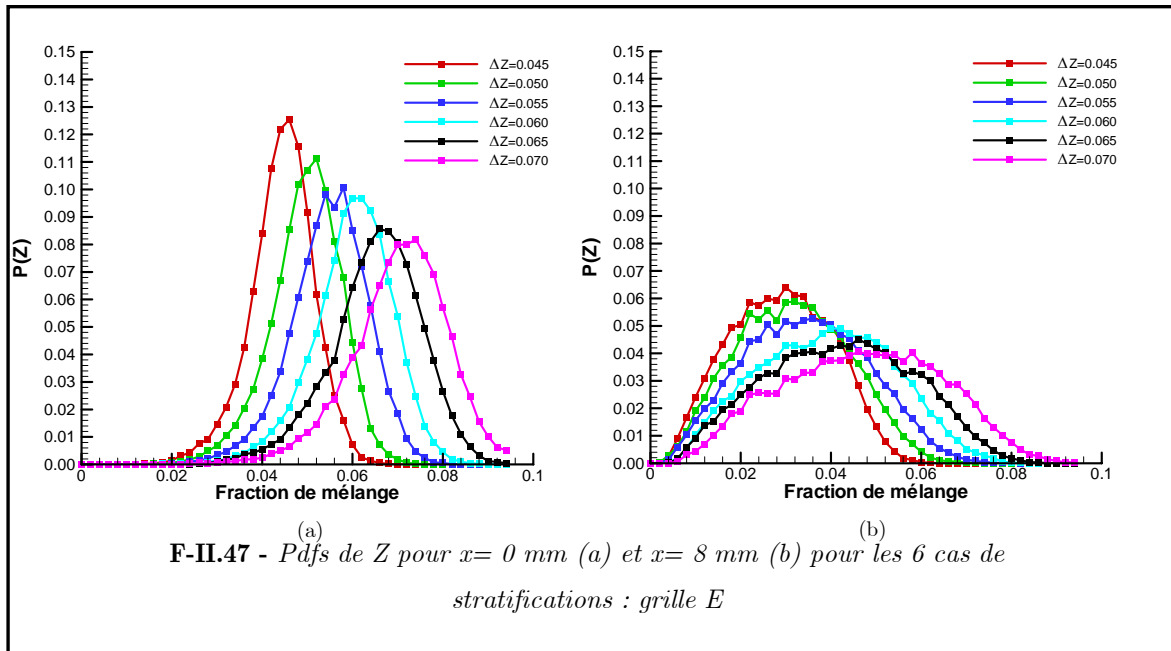
La figure II.45 représente une image instantanée et une image moyenne sur 200 images dans le cas $\Delta Z_{\text{ini}}=0.070$.

Nous nous intéressons ensuite à la répartition de Z selon l'axe horizontal.

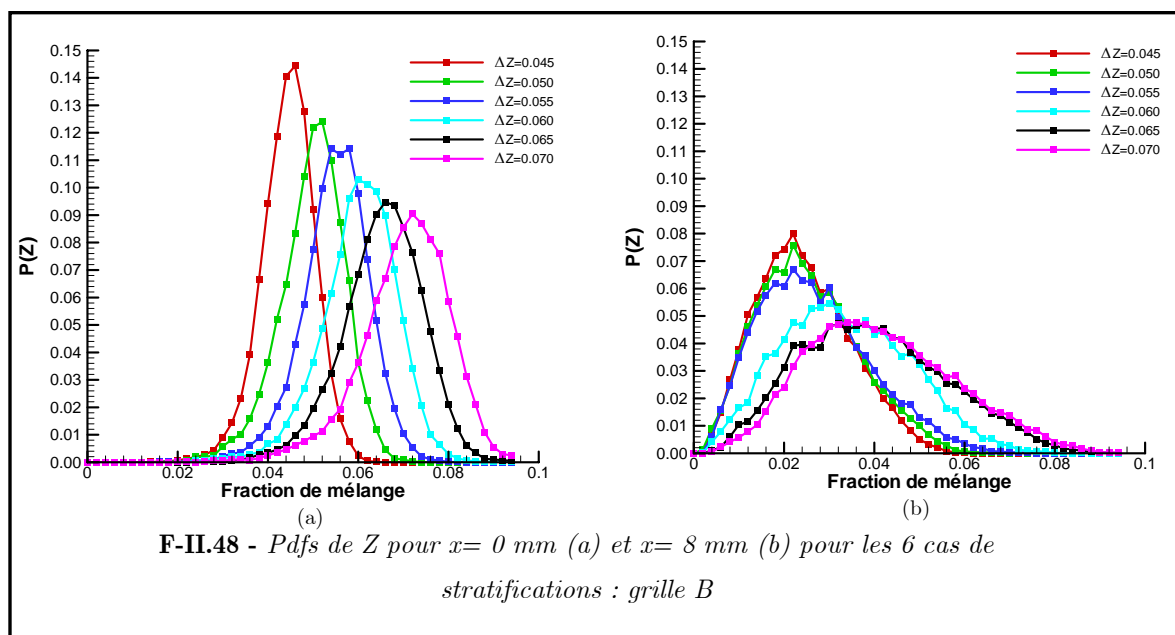
Nous avons donc extrait des images moyennes des profils d'intensité de fraction de mélange (figure II.46), pour toutes les conditions énumérées dans le tableau II.6 et pour les deux grilles, à une hauteur de 60 mm par rapport à la sorte de la veine.

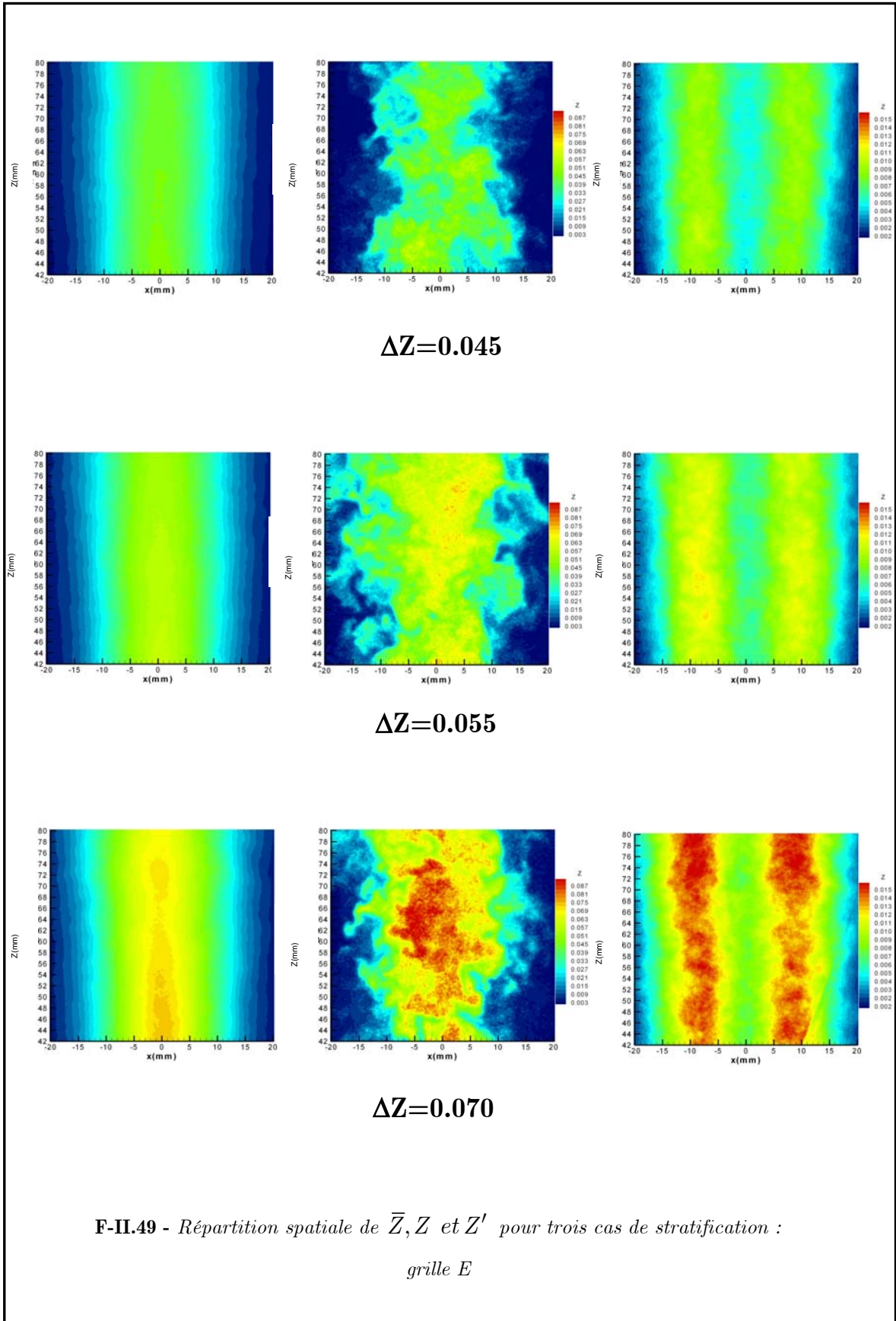


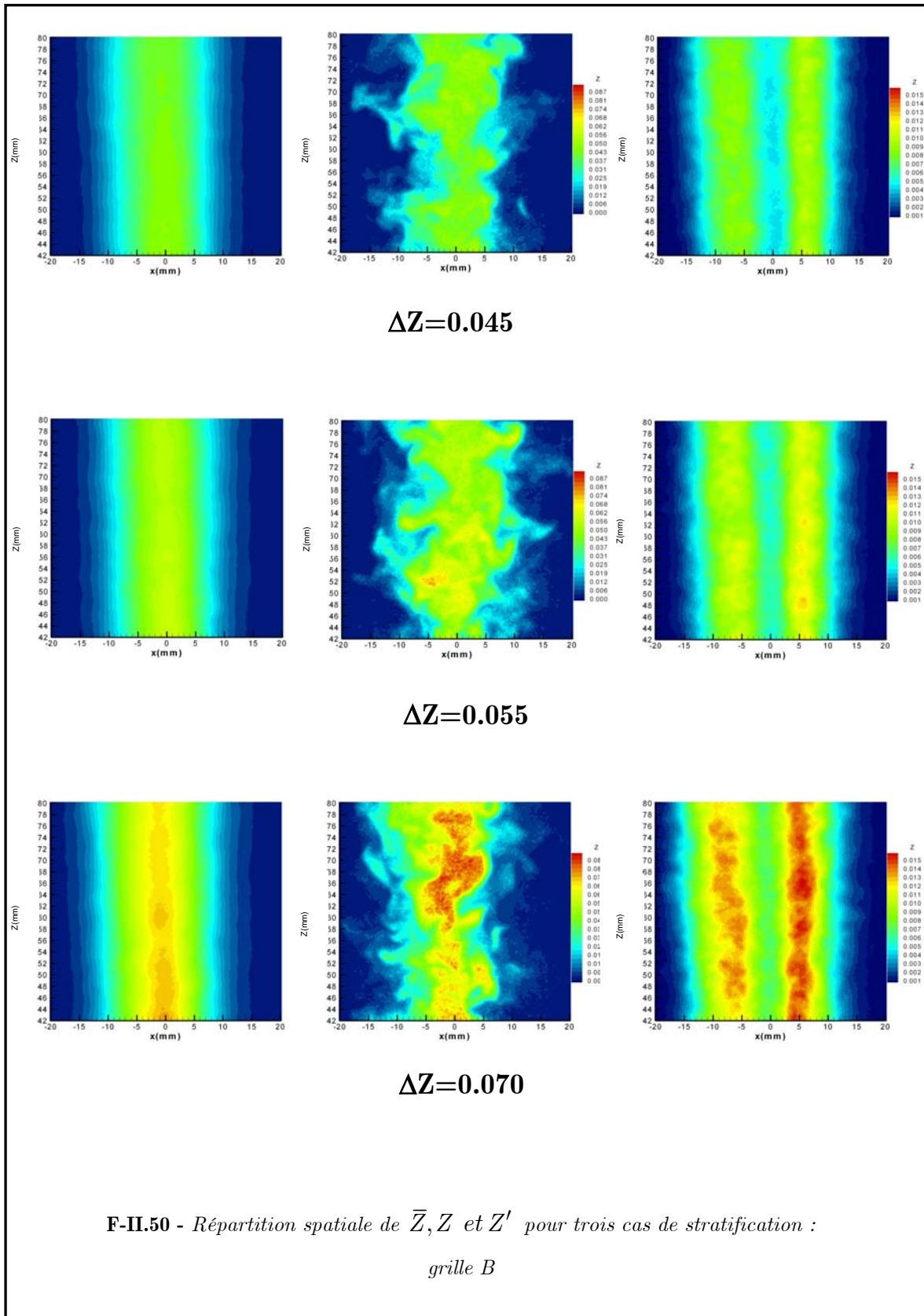
La turbulence augmente la diffusion du combustible, expliquant la différence de gradient entre les deux grilles. On verra donc des gradients moyens plus faibles pour la grille E que pour la grille B. De plus, on peut observer une relative symétrie correcte par rapport au centre de la veine.



Sur les figures II.47 et 48, on peut observer les pdfs de Z pour 2 positions : $x=0$ mm, au centre de la veine, et $x=8$ mm, au maximum de fluctuations de Z.







On peut remarquer que les pdfs sont bien gaussiennes pour les faibles gradients de Z , alors qu'elles deviennent dissymétriques, avec un écart type plus grand, pour les forts gradients. La dissymétrie et l'écart type augmentent encore lorsqu'on s'éloigne du centre de la veine. Toutefois, on peut rencontrer des valeurs de Z relativement importantes pour des distances éloignées du centre de la veine.

Ces remarques sont valables pour les deux grilles de turbulence, mais avec des écarts-types plus faibles pour la grille B, démontrant que la distribution de la fraction de mélange, dans notre veine d'essais, est dépendante de la turbulence créée par les différentes grilles.

Les figures II-49 et II-50 représentent, pour trois cas de stratification ($\Delta Z=0.045$, $\Delta Z=0.055$ et $\Delta Z=0.070$) et pour les grille E et B, la répartition spatiale instantanée, moyenne sur 200 images et les fluctuations de Z .

II.3.3 Echelles scalaires

Il est très intéressant de connaître la taille caractéristique des « poches » de mélange dans des conditions hétérogènes.

A partir des champs instantanés de Z , nous avons calculé les échelles intégrales de Z ainsi que les valeurs de \bar{Z} et Z' à froid sur la largeur totale de la fenêtre d'acquisition (40x40 cm²). Pour le calcul des échelles de Z nous avons utilisé la fonction d'auto-corrélation spatiale pour les deux dimensions.

La corrélation spatiale de Z permet de déterminer l'échelle de Taylor λ_z :

$$\lambda_{z_{x_i}} = \frac{\langle Z'^2 \rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial Z}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle} \quad \text{II.44}$$

Les caractéristiques des mélanges pour les grilles E et B sont rassemblées dans les tableaux II.7 et II.8.

Que ce soit pour la grille E ou la grille B, l'échelle intégrale est du même ordre de grandeur pour les deux axes, montrant l'isotropie. L'échelle devient plus grande pour des gradients plus élevés. Les échelles sont également plus importantes pour la grille E que pour la grille B, montrant que l'évolution de L_z suit l'intensité de la turbulence.

Grille E	\bar{Z}	Z'	λ_{Z_x} (mm)	λ_{Z_z} (mm)
$\Delta Z = 0.045$	0.0189	0.0053	0.9446	0.9544
$\Delta Z = 0.050$	0.0216	0.0060	1.0201	1.0283
$\Delta Z = 0.055$	0.0238	0.0066	1.0027	1.0132
$\Delta Z = 0.060$	0.0262	0.0072	1.0329	1.0410
$\Delta Z = 0.065$	0.0282	0.0078	1.0708	1.0796
$\Delta Z = 0.070$	0.0305	0.0084	1.0760	1.0838

T-II.7 : Caractéristiques du mélange pour la grille E

Grille B	\bar{Z}	Z'	λ_{Z_x} (mm)	λ_{Z_z} (mm)
$\Delta Z = 0.045$	0.0142	0.0038	0.8359	0.8384
$\Delta Z = 0.050$	0.0152	0.0042	0.8560	0.8580
$\Delta Z = 0.055$	0.0169	0.0045	0.8424	0.8453
$\Delta Z = 0.060$	0.0188	0.0051	0.8956	0.8977
$\Delta Z = 0.065$	0.0213	0.0057	0.8897	0.8908
$\Delta Z = 0.070$	0.0225	0.0059	0.9073	0.9085

T-II.8 : Caractéristiques du mélange pour la grille B

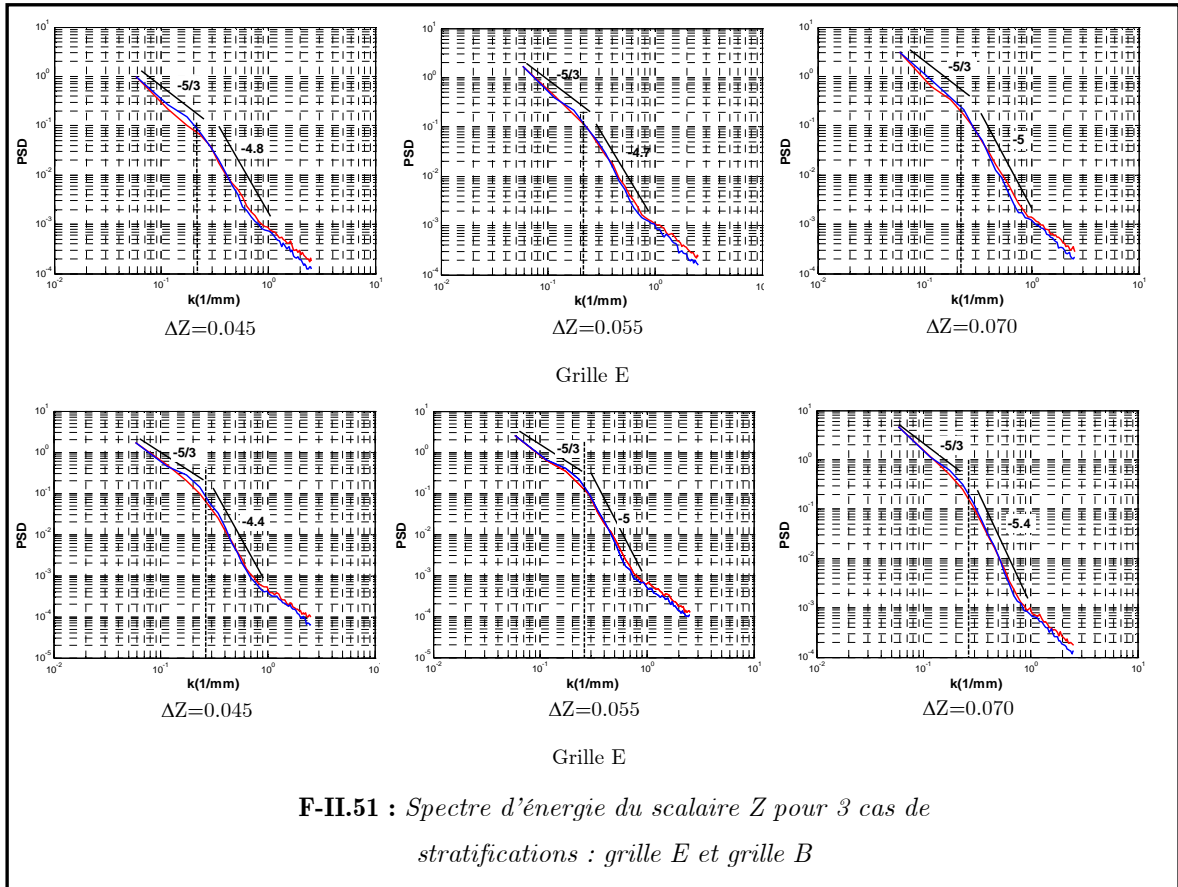
Nous avons également calculé pour les deux grilles de turbulence, les spectres d'énergie du scalaire Z . La figure II.51 représente le spectre d'énergie concernant trois cas de stratifications pour les deux grilles.

Ces spectres présentent deux pentes caractéristiques.

La première ($-5/3$) correspond à une turbulence de grille.

La deuxième pente (~ -5) résulte de la distribution inhomogène en moyenne du scalaire sur l'image (due à la stratification).

Ce changement de pente s'effectue pour une échelle caractéristique correspondant à la taille de maille des grilles (5 mm grille B, 8 mm grille E).



F-II.51 : Spectre d'énergie du scalaire Z pour 3 cas de stratifications : grille E et grille B

Références Bibliographiques

ADRIAN, R.J., YAO, C., “*Scattering particle characteristics and their effects on pulsed laser measurements of fluid flow speckle velocimetry vs. particle image velocimetry*”, Applied Optics, 23-11:1690-1691, 1984.

ALLEN M.D., RAABE O.G., Aerosol Science and Technology, 4:269, 1985.

BÄUERLE, B., WARNATZ, J., BEHRENDT, F., “*Time-resolved investigation of hot spots in the end gas of an SI engine by means of 2D double-pulse LIF of formaldehyde*”, Proc. 26th Symp. On Comb., the combustion institute, 2619-2626, 1996.

BATCHELOR G.K., “*The theory of homogeneous turbulence*”, Ed. G.K.Batchelor and S.Goldstein, Cambridge University, New York, 1953

BEDUNEAU, J.L., IKEDA, Y., « *Spatial characterization of laser induced sparks in air* », Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer, 84:123-139, 2004.

BEDUNAU, J.L., KIM, B., ZIMMER, L., IKEDA, Y., “*Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark*”, Combustion and flame, 132:653-665, 2003.

BERCES, T., “*Thermal reactions of aldehydes and ketones*”, Bamford CH; Tipper CF (eds) Comprehensive chemical kinetics, 5:258-265, 1972.

BERCKMÜLLER, M., TAIT, N.P., LOCKETT,R.D., GREENHALGH,D.A., “*In-cylinder crank-angle-resolved imaging of fuel concentration in a firing spark-ignition engine using planar laser-induced fluorescence*”, Proc. 25th Symp. On Comb., The combustion institute, 151-156, 1994.

BOUKHALFA, A., “*Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen* », Thèse, Université d'ORLEANS, 1988.

BRADLEY, D., SHEPPARD, C.G.W., SUARDJAJA, I.M., WOOLLEY, R., *“Fundamental of high-energy spark ignition with lasers”*, Combustion and flame, 183:55-77, 2004.

BRESSON, A., *“Technique d'imagerie quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustion”*, Thèse, Université de ROUEN, 2000.

BROCK J.R., « *“On the theory of thermal forces acting on aerosol particles”*, Journal of colloid science, 17:768, 1962.

BUSCHMANN, A., DINKELACKER, F., SCHÄFER, T., WOLFRUM, J., *“Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion”*, Proc. 26th Symp. On Comb., the combustion institute, 437-445, 1996.

CATTOLICA, R.J., *“Combustion-torch ignition : fluorescence imaging of NO₂”*, Proc. 21st Symp. On Comb., the combustion institute, 1551:1559, 1986.

DALE, J.D., CHECKEL, M.D., SMY, P.R., « *Application of high energy ignition systems to engines* », Prog. Energy Combust. Sci., 23:379-398, 1997.

DESCHAMPS, B., SNYDER, R., BARITAUD, T., « *Effect of flow and gasoline stratification on combustion in a 4-valve SI engine* », SAE 941993, 1994.

DIBBLE, R.W., HOLLENBACK, R.E., *“Laser Rayleigh thermometry in turbulent flames”*, Proc. 18th Symp. On Comb., the combustion institute, 1489-1499, 1981.

DOUDOU A., *“Etude des techniques pour l'analyse des auto-corrélations, des échelles et des spectres en turbulence à partir des données de la vélocimétrie laser, application en combustion”*, Thèse, Université de ROUEN, 1990.

DUBANIEWICZ, T.H., CASHDOLLAR K.L., GREEN, G.M., GHAÏKEN, R.F., *“Ignition of methane-air mixtures by laser heated small particles”*, J Loss Prevent process Industries , 13:349-359, 2000.

DURST F., MELLING A., WHITELAW J.H., “Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry”, Second Edition, Academic Press, 1981.

EICHENBERGER, D.A., ROBERTS, W.L., “Effect of unsteady stretch on spark-ignited flame kernel survival“, *Combustion and flame*, 118:469-478, 1999.

ERRARD, V., « *Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire* », Thèse, Université de ROUEN, 1996

GAGNEPAIN, L., « *Contribution à l'étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire* », Thèse, Université d'ORLEANS, 1998.

HISHIDA, K., SAKAKIBARA, J., “*Combined planar laser-induced fluorescence particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields*”, *experiments in fluids*, 29:129-140, 2000.

ISHII K, AOKI O., UJIIE Y., KONO M., Proc 24th Symposium on Combustion, 1793, 1992.

KEE, R.J., GRCAR, J.F., SMOOKE, M.D. and MILLER, J., “*A fortran program for modelling steady laminar One-Dimensional Premixed Flames*”, Sandia report SAND85-8240.

KRAVCHICK, T., SHER, E., HEYWOOD, J.B., “*From spark ignition to flame initiation*”, *Comb. Sci. Tech.*, 108:1-30, 1995.

LEDRAIN, “*The laser Doppler technique*”, Wiley Interscience Publication, 182:184, 1986.

LIU, F., FURUTANI, H., HAMA, J., TKASHI, S., « *The ignition of H₂-O₂-O₃/H₂-O₂-O₃-Ar mixture induced by the pyrolysis of ozone.* », *JSME Int J ser B*, 41:123-130, 1998.

LONG, M.B., “*Multidimensional Imaging in combusting flows by Lorenz-Mie, Rayleigh and Raman scattering*”, Instrumentation for flows with combustion, Academic Press Ltd., 467-508, 1993.

LOZANO, A, “*Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence*”, Experiments in fluids, 13:369-376, 1992.

LOZANO, A, “*Laser-excited luminescent tracers for planar concentration measurements in gaseous jets*”, Thèse, Stanford University, 1992.

MA, J.X, ALEXANDER, D.R., POULAIN, D.E., « *Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures* », Combustion and flame, 112:492-506, 1998.

MANSOUR, M.S., “*Two-plane two-dimensional Rayleigh thermometry technique for turbulent combustion*”, Optics Letters, 18:537-539, 1993.

MORGAN, C.G., “*Laser-induced breakdown of gases*”, Rep. Prog. Phys., 38:621-665, 1975.

NAMAZIAN, M., KELLY, J, SCHEFER, R., “*Simultaneous NO and temperature imaging measurements in turbulent Nonpremixed flames*”, Proc. 25th Symp. On Comb., 1149, 1994.

O’YOUNG, F., BILGER, R.W., “*Measurement of scalar dissipation in premixed flames*”, Comb. Sci. Tech., 113:393-411, 1996.

PHUOC, T.X., “*Single point versus multi-point laser ignition : experimental measurements of combustion times and pressures*”, Combustion and flame, 122:508-510, 2000.

PHUOC, T.X., WHITE, F.P., “*Laser-induced spark ignition of CH₄/AIR mixtures*”, Combustion and flame, 119:203-2016, 1999.

PIIT, P.L., CLEMENTS, R.M., TOPHAM, D.R., “*The early phase of spark ignition*”, Combust. Sci. Tech., 78:289-314, 1991.

REID, R.C., PRAUSNITZ, J.M., POLING, B.E., « *The properties of gases and liquids* », 4th ed. New York, McGraw-Hill, 1987

RENOU, B., « *Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent, influence du nombre de Lewis* », Thèse, Université de ROUEN, 1999.

RICHTER, M., AXELSSON, B., ALDEN, M., “*Engine diagnostics using laser induced fluorescence signals collected through an endoscopic detection system*“, SAE 982465, 1998.

RONNEY, P.D., “*Laser versus conventional ignition of flames*”, Optical engineering, 33:510-521, 1994.

ROOT, R.G., “*Modeling of post-breakdown phenomena*”, Radziemski L.J., Cremers D.A., editors. Laser-induced plasmas and applications. New York and Basel : Marcel Dekker, 69, 1989.

SACCADURA J.C., “*Etude expérimentale des flammes non-prémélangées hydrogène-oxygène. Caractérisation des champs dynamiques et scalaires*”, Thèse, Université de ROUEN, 1997.

SAMSON, E., « *Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu à richesse stratifiée* », Thèse, INSA de ROUEN, 2002.

SATO, K., HIDAKA, Y., “*Shock tube and modelling study of acetone pyrolysis and oxidation*”, Combustion and flame, 122:291-311, 2000.

SAUTET J.C., “*Effets de différences de densités sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents*”, Thèse, Université de ROUEN, 1992.

SCHULZ, C., SICK, V., “*Tracer-LIF diagnostics : quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems*”, Prog Energ Comb Sci, 31:75-121, 2000.

SMITH, G.P., GOLDEN, D.M., FRENKLACH, M., GasResearch Institute, www.me.berkeley.edu/gri_mech/, 2000

SPIGLANIM, T.A., McILROY, A., FOURNIER, E.W., COHEN, R.B., SYAGE, J.A., “*Time-resolved imaging of flame kernels : laser spark ignition of H₂/O₂/Ar mixtures at different equivalence ratios*”, *Combustion and flame*, 102:310-328, 1995.

SU, L.K., HAN D., MUNGAL, M.G., « *Measurements of velocity and fuel concentration in the stabilization region of lifted jet diffusion flames*”, *Proc Combust Inst*, 28:327-334, 2000

SUNG C.J., LAW C.K., “*thermophoretic effects on seeding particles in LDV measurements on flames*”, *Combustion Science and Technology*, 99:119-132, 1994.

TALBOT L., CHENG R.K., SCHEFER R.W., WILLIS D.R., “*Thermophoresis of particles in a heated boundary layer*”, *Journal of fluid mechanics*, 101:737-758, 1980.

TANOFF, M.A., SMOOKE, M.D., TEETS, R.E., SELL, J.A., “*Computational and experimental studies of laser-induced thermal ignition in premixed ethylene-oxidizer mixtures*”, *Combustion and flame*, 103:253-280, 1995.

THIELE, M., WARNATZ, J., DREIZLER, A., LINDENMAIER, S., SCHIEBL, R., MAAS, U., GRANT, A., EWART, P., “*Spark ignited hydrogen/air mixtures : two dimensional detailed modelling and laser based diagnostics*”, *Combustion and flame*, 128:74-87, 2002.

THURBER, M.C., GRISH, F., KIRBY, B.J., VOSTMEIER, M., HANSON, R.K., “*Measurements and modelling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics*”, *Applied Optics*, 37:4963-4978, 1998.

THURBER, M.C., HANSON, R.K., “*Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence*”, *Experiments in fluids*; 30:93-101, 2001.

WALDMAN L., SCHMITT K.H., *“Thermophoresis and diffusiophoresis of aerosols”*, Aerosol sciences, academic press, 1966.

WEYL, G.M., *“Physics of laser-induced breakdown : an update”*, Radziemski L.J., Cremers D.A., editors. Laser-induced plasmas and applications. New York and Basel : Marcel Dekker, 1, 1989.

WILLERT, F., GHARIB, M., *“Digital particle image velocimetry”*, Experiments in fluids, 10:182-193, 1991.

Table des matières

Chapitre II	93
Dispositif expérimental	93
II.1 Banc de combustion	93
II.1.1 Description de la soufflerie	93
II.1.2 Dispositif d'accrochage et d'allumage de la flamme	96
II.1.2.1 Accroche flamme	96
II.1.2.2 Allumage laser	97
II.2 Diagnostics optiques employés au cours de l'étude	106
II.2.1 La vélocimétrie par Intercorrélation d'Images de particules ou encore Particules Image vélocimétrie (P.I.V.)	106
II.2.1.1 Principe	106
II.2.1.2 Dispositif de mesure	108
II.2.1.2 Ensemencement	108
II.2.1.3 Capacité des particules à suivre l'écoulement	108
II.2.1.4 Densité locale de particules	110
II.2.1.5 Influence de la thermophorèse sur les mesures	110
II.2.2 La diffusion Rayleigh 2D	113
II.2.2.1 Théorie	113
II.2.2.1.1 Dispositif expérimental	117
II.2.2.1.2 Traitement et filtrage des images	117
II.2.3 Mesure de richesse : PLIF sur acétone	121
II.2.3.1 Choix et dispositif d'ensemencement du traceur	121
II.2.3.2 Principe général	123
II.2.3.3 Dispositif expérimental	127
II.2.3.4 Traitement et filtrage des images	128
II.2.4 Les mesures simultanées	131
II.2.4.1 Dispositif expérimental	132
II.2.4.2 Correction numérique des différents signaux	133
II.2.4.3 Evaluation des erreurs	134

II.3 Etude dynamique de l'écoulement à froid	140
II.3.1 Aérodynamique	140
II.3.2 Définition des profils de richesse	146
II.3.3 Echelles scalaires	151
Références Bibliographiques	154
Table des matières	161

Chapitre III

Flamme Laminaire

III.1 Flamme en V laminaire

Une flamme en V laminaire présente l'avantage d'être simplifiée (bidimensionnelle) mais également stable dans l'espace et dans le temps [FRANCOIS, 1997], d'où l'intérêt de son utilisation.

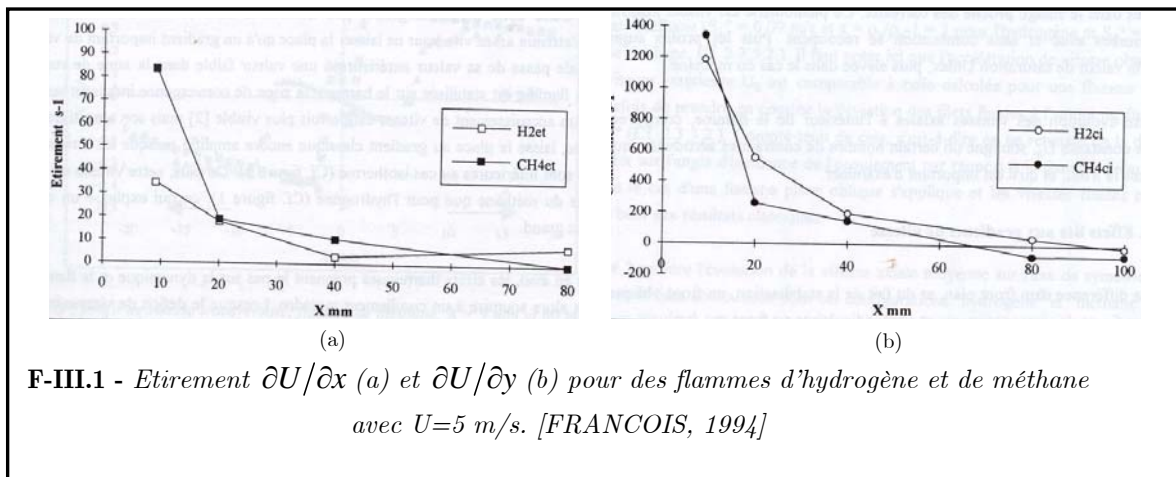
Pour que les épaisseurs de flamme soient considérées comme parfaitement laminaires, nous devons les extraire depuis une zone de la flamme, où l'étirement est réduit à son minimum.

[FRANCOIS, 1994] a calculé, dans une configuration similaire à la notre, la variation de la vitesse axiale suivant l'axe vertical $\partial U/\partial x$, le long du front de flamme, comme un étirement. De plus, le gradient transversal de la vitesse axiale $\partial U/\partial y$ s'avère représentatif du cisaillement auquel est soumis la flamme.

Ces deux grandeurs sont tracées sur la figure III.1 concernant des flammes d'hydrogène et de méthane, pour une vitesse débitante de 5 m/s.

Etant donnée notre vitesse débitante, qui est plus faible, ainsi que la hauteur de notre zone de mesure (ici $x=40$ mm), nous pouvons considérer notre zone d'étirement comme relativement faible (en taille ou en valeur).

Au final, la simplicité et la stabilité de ce type de configuration permettent de valider nos différentes méthodes de mesure et de correction du signal de fluorescence d'acétone.



Les différentes conditions de mesure étudiées sont rappelées dans le tableau III.1

Cas	Nom	ϕ	χ_{CH_4}	$\phi(\text{fil})$	χ_{CH_4}	$\phi(\text{mini})$
Homogène	H1	1.0	0.0899	-		-
Homogène	H2	0.9	0.0800	-		-
Homogène	H3	0.8	0.0711	-		-
Homogène	H4	0.7	0.0622	-		-
Homogène	H5	0.6	0.0533	-		-
Homogène	H4	0.5	0.0445	-		-
Stratifié	S1	-		1.2	0.1067	0
Stratifié	S2	-		1.1	0.0978	0
Stratifié	S3	-		1.0	0.0889	0
Stratifié	S4	-		0.9	0.0800	0

T-III.1 - Conditions initiales de la flamme en *V* laminaire

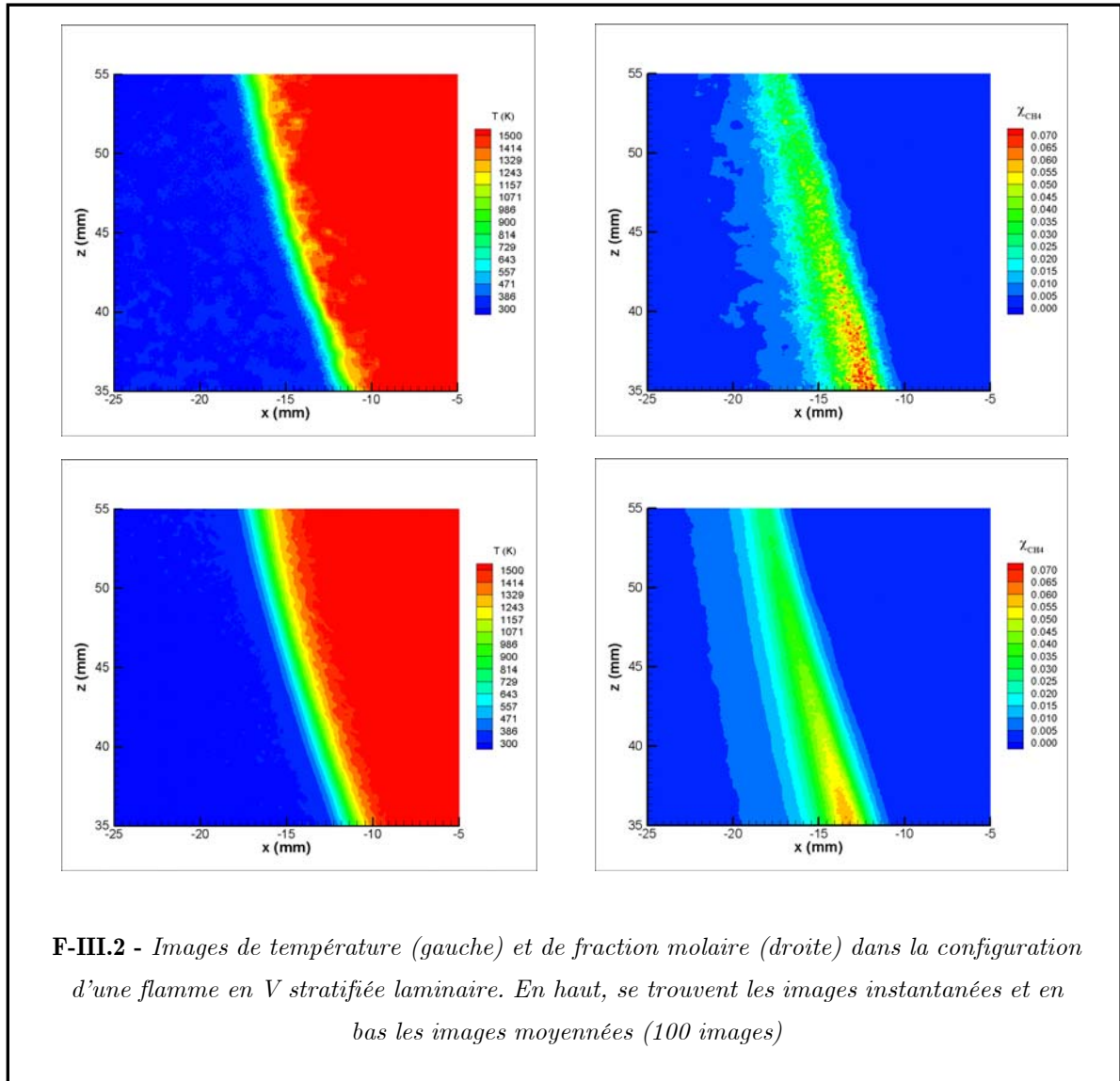
III.1.1 Analyse et correction du signal de fluorescence

Les différentes conditions de mesure réalisées sont présentées sur les figures III-2 et III-3 (où les images instantanées de température et de fraction molaire sont situées sur le haut, tandis que les images moyennes (de 100 images) sont sur le bas). Le calcul de ces images moyennes est effectué dans l'hypothèse où l'écoulement est parfaitement contrôlé et que le fil chaud entraîne une stabilité de la flamme relativement satisfaisante. Ces images montrent clairement que le signal de fluorescence décroît fortement devant le front de flamme.

Pour chaque image instantanée de température, des profils normaux au front de flamme sont extraits (figure III.4). La décroissance du signal de fluorescence (et par conséquent celle de la mesure de fraction molaire d'acétone) est fonction de plusieurs facteurs, comme le montre la figure III.4, issue de calculs laminaires des mélanges Acétone/Méthane/Air avec une richesse de 1 (cf. Chapitre II partie II.2.4.3) :

- Tout d'abord, la conduction thermique, les flux de diffusion et le phénomène d'oxydation, qui se produisent dans la zone de préchauffage, entraînent la décomposition de l'acétone.
- Ensuite, l'élévation de la température induit une diminution de l'intensité du signal de fluorescence sur l'acétone.

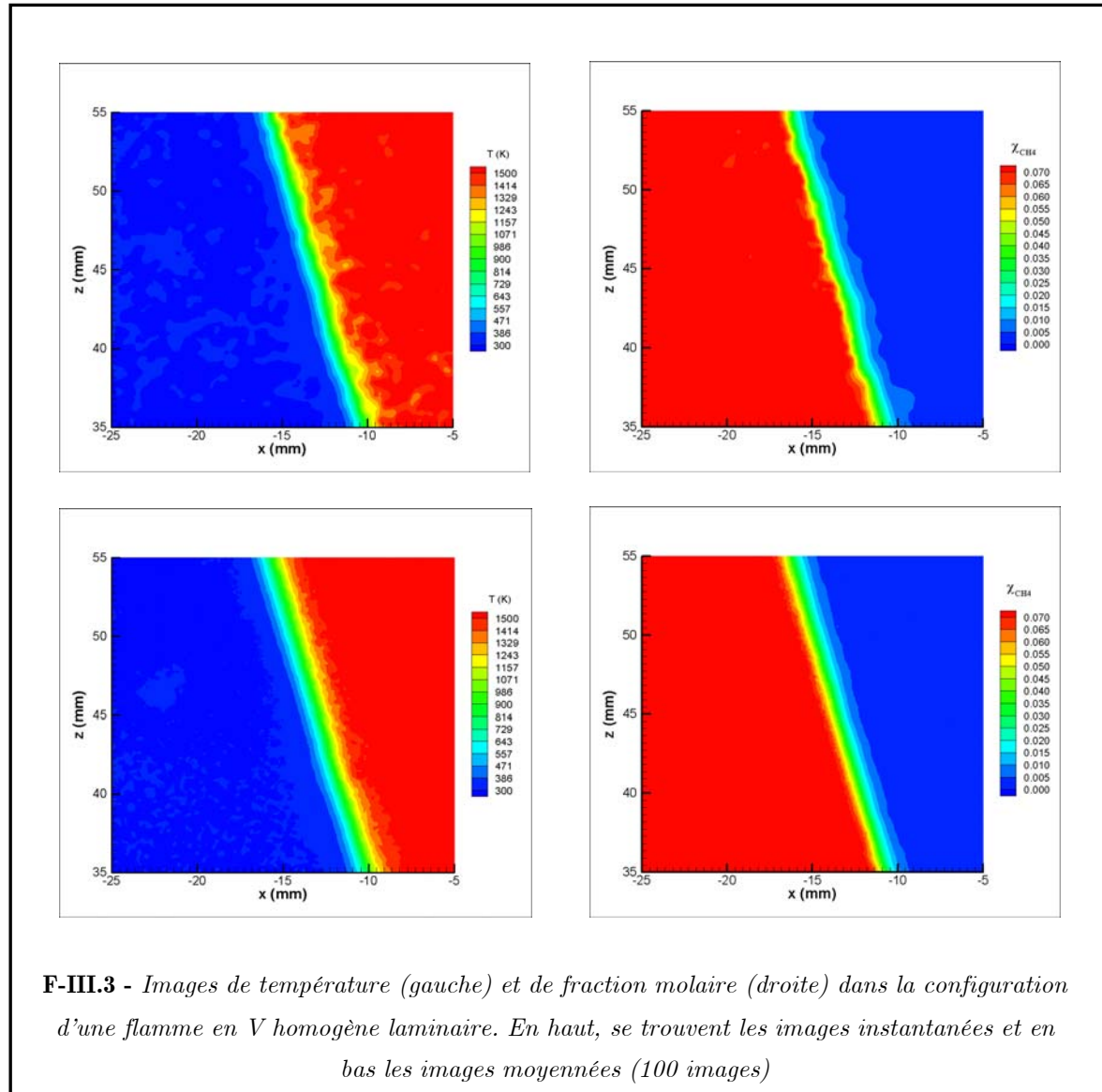
Ce dernier facteur est quant à lui étranger aux phénomènes physiques de la combustion. Il est donc primordial de pouvoir s'abstraire de l'influence de la température, afin de mesurer, avec la plus faible erreur possible, la fraction molaire d'acétone.



C'est pourquoi nous avons effectué des mesures simultanées de température et de fraction molaire car elles présentent le double avantage d'avoir accès simultanément à la température et à la fraction molaire de méthane locale mais aussi de soustraire l'influence de la température sur les mesures du signal de fluorescence de l'acétone, particulièrement dans la zone de préchauffage (cf. Chapitre II).

En effet, la mesure simultanée de plusieurs grandeurs locales de la flamme non homogène en terme d'épaisseur, de vitesse, et d'étirement de flamme ou de dégagement de chaleur, n'a d'intérêt que si la fraction molaire de combustible locale (et par analogie la fraction

molaire ou la richesse) et les gradients de richesse sont mesurés correctement. Ainsi, depuis les images instantanées, différents profils de température et de fraction molaire de méthane sont extraits à différentes hauteurs.



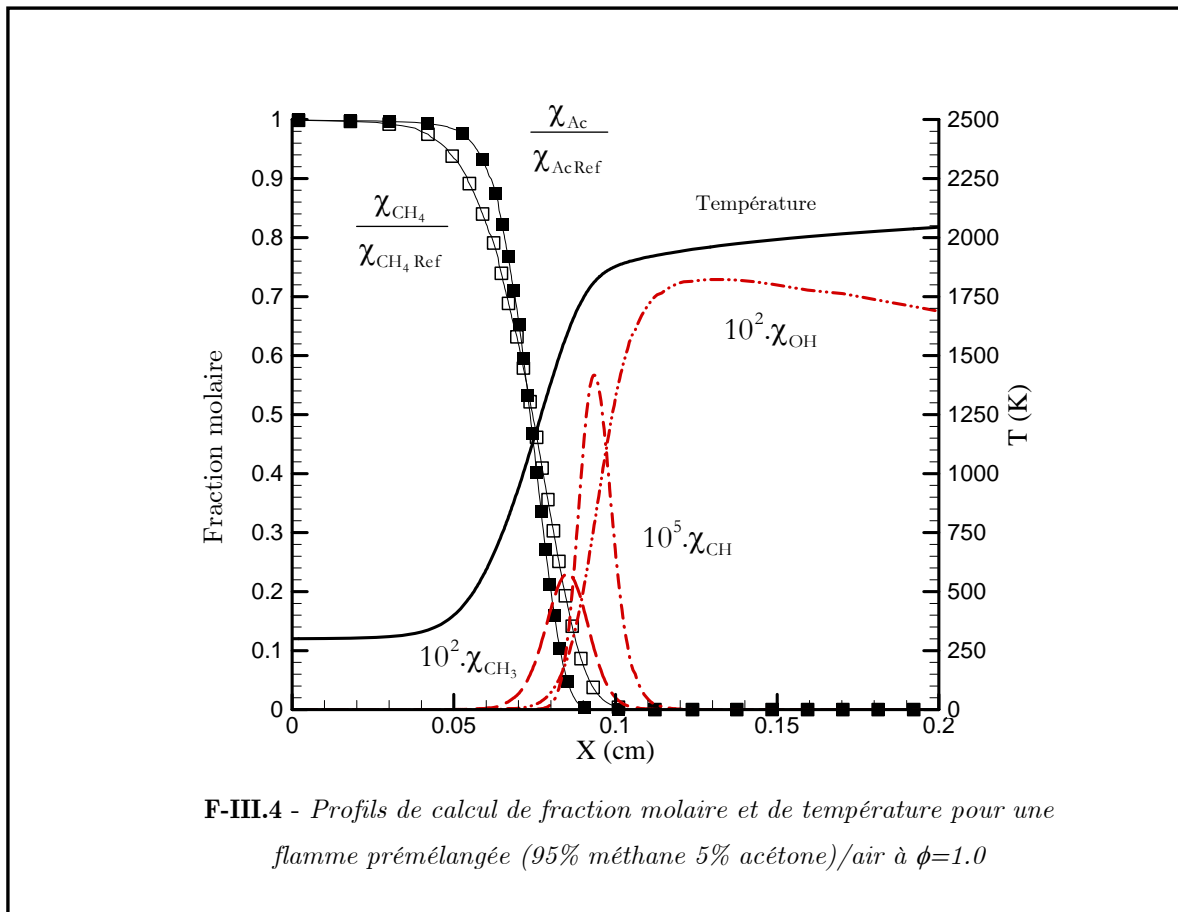
F-III.3 - Images de température (gauche) et de fraction molaire (droite) dans la configuration d'une flamme en V homogène laminaire. En haut, se trouvent les images instantanées et en bas les images moyennées (100 images)

Les différents profils sont alors corrigés selon la méthode itérative décrite dans le chapitre II.

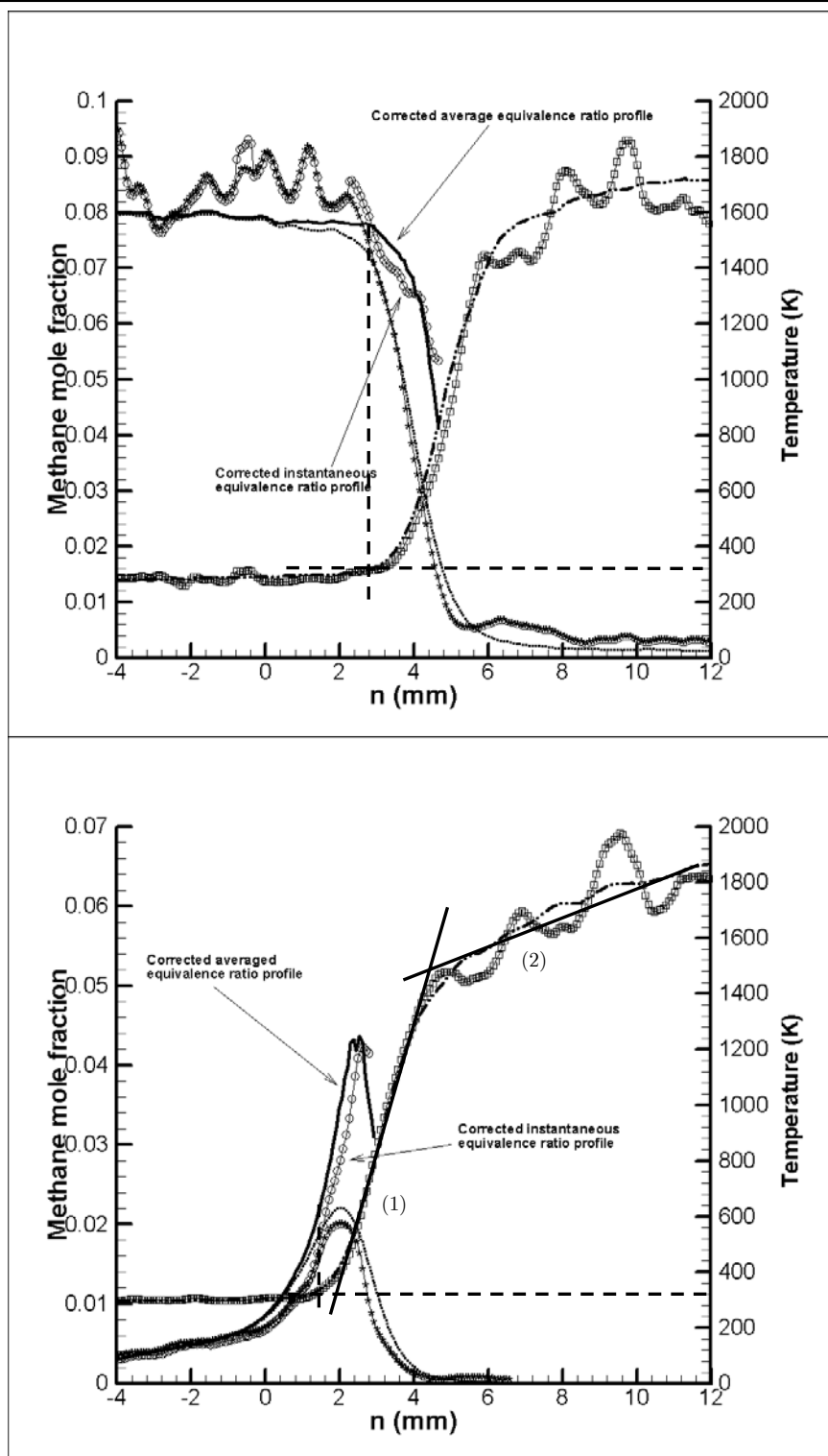
- 1) La condition stratifiée présente un gradient de température significatif du côté des gaz brûlés du front de flamme. Effectivement, sur la figure III.5, la pente 1 représente la zone de réaction et la pente 2 les gaz-brûlés de la post-combustion.

Des résultats similaires avaient déjà été observés numériquement par [RA, 2001] et [PIRES DA CRUZ, 2000] pour respectivement, une flamme stratifiée sphérique en expansion et une flamme stratifiée mono dimensionnelle.

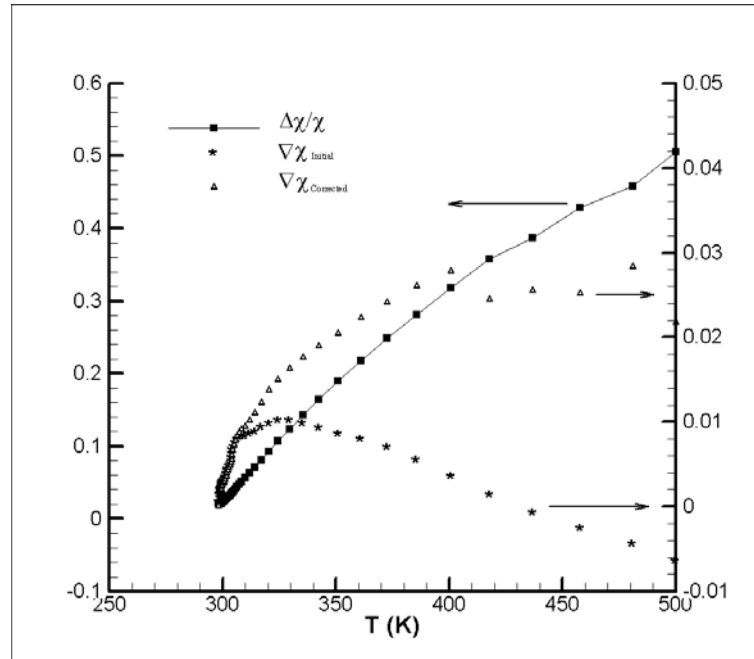
- 2) Cependant, les profils sont affectés par le filtrage des images tendant à diminuer la pente des gradients de température. Malgré cette erreur, il faut tout de même prendre en compte que celle-ci reste la même pour toutes les conditions de mesure. Ainsi, l'évolution de nos épaisseurs reste cohérente.
- 3) La figure III.5 nous propose les évolutions de la température et de la fraction molaire de méthane corrigée et non-corrigée, pour les deux configurations étudiées. Les profils de fraction molaire présentent un écart significatif dès la température $T=320$ K et ceci quel que soit le type de flamme. Cette différence est similaire entre les profils moyens et instantanés, et croît avec la température.



La décroissance de la fraction molaire de méthane à travers la zone de préchauffage peut être aussi observée. Dès que les flux locaux de température augmentent par conduction, convection et rayonnement et par des phénomènes d'oxydation, le signal de fluorescence peut être corrigé de manière non négligeable.



F-III.5 - Profils de température et de fraction molaire de méthane à travers le front de flamme. Ces profils sont pris à $Z=40$ mm pour une condition homogène (H2) en haut et stratifiée (S3) en bas. Les symboles indiquent les profils instantanés et les lignes continues les profils moyennés. (1) zone de réaction, (2) zone gaz brûlés post-combustion.



F-III.6 - Evaluation de la correction des signaux de PLIF fonction de la température, à la fois sur la fraction molaire de méthane et son gradient. La ligne solide avec les carrés représente la différence entre la fraction molaire de méthane corrigée et initiale, normalisée par la fraction molaire de méthane corrigée. Les symboles étoiles et les losanges représentent la différence relative entre le gradient de fraction molaire de méthane corrigé et celui initial. Les mesures sont issues du cas S3 à $Z=40$ mm.

En effet, la fonction $f(\lambda, T)$ (cf. chapitre II) est extrêmement sensible aux variations de la température (comme on peut le voir dans les gaz frais), notamment au-dessus de 300 K où elle entraîne une augmentation notable du signal de fluorescence.

Nous avons appliqué cette correction pour une température locale inférieure à 500 K, valeur à partir de laquelle la correction est impossible, du fait du signal de fluorescence trop faible.

De plus, elle correspond à la température typique de l'évaporation des gouttes d'huile d'olive utilisées dans la tomographie laser.

Les bénéfices de cette correction peuvent s'exprimer en terme de différence relative et absolue pour la fraction molaire de méthane locale et son gradient. Ils sont évalués pour plusieurs isothermes le long du front de flamme (figure III.6).

Il apparaît clairement que cette correction n'est pas négligeable et que sa contribution croît avec la température. A l'isotherme 500 K, la différence entre les fractions molaires de méthane est de plus de 50 % entre les signaux corrigés et non corrigés, et les gradients de fraction molaire de méthane peuvent être, selon les conditions, de signes opposés.

Cette évolution, observée pour les différentes conditions expérimentales, souligne l'importance de la correction lorsque la fraction molaire de méthane nécessite d'être mesurée précisément, en particulier dans la zone de préchauffage.

III.1.2 Analyse des épaisseurs de flamme

Depuis les profils instantanés de température mesurés dans les flammes en V laminaires (suivant la normale au front de flamme), on extrait l'épaisseur du front de flamme. Cette grandeur est le résultat du transfert de chaleur et de masse à travers le front de flamme, elle est typiquement fonction de la richesse locale. L'épaisseur de flamme locale est évaluée selon la relation suivante [DE GOEY, 2004] (cf. Chapitre I):

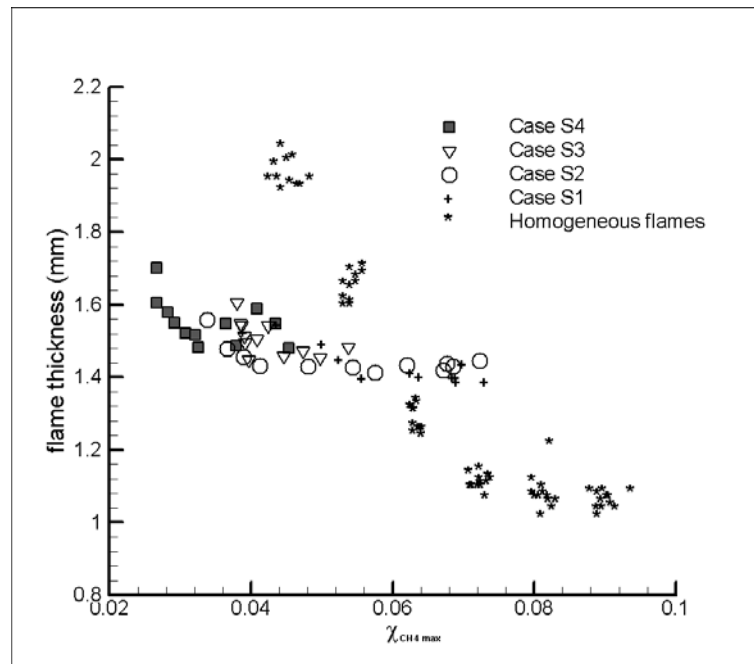
$$\delta = \frac{T' - T_0}{(dT/dz)_{\max}}, \quad T' = T|_{\frac{dT}{dz} \max} \quad \text{III.1}$$

L'évolution de ces épaisseurs de flamme en fonction de la fraction molaire de méthane locale à l'isotherme choisie $\chi_{CH_4 \max}$, est présentée sur la figure III.7, pour les conditions homogènes et stratifiées.

Des résultats similaires peuvent être obtenus, à la fois pour les conditions homogènes et stratifiées, concernant une fraction molaire de méthane prise à une isotherme constante.

Pour les conditions homogènes, l'épaisseur de flamme augmente avec la décroissance de la fraction molaire de méthane (par extension de la richesse), comme il a déjà été observé par des études expérimentales antérieures [ANDREW, 1972 ; JAROSINSKI, 1984]. L'étirement de la flamme, pour une fraction molaire de méthane fixée, présente une influence relativement faible sur son épaisseur, ceci quelle que soit la position axiale.

Pour les conditions stratifiées, l'épaisseur de flamme augmente également avec la décroissance de la fraction molaire de méthane, mais avec une pente plus modérée. On peut dire alors que l'épaisseur de flamme devient dans ce cas moins sensible aux variations de fraction molaire de méthane devant le front de flamme. En effet, pour une plage de fraction molaire allant de 0.02 à 0.07, l'épaisseur de flamme ne varie seulement que de 1.6 à 1.4 mm. Néanmoins, il faut souligner que les valeurs absolues de nos épaisseurs sont au-dessus de celles que l'on peut rencontrer dans la théorie (cf. annexe A).



F-III.7 *Corrélation entre l'épaisseur de flamme et le maximum de fraction molaire de méthane locaux pour différentes conditions expérimentales. Pour les conditions homogènes cette valeur correspond la fraction molaire de méthane du mélange dans les gaz frais et pour les conditions stratifiés, elle correspond à la fraction molaire de méthane à l'isotherme 500 K. Chaque symbole représente la moyenne de 100 épaisseurs de flamme instantanées à la position Z donnée.*

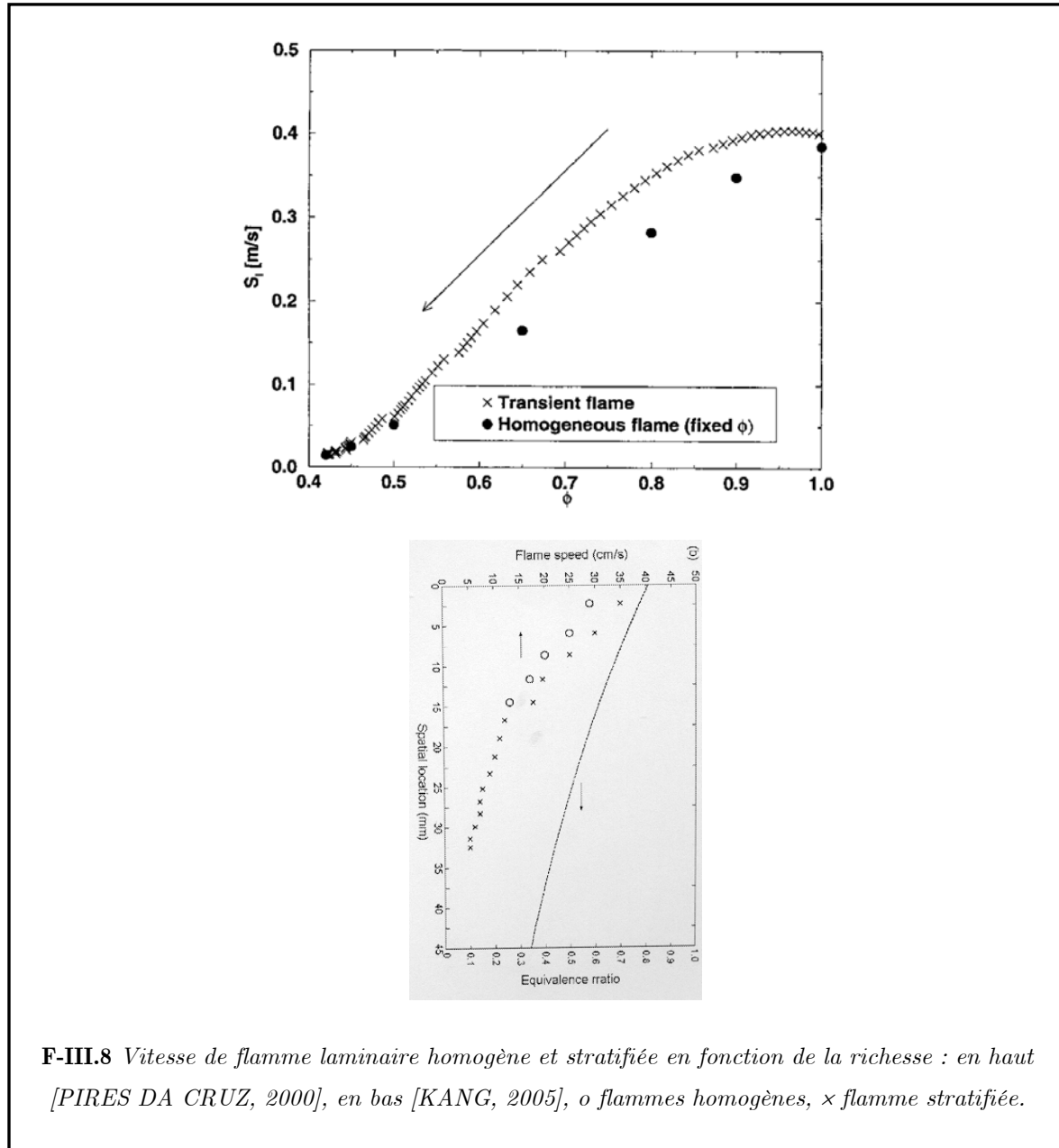
Cette évolution, obtenue à partir de différents gradients initiaux, est le résultat des flux de chaleur et de masse à travers la flamme, et surtout d'une combustion plus riche située en amont de la zone d'étude. Cette différence de comportement avec le cas homogène peut s'expliquer à partir de la définition de l'épaisseur de flamme de Zeldovich :

$$\delta_L \propto \frac{1}{S_L}$$

III.2

Or, [PIRES DA CRUZ, 2000] a montré que la vitesse de flamme stratifiée est plus rapide que la vitesse de flamme homogène à richesse équivalente (figure III.8). Cette augmentation de la vitesse a déjà été observée par [RA, 1999]. Elle est liée aux effets diffusifs des espèces chimiques induits par la température plus élevée de la combustion stœchiométrique initiale de la flamme. Cette quantité de chaleur supplémentaire (par rapport au cas homogène) va être transférée par conduction vers les gaz frais, d'où une

décomposition plus rapide du combustible. Ce qui nous donne donc une épaisseur de flamme homogène plus importante que l'épaisseur de flamme stratifiée à richesse constante.



Ce type de résultat a également été observé dans le cas d'une configuration expérimentale par [KANG, 2005], où il démontre notamment pour de très faibles valeurs de richesse que la vitesse de flamme stratifiée est supérieure à celle d'une flamme homogène à richesse moyenne équivalente.

A la vue de ces résultats à la fois expérimentaux et de simulation, on peut donc estimer que nos résultats sont en accord avec la littérature.

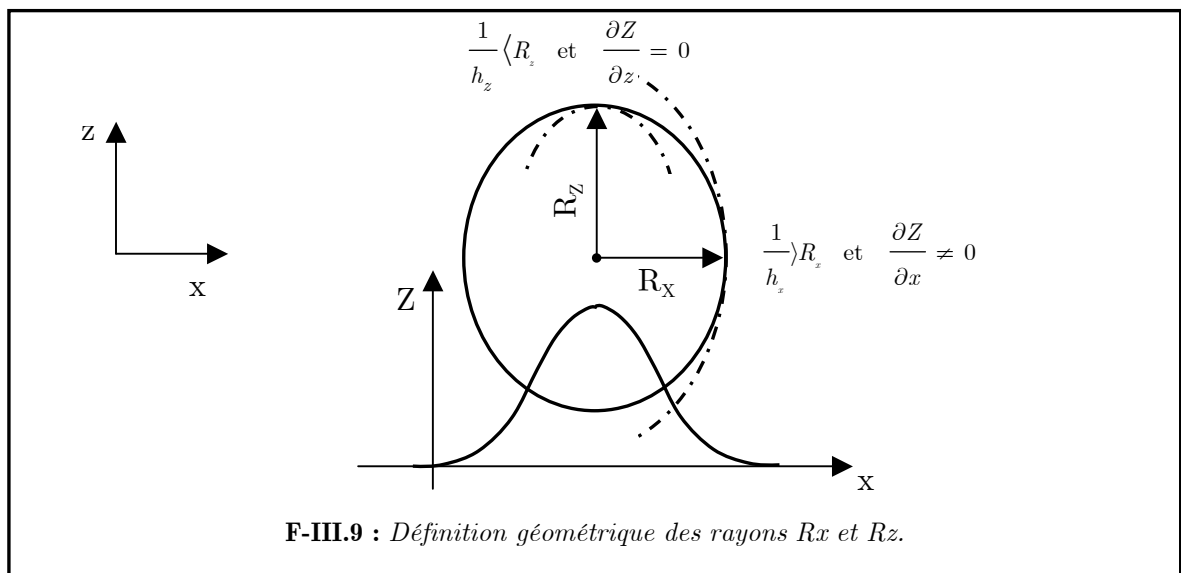
III.2 Flamme instationnaire

L'étude d'une flamme simple en expansion libre dans un écoulement laminaire, présente l'avantage d'avoir une contrainte de cisaillement (S_{tt}) quasi nulle. Son étirement est ainsi réduit à celui de la courbure ($\mathcal{K}=\mathcal{K}_c$ avec $\mathcal{K}_s=0$) qui, dans cette configuration, est directement reliée au rayon de la flamme ($1/R$). En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre I, l'épaisseur de flamme peut être reliée à l'étirement $\delta_L=f(\mathcal{K})$.

Dans un premier temps, nous caractériserons l'évolution des grandeurs globales telles que les rayons de flamme. Ensuite, nous calculerons le nombre de Karlovitz adimensionné afin de tracer l'évolution de l'épaisseur normalisée, en fonction de ce nombre.

Les résultats expérimentaux seront comparés à ceux issus des calculs de D.N.S. réalisés par J. REVEILLON dans des conditions similaires. Ces calculs présentent l'avantage de donner un résultat exact, comparable, via des nombres adimensionnés, aux résultats expérimentaux.

Notons ici une convention géométrique nous permettant de mieux décrire la flamme (figure III.9).



Les conditions de mélange sont reportées dans le tableau III.2

Cas	Nom	ϕ	χ_{CH_4}	$\phi(\text{centre})$	χ_{CH_4}	$\phi(\text{mini})$
Homogène	H1	1	0.0889	-		-
Homogène	H08	0.8	0.0711	-		-
Stratifié	S08-0	-	-	0.8	0.0711	0
Stratifié	S1-0	-	-	1	0.0889	0

T-III.2 : Conditions initiales de la flamme instationnaire

III.2.1 Modèle de simulation numérique

Avant d'exploiter nos résultats expérimentaux, nous avons, dans un premier temps exploité, la base de données des résultats issus d'une flamme simulée numériquement par Julien REIVEILLON grâce à un code numérique direct 2D (D.N.S., pour Direct Numerical Simulation) développé pour la simulation de la combustion mono et diphasique [REVEILLON, 2005]. Un schéma padé d'ordre 6 en espace est utilisé pour le calcul des dérivées et l'intégration en temps est effectuée par un schéma de Runge-Kutta d'ordre 3. Les conditions limites sont de type NSCBC [POINSOT, 1992].

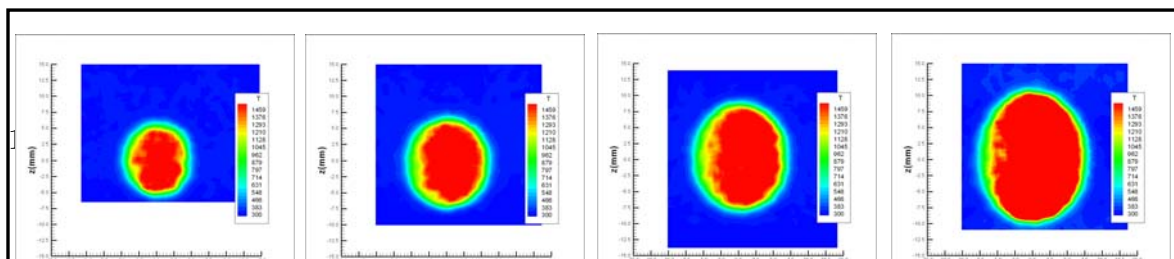
Une cinétique simple à une étape a été mise en œuvre. Le coefficient préexponentiel est calculé de manière à respecter la vitesse de flamme en fonction du rapport d'équivalence. La taille des mailles du maillage isotrope est égale à 1/10 de l'épaisseur de flamme laminaire.

Ce type de flamme a été calculé pour trois nombres de Lewis différents ($Le < 1$, $Le = 1$ et $Le > 1$), correspondants à des richesses homogènes (0.8, 1 et 1.1) et stratifiées (grad1.2-0). A partir de ces flammes nous pouvons extraire la température, la fraction de mélange ainsi que les gradients de température nous permettant de calculer les épaisseurs de flamme.

III.2.2 Etude géométrique de la flamme

Le but de cette partie est d'obtenir l'évolution géométrique de la flamme pour les différentes conditions de richesses définies. Pour cela, nous avons utilisé les images de diffusion Rayleigh qui nous ont permis d'extraire les champs de température de chaque flamme.

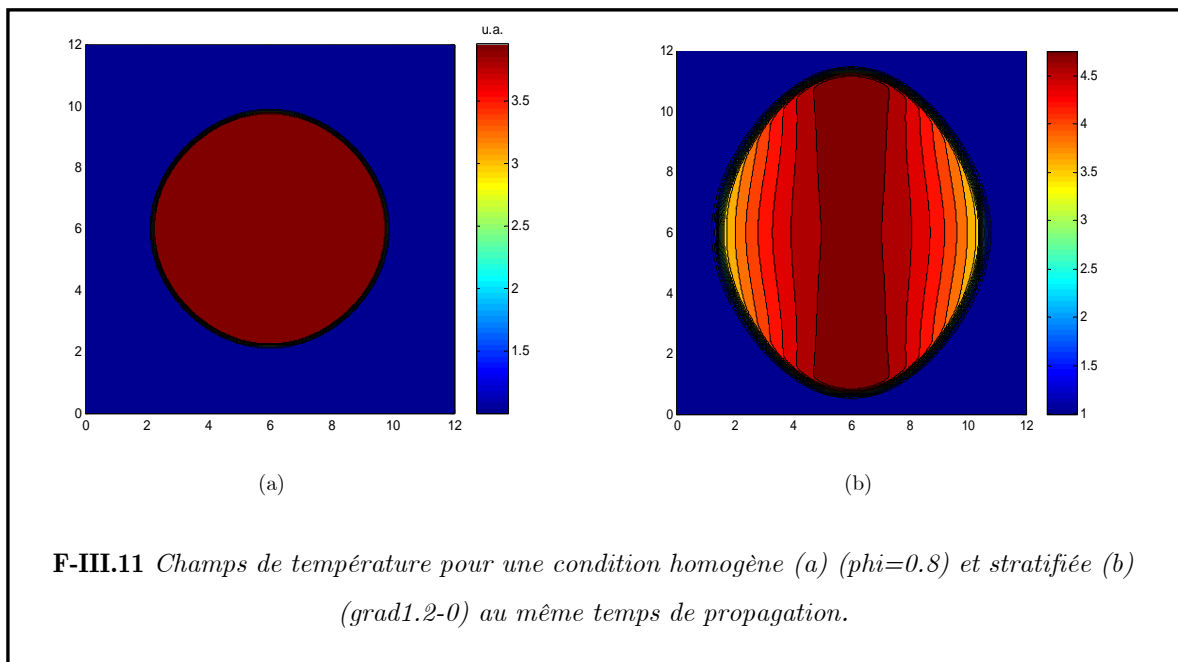
La figure III.10 nous donne un exemple de mesure de température effectuée par diffusion Rayleigh, pour la condition stratifiée S1-0 à différents temps de propagation.



3 ms 4 ms 5 ms 6 ms

F-III.10 Champs de température pour une condition stratifiée *grad1-0* à 3,4, 5 et 6 ms après l'allumage, obtenue par la technique de diffusion Rayleigh. Mesurés simultanément avec la figure III.14

La figure III.11, nous montre deux champs de température d'une flamme simulée numériquement pour une condition homogène et stratifiée.



Quel que soit le type de flamme (numérique ou expérimentale), il existe une nette différence géométrique entre la flamme homogène (sphérique) et la flamme stratifiée (ovoïdale). De plus, on note également une différence de répartition spatiale de la température des gaz brûlés. En effet, pour la flamme homogène, on observe une température homogène et uniforme dans l'espace, alors que pour la flamme stratifiée, le maximum de température se trouve au centre de la flamme, le long de la strate de richesse la plus élevée.

Chaque flamme est binarisée à l'isotherme 500 K (température caractéristique de l'évaporation de l'huile d'olive dans les images classiques de tomographie), permettant

ainsi d'extraire les contours de flamme et de comparer nos résultats avec ceux d'autres mesures ($\phi=1$ et $\phi=0.8$ conditions H1 et H08).

Les différents rayons sont calculés à partir de la détermination des contours de flamme. Du fait de la complexité de la répétitivité des mesures, pour chaque condition, une série de 50 images est recueillie à chaque temps de propagation. L'évolution géométrique de la flamme peut être caractérisée par ses rayons dans les directions x et z (figures III.11 et III.12). Ils sont comparés aux rayons R_s des flammes homogènes de richesse 1 et 0.8 extraits des travaux de tomographie de [ERARD, 1996]. Les comparaisons sont réalisées pour des temps supérieurs à 3 ms afin d'éviter les effets dus à l'allumage [BRADLEY, 1996].

La flamme étant convectée par l'écoulement moyen, il est nécessaire de déplacer soit la nappe laser, soit la position de l'étincelle (en modifiant les miroirs du laser de puissance), de façon à ce que la flamme se situe, pour le temps de propagation considéré, toujours au maximum de l'intensité de la nappe laser. C'est cette dernière solution qui a été retenue. Cependant, le déplacement vertical de l'étincelle a pu, pour certaines conditions, provoquer un déplacement latéral de celle-ci, entraînant un biais sur la mesure des rayons (exemple : temps 6.5 ms pour le cas S08-0).

1) Direction x ($\partial Z / \partial x \neq 0$)

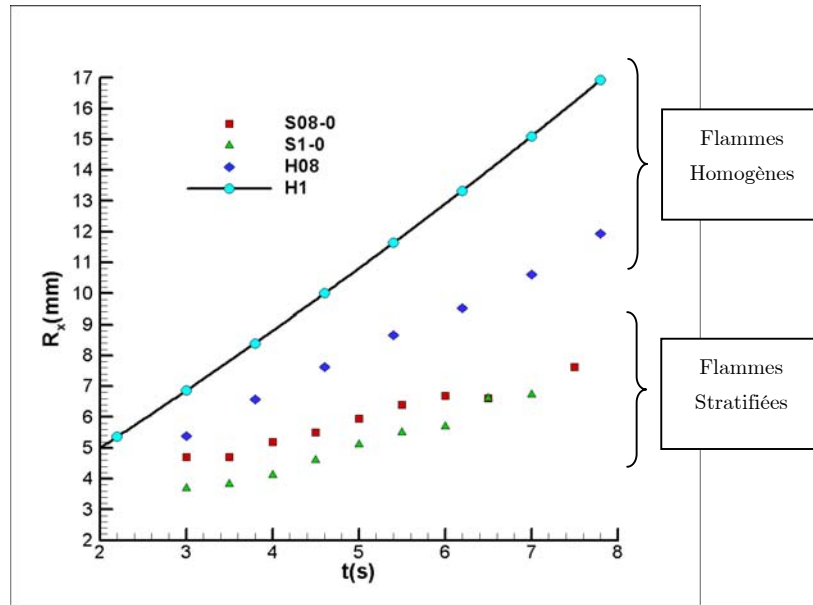
Le gradient de richesse influence fortement le rayon R_x . En effet, plus l'amplitude du gradient est importante, plus ce rayon est petit. Néanmoins, il faut souligner que l'augmentation des rayons ($R_x \nearrow$) montre que la flamme est toujours en train de se propager. En effet, les rayons n'atteignent jamais une valeur constante.

2) Direction z ($\partial Z / \partial z = 0$)

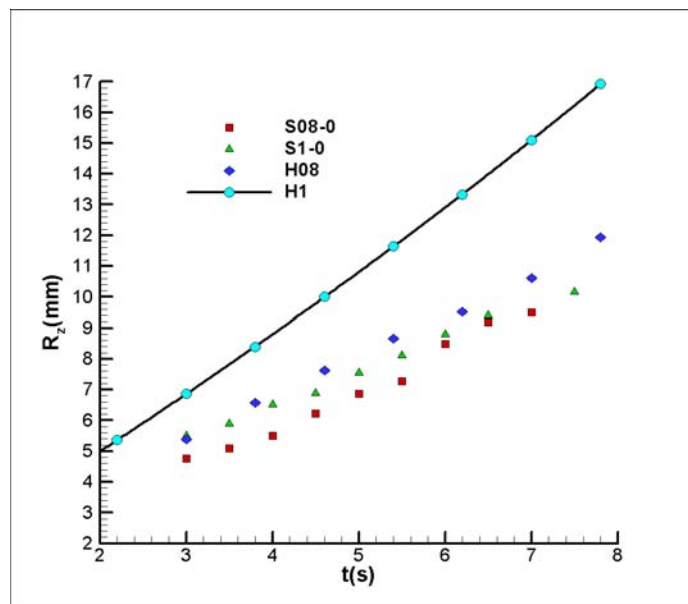
La propagation de la flamme est réduite par rapport aux cas homogènes équivalents. En effet, la modification de la propagation dans la direction x entraîne une modification de l'étirement de la flamme. Cette différence de propagation entre les directions x et z va modifier l'étirement global de la flamme, et montre principalement l'effet important de la stratification sur la propagation de la flamme.

Dans les premiers temps de la propagation, les rayons R_x et R_z sont similaires donnant à la flamme une géométrie sphérique. Ensuite, l'accroissement du rayon R_z , supérieur à celui du rayon R_x , ovalise la flamme.

Ces observations avaient déjà été faites par [SAMSON, 2002] mais avec un confinement latéral au niveau de la chambre de combustion et du propane comme gaz combustible.



F-III.12 - Evolution des rayons R_x pour les différents cas de stratification comparées à celle du rayon R_s des flammes homogènes issus des travaux de [ERRARD, 1996].

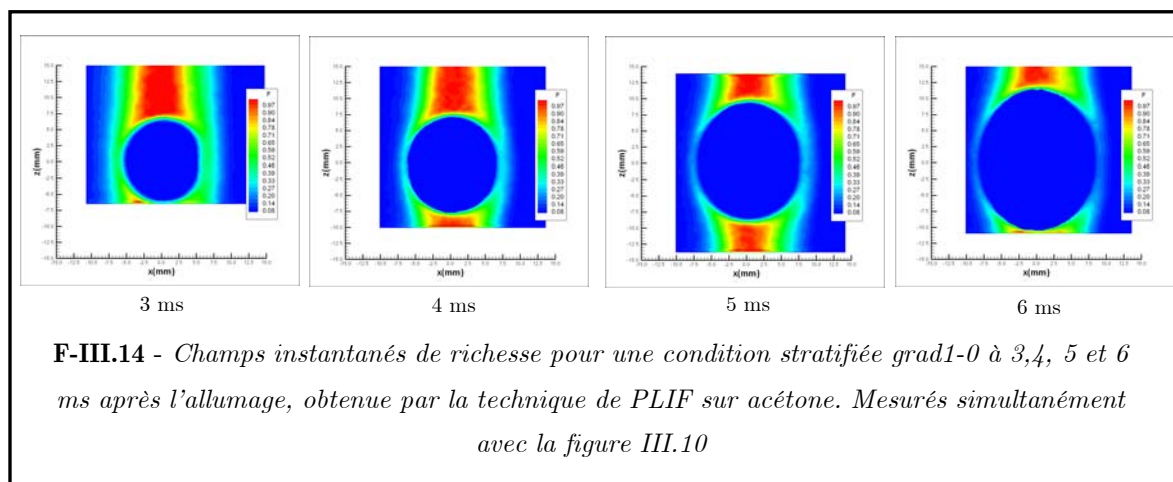


F-III.13 - Evolution des rayons R_z pour les différents cas de stratification comparées à celle du rayon R_s des flammes homogènes.

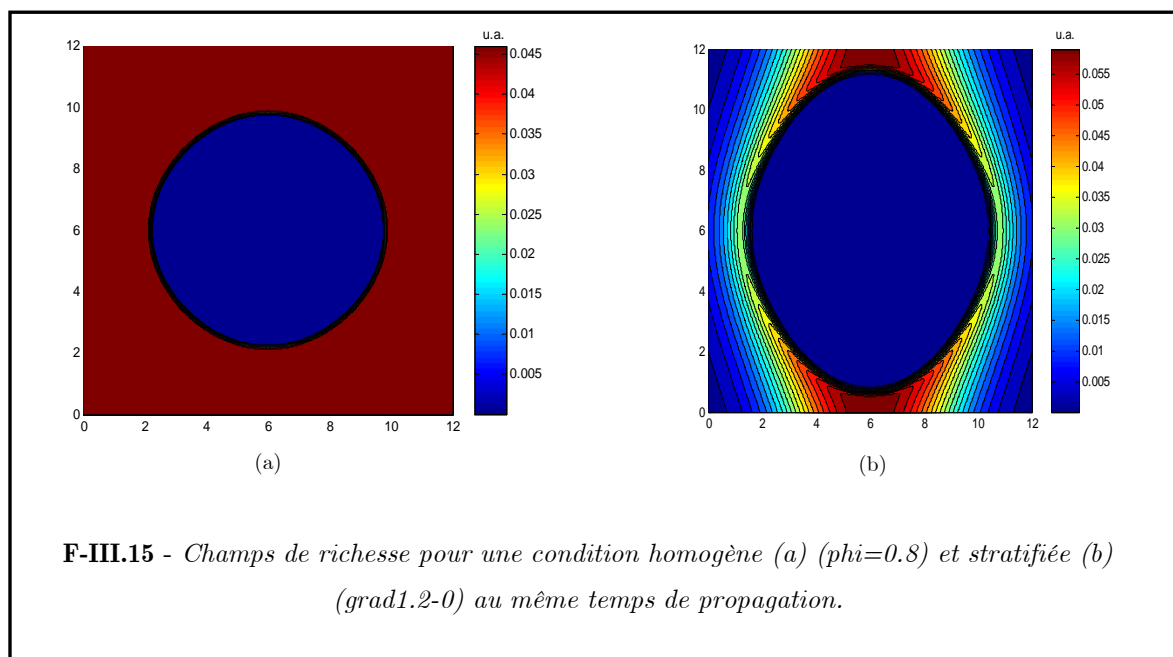
III.2.3 Cartographie du mélange en combustion

Grâce à la P.L.I.F., nous avons obtenu la cartographie du mélange lors de la propagation de la flamme. Les signaux de fluorescence ont été corrigés selon la méthode décrite dans le chapitre II.

La figure III.14 présente l'évolution de la richesse en fonction de la propagation de la flamme, pour la condition stratifiée S1-0.



La figure III.15 nous montre deux champs de fraction de mélange d'une flamme simulée numériquement pour une condition homogène et stratifiée.



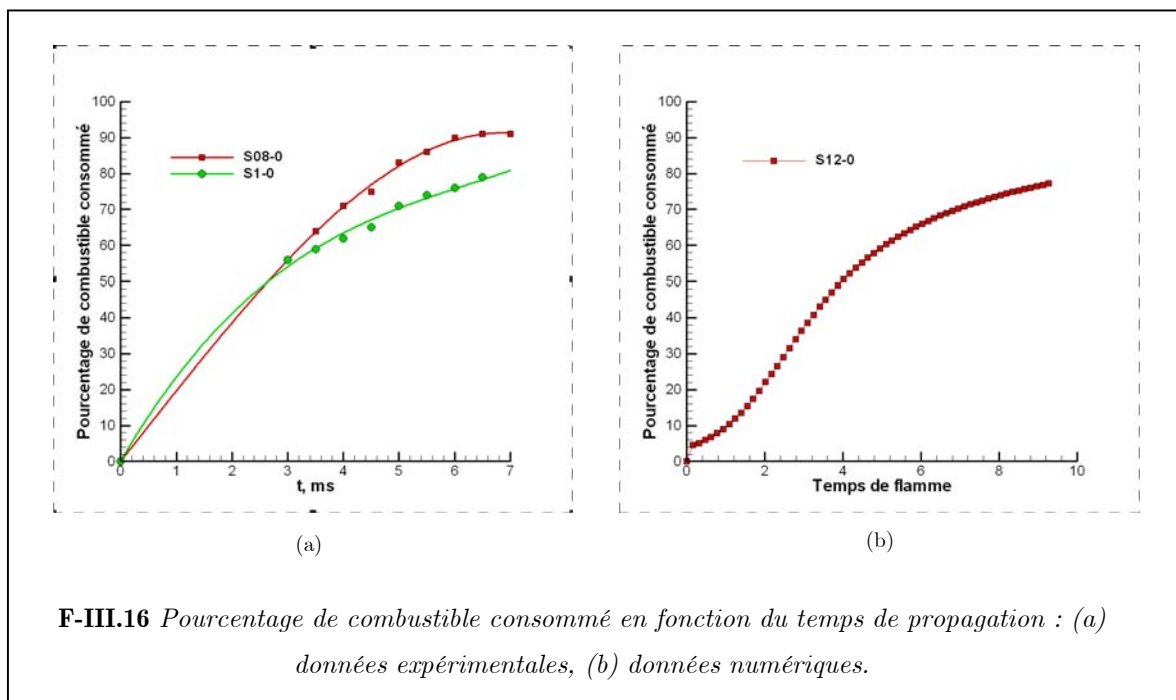
Dès les premiers temps d'allumage, une grande quantité de combustible est consommée. En effet, selon la direction x , la richesse (à l'isotherme 300 K) est de $\phi=0.44$ pour un temps de 3 ms, alors que la richesse initiale au centre de la veine est de $\phi=1$. Cette différence représente 56 % de combustible consommé (figure III.16).

Durant les temps suivants, la vitesse de consommation est plus faible. La quantité de combustible déplacée est alors peu importante (de l'ordre de $\phi=0.25$). La combustion s'effectue au sein d'un milieu très pauvre.

Notons que les valeurs de richesse obtenues sont plus élevées que celles de [SAMSON, 2002]. En fait, ses valeurs ne prennent pas en compte l'effet de la température sur le signal de fluorescence, induisant une sous-estimation de la richesse devant le front de flamme. De plus, ses mesures ont été faites avec du propane, qui ne possède pas les mêmes propriétés physiques que le méthane.

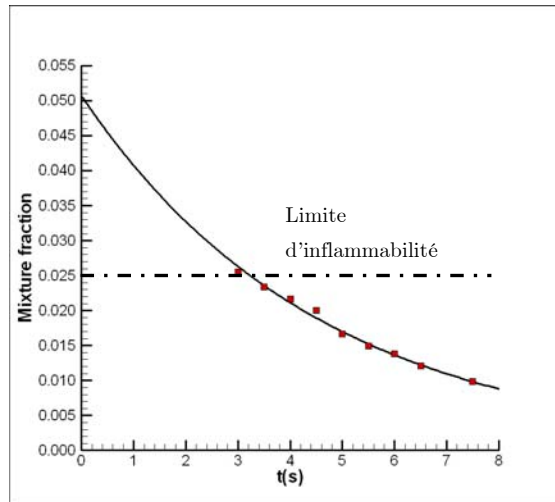
La combustion se produit alors dans un milieu où la richesse devant le front de flamme est en dessous des limites d'inflammabilité (figure III.17). Ce type de propagation au-delà de ces limites a déjà été observée par [RA, 1999] et [PIRES DA CRUZ, 2000].

[SAMSON, 2002] montre, à l'aide d'images de chimiluminescence des radicaux CH^* , qu'il y a (dans la direction x) une diminution de la réaction mais que cette dernière subsiste toujours (figure III.18). En effet, étant donné son temps de vie assez court, les résultats montrent que dans cette configuration, il serait possible d'obtenir un maintien de la propagation dans des zones très pauvres.



F-III.16 Pourcentage de combustible consommé en fonction du temps de propagation : (a) données expérimentales, (b) données numériques.

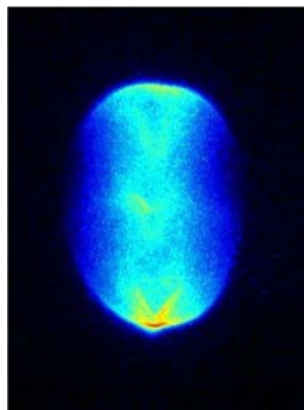
La réaction dans cet axe serait alors soutenue par les conditions stœchiométriques dans les directions z et y.



F-III.17 - Evolution de la fraction de mélange en fonction du temps de propagation, pour la condition stratifiée S1-0

Il faut cependant souligner que, bien que les rayons soient en constante augmentation, nous ne savons pas si la flamme se propage réellement ou si nous avons une simple expansion thermique des gaz brûlés due à la diffusion.

Afin de répondre à cette question, il serait nécessaire de mesurer les « radicaux CH » par P.L.I.F., afin de quantifier la zone de réaction.



F-III.18 - Image de chimiluminescence CH* pour un gradient de fraction de mélange, $\Delta Z=0.006$, propane [SAMSON, 2002]

En effet, comme le montre la figure III.4, la durée de vie ainsi que la localisation du radical CH^* , dans le front de flamme, font de lui un bon indicateur de réaction.

Les flammes simulées numériquement nous ont permis de répondre en partie à cette question. En effet, la propagation de la flamme peut se résumer de la façon suivante :

- Pas de réaction ($\dot{\omega}_c = 0$). On assiste alors à la diffusion de la chaleur et expansion thermique.
- Présence de réaction ($\dot{\omega}_c \neq 0$). Mais la réaction n'est pas suffisante pour qu'il y ait propagation ($S_d = 0$), car le terme de diffusion ($\partial/\partial x_i (\rho D \partial/\partial x_i)$) reste supérieur au terme de réaction ($\dot{\omega}_c$)
- Présence de réaction ($\dot{\omega}_c \neq 0$) suffisante pour qu'il y ait propagation ($S_d > 0$).

La vitesse de déplacement pour une flamme stratifiée peut se mettre sous la forme suivante (cf. chapitre I, I.77) :

$$S_d = \frac{1}{\rho |\nabla c|} \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial}{\partial x_i} \right) + \rho \dot{\omega}_c \right] - \frac{2D}{Z} n \cdot \nabla Z \quad \text{III.3}$$

Le but est donc d'intégrer les différents termes de cette équation à partir de la base de données issue de la simulation afin d'évaluer la vitesse de déplacement. [SAMSON, 2002] avait calculé le terme de dissipation croisée de cette vitesse (cf. Chapitre I, I.71) à partir de profils extraits au niveau des rayons R_x .

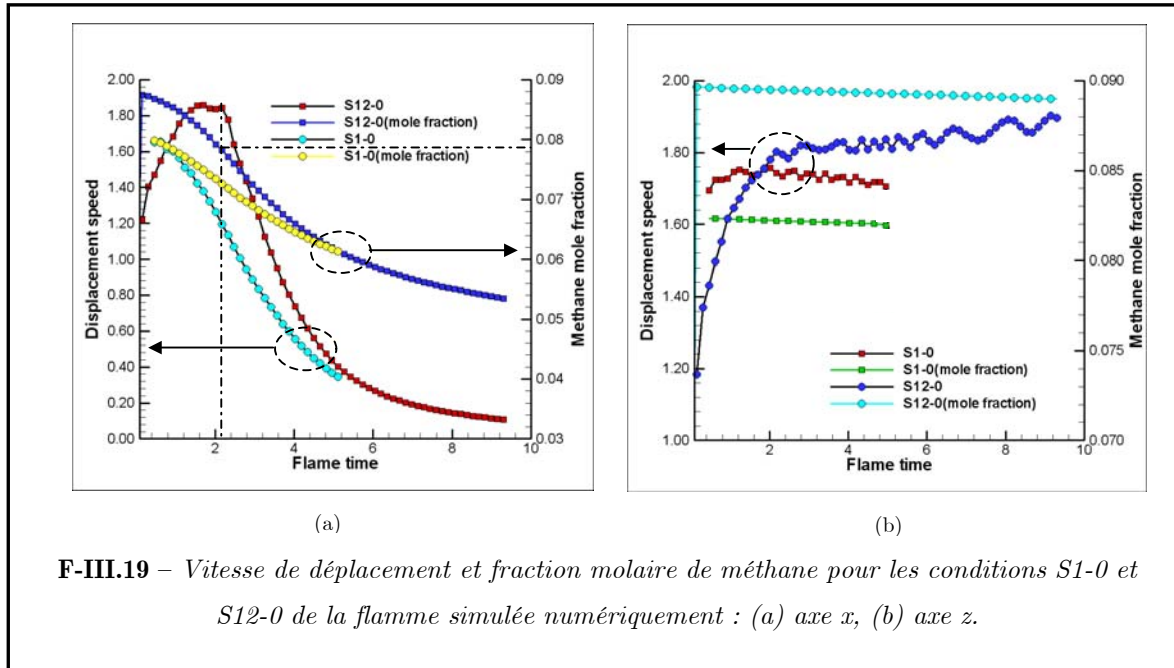
Les valeurs qu'il avait obtenues étaient relativement faibles à $c=0$. De plus, il a montré qu'il existait une incertitude sur les valeurs mesurées, donc par conséquent sur les valeurs du terme de dissipation croisée. Il estimait alors la précision de ces valeurs à 20%.

De plus, certains auteurs comme [DEFRANSURE, 2003] et [BRAY, 2005] ont montré que ce terme était négligeable dans la combustion de flamme partiellement prémélangée, pour c compris entre 0 et 1.

L'évolution de la vitesse de déplacement en fonction du temps est représentée sur la figure III.19.

L'évolution de la propagation de flamme, selon l'axe x , montre qu'elle continue à se propager pour de grands temps de propagation. Celle-ci tend vers une vitesse commune aux deux gradients de richesse. La forme particulière de la vitesse de propagation du cas S12-0 s'explique par le passage d'une flamme riche à pauvre. La vitesse de la flamme chute lorsque l'on est en dessous de la stœchiométrie (ligne en pointillés sur la figure).

Selon l'axe z , les vitesses de propagation sont constantes, avec néanmoins une légère diminution de celles-ci pour le cas S1-0. En effet, les changements en terme d'étirement vont modifier la vitesse de propagation.



Ces observations nous permettent de répondre en partie à la question que l'on pouvait se poser et montrent que nous ne sommes pas en présence d'une simple expansion thermique des gaz brûlés.

Il existe donc une propagation de la flamme selon l'axe de stratification, avec une réaction caractéristique émettant une faible quantité de radicaux. Néanmoins, pour entériner cette hypothèse, il reste tout de même nécessaire d'effectuer de la P.L.I.F. sur le radical CH.

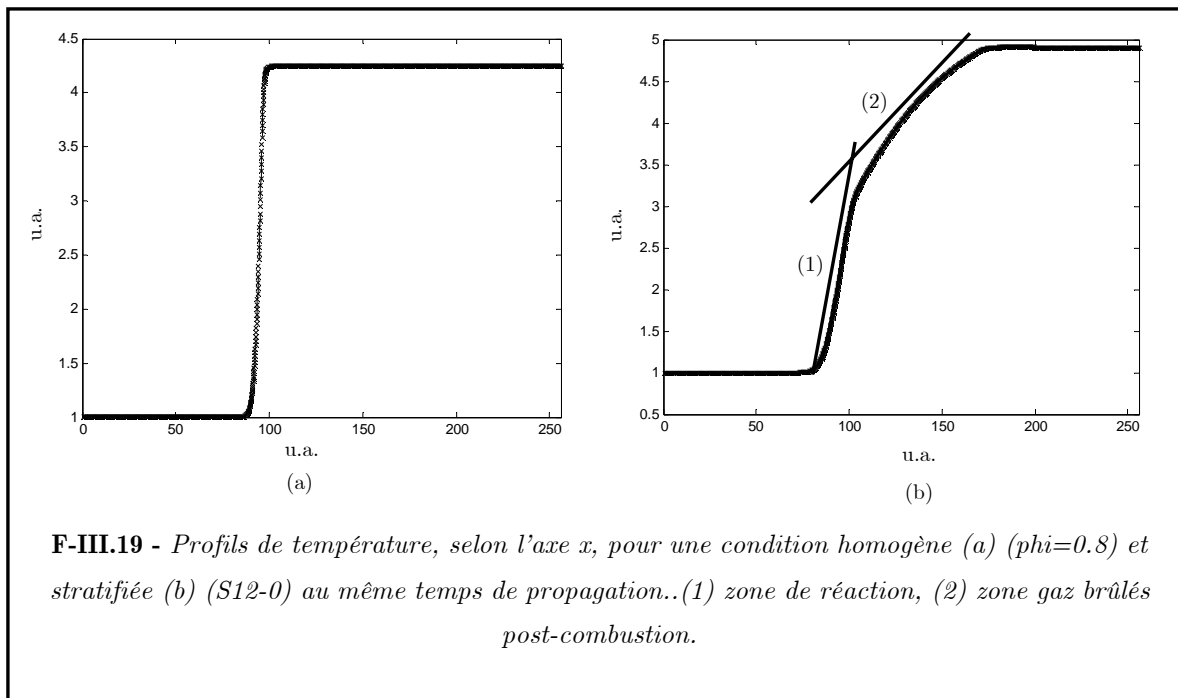
III.2.4 Epaisseur de flamme et étirement laminaire.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, [DE GOEY, 2004] montre que l'étirement de la flamme va modifier l'épaisseur de cette dernière, avec un changement de comportement en fonction du nombre de Lewis du mélange. Ce modèle a déjà été vérifié numériquement et expérimentalement par différents auteurs [SUNG, 1996 ; LAW, 2000], pour des configurations où l'étirement est réduit au cisaillement.

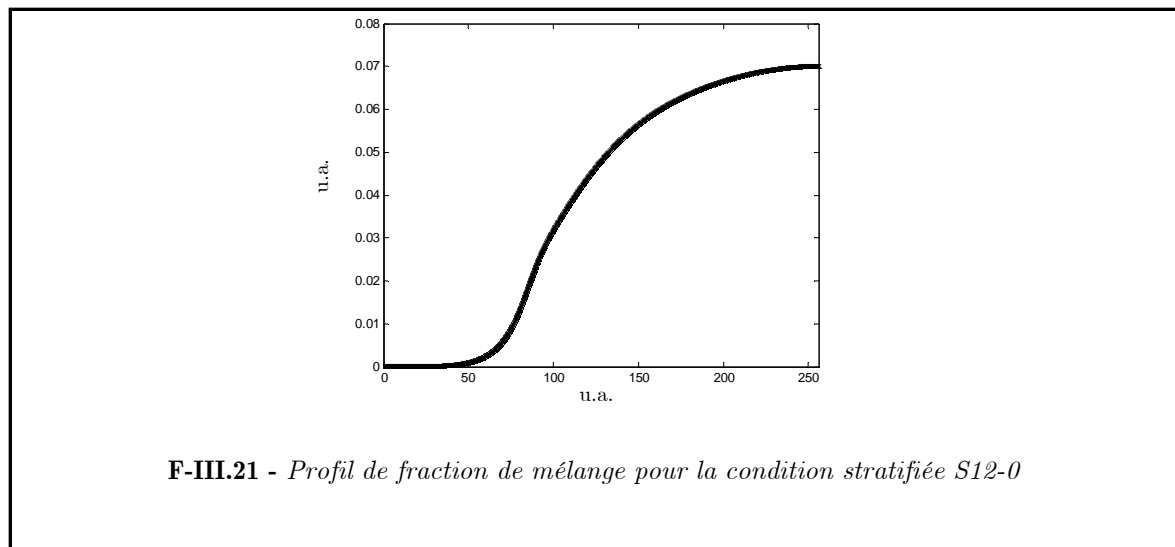
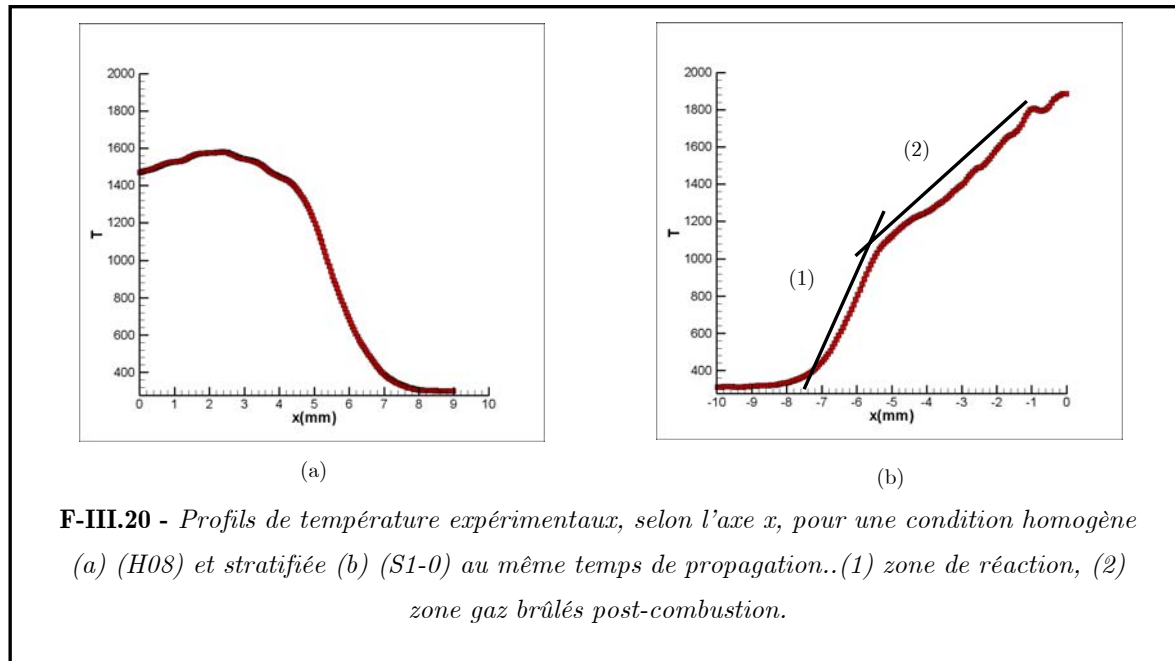
Le but est donc d'appliquer cette relation pour un étirement correspondant à la courbure de la flamme.

Il est possible d'extraire, depuis les images de champs de température, des profils (normaux au front de flamme) selon les axes x et z . En effet, pour les flammes stratifiées, l'axe z correspond à une propagation de la flamme dans un milieu homogène alors que l'axe x correspond quant à lui à une propagation dans un milieu stratifié.

Des profils de température sont représentés sur les figures III.19 (pour la flamme simulée numériquement) et III.20 (pour la flamme expérimentale). Les deux conditions de mélange présentent deux comportements différents de la température. En effet, alors que la flamme homogène possède une zone de réaction uniforme, la flamme stratifiée présente quant à elle une zone de réaction constituée de deux pentes (figure III.19).



La première correspond à la zone de réaction proprement dite et la seconde au dégagement de chaleur dû à une combustion de richesse plus élevée à des temps de propagation antérieurs. Le gradient de cette pente suit logiquement celui de la richesse injectée (figure III.21). La présence de ces deux pentes constitue l'une des raisons pour lesquelles notre choix s'est porté sur la méthode de calcul de l'épaisseur de flamme décrite dans le chapitre I.



Depuis les profils expérimentaux, nous avons calculé des épaisseurs de flamme moyennes, normalisées par l'épaisseur de flamme non étirée en fonction de l'étirement, pour chaque temps de propagation de la flamme. Elles sont représentées sur les figures III.22 et III.23, respectivement selon les axes x et z .

Dans ce type de flamme sphérique, l'étirement est principalement dû à la courbure. Le calcul de l'étirement se fait donc en fonction du rayon de la flamme et s'exprime par :

$$K = \frac{1}{\delta A} \frac{d\delta A}{dt} = \frac{2}{R} \frac{dR}{dt} \quad \text{III.4}$$

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

Néanmoins, les flammes modélisées ainsi que nos résultats sont bidimensionnels. Il s'agit alors d'une flamme cylindrique et l'étirement s'écrit donc :

$$K = \frac{1}{\delta A} \frac{d\delta A}{dt} = \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \quad \text{III.5}$$

$$A = 2\pi R.h$$

Le calcul de l'étirement n'est pas issu directement des rayons de flamme mais des courbures locales selon Rx et Rz. En effet, comme on peut le voir sur la figure III.9, la courbure locale diffère du rayon mesuré ($1/h \neq R$), modifiant ainsi de façon non négligeable la valeur de l'étirement.

Résumons ces caractéristiques :

$$\text{Si } R_{x(1-0)} < R_{x(0.8-0)}, \text{ alors } 1/h_{x(1-0)} > 1/h_{x(0.8-0)} \Rightarrow K_{hx(1-0)} < K_{hx(0.8-0)}$$

$$\text{Si } R_{z(1-0)} > R_{z(0.8-0)}, \text{ alors } 1/h_{z(1-0)} < 1/h_{z(0.8-0)} \Rightarrow K_{hz(1-0)} > K_{hz(0.8-0)}$$

Les épaisseurs présentent des fluctuations pour plusieurs raisons :

- faiblesse de la statistique,
- faibles variations de l'énergie déposée (étincelle),
- erreur de mesure de la diffusion Rayleigh.

En ce qui concerne les flammes simulées numériquement, les fluctuations sont dues à la taille du maillage de la modélisation. Ce dernier n'est pas assez fin dans la zone de réaction (10 points) et entraîne du bruit dans le calcul du gradient de température. Afin d'améliorer ces résultats, il serait préférable de raffiner le maillage dans la zone de réaction.

L'évolution des épaisseurs montre clairement qu'il existe deux types de comportements entre le côté homogène et stratifié de la flamme.

1) Axe z

L'évolution des épaisseurs normalisées par l'épaisseur de flamme laminaire en fonction de l'étirement pour différents nombres de Lewis est représentée sur les figures III.22 (pour la flamme simulée numériquement) et III.23 (pour la flamme expérimentale).

Flamme homogène :

Les évolutions des épaisseurs expérimentales et numériques sont similaires. En effet, celles-ci sont influencées par le nombre de Lewis, avec un changement de pente selon si $Le > 1$ ou < 1 . On a donc une bonne concordance des résultats expérimentaux et numériques.

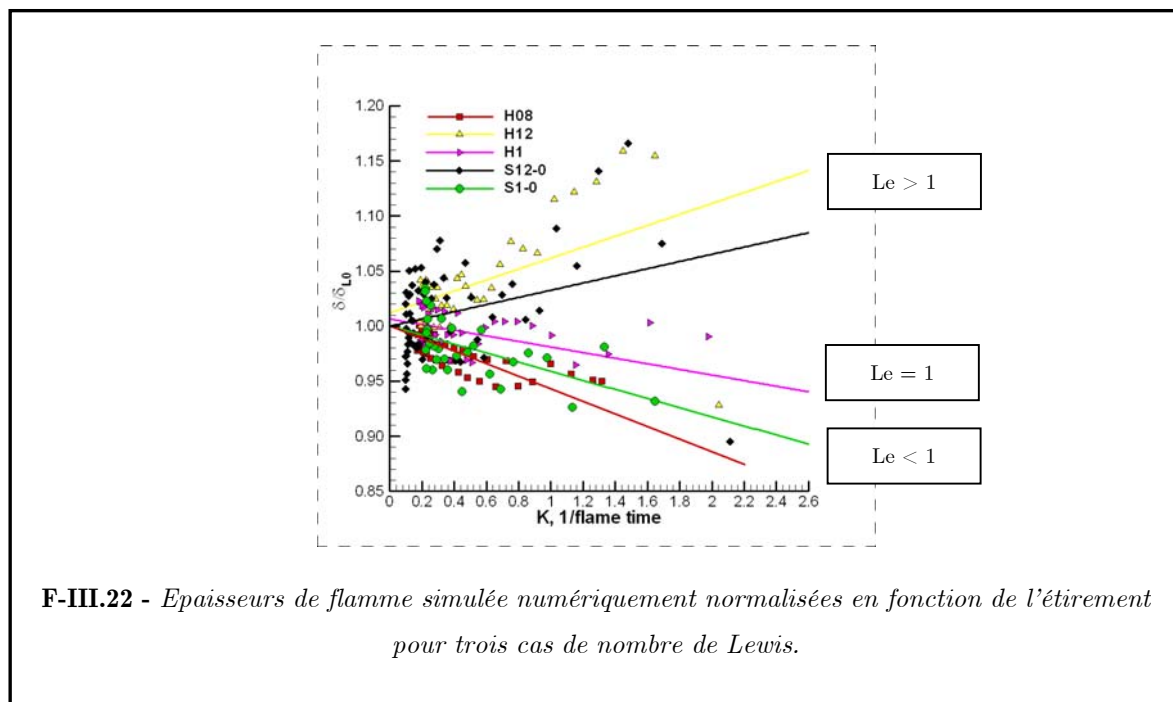
Flamme stratifiée :

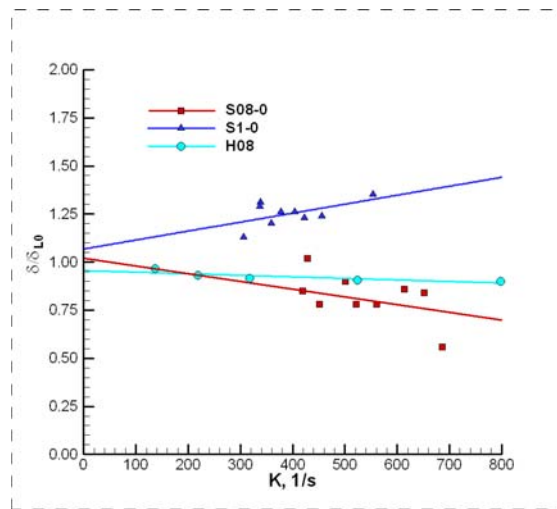
Tout d'abord, l'épaisseur est plus sensible à l'étirement. Notamment, pour le cas stratifié S1-0, où le comportement de l'épaisseur est différent de celui observé avec les résultats de la D.N.S.. En effet, ici l'épaisseur croît avec l'étirement. Néanmoins, l'évolution des épaisseurs reste comparable aux flammes homogènes.

On peut donc dire que l'épaisseur des flammes homogènes et stratifiées (dans leur zone homogène) sont en accord avec la relation I.35 (cf. annexe B) :

$$\frac{\delta_L}{\delta_{L0}} = 1 - Ma_0 Ka$$

En effet, on voit nettement l'augmentation et la diminution de l'épaisseur lorsque le nombre de Lewis est plus grand ou plus petit que l'unité. De même, pour $\phi=1$ où le nombre de Lewis est proche de l'unité ($Le \approx 1$), la variation de l'épaisseur en fonction de l'étirement est plus faible.





F-III.23 - Epaisseurs de flamme normalisées en fonction de l'étirement pour trois cas de nombre de Lewis (axe z).

2) Axe x

L'analyse de ces épaisseurs selon l'axe x montre clairement qu'il subsiste un gradient de température assez « conséquent » pour générer une épaisseur de flamme dont l'ordre de grandeur est relativement comparable aux épaisseurs de l'axe z. Ceci est également vrai pour des temps de propagation relativement grands, où l'on sait (partie III.2.2), que la richesse est relativement faible (en dessous des limites d'inflammabilité).

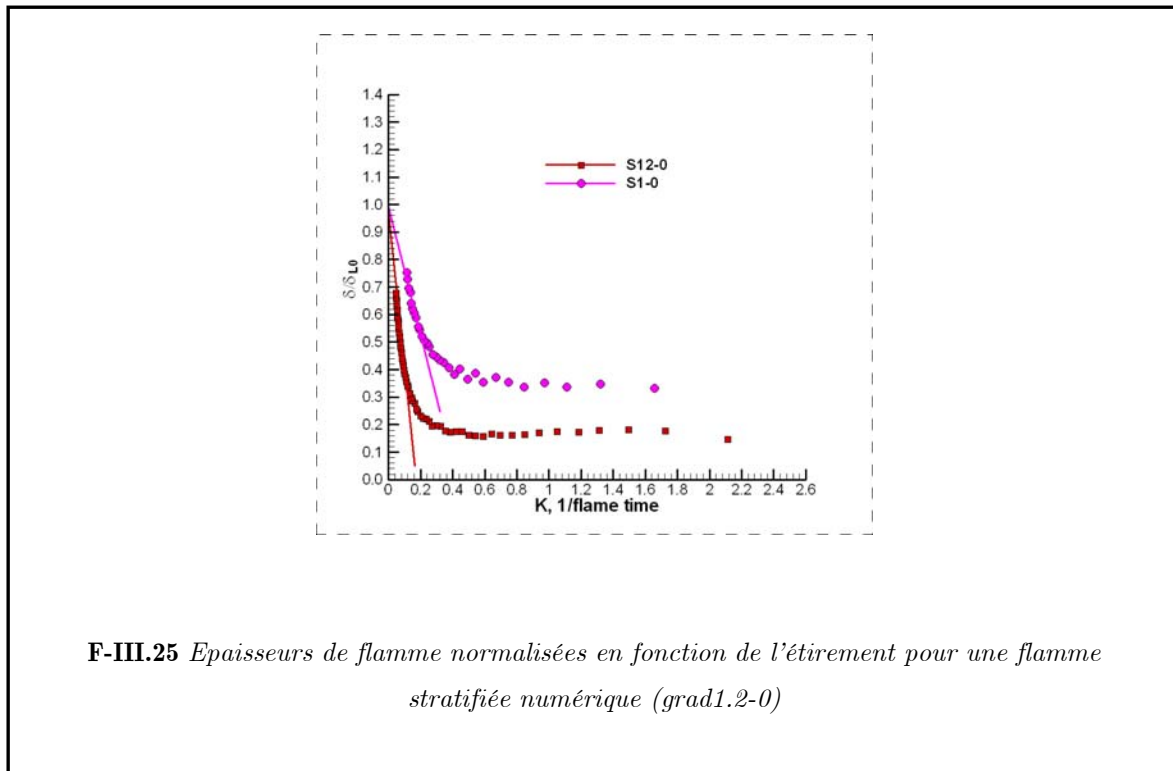
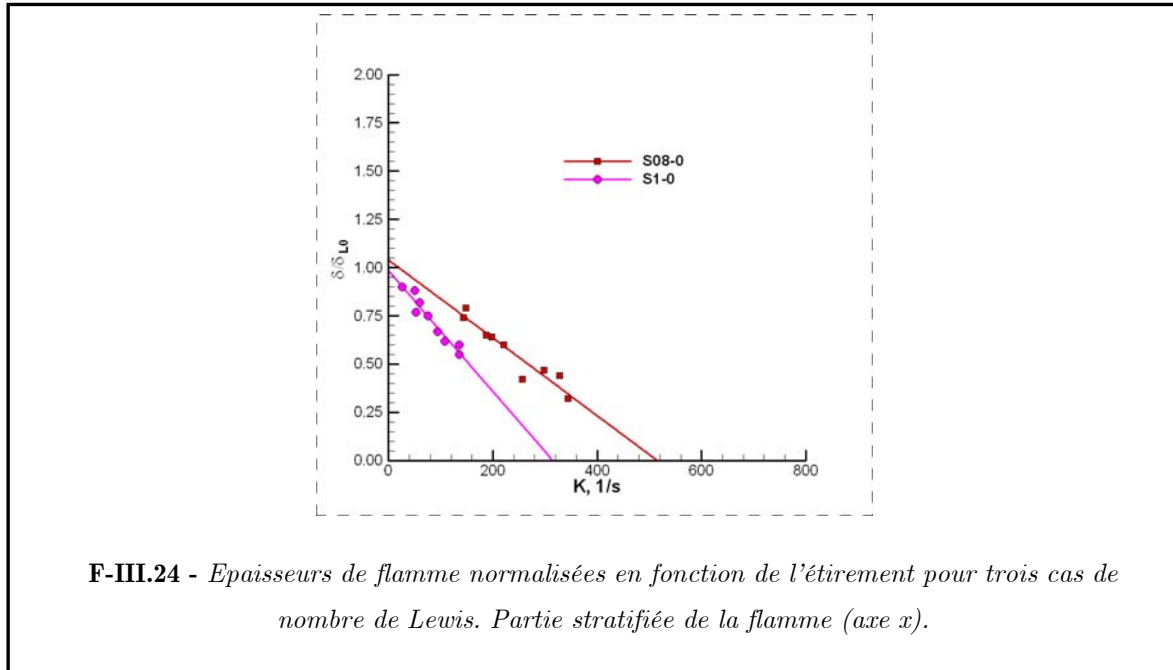
Sur les figures III.24 et III.25, on peut observer l'évolution des épaisseurs de flammes locales normalisées par δ_{L0} à $K=0$.

Sur cet axe, l'évolution des épaisseurs présente quelques différences.

Quel que soit le nombre de Lewis, l'épaisseur de flamme normalisée diminue avec l'étirement. Ce type de comportement est également observé sur les calculs numériques (figure III.25). Néanmoins, il faut tout de même souligner que le gradient normal à l'axe x est globalement pauvre et donc de Lewis inférieur à 1. Ceci expliquerait, la similitude entre les différents résultats. En effet, la variation du gradient de richesse entre les différentes conditions initiales est trop faible pour que l'on puisse retrouver une différence notable.

L'équation I.35 peut s'appliquer dans le cas d'une flamme stratifiée. Néanmoins, les résultats numériques ont été simulés avec un Lewis constant. Il est alors nécessaire de vérifier s'il ne faudrait pas introduire un paramètre supplémentaire en fonction du mélange hétérogène afin de pouvoir représenter au mieux le comportement de l'épaisseur dans le

cas d'une flamme se propageant au sein d'un milieu à richesse stratifiée globalement pauvre.



III.3 Conclusions

L'étude de la flamme laminaire dans des mélanges à richesses stratifiées a permis de mettre en évidence le comportement de son épaisseur en fonction des hétérogénéités de richesses mais aussi face aux modifications de l'étirement.

Plusieurs éléments peuvent être mis en avant :

- Dans un premier temps, l'étude de la flamme en V a permis de valider la méthode de mesure simultanée de température et de fraction molaire de méthane.
- Deux comportements différents entre les cas homogènes et stratifiés ont été mis en évidence à travers l'analyse des épaisseurs de la flamme en V. En effet, pour les conditions stratifiées, ces épaisseurs augmentent avec la décroissance de la fraction molaire de méthane mais avec une pente plus modérée que pour les flammes homogènes. L'épaisseur de flamme stratifiée est donc moins sensible aux variations de fraction molaire et s'expliquerait par une vitesse de flamme plus importante.
- Lors de la propagation, la géométrie complète de la flamme est modifiée, dans des proportions dépendant de l'amplitude de la stratification. On observe une ovalisation de la flamme, liée à la diminution de la vitesse de déplacement du front dans la direction du gradient de richesse. La propagation de la flamme s'effectue dans des richesses pouvant être inférieures à 0.2
- La vitesse de déplacement a été calculée dans le cas d'une flamme simulée numériquement. On observe alors un maintien de la propagation dans la direction du gradient pour des temps de propagation relativement importants. L'expansion thermique due aux zones brûlant dans des conditions proches de la stœchiométrie, dans les directions z et y , participe à cette convection du front.
- L'épaisseur de flamme normalisée par l'épaisseur de flamme non étirée suit la loi de comportement développée par [SUNG, 1996]. Ceci est valable pour les flammes homogènes mais aussi dans la direction z des flammes stratifiées. De plus, il a été démontré que dans la direction du gradient de richesse, l'épaisseur de flamme ne suit pas la loi de comportement.

Références Bibliographiques

ANDREWS G.E., BRADLEY D., *“The burning velocity of methane/air mixtures”*, Comb. And flame, 19:275-288, 1972.

BRADLEY D, GASKELL and GU, *“Burning velocities, Markstein lengths and flame quenching for spherical Methane/Air flame : a computational study”*, Combustion and flame, 104:176-198, 1996.

BRAY K.N.C., DOMINGO P., VERVISCH L., *“Role of the progress variable in models for partially premixed turbulent combustion”*, Combustion and flame, 141:431-437, 2005.

DEFRANSURE F., RENO B., SAMSON E., BOUKHALFA A.M. and VEYNANTE D. : *“Experimental and numerical studies of the laminar flame speed of stratified flames”*. *European Combustion Meeting, Orleans 2003*.

DE GOEY L.P.H., PLESSING T, HERMANN S.R.T.E., PETERS N, *“Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime”*, Proc. Comb. Institute, 30:859-866, 2004.

ERRARD, V., *« Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire »*, Thèse, Université de ROUEN, 1996

FRANCOIS I., *“Etude expérimentale de l'interaction entre deux fronts de flammes laminaires prémélangées. Effet du nombre de Lewis”*, Thèse de l'Ecole Centrale Lyon, 1994

FRANCOIS I., LARRAURI D., ESCUDIE D., *“Interaction between two premixed laminar V-shaped flame fronts at low Lewis number”*, Comb. And Flame, 110:14-24, 1997.

JAROSINSKI J., *“The thickness of laminar flames”*, Comb. And flame, 56:337-342, 1984.

KANG T., KYRISTIS D. C., *“Methane flame propagation in compositionally stratified gases”*, Combustion science and technology, 177:2191-2210, 2005.

LAW C.K., SUNG C.J., *“Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets”*, Progress in Energy and Combustion Science, 26:459-505, 2000.

PIRES DA CRUZ A., DEAN A.M., GRENDA J.M., *“A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane-air flames”*, Proc. 28th Symp. On Comb., 1925, 2000.

POINSOT T. et LELE S., *“Boundary conditions for direct simulations of compressible reacting flows”*, Journal of Computational Physics. 101:104-129, 1992.

RA Y., *“Laminar flame propagation in a stratified charge”*, Ph. D. thesis, MIT, 1999.

RA Y., CHENG W.K., *“Laminar flame propagation through a step-stratified charge”*, 5th Int. Symp. on diagnostics and modelling of combustion in internal engines, Japan, 251-257, 2001

REVEILLON J., VERVISCH L. *“Analysis of weakly turbulent diluted-spray flames and combustion regimes”*, J. Fluid Mech., 537: 317-347., 2005

SAMSON E., *“Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu a richesse stratifiée”*, Thèse, INSA de ROUEN, 2002.

SUNG C.J., LIU J.B., LAX C.K., *“On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow”*, Combustion and flame, 106:168-183, 1996.

Table des matières

Chapitre III	163
III.1 Flamme en V laminaire	163
III.1.1 Analyse et correction du signal de fluorescence	164
III.1.2 Analyse des épaisseurs de flamme	170
III.2 Flamme instationnaire	173
III.2.1 Modèle de simulation numérique	174
III.2.2 Etude géométrique de la flamme	174
III.2.3 Cartographie du mélange en combustion	178
III.2.4 Epaisseur de flamme et étirement laminaire.	182
III.3 Conclusions	189
Références Bibliographiques	190
Table des matières	192

Chapitre IV

Flamme turbulente

Afin d'analyser le comportement d'une flamme turbulente face à des hétérogénéités de richesse, nous allons étudier dans cette partie deux types de configurations expérimentales pour deux intensités de turbulence différentes.

La première est celle d'une flamme en « V » bidimensionnelle et la seconde celle d'une flamme instationnaire. L'étude se fera tout d'abord sous forme d'analyse globale des résultats (température, vitesse, rayons...) puis sous forme locale (épaisseur, fraction molaire de méthane, courbure...).

IV.1 Flamme en V

Tout comme pour la flamme en V laminaire, la flamme en V turbulente présente l'avantage d'être à la fois stable dans le temps et dans l'espace. Cette stabilité nous permet d'obtenir une grande statistique sur les différentes grandeurs locales étudiées. Du fait de sa simplicité de mise en œuvre, la flamme en V est étudiée pour deux intensités de turbulence et pour plusieurs conditions de mélange (tableau IV.1).

Cas	Nom	ϕ	χ_{CH_4}	$\phi(\text{fil})$	χ_{CH_4}	$\phi(\text{mini})$
Homogène	H05	0.55	0.0445	-	-	-
Homogène	H06	0.6	0.0533	-	-	-
Homogène	H07	0.7	0.0662	-	-	-
Stratifié	S08-0	-	-	0.8	0.0711	0
Stratifié	S09-0	-	-	0.9	0.0800	0
Stratifié	S1-0	-	-	1.0	0.0889	0
Stratifié	S11-0	-	-	1.1	0.0978	0
Stratifié	S12-0	-	-	1.2	0.1067	0
Stratifié	S13-0	-	-	1.3	0.1156	0

T-IV.1 - Conditions initiales de la flamme en V turbulente

IV.1.1 Etude dynamique de la flamme en V

Le but de cette partie est d'étudier les différents effets du gradient de Z et des hétérogénéités de Z à la fois sur les champs de vitesses axiales et radiales moyennes, les champs de fluctuations de vitesses axiales et radiales et ainsi que sur les champs de divergence de vitesses.

IV.1.1.1 Vitesse moyenne axiale et radiale en combustion.

La P.I.V. a permis d'effectuer les mesures aérodynamiques en combustion pour deux intensités de turbulence ($u'/U = 3.7$ et 7.5). Celles-ci ont été réalisées à l'aide d'une caméra CCD possédant un capteur de 1024×1280 pixels et d'un ensemencement en oxyde de zirconium (ZrO_2). Le grandissement est de $23,5$ pixels/mm pour un Δt entre deux images de $20 \mu s$. La corrélation a été réalisée grâce à un calcul itératif avec une décroissance de taille de maille. La taille finale de maille est de 32×32 pixels avec 50% de recouvrement [SCARANO, 2000].

L'acquisition d'une série de 500 images a été effectuée pour chaque condition de mesure.

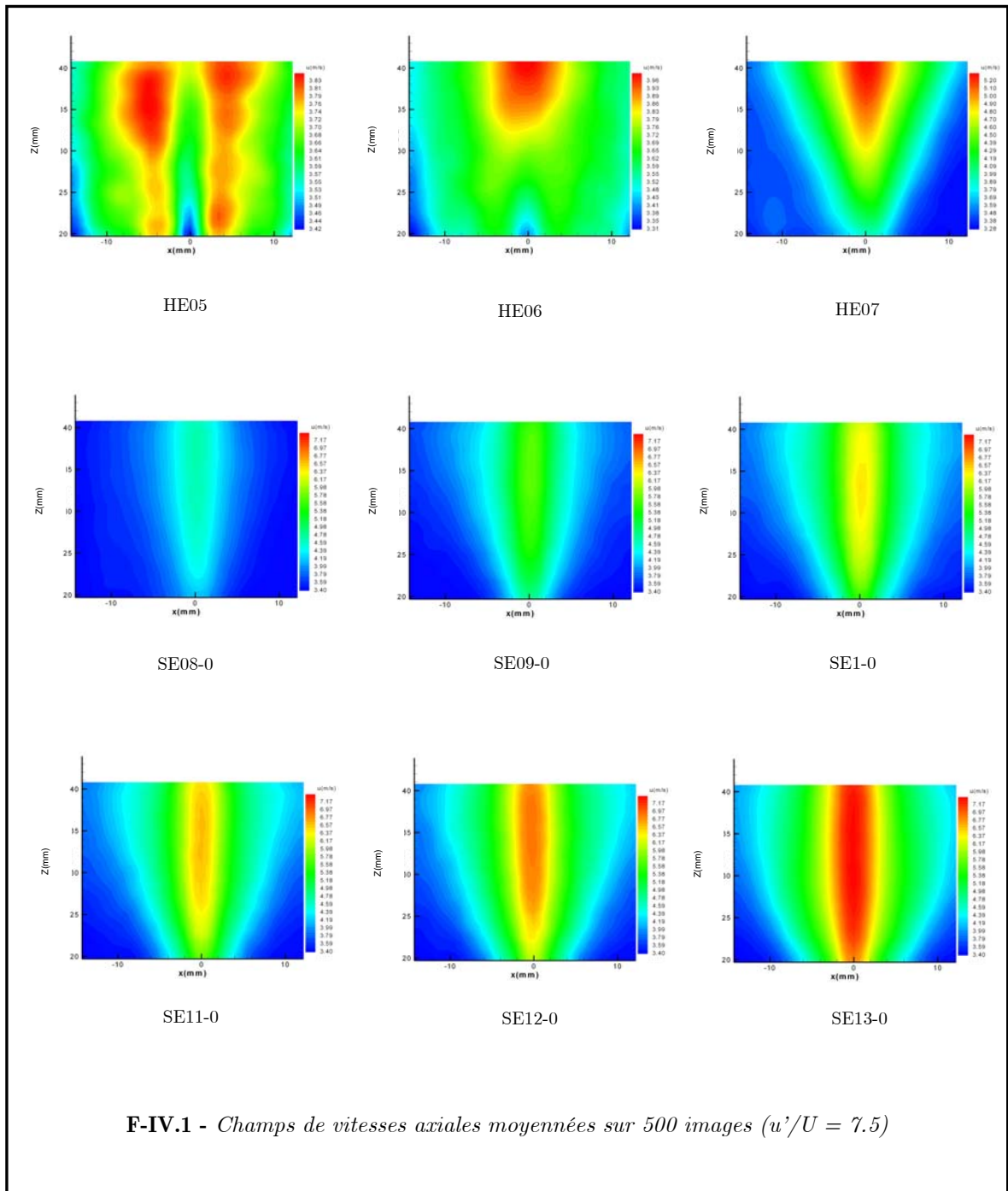
IV.1.1.1.1 Vitesse axiale

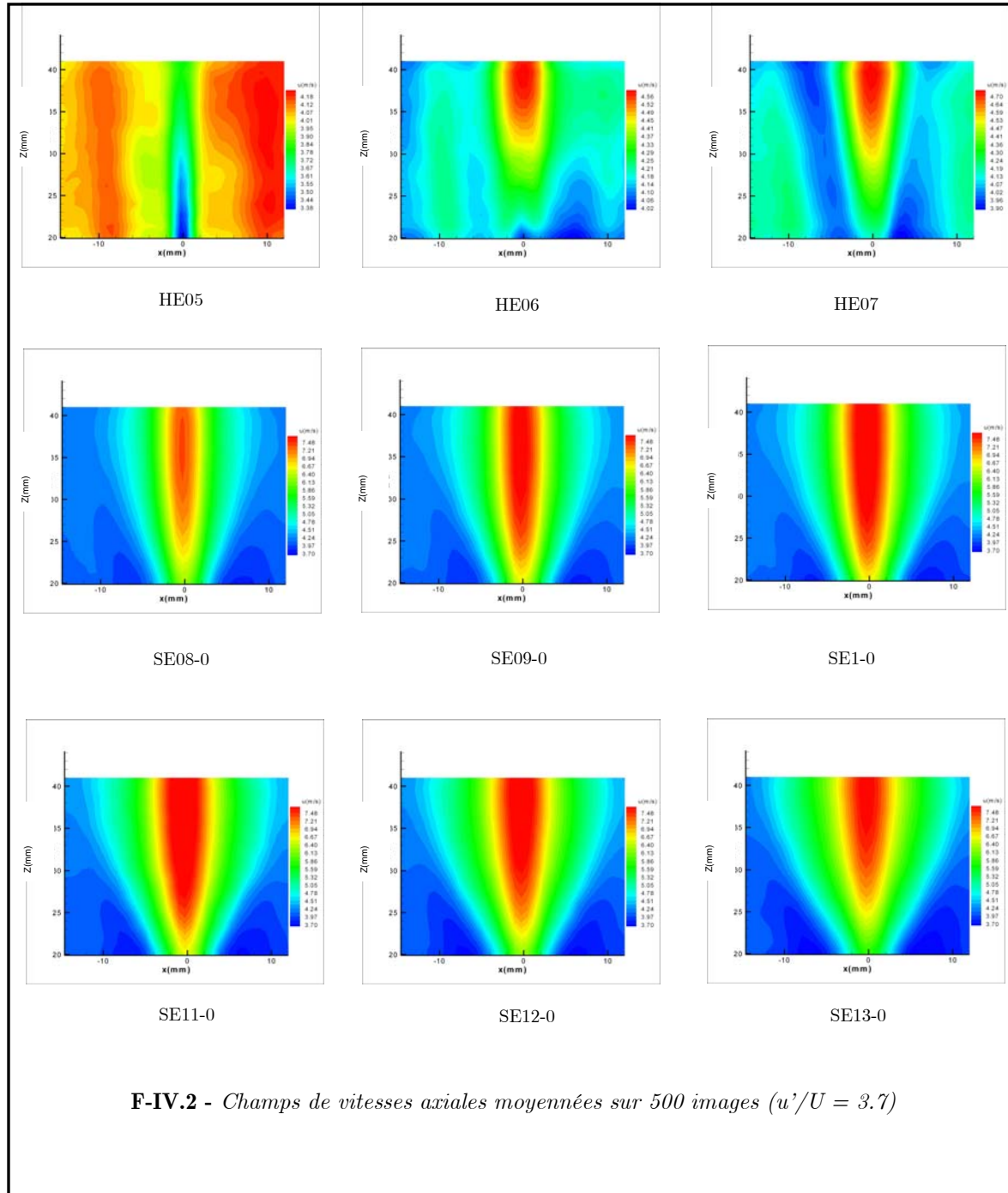
Les figures IV.1 et IV.2 représentent les champs de vitesse axiale pour les grilles E et B. La vitesse de l'écoulement est réduite dans le sillage du fil mais cette dernière est compensée par l'accélération due à l'expansion thermique des gaz brûlés, comme on peut le voir sur des flammes plus riches. La combustion induit une déviation des lignes de courant dans le voisinage du front de flamme [CHENG, 1991 ; FRANCOIS, 1997]. Cette déviation donne une valeur maximale de la vitesse radiale dans les gaz frais juste avant le front de flamme. Ce comportement est expliqué par l'expansion thermique et la chute de pression résultante à travers le front de flamme [LEWIS, 1961 ; BUCKMASTER, 1982 ; ESCUDIE, 1988]. Cependant dans la flamme, les gaz brûlés sont défectés vers l'axe de symétrie, où la vitesse radiale est quasi nulle.

Des profils transversaux et verticaux de vitesse axiale pour trois hauteurs en aval du fil (25, 30 et 35 mm) et largeurs (-10, 0 et 10 mm) sont extraits pour trois conditions de mélanges (figures IV.3 et IV.4).

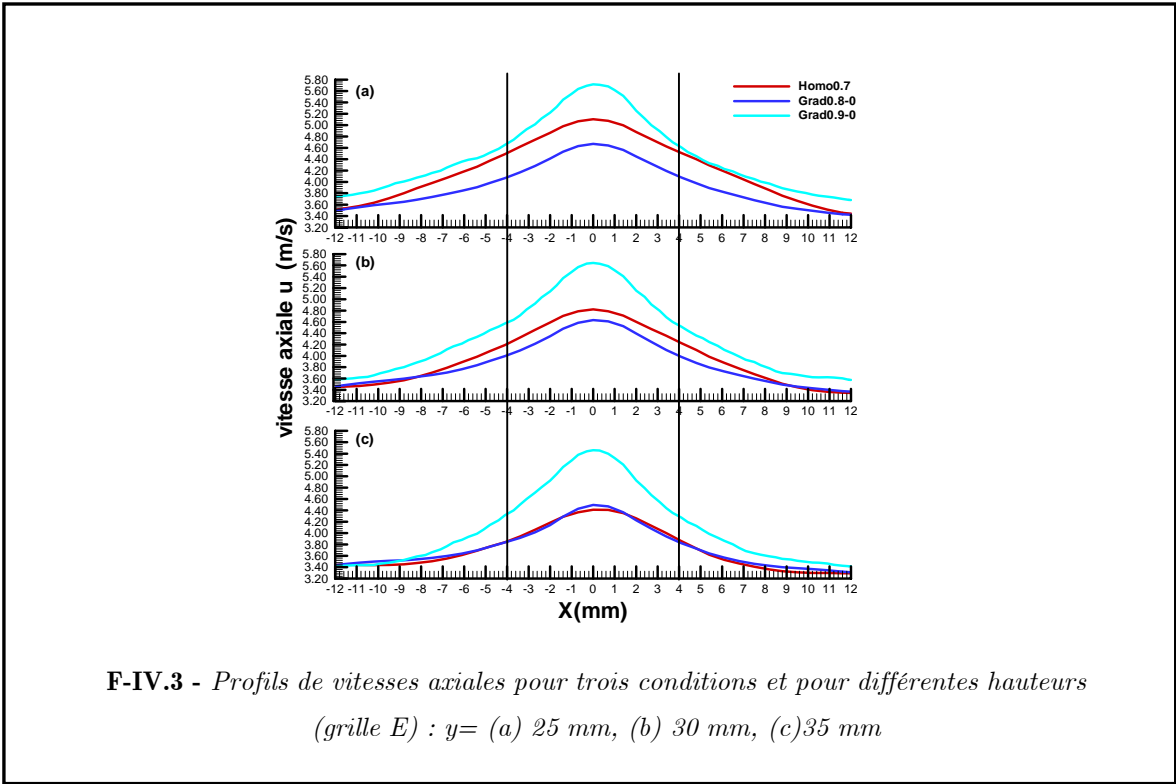
A la vue de ces profils, plusieurs remarques peuvent être faites. Tout d'abord, l'écoulement présente une bonne symétrie le long de l'axe X. Une analyse plus détaillée montre pour les flammes homogènes ainsi que pour les flammes stratifiées, une augmentation de la vitesse des gaz due à l'expansion thermique.

Néanmoins, cette augmentation dans la zone des gaz brûlés n'est pas identique entre les cas homogènes et stratifiés. En effet, comme on peut le voir sur la figure IV.3, les différents cas présentent un comportement similaire jusqu'à la zone de fort gradient de Z ($-4 \text{ mm} < X < 4 \text{ mm}$: cf. chapitre II), à partir de laquelle la vitesse est fortement accélérée pour les conditions stratifiées.

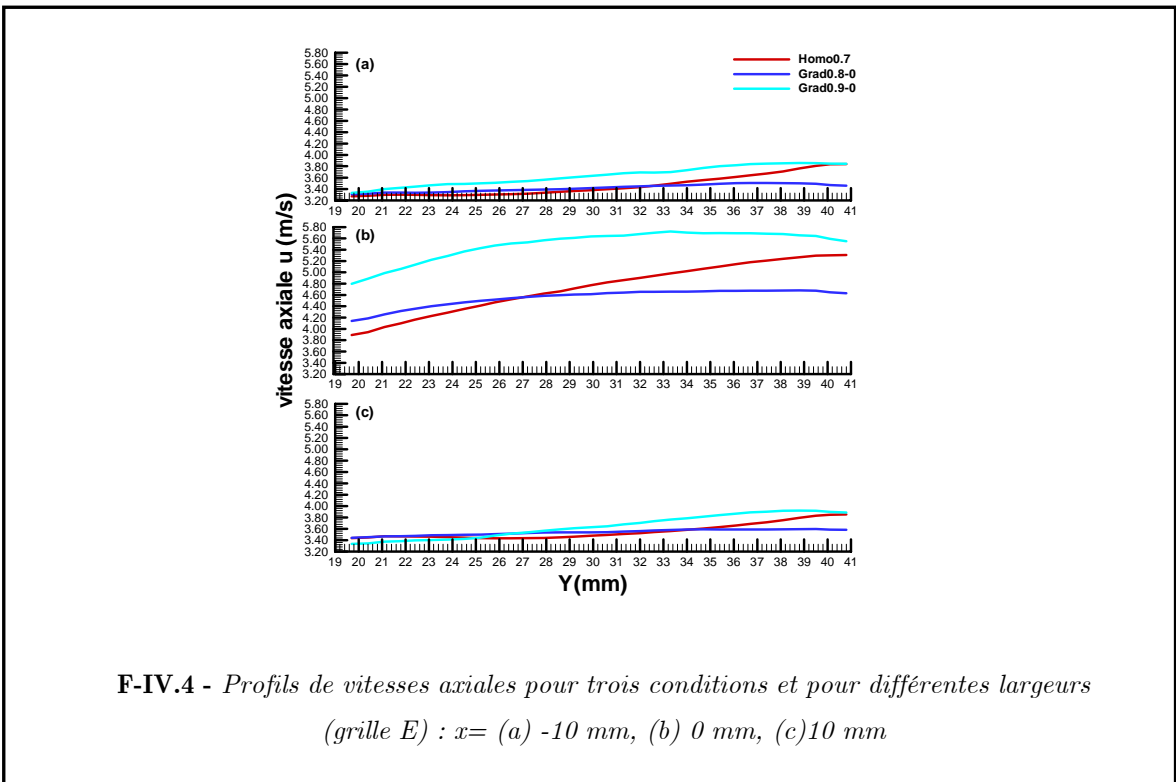




Ce changement correspond à une combustion plus riche en amont de la zone de mesure. L'augmentation de la vitesse suit donc le gradient de Z et donne ainsi une forme particulière à la courbe (cf. chapitre III partie 2.4).



F-IV.3 - Profils de vitesses axiales pour trois conditions et pour différentes hauteurs (grille E) : $y =$ (a) 25 mm, (b) 30 mm, (c) 35 mm



F-IV.4 - Profils de vitesses axiales pour trois conditions et pour différentes largeurs (grille E) : $x =$ (a) -10 mm, (b) 0 mm, (c) 10 mm

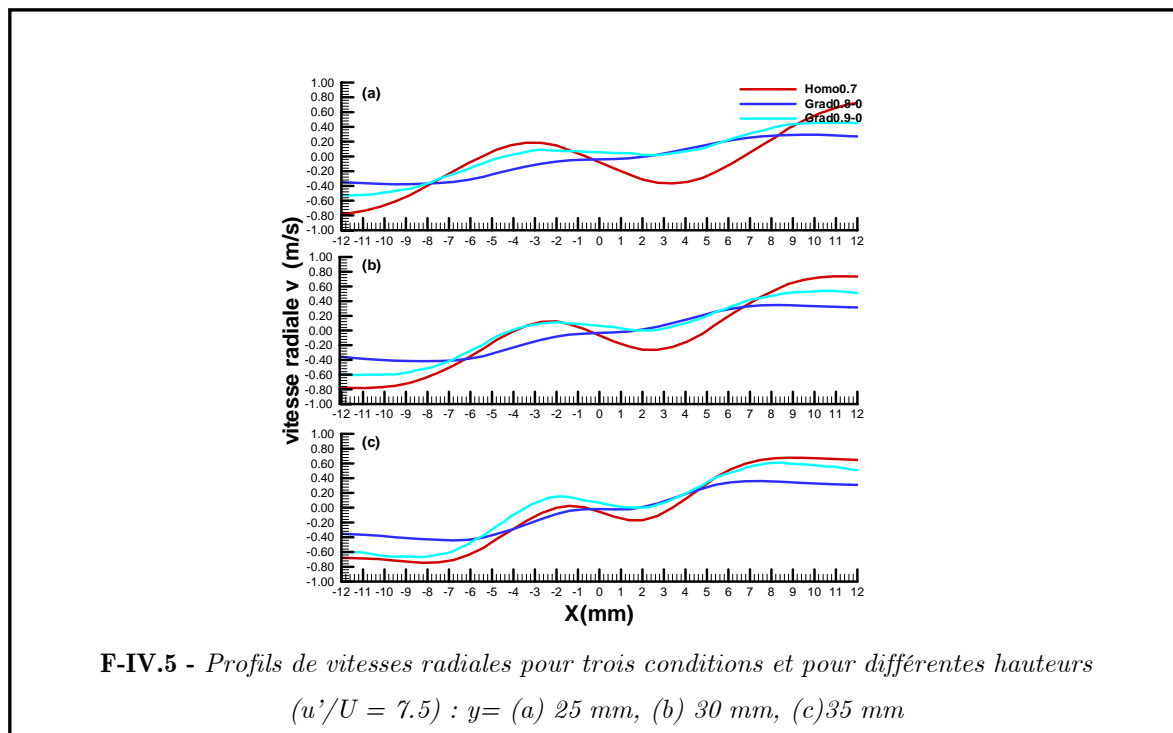
Le comportement particulier des flammes stratifiées se voit également sur les profils verticaux (figure IV.4) de la vitesse axiale, où la vitesse des gaz brûlés (b) atteint une valeur limite conditionnée par la richesse maximale du gradient de Z initial. Cette limite est atteinte plus rapidement dans le cas stratifié que dans le cas homogène.

Ce comportement particulier est également issu d'une combustion de richesse plus élevée en amont de la zone de mesure.

Les mêmes remarques peuvent être faites pour la grille B

IV.1.1.1.2 Vitesse radiale

De la même façon que pour les vitesses axiales, les figures IV.5 et IV.6 présentent les profils transversaux et verticaux de vitesses radiales pour trois hauteurs en aval du fil (25, 30 et 35 mm) et trois largeurs (-10, 0 et 10 mm), pour trois conditions de mesures.

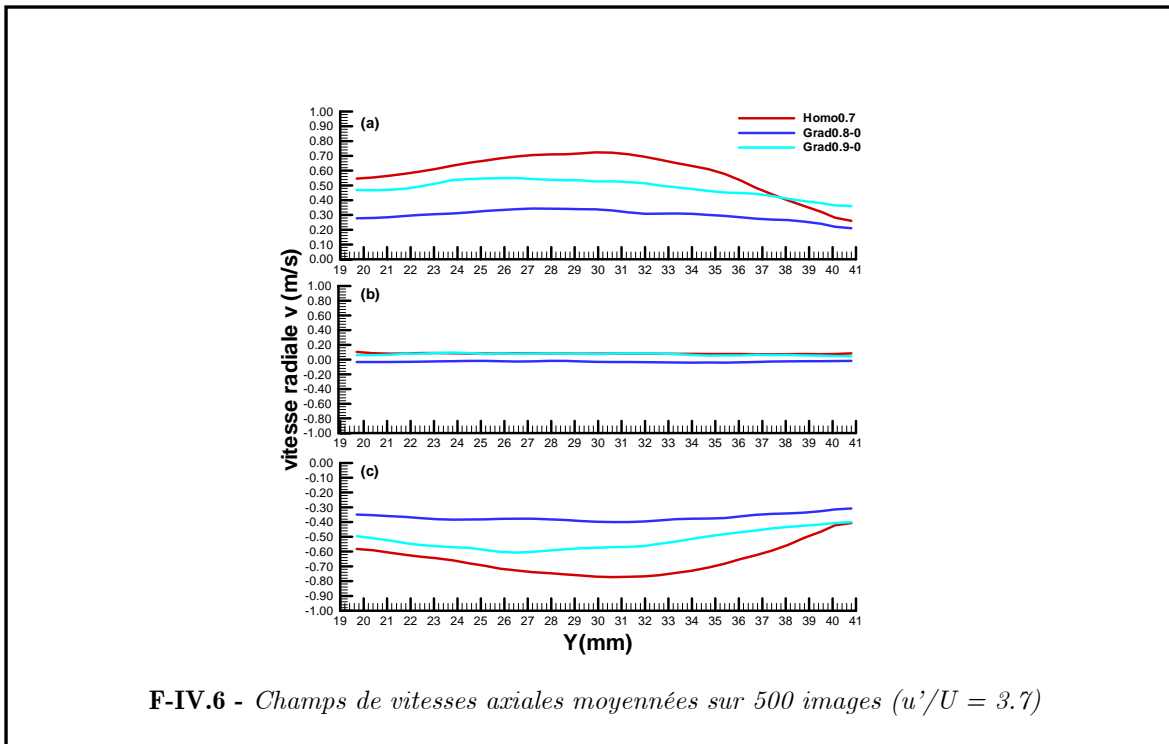


On remarque que l'écoulement en jet libre de la flamme induit une divergence des vitesses axiales. Les vitesses sont donc antisymétriques de part et d'autre du fil (figure IV.5).

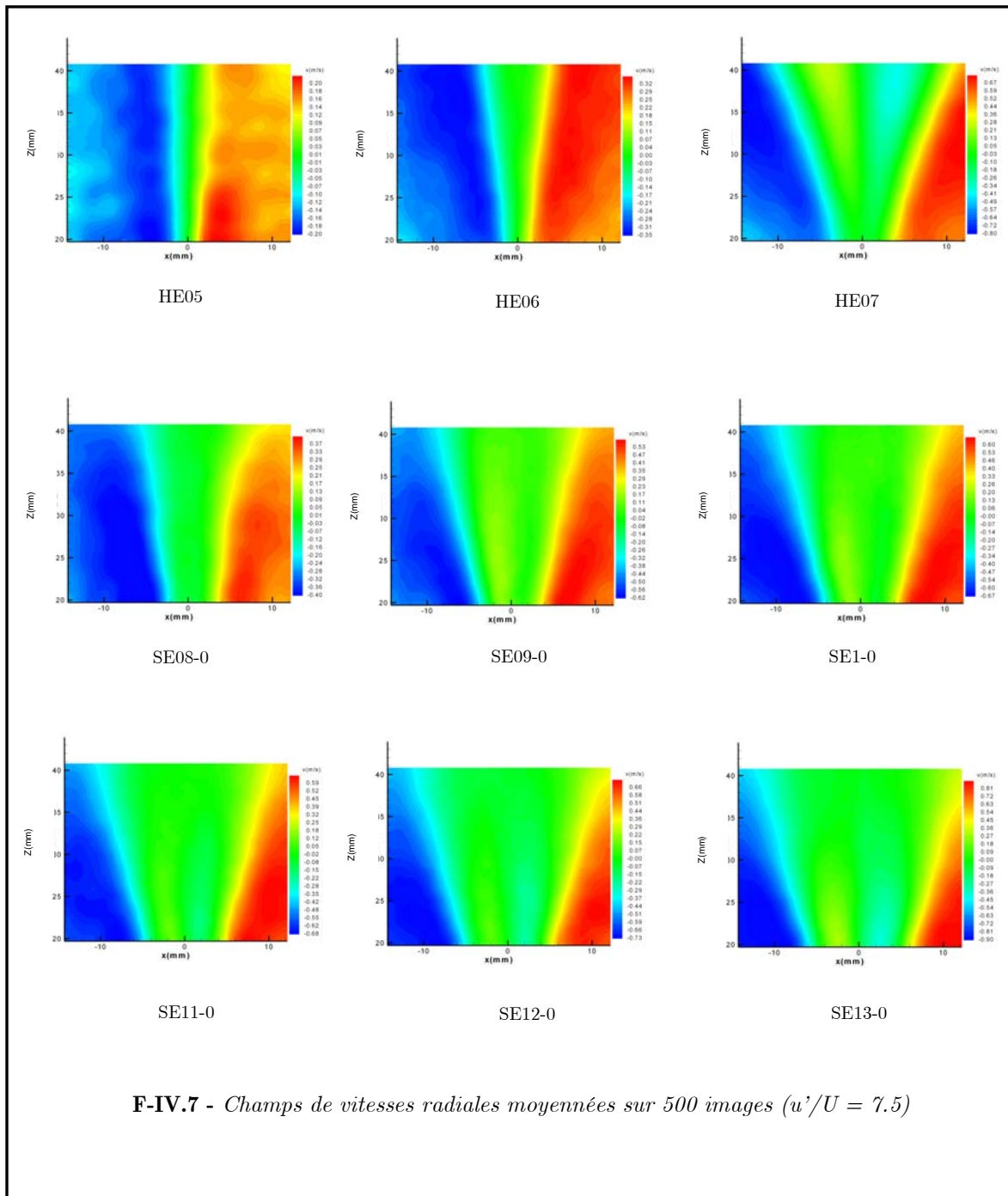
Au centre de la flamme ($x=0$), la vitesse radiale est proche de zéro quelle que soit la condition (homogène ou stratifiée). La vitesse axiale est plus faible dans les cas stratifiés qu'homogènes. Cette différence est plus grande en fonction de la hauteur.

Il existe également une bonne symétrie de l'écoulement au niveau des vitesses radiales (figure IV.6).

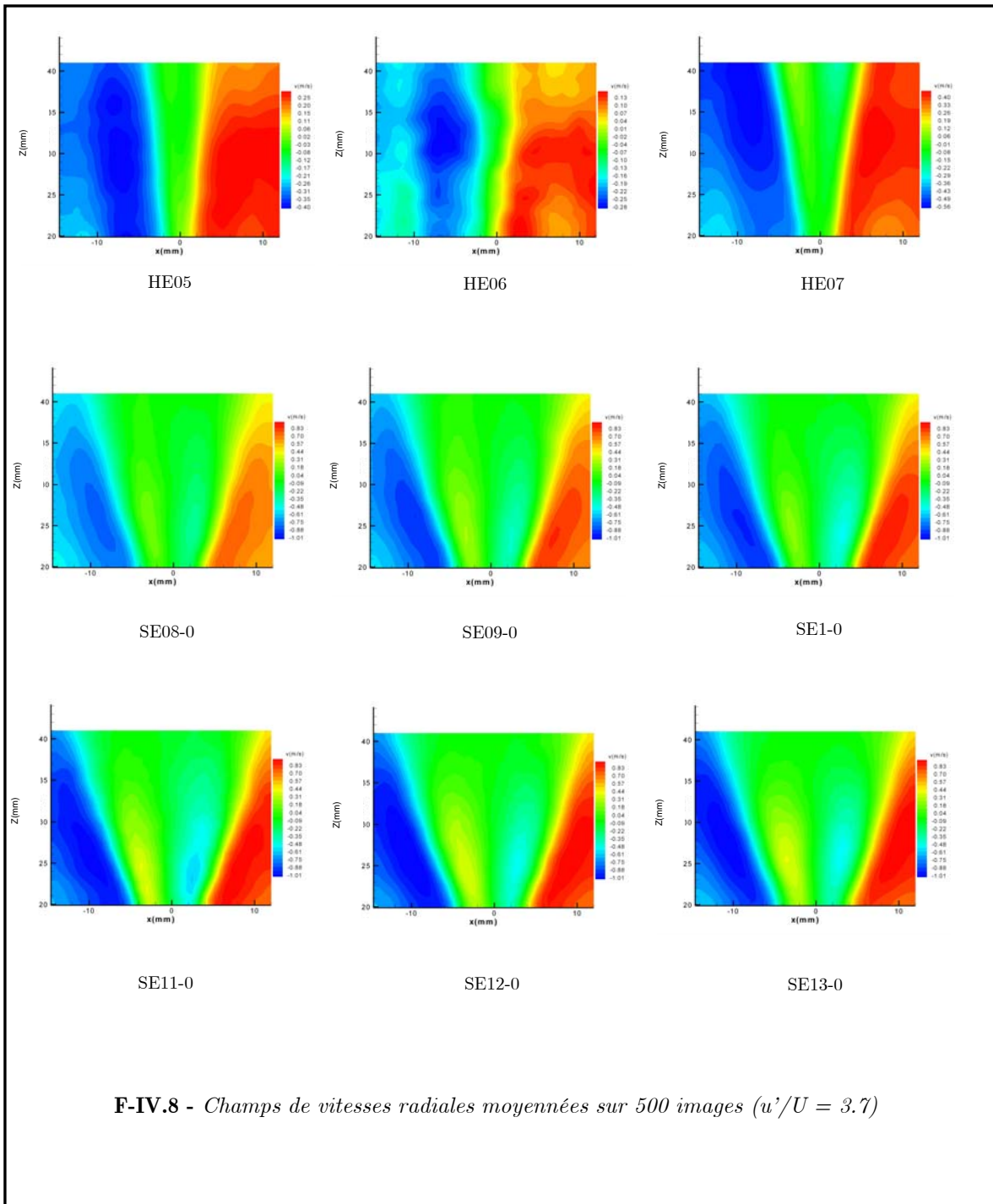
Pour les gaz brûlés (b), la vitesse radiale est quasiment nulle pour les mêmes raisons évoquées dans la partie IV.1.1.1.1.



Ces observations peuvent être également décrites pour la figure IV.7, montrant une série de champs de vitesse radiales pour toutes les conditions de mesures et pour $u'/U = 7.5$. En ce qui concerne les flammes stratifiées, l'augmentation de la vitesse radiale est fonction de la richesse initiale introduite au milieu de la veine. Les mêmes remarques peuvent être faites pour la grille B (figure IV.8). Il n'y a donc pas d'influence de la turbulence.



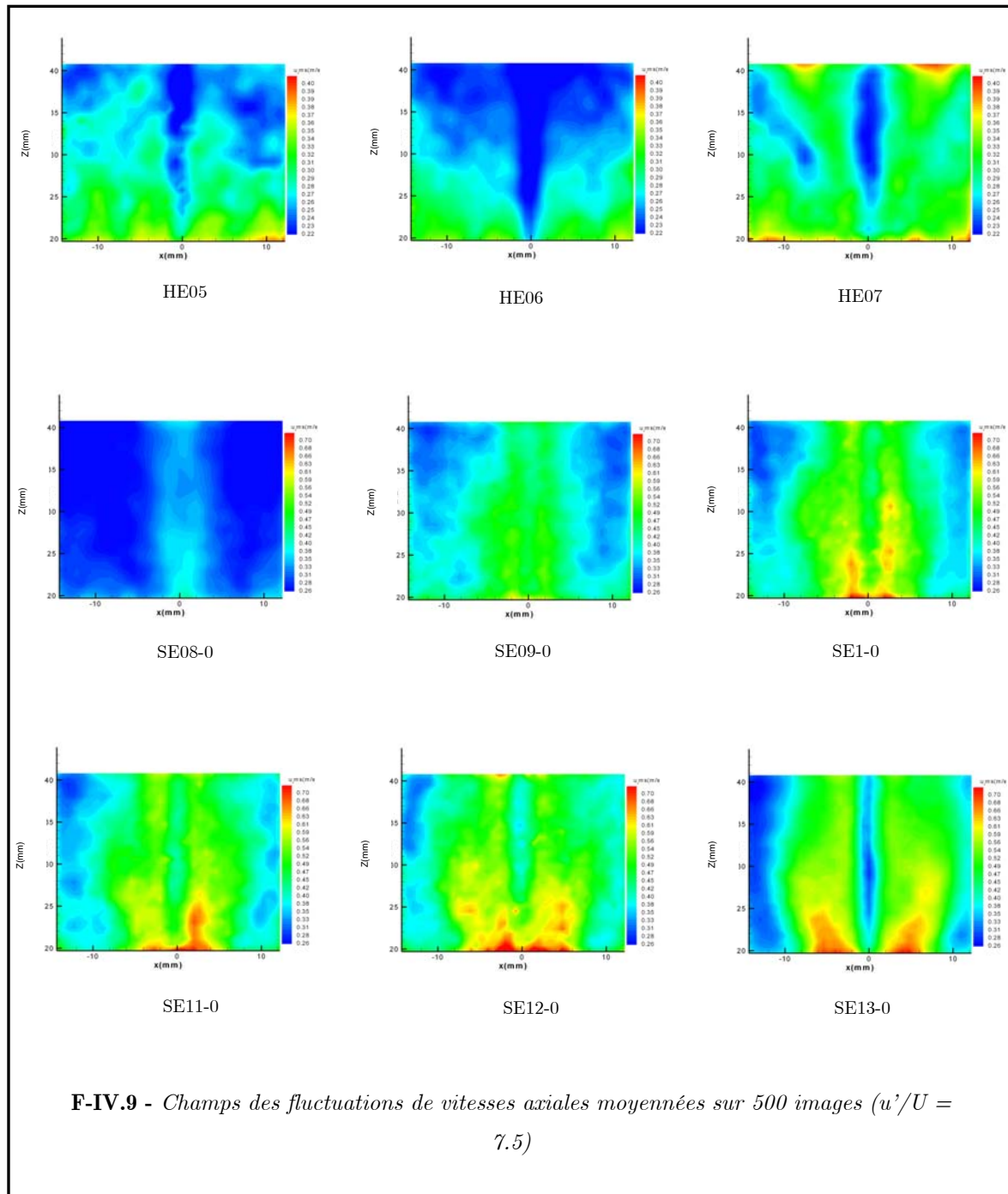
F-IV.7 - Champs de vitesses radiales moyennées sur 500 images ($u'/U = 7.5$)



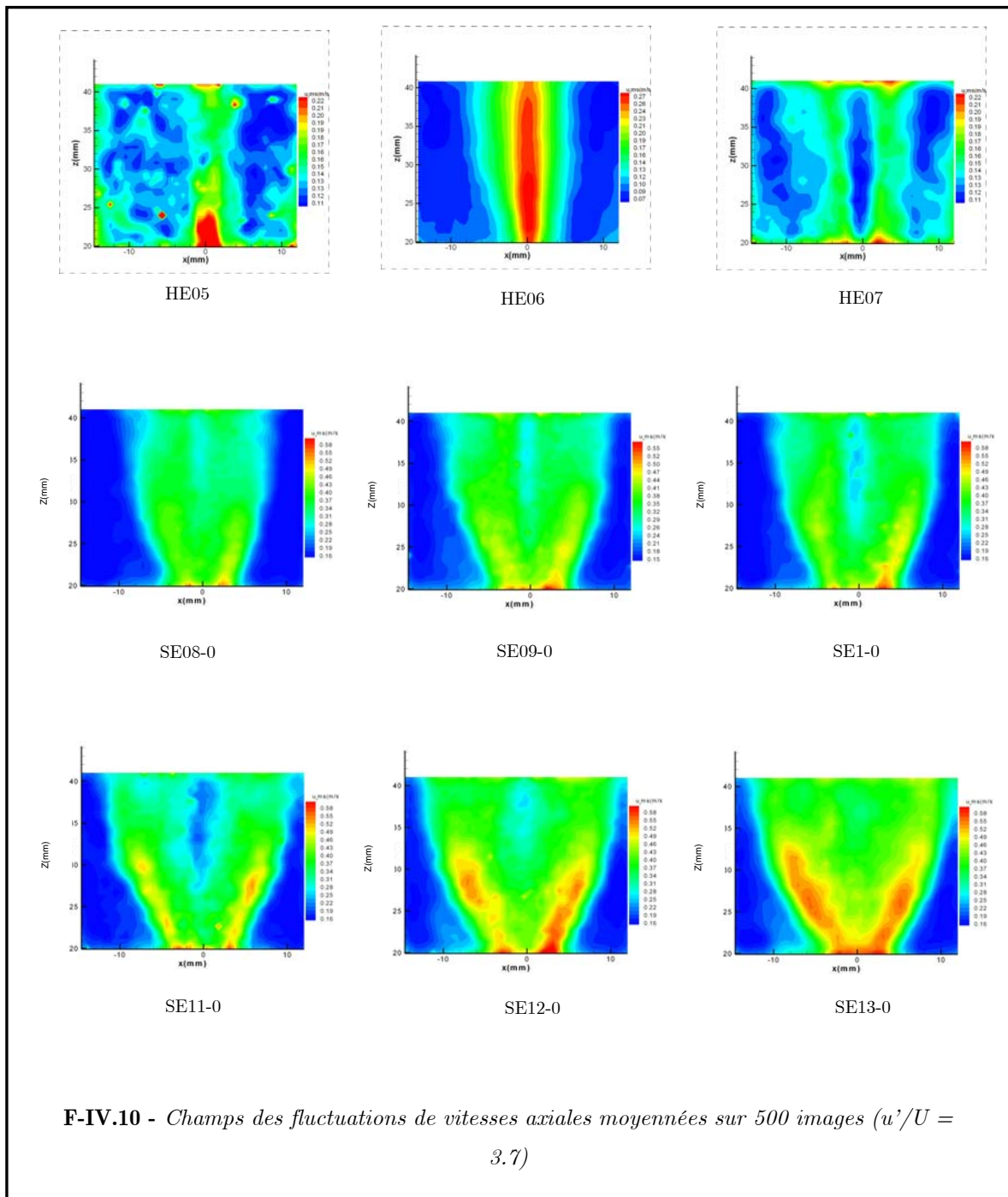
F-IV.8 - Champs de vitesses radiales moyennées sur 500 images ($u'/U = 3.7$)

IV.1.1.1.3 Fluctuations de vitesses axiales et radiales

Les figures IV.9 et IV.10 présentent les fluctuations des vitesses axiales et radiales pour les grilles E et B.

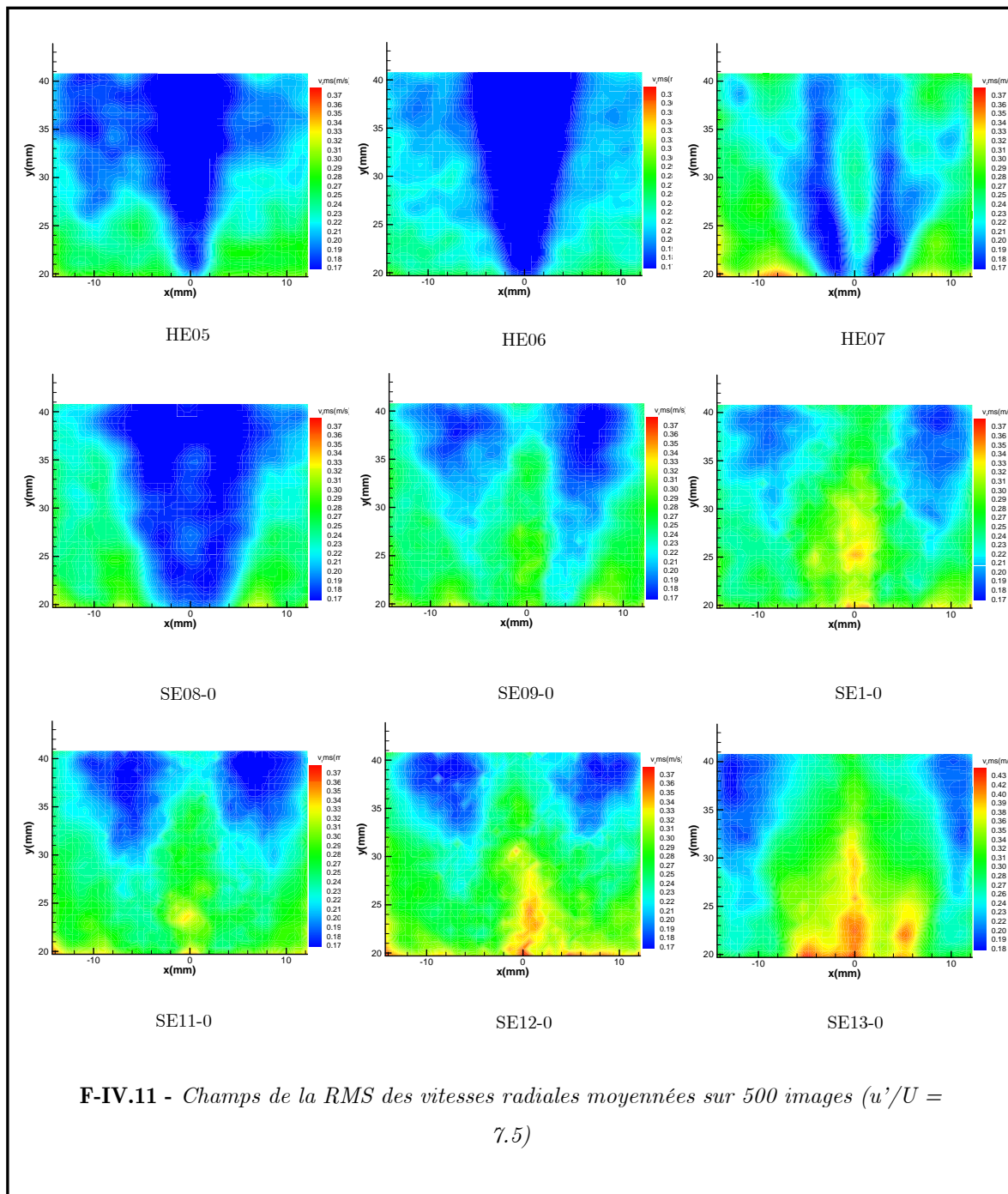


Quelle que soit l'intensité de turbulence, dans la zone des gaz brûlés les fluctuations de la vitesse axiale diminuent dans l'axe Z. La température des gaz brûlés, et donc l'augmentation de la viscosité, entraînent en effet une laminarisation de l'écoulement. Les fluctuations axiales présentent deux maxima, correspondants aux gradients de vitesse axiale dans le sillage de l'accroche flamme. Elles sont également nettement augmentées dans l'allée tourbillonnaire engendrée par le barreau.



Les fluctuations de vitesses axiales et radiales, dans la zone de réaction, sont nettement supérieures à la configuration turbulente homogène, particulièrement au niveau du front soumis à la plus grande échelle d'hétérogénéité (zone comprise entre 20 et 30 mm)(cf. Chapitre II).

En effet, les variations de richesse entraînent des fluctuations de la vitesse de flamme. Ces dernières ont pour principales conséquences la fluctuation spatiale du front de flamme, induisant des vitesses axiales et radiales supplémentaires. D'où une modification de l'énergie cinétique de la turbulence.

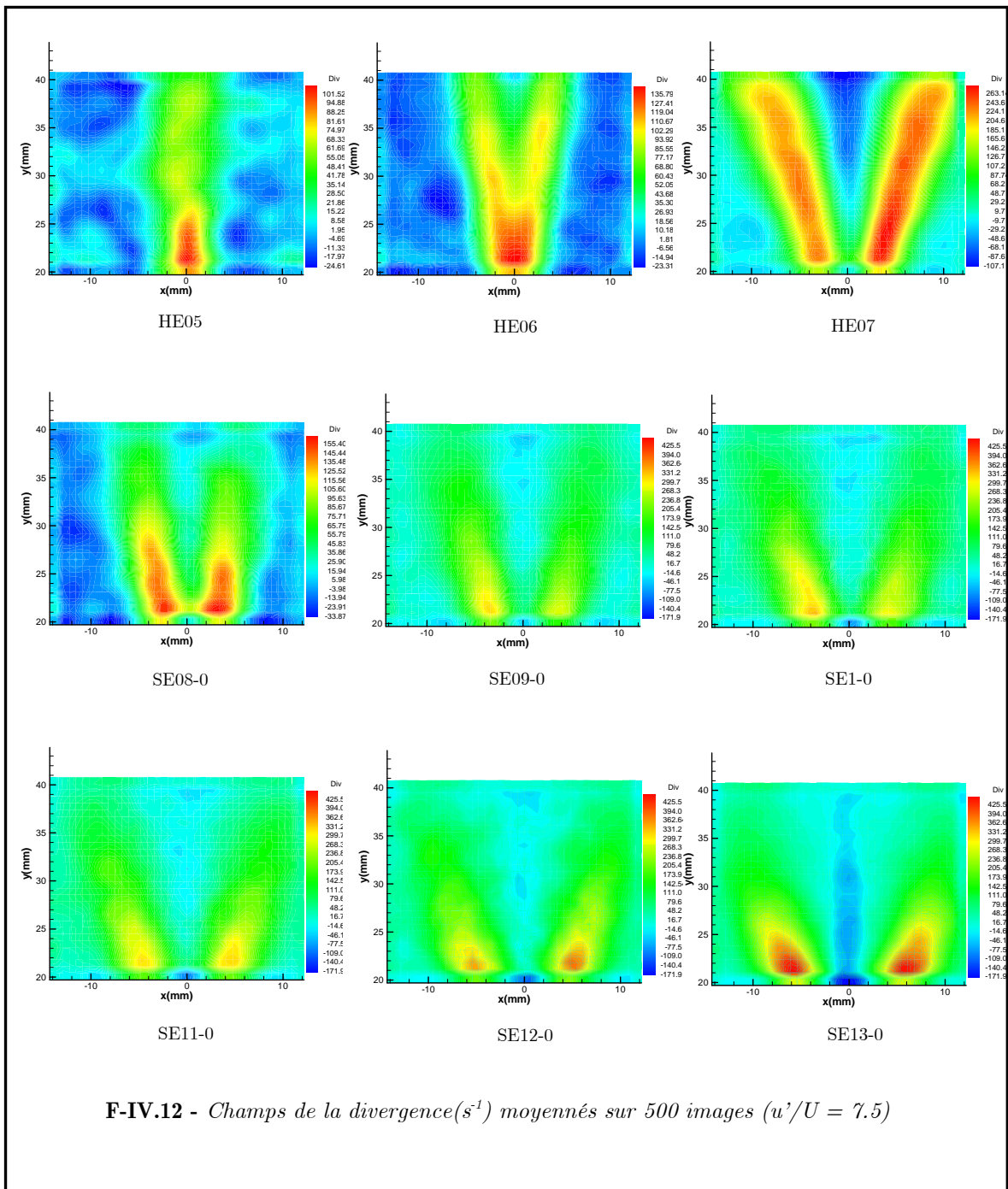


IV.1.1.1.4 Divergence de vitesses : grille E et grille B

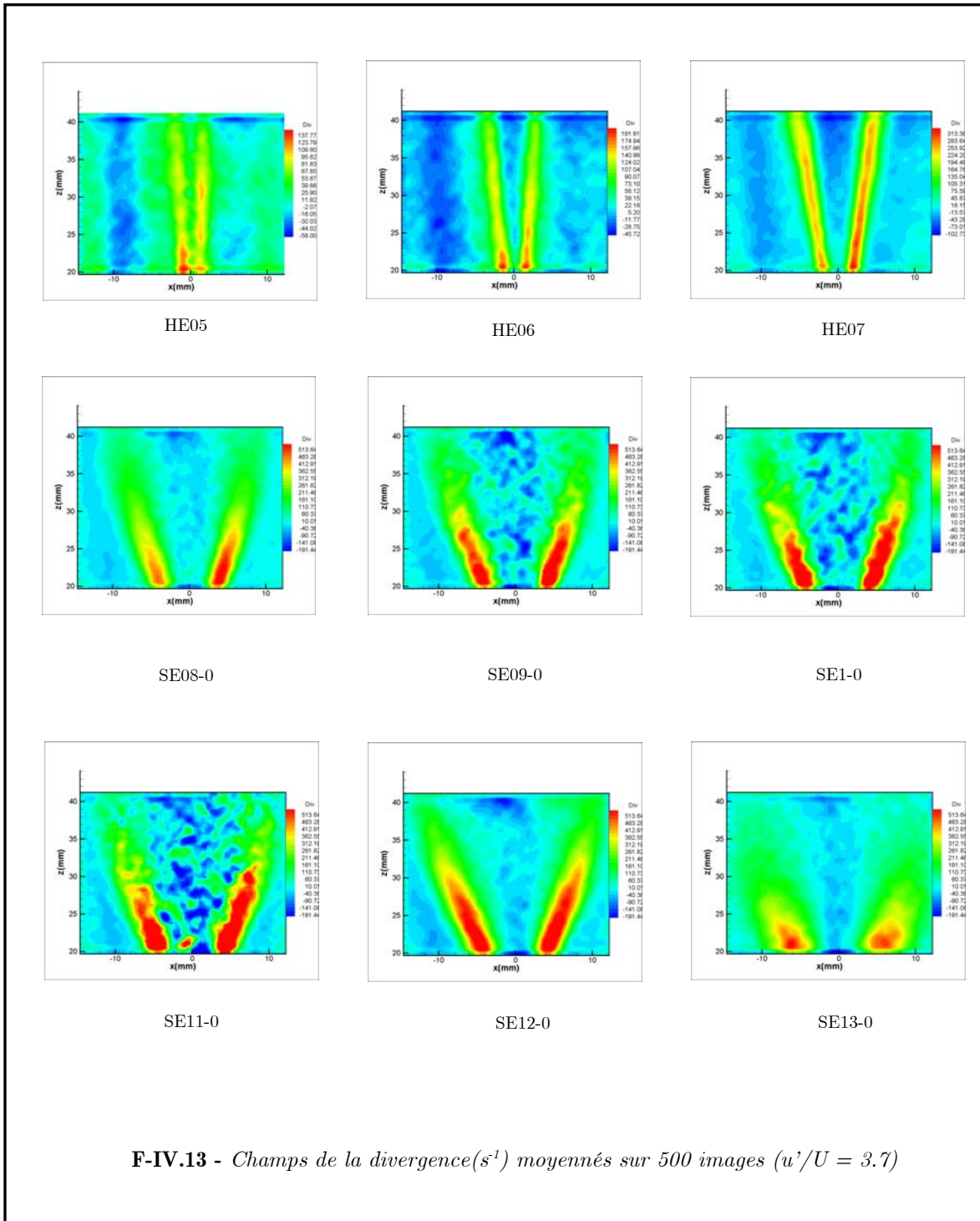
Les champs de vitesse moyens permettent de calculer la divergence 2D, s'exprimant par l'équation suivante :

$$div_{2D}(V) = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y}$$

IV.1



En effet, au passage du front de flamme, l'écoulement est soumis à l'expansion thermique des gaz. Le champ de vitesse présente donc une forte divergence au niveau du front de flamme. La divergence maximale de l'écoulement est souvent considérée comme un bon indicateur de la position et de l'intensité du taux de dégagement de chaleur.



[NAJM, 1998] obtient une bonne corrélation entre la divergence de l'écoulement et le taux de dégagement de chaleur maximum, particulièrement dans les régions de l'écoulement où la contrainte est faible. L'auteur obtient également une bonne corrélation entre la divergence de l'écoulement et la vitesse de propagation du front de flamme S_L . Notons néanmoins que nous considérons ici la divergence égale à la divergence 2D, correspondant au plan de mesure. Les figures IV.12 et IV.13 présentent la divergence 2D pour toutes les conditions de mesures.

La divergence des flammes homogènes est uniforme tout au long du front de flamme, à la fois pour les grilles E et B. En revanche, pour les flammes stratifiées, la divergence décroît, montrant une différence notable de comportement entre les flammes homogènes et stratifiées. En effet, la réaction se fait, dans le cas stratifié, principalement en amont, proche du point d'accrochage, là où la flamme rencontre des zones plus riches. Le dégagement de chaleur est alors maximum à cette position.

Ces résultats sur les flammes stratifiées ne nous ne permettent pas de différencier s'il y a réaction ou simple expansion thermique liée à un phénomène de diffusion moléculaire.

Lorsque l'intensité de turbulence (u'/U) varie, il existe une différence de largeur de la zone de réaction (divergence) directement liée à la zone de réaction de la flamme. Ces informations se verront sur les fluctuations de température.

IV.1.1.2 Températures moyennes et fluctuations

Les mesures de températures ont été effectuées à l'aide de la diffusion Rayleigh, comme il a été décrit au chapitre II. Elles nous permettent dans un premier temps de calculer les valeurs moyennes et les fluctuations. Ces derniers nous donnent une information générale sur la distribution de la température dans la flamme et peuvent être comparés avec les données obtenues par le calcul numérique (cf. Chapitre I partie I.6.3).

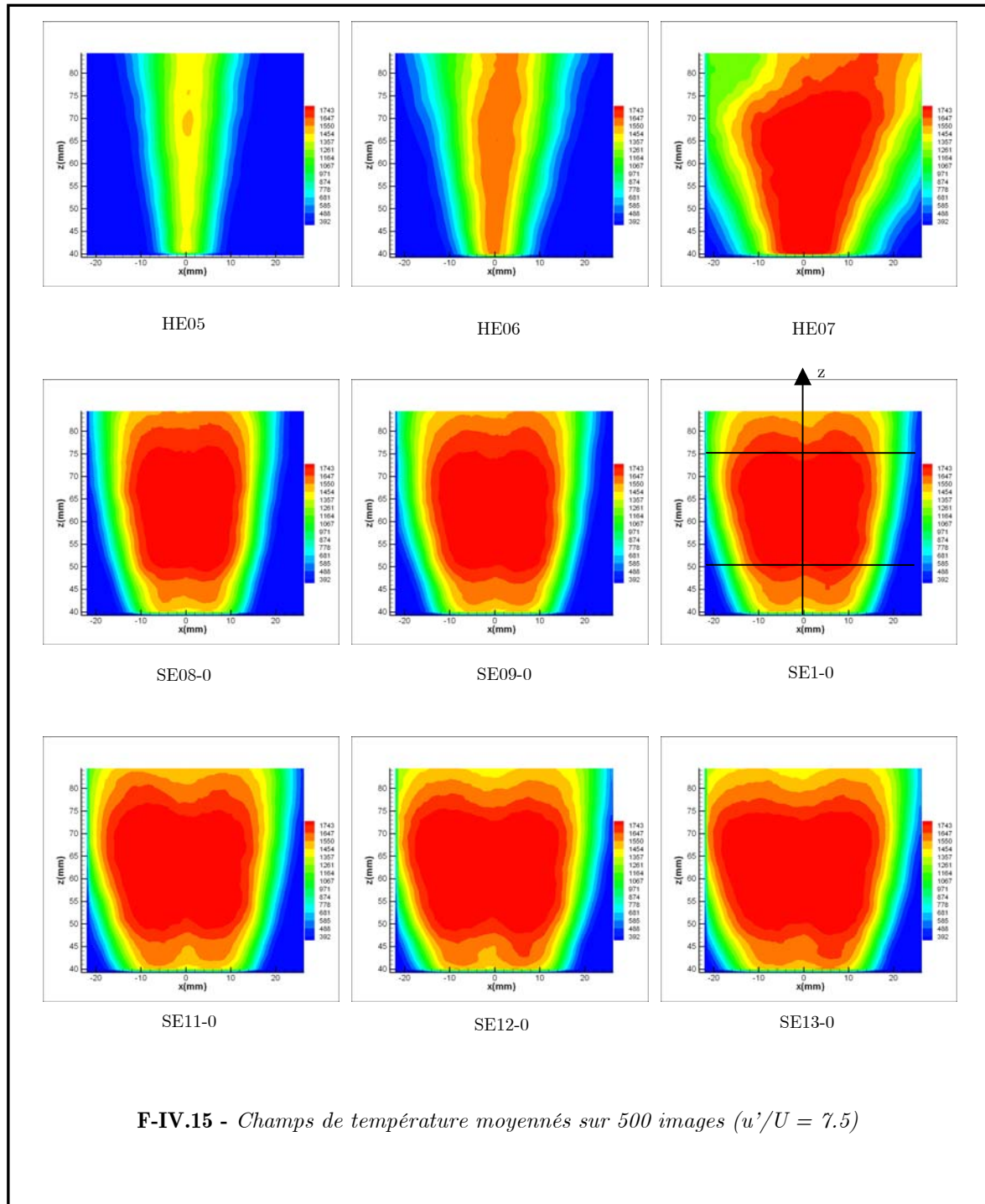
IV.1.1.2.1 Températures moyennes

Nous allons tout d'abord effectuer une description générale de la distribution de la température dans les flammes.

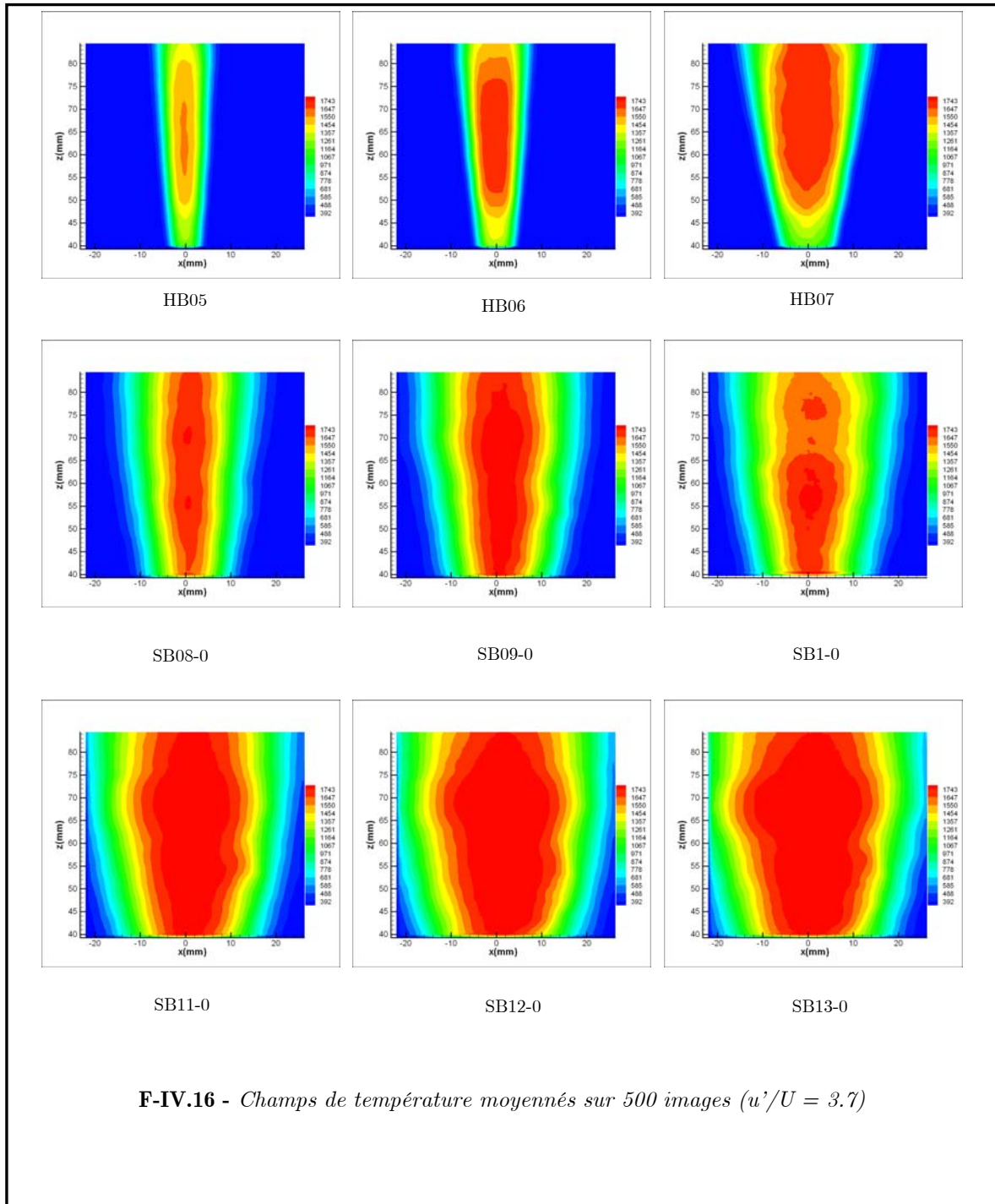
D'un point de vue purement tomographique, il existe une nette différence entre les flammes homogènes et stratifiées, et ceci quelle que soit l'intensité de turbulence initiale. En effet, les flammes stratifiées présentent un front de flamme incurvé, contrairement aux flammes homogènes, dont l'angle d'ouverture est fonction de la richesse et de la vitesse débitante. Les branches du « V » de la flamme forment, avec la direction principale de

l'écoulement, un angle α_f dépendant du combustible utilisé et de la richesse du prémélange. Dans le cas laminaire, il existe alors une relation entre la vitesse de la flamme, celle du fluide extérieur et l'angle α_f : $S_L = u \cdot \sin \alpha_f$

Les flammes stratifiées font apparaître une incurvation de la flamme directement liée à la variation de richesse devant le front de flamme, induisant une variation de vitesse de propagation.



Notons ici que les champs de températures présentent une non-uniformité de la température selon l'axe z.



En effet, malgré la correction du signal de la diffusion Rayleigh par le profil de la nappe (cf. chapitre II), il existe des zones où celui-ci est trop faible (confondu avec le bruit) pour être corrigé. Cette non-uniformité du signal est surtout vraie pour les zones éloignées du maximum de la nappe et pour les conditions stratifiées, qui ont une température des gaz brûlés plus élevée dans l'axe ($x=0$). Ceci a pour conséquence une sous estimation de la température.

Afin d'éviter ce biais, l'étude se fera donc dans la zone comprise entre les deux traits représentés sur la figure IV.15, condition SE1-0.

Contrairement aux flammes homogènes, présentant une augmentation de la température des gaz brûlés en fonction de la richesse homogène injectée, les flammes stratifiées présentent de faibles variations de la température des gaz brûlés, bien que le gradient initial de richesse soit plus important.

En effet, l'essentiel de la combustion se trouve en amont de la zone de mesure où les gaz brûlés vont être convectés dans l'écoulement.

On assiste alors à un soutien de la combustion de richesse plus faible par l'apport d'énergie thermique des gaz brûlés d'une combustion plus riche en amont.

IV.1.1.2.2 Fluctuations de températures.

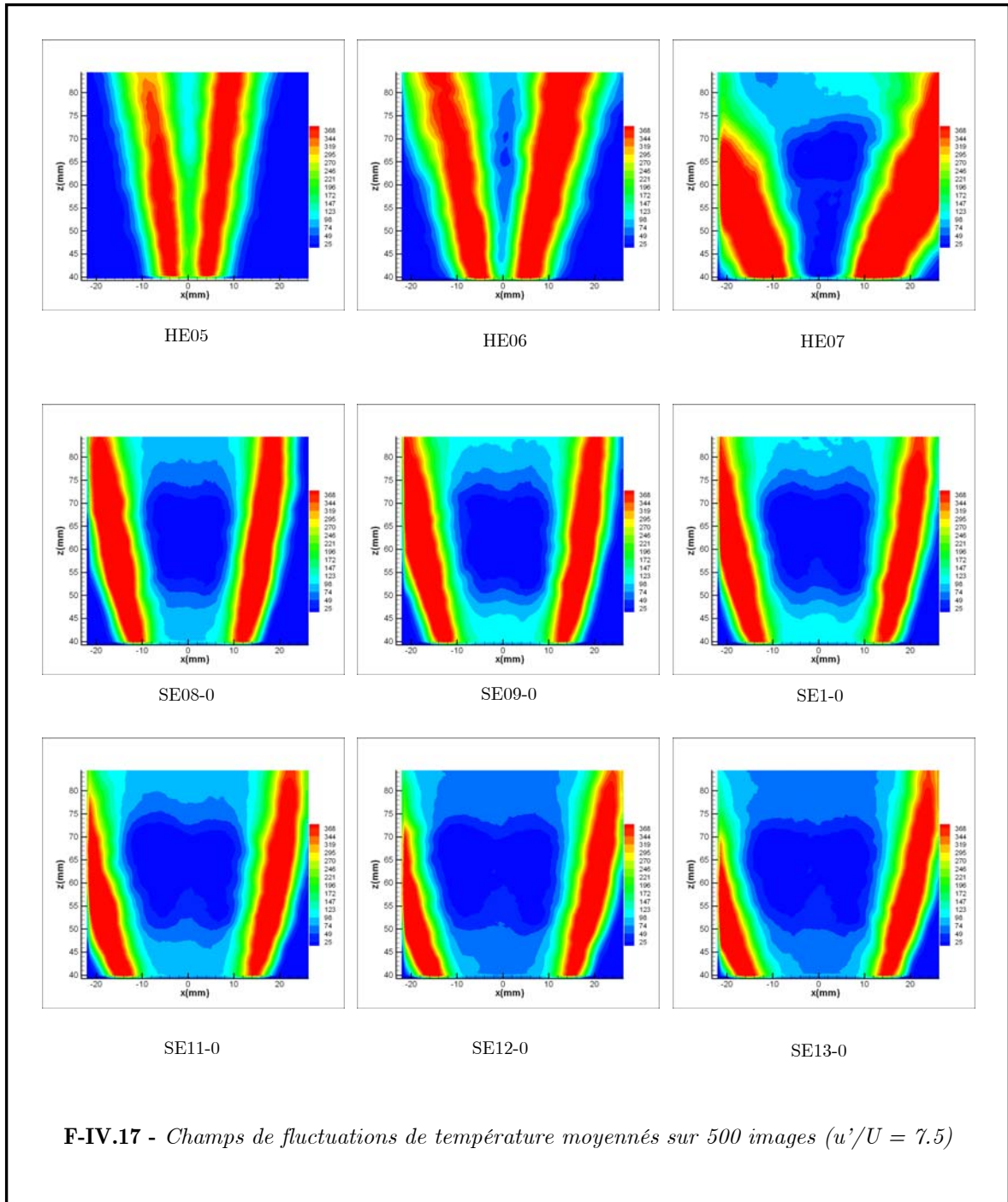
Les fluctuations de température peuvent être reliées à deux phénomènes. Le premier est la variation spatiale du front de flamme instantané. Le deuxième est la fluctuation du dégagement de chaleur induit par l'hétérogénéité du milieu. Au sein d'une flamme homogène, on ne retrouve que le premier phénomène, alors que pour les flammes stratifiées, ils vont soit s'additionner, soit se contrebalancer.

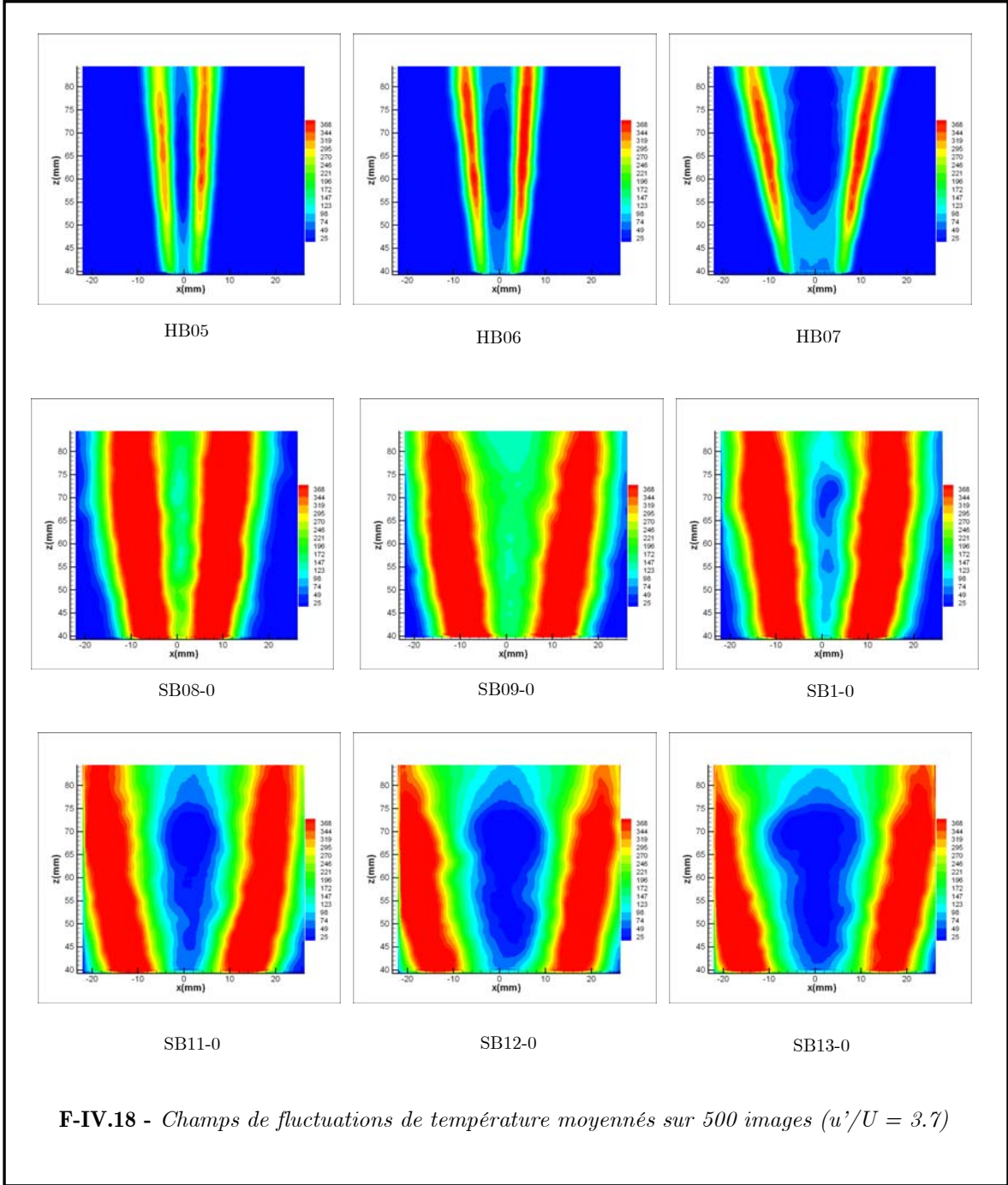
Les flammes homogènes et stratifiées ne présentent pas de différence en terme de dégagement de chaleur au niveau de la zone de réaction.

La stratification n'entraîne donc pas de fortes variations de dégagement de chaleur, qui pourraient se traduire par de fortes fluctuations de la température dans la zone des gaz brûlés.

En effet, la température des gaz brûlés au centre de la flamme est liée à une combustion où les fluctuations de richesse sont plus faibles (cf. chapitre II figure II.38). Ils produisent ainsi un dégagement de chaleur, convecté dans l'écoulement, peu sensible aux variations locales de production de chaleur.

La variation de ce phénomène se voit plus nettement pour la grille B (figure IV.18) : lorsque le gradient initial augmente, la zone des gaz brûlés présente moins de fluctuations de température.





F-IV.18 - Champs de fluctuations de température moyennés sur 500 images ($u'/U = 3.7$)

IV.1.1.3 Champs de la moyenne et des fluctuations de fraction molaire de méthane

IV.1.1.3.1 Champs de fraction de molaire moyenne

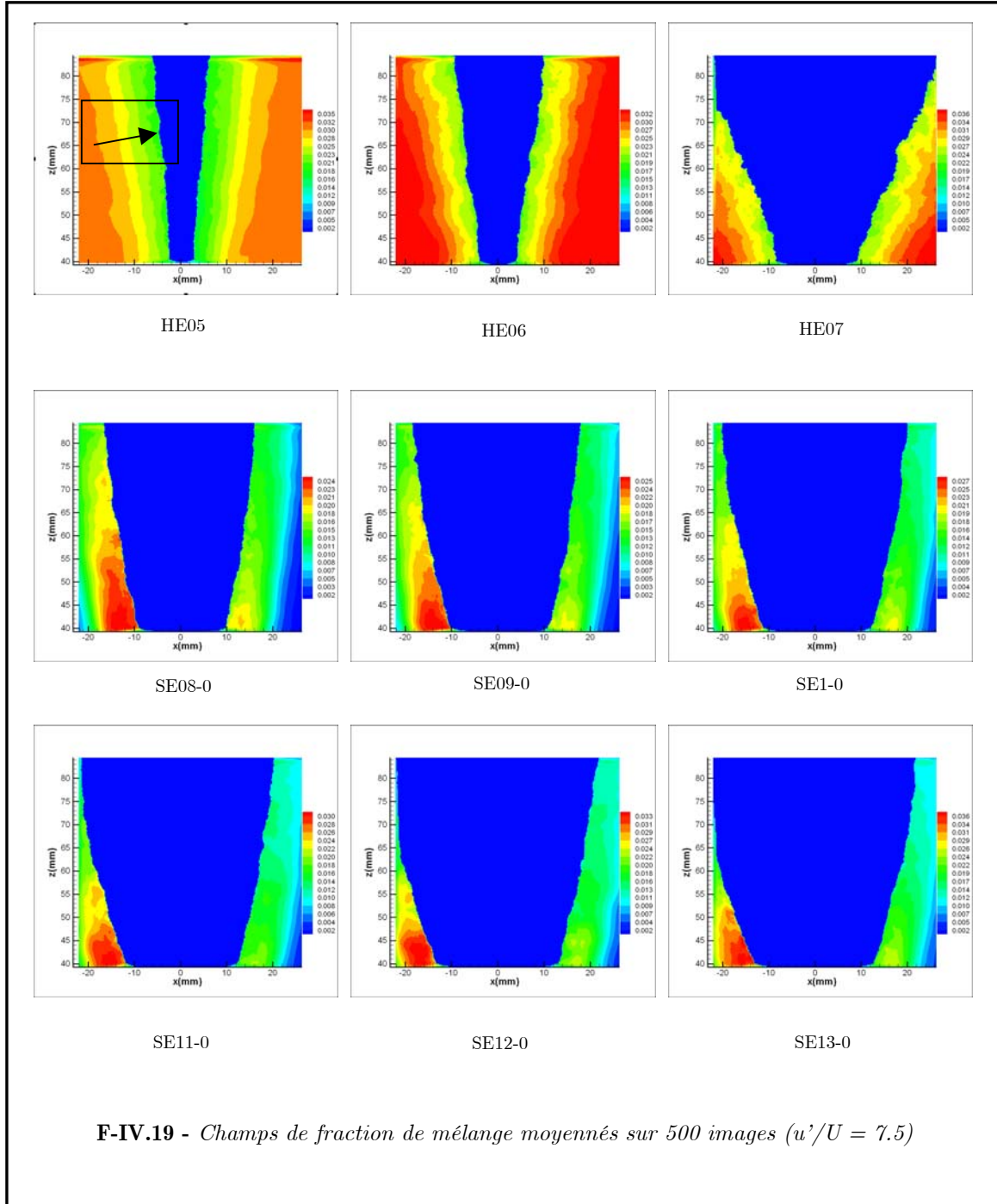
Ces champs sont obtenus à l'aide d'une moyenne pondérée sur 500 images, afin d'améliorer la précision par rapport à une moyenne classique. Le calcul de cette moyenne est constitué de plusieurs étapes dont le formalisme est le suivant :

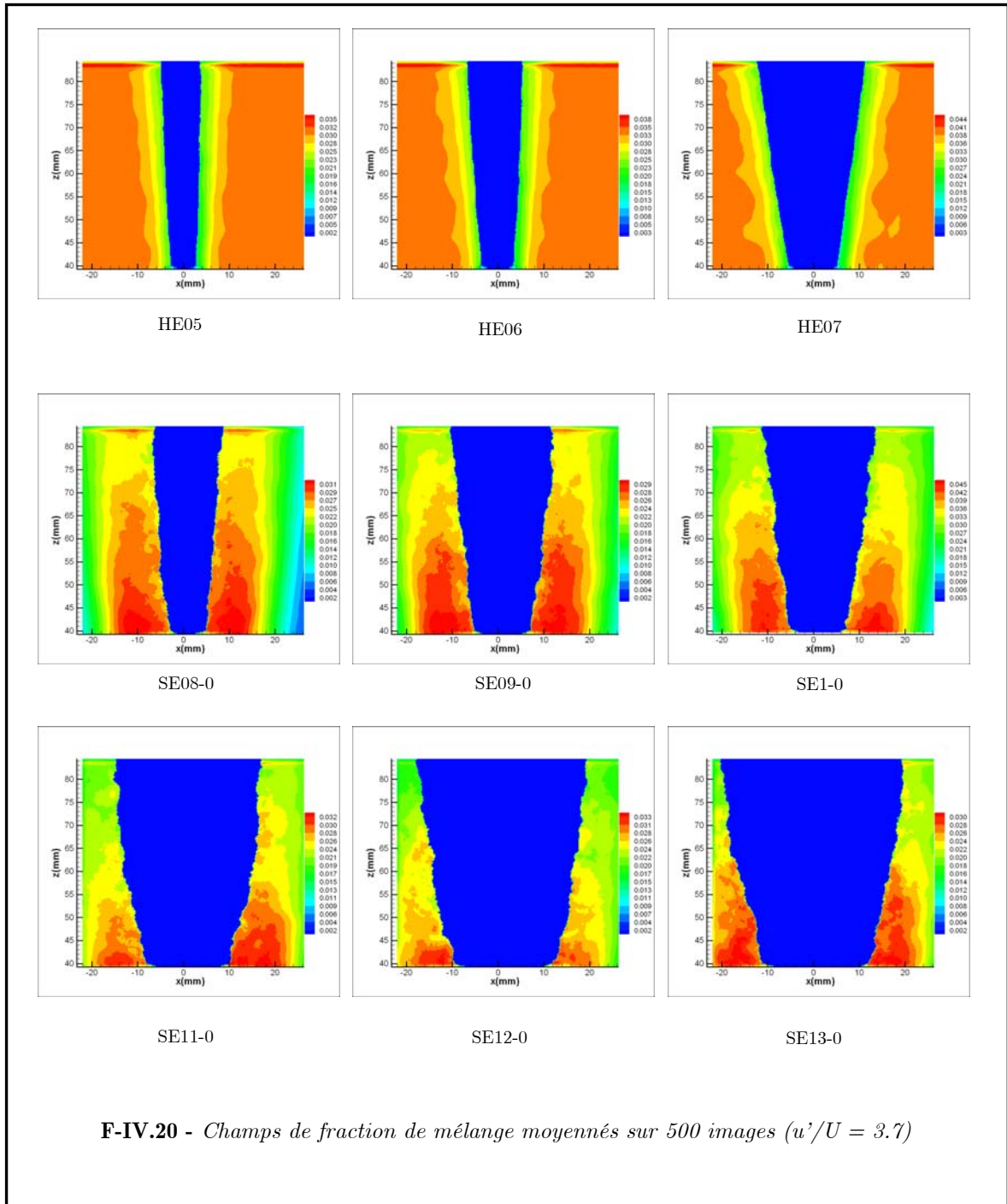
$$I_m = \frac{\sum_i^n (N_i \times M_i) \Big|_{N_i \times M_i = 0 \text{ si } (N_i \times M_i) < \frac{10}{100} n}}{n} \quad \text{IV.2}$$

La première consiste à ne pas prendre en compte pour le calcul les zones où la fraction molaire de méthane est égale à zéro. Et la deuxième est de mettre à zéro tous les pixels qui ont rencontré moins de 50 fois une valeur positive (autre que zéro), ce qui représente 10 % de l'échantillon.

Les flammes homogènes présentent un gradient de $\langle Z \rangle$ (figure IV.19 rectangle) directement relié à la probabilité de présence de la flamme, ou encore à l'intensité de turbulence de l'écoulement (fonction du type de grille utilisée) et non à des modifications du mélange.

L'expansion thermique de la flamme a pour effet la déviation des lignes de courant. Le scalaire étant passif, il va suivre l'écoulement, modifiant ainsi les propriétés initiales du gradient de richesse (figures IV.19 et IV.20). Ceci a pour conséquence la diminution de la fraction molaire devant le front de flamme, dans notre zone d'étude, bien que le gradient de richesse initial soit plus important.

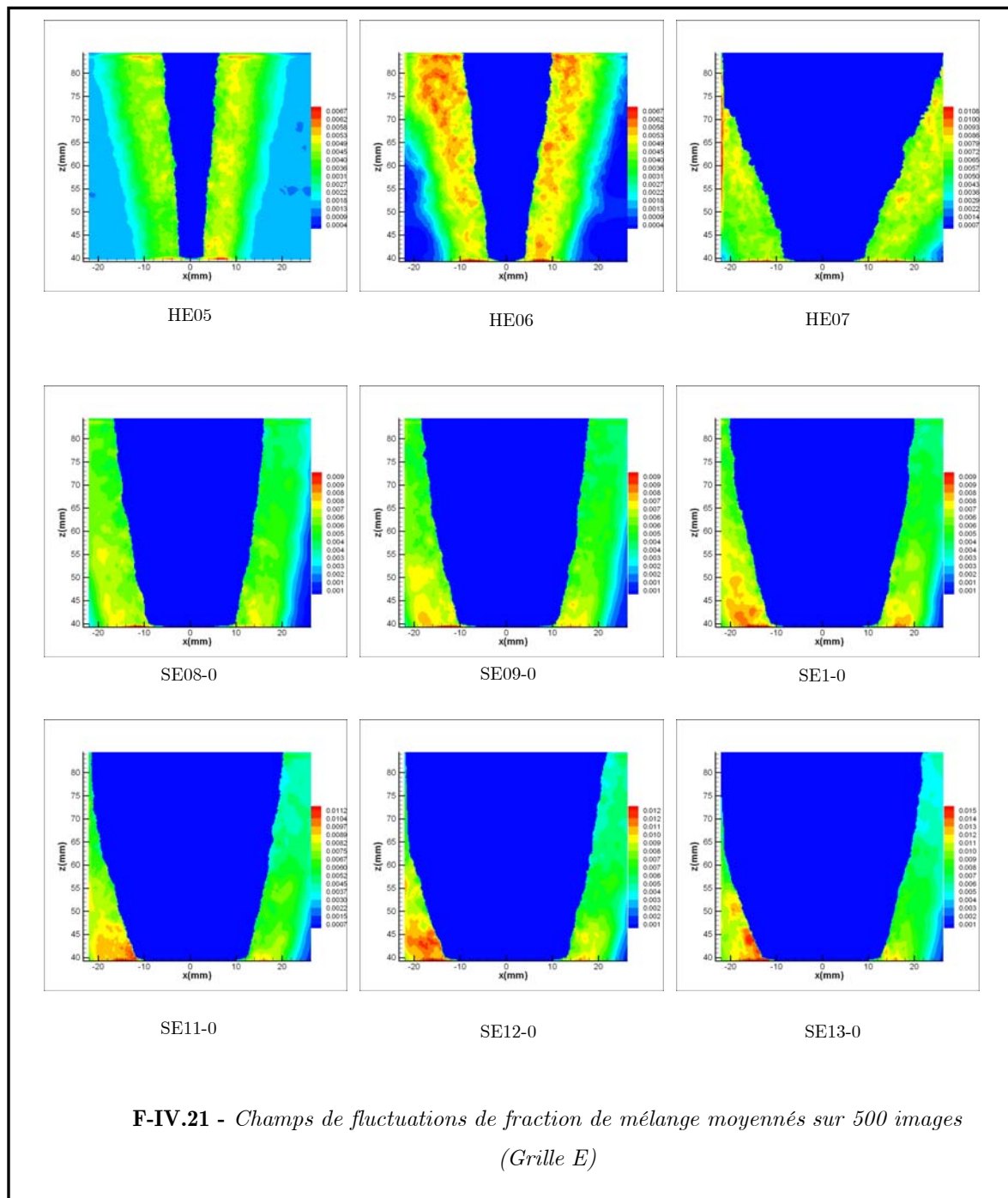




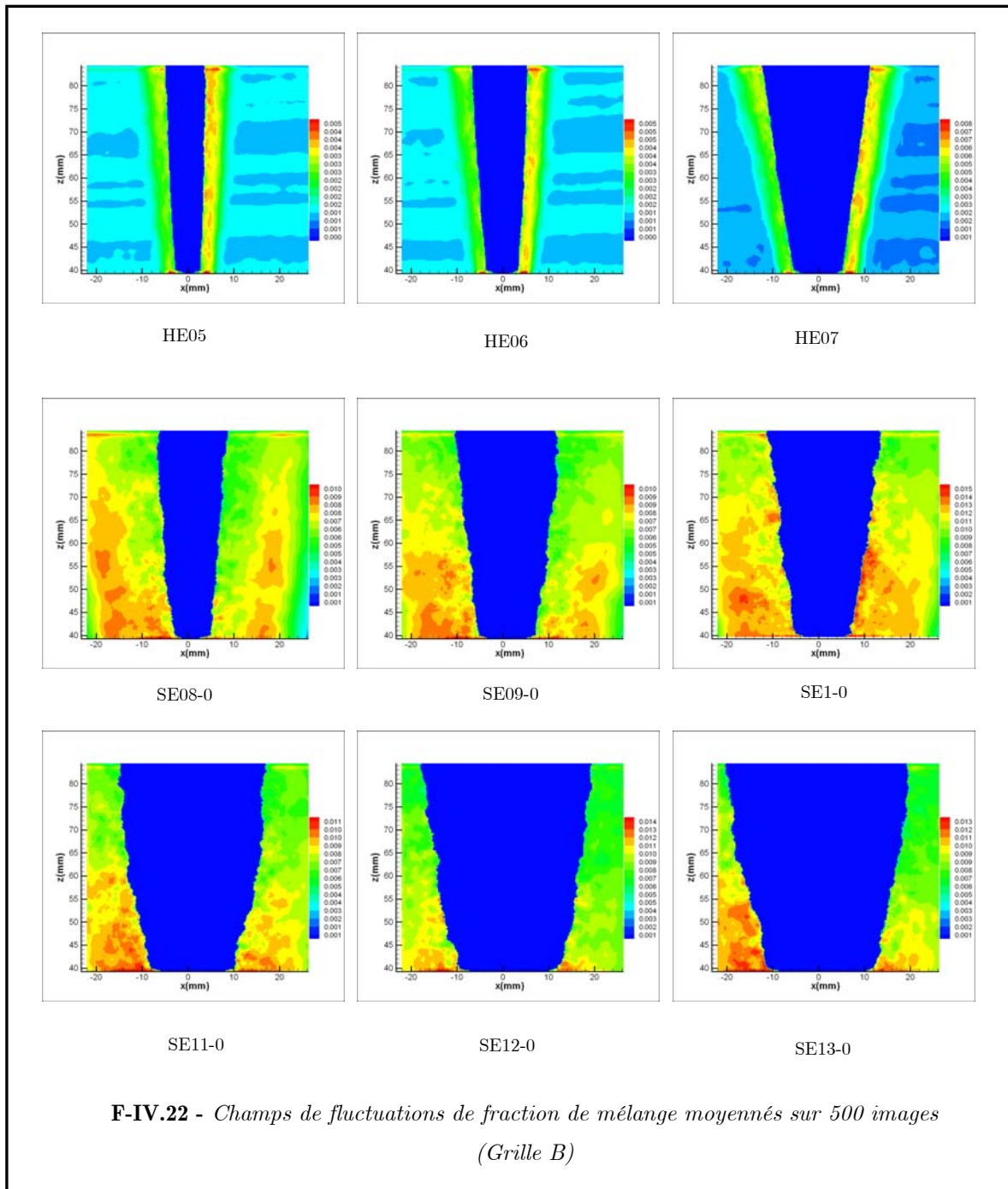
IV.1.1.3.1 Fluctuations de la fraction molaire de méthane

Les champs de fluctuations de Z ont été calculés de la même façon que les champs moyens.

On peut difficilement comparer les fluctuations des cas homogènes et stratifiés. En effet, pour les cas homogènes, les fluctuations de Z sont dues aux fluctuations de la position du front de flamme.



C'est pourquoi elles se trouvent dans la zone du flame brush et présentent une intensité plus faible que les flammes stratifiées (figures IV.21 et IV.22).



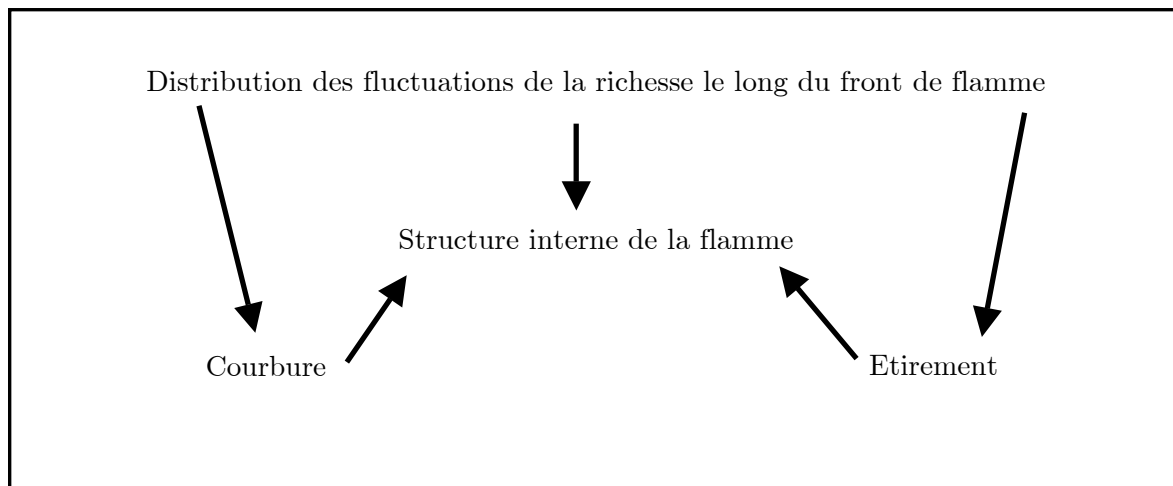
Pour les flammes stratifiées, les fluctuations de Z sont dues à la fois aux fluctuations de la position du front de flamme et aux fluctuations de Z générées par les différentes grilles de turbulence (cf. chapitre II).

IV.1.2 Analyse locale du front de flamme

L'organigramme représenté ci-dessous, nous permet de décrire la complexité du comportement de la combustion face à des fluctuations de richesse que l'on peut rencontrer pour les flammes hétérogènes.

En effet, la distribution des fluctuations de la richesse le long du front de flamme va avoir une influence directe sur la courbure, l'étirement et la structure interne de la flamme. De plus, cette dernière va être également modifiée par la courbure et l'étirement.

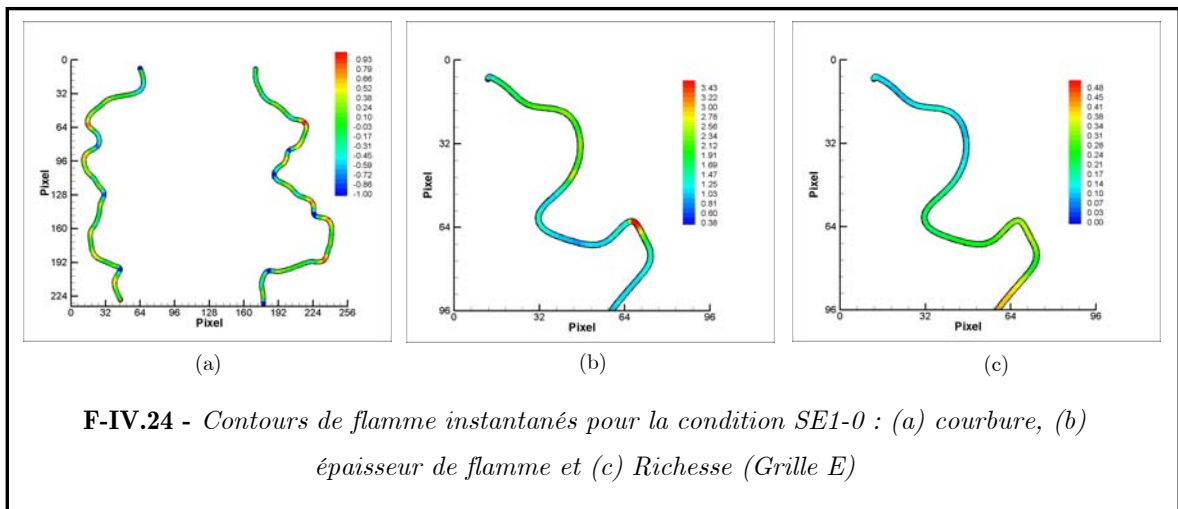
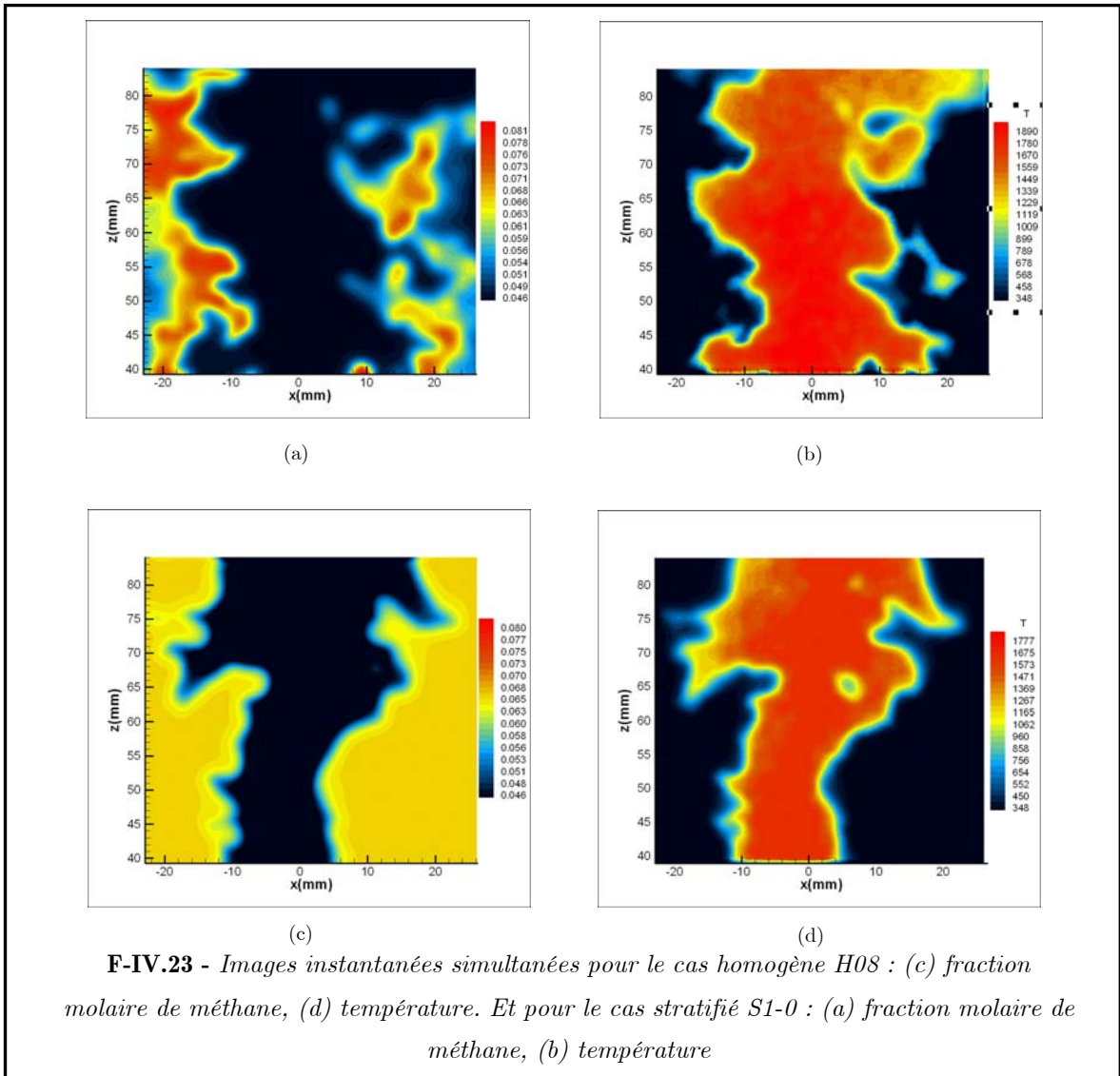
Le but de cette étude est donc de quantifier l'influence de chaque paramètre sur la structure interne de la flamme.



L'étude globale de la flamme permet d'évaluer l'influence des hétérogénéités de richesse sur une flamme en V turbulente. L'analyse des phénomènes physiques liés à la combustion stratifiée nécessite de connaître simultanément la variable de progrès locale et la composition locale du milieu, via la fraction de mélange.

Le terme du taux de dissipation croisé (cf. Chapitre I partie I.6.1) $\chi_{Z,c} = D\nabla Z \cdot \nabla c$ est de la première importance pour la modélisation, et le développement de modèles nécessite d'être validé avec des valeurs expérimentales suffisamment précises.

L'analyse locale se fait à partir d'extraction de données le long du front de flamme à l'isotherme 500K (contour). Un exemple est donné pour une flamme instantanée (figure IV.24).



Dans un premier temps, l'étude des pdfs, des corrélations et des pdfs jointes à la fois pour les cas homogènes et stratifiés permettent d'obtenir des comparaisons directes entre les différents cas.

IV.1.2.1 Fonctions de densité de probabilité de courbure, épaisseur de flamme et fraction molaire de méthane

Pour de faibles niveaux de turbulence, l'interaction entre l'écoulement turbulent et la réaction de la flamme, en terme d'étirement et de courbure, est relativement bien connue, même si les effets géométriques peuvent l'influencer.

Cependant, différentes études ont montré que pour des nombres de Reynolds modérés, les effets de u' et de richesse sur l'épaississement ou l'amincissement de la flamme ne sont pas négligeables [SUNG, 1996 ; CHEN, 2004]. En effet, dans un tel régime de combustion, les auteurs montrent que les tourbillons sont incapables d'élargir la zone de préchauffage du front de flamme local.

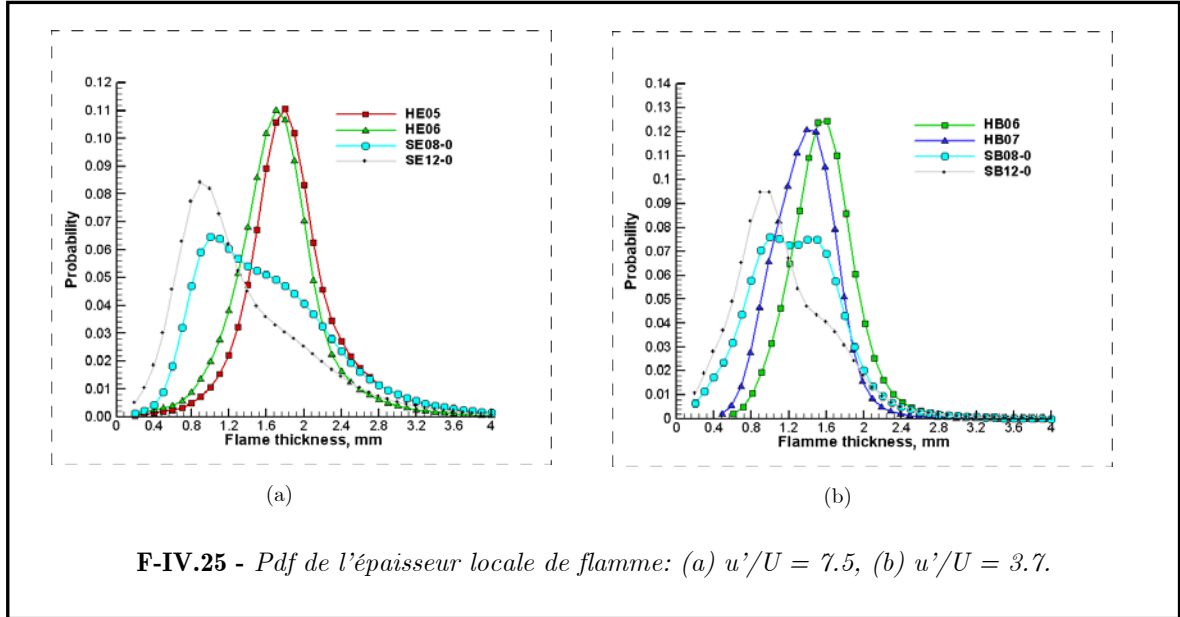
Ainsi, la modification de l'épaisseur de flamme est principalement due à l'étirement de la flamme.

Or, pour les flammes turbulentes stratifiées, les variations locales de la richesse mènent à un changement de la surface de flamme du fait des variations locales de sa vitesse de propagation. Ainsi, ces variations vont entraîner un étirement supplémentaire correspondant à des changements en terme de courbure et de surface de flamme. Plus clairement, cet effet ne doit pas être négligé et doit être pris en compte dans l'analyse de la structure de la flamme. Nous voyons ici la quantification de cet effet d'hétérogénéité de richesse sur l'épaisseur de flamme locale.

IV.1.2.1.1 Fonction de densité de probabilité de l'épaisseur locale des flammes turbulentes

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'épaisseur de flamme locale est déterminée depuis les images de diffusion Rayleigh et extraite à partir de la normale à l'isotherme 500 K. Les Pdfs de ces épaisseurs de flamme laminaire sont représentées pour différents niveaux de turbulence et de richesse sur la figure IV.25.

Pour plus de clarté, seuls les cas les plus représentatifs sont présentés.



Plusieurs différences notables peuvent être observées entre les cas homogènes et stratifiés :

« Bimodalité »

Les flammes stratifiées présentent une pdf de l'épaisseur de flamme de forme « quasi bi modale », qui peut s'expliquer par la présence de poches très pauvres, notamment pour les gradients de richesse les plus faibles, épaisissant ainsi la flamme. En effet, la forme bimodale de la pdf tend à s'atténuer lorsque l'on augmente le gradient de richesse initial, du fait de la diminution de la présence de poches pauvres devant le front de flamme (cf. chapitre II, figures II.38 et II.39).

Épaisseur moyenne

Comme nous pouvons le voir sur la figure IV.25 pour une richesse équivalente, la valeur moyenne de l'épaisseur de flamme est plus faible pour les conditions stratifiées que pour celles homogènes, quelle que soit l'intensité de turbulence (Tableau IV.2) :

$$\delta_T(\langle\phi_i\rangle)\Big|_{strat} < \delta_T(\langle\phi_i\rangle)\Big|_{homo} \quad \text{IV.2}$$

Pour les conditions laminaires, le même comportement avait été observé pour des richesses moyennes inférieures à 0.75. Néanmoins, ce résultat est à relativiser. Il aurait été bon de normaliser ces valeurs par la valeur moyenne de $\langle\phi\rangle$ le long du contour de flamme.

Fluctuations

Comme le montre la figure IV.25, les fronts de flamme stratifiée sont en moyenne plus fins, mais avec une rms plus grande que celles observées pour un mélange homogène, et ceci quelle que soit la richesse.

En effet, ces fronts de flamme vont rencontrer davantage de fluctuations de richesse importantes, se traduisant par une variation de S_L et par conséquent une production d'étirement modifiant notablement l'épaisseur.

Avec l'augmentation du gradient de richesse initial, l'écart type de la pdf de l'épaisseur de flamme décroît et sa forme devient logarithmique.

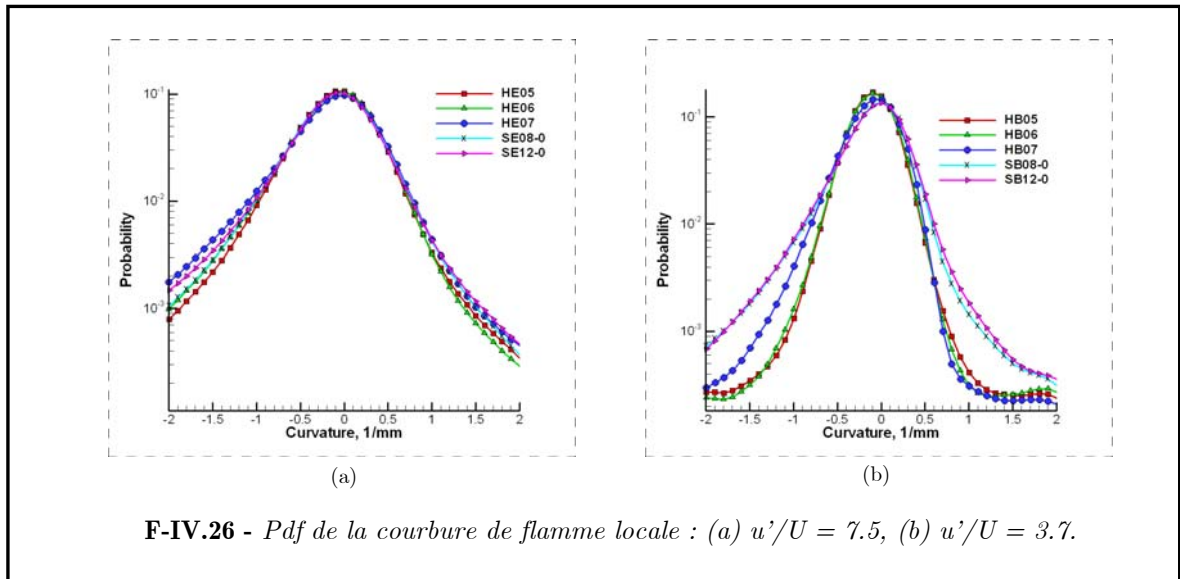
IV.1.2.1.2 Fonction de densité de probabilité de courbure

La pdf des courbures est représentée sur la figure IV.26 pour différentes conditions (homogène et stratifiée) et intensités de turbulence. Ce graphique nous montre que la taille des courbures n'excède pas 2 et -2 mm^{-1} . Il nous informe également qu'il n'y a pas de différence de comportement significative de la courbure entre les cas stratifié et homogène. On peut néanmoins remarquer que les flammes homogènes, dans le cas de la grille B (donc de faible intensité de turbulence), possèdent une plus faible probabilité de rencontrer des grandes courbures positives et négatives par rapport aux flammes stratifiées. Cette différence plus marquée est due à une intensité de turbulence plus faible où les hétérogénéités de richesse vont avoir un rôle prédominant.

Ce qui nous amène à dire que la courbure de la flamme est plutôt contrôlée, dans notre cas, par la turbulence de grille (lorsque l'intensité est suffisamment forte) et non pas par les fluctuations de richesse (dans le cas stratifié par exemple).

Ces observations sont en accord avec celles d'E. SAMSON (2002), pour une intensité de turbulence u'/U de 7.5. E. SAMSON n'a pas étudié d'autres intensités de turbulence et on ne peut donc pas effectuer de comparaison.

Cette partie nous montre donc la similitude de comportement entre une flamme méthane-air et propane-air. Néanmoins, il faut souligner qu'E. SAMSON a étudié une flamme en expansion libre, et ainsi modérer nos résultats du fait des propriétés différentes de ces deux configurations.



IV.1.2.1.3 Fonction de densité de probabilité de la fraction molaire de méthane

Sur la figure IV.27, les pdfs de fraction molaire de méthane sont présentées pour différentes conditions de mélange ainsi que pour les deux grilles. La fraction molaire est déterminée depuis les pixels sur les images de fluorescence correspondant aux pixels de l'isotherme 500 K sur chaque image de température. L'étude peut se décomposer en trois parties :

1. Erreurs de mesure

Il est important dans un premier temps de quantifier les erreurs de mesures concernant cette isotherme. En effet, il est bien évident que l'erreur de mesure ne sera pas la même selon l'isotherme choisie. A l'isotherme 300 K, cette erreur sera plus faible qu'à 500 K. Elle est essentiellement due aux éléments suivants :

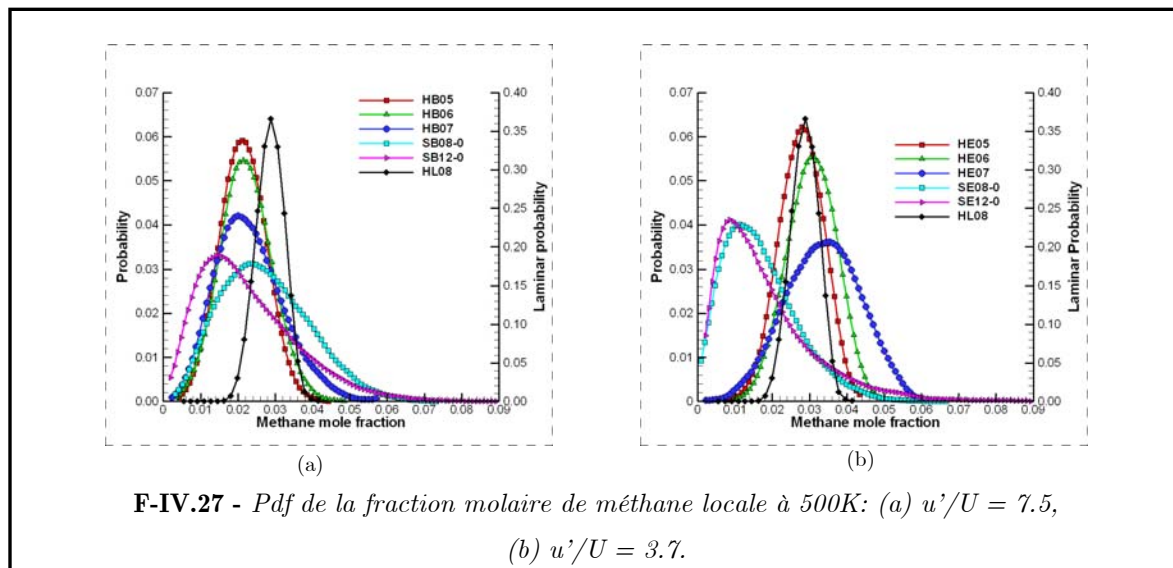
- bruit de mesure : lié aux différentes sources lumineuses présentes lors de la manipulation.
- bruit de pixellisation : lié à la taille non infinitésimale du pixel (limite de résolution, qui est de $1/5.2$ mm/pixel).
- faiblesse du signal : liée à la faible quantité d'acétone injectée dans le mélange (cf. Chapitre II)

La pdf jointe de la fraction molaire de méthane d'une flamme laminaire (figure IV.30), nous permet donc de quantifier cette erreur.

2. Flamme homogène turbulente

La pdf de fraction molaire de méthane des flammes homogènes ne présente pas de pic de Dirac. Ceci est essentiellement lié à l'adjonction de l'erreur précédemment citée à l'effet de l'étirement sur le taux de réaction. En effet, plusieurs auteurs ont démontré que le taux d'étirement local influence fortement la vitesse de consommation (ou taux de réaction) [POINSOT, 1991 ; CHEN, 1998]. Cette dernière rend donc inhomogène la distribution de la fraction molaire, le long de l'isotherme 500 K.

La différence de comportement de la fraction molaire entre les deux taux de turbulence s'explique par la modification de l'étirement local en fonction de l'intensité de turbulence. Pour l'intensité de turbulence $u'/U = 3.7$, l'écart-type des pdf est de manière générale plus faible. Ses variations suivent l'évolution de l'intensité de turbulence.



3. Flamme stratifiée turbulente

L'évolution de la fraction molaire en fonction du gradient de richesse de mélange initial est surprenante.

En effet, plus le gradient de mélange est grand et plus la fraction de mélange moyenne est faible. Ceci peut s'expliquer par le fait que lorsqu'on augmente le gradient de richesse (et donc la richesse d'injection au centre de la veine), on augmente également

l'angle d'ouverture de la flamme, entraînant une déviation plus forte des gradients moyens (cf. figures IV.18 et IV.19). On se retrouve donc, à hauteur constante, avec une zone plus pauvre que pour un gradient plus faible.

De plus, quelle que soit l'intensité de turbulence, plus le gradient initial est important, plus l'écart-type de la pdf diminue. Il existe alors de moins en moins de fluctuations de richesse et celle-ci prend une forme logarithmique. Son maximum tend vers une asymptote en dessous de la limite d'inflammabilité du méthane.

IV.1.2.2 Fonctions de densité de probabilité jointes et Corrélations de courbure, épaisseur de flamme et fraction molaire de méthane

Les influences de la courbure et de la fraction de mélange locale de la flamme sur son épaisseur peuvent être évaluées en étudiant les différentes corrélations possibles entre la courbure locale, l'épaisseur de flamme et la fraction de mélange locale. La dispersion de ces résultats est limitée en créant 20 classes régulières de courbure (ou autre grandeur) et en calculant la valeur moyenne des épaisseurs de flamme (ou autre grandeur) et de courbure correspondant à chaque classe.

IV.1.2.2.1 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la Courbure sur l'épaisseur de flamme

La corrélation : courbure – épaisseur de flamme est présentée sur la figure IV.28 pour certaines conditions de mesure. L'étude de cette corrélation se décompose en deux parties.

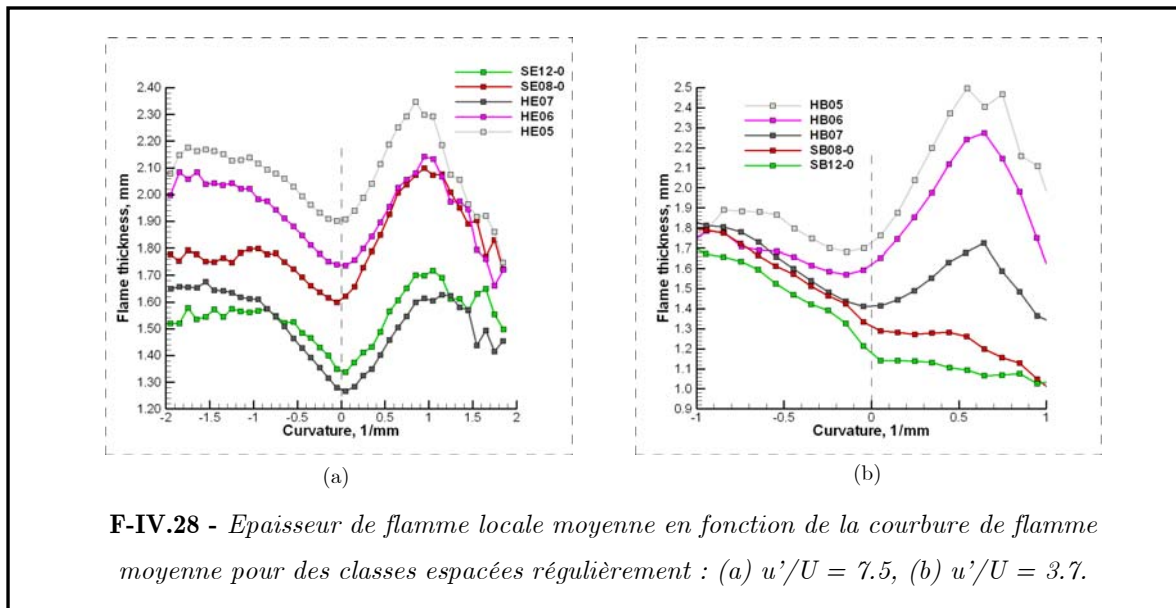
Courbures positives

On observe pour chaque cas homogène, une forte corrélation entre l'épaisseur de flamme et la courbure. De grandes courbures sont associées avec de grandes valeurs d'épaisseurs de flammes locales. Ce résultat a déjà été observé (expérimentalement et numériquement) par différents auteurs pour diverses configurations : flamme Bunsen expérimentale [HALTER, 2005], flamme en expansion simulée numériquement [THEVENIN, 2005].

L'analyse qualitative d'une image de température montre clairement ce comportement (figure IV.29).

Courbures négatives

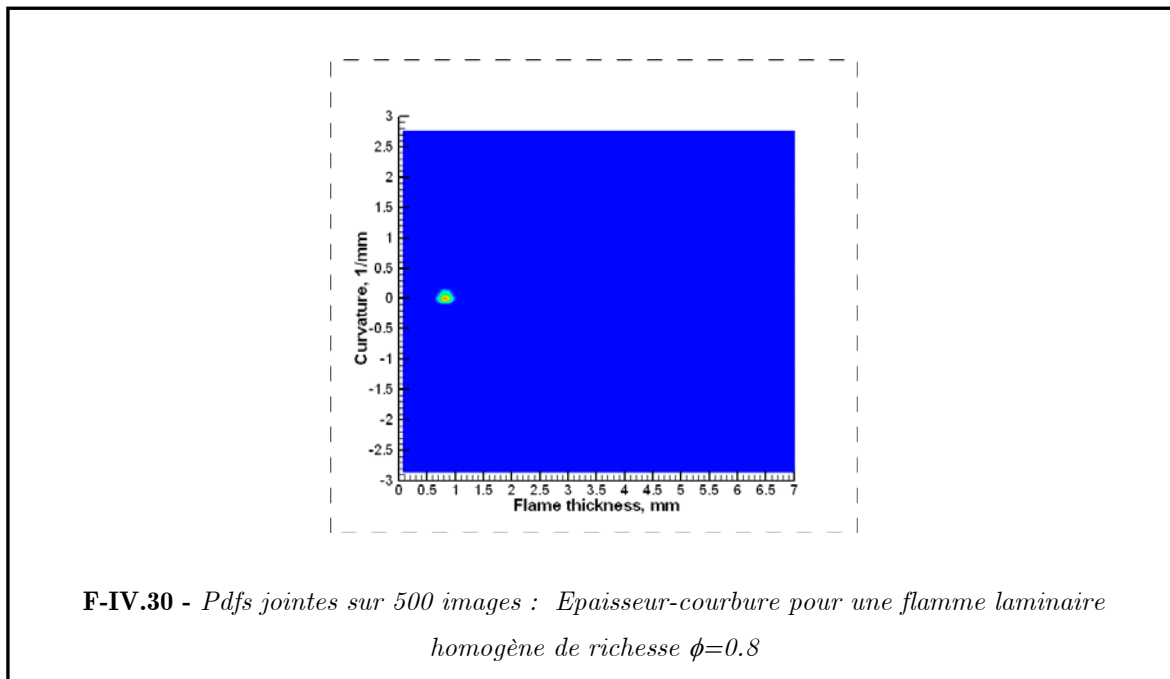
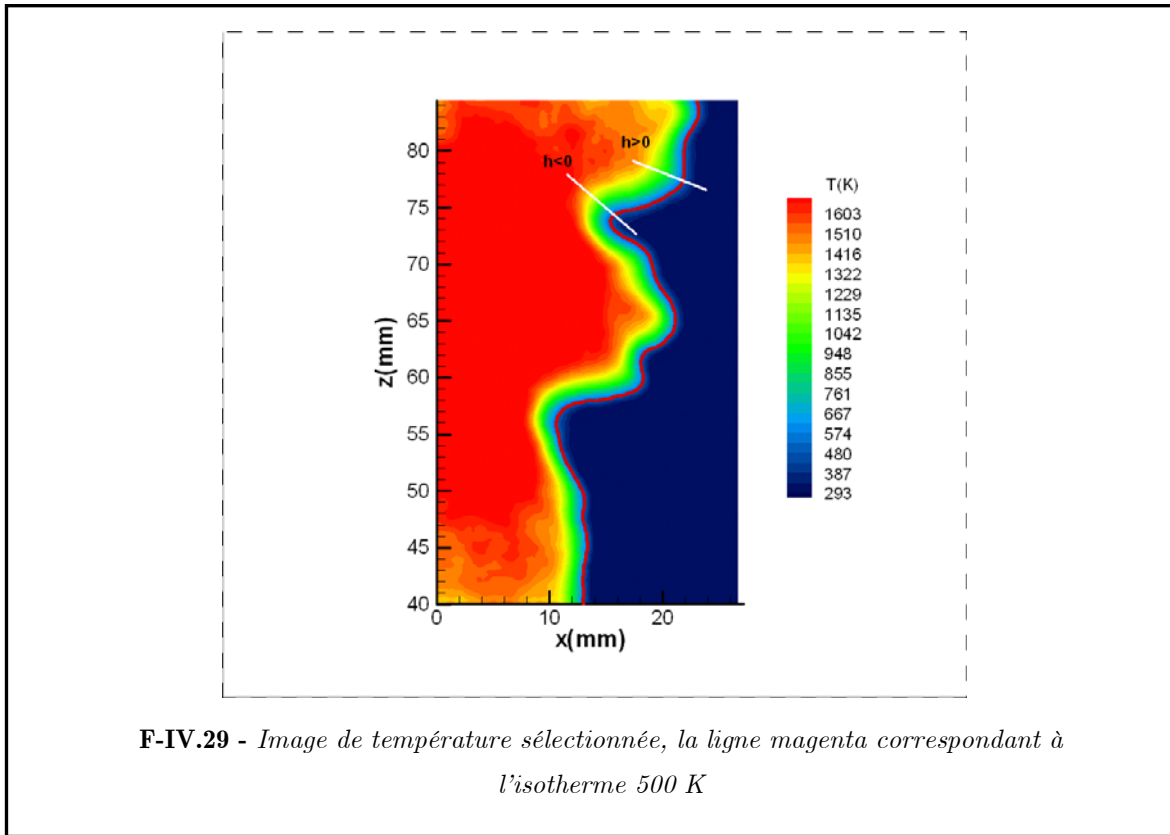
Pour des courbures négatives, une corrélation similaire peut être notée et a déjà été observée par [CHEN & BILGER, 2001 ; HALTER, 2005], pour de faibles nombres de Karlovitz turbulents ($Ka_T=0.86$). L'épaississement de la flamme avec la courbure peut être également observé sur l'image de température (figure IV.29) mais aussi sur les différents contours de flamme (figure IV.24).

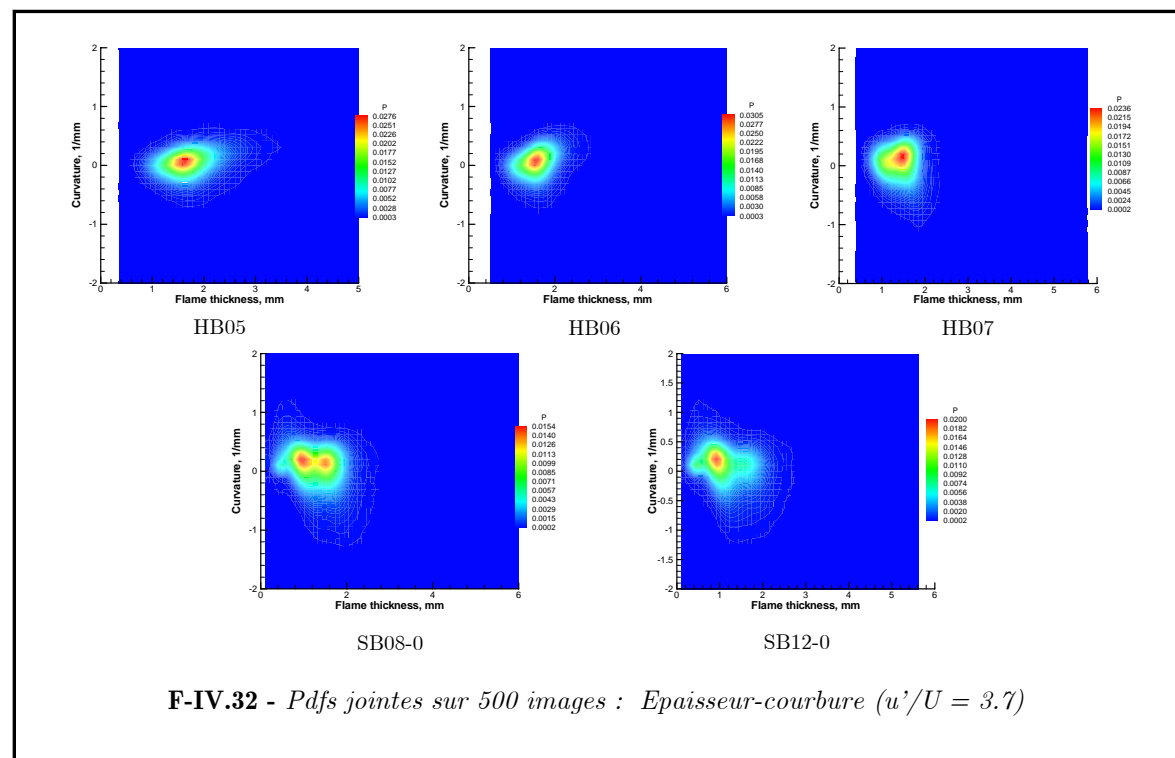
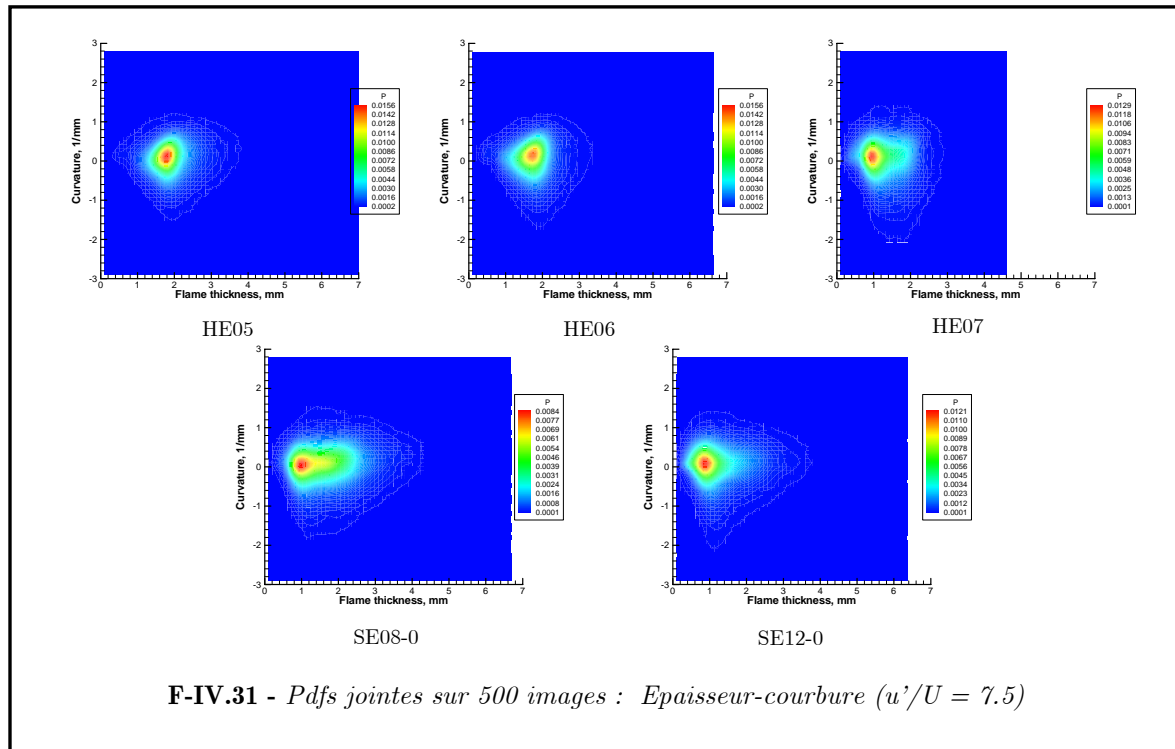


Cette corrélation explique également l'augmentation des fluctuations des épaisseurs de flamme avec le niveau de turbulence (depuis $\delta_{r.m.s.} = 0.37$ mm pour $u'/U = 3.7$ % à $\delta_{r.m.s.} = 0.47$ mm pour $u'/U = 7.5$ % pour une richesse de 0.6) puisque les fluctuations de courbure sont directement augmentées avec l'intensité de turbulence [RENOU,1999].

La figure IV.30, issue du cas homogène HL08, permet d'apprécier la précision de nos mesures. En effet, la flamme homogène, en l'absence de turbulence, possède idéalement une seule épaisseur et une seule courbure. L'écart par rapport à ces deux valeurs représente l'erreur de mesure. La précision est donc de 0.2 mm pour l'épaisseur de flamme et de 0.1 mm^{-1} pour la courbure locale.

Les figure IV.31 et IV.32 présentent des pdf jointes sur 500 images pour deux intensités de turbulence différentes. Pour les flammes homogènes, la forme de la pdf est globalement circulaire. Les flammes stratifiées ont une forme plus allongée. Celle-ci tend à diminuer avec l'augmentation du gradient de fraction de mélange pour devenir plus circulaire.





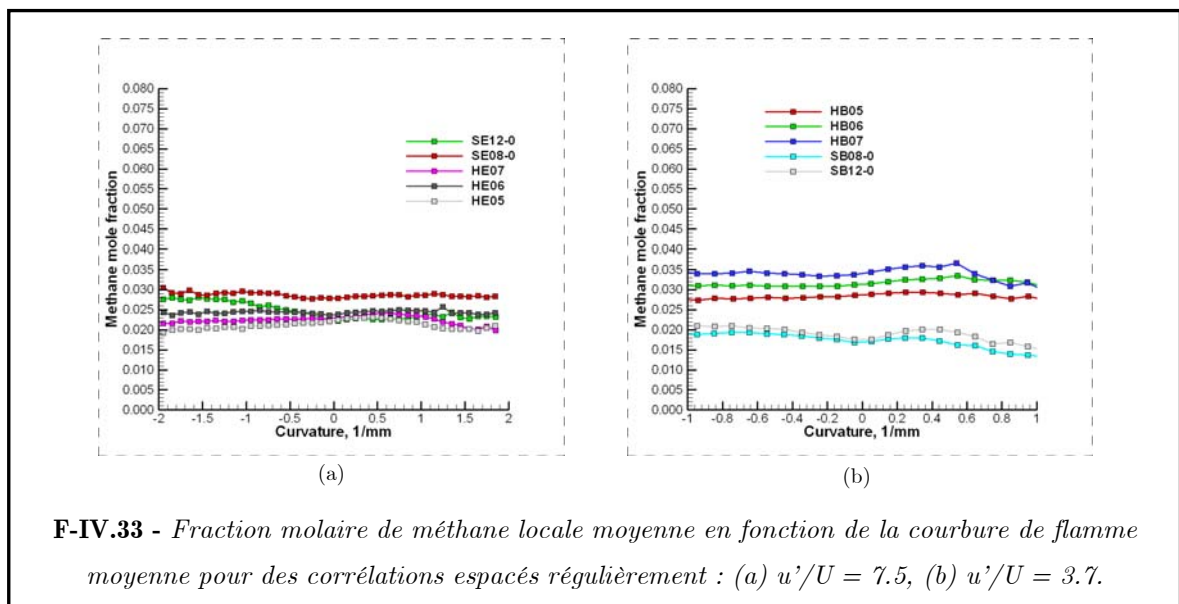
Ceci est provoqué par la diminution des fluctuations de fraction molaire de méthane pour les cas les plus stratifiés.

La distribution des épaisseurs est homogène de part et d'autre de la courbure égale à zéro avec un maximum de probabilité pour les épaisseurs les plus faibles. Observons néanmoins que pour le cas stratifié SB08-0, il existe deux maximums de probabilité correspondants à la bimodalité évoquée lors de l'étude des pdf simples de l'épaisseur de flamme.

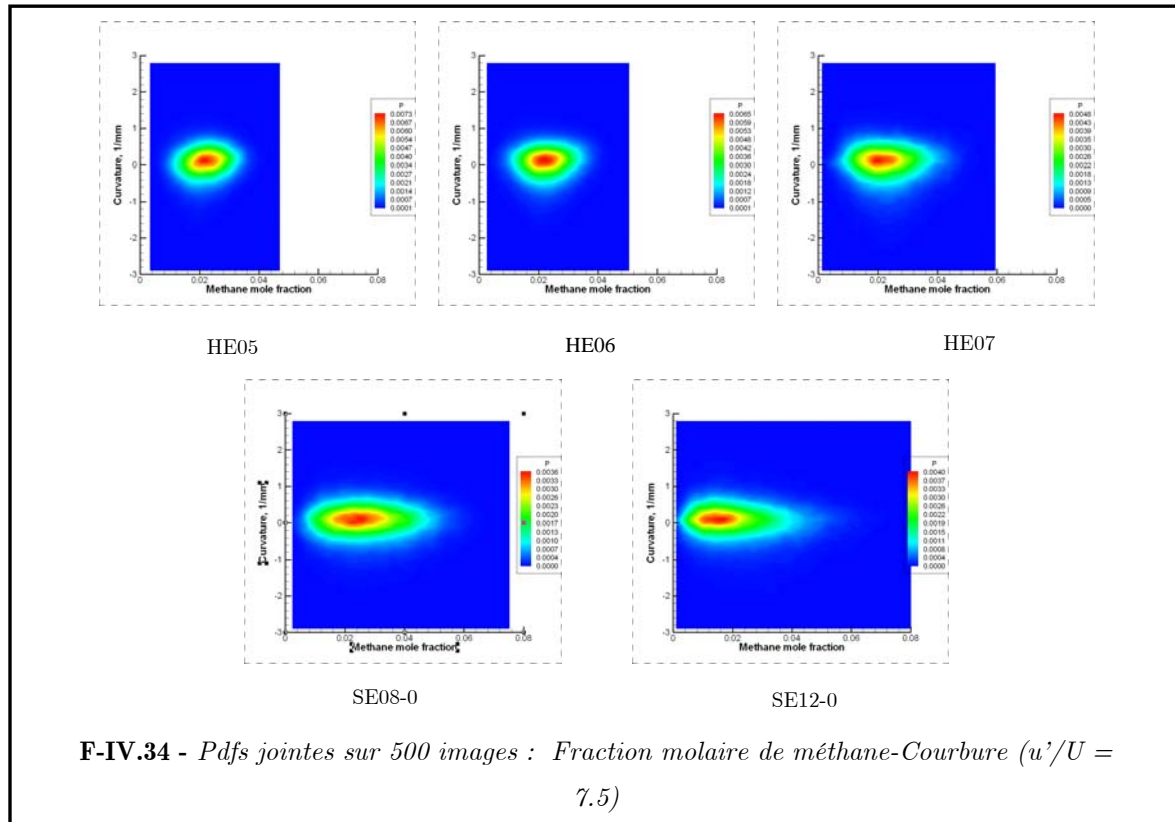
IV.1.2.2.2 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la Courbure sur la fraction molaire de méthane

La corrélation : courbure – fraction molaire de méthane est présentée sur la figure IV.33, pour différentes conditions de mesure. Quelle que soient l'intensité de turbulence et la classe de courbure choisies, la fraction molaire de méthane ne varie pas.

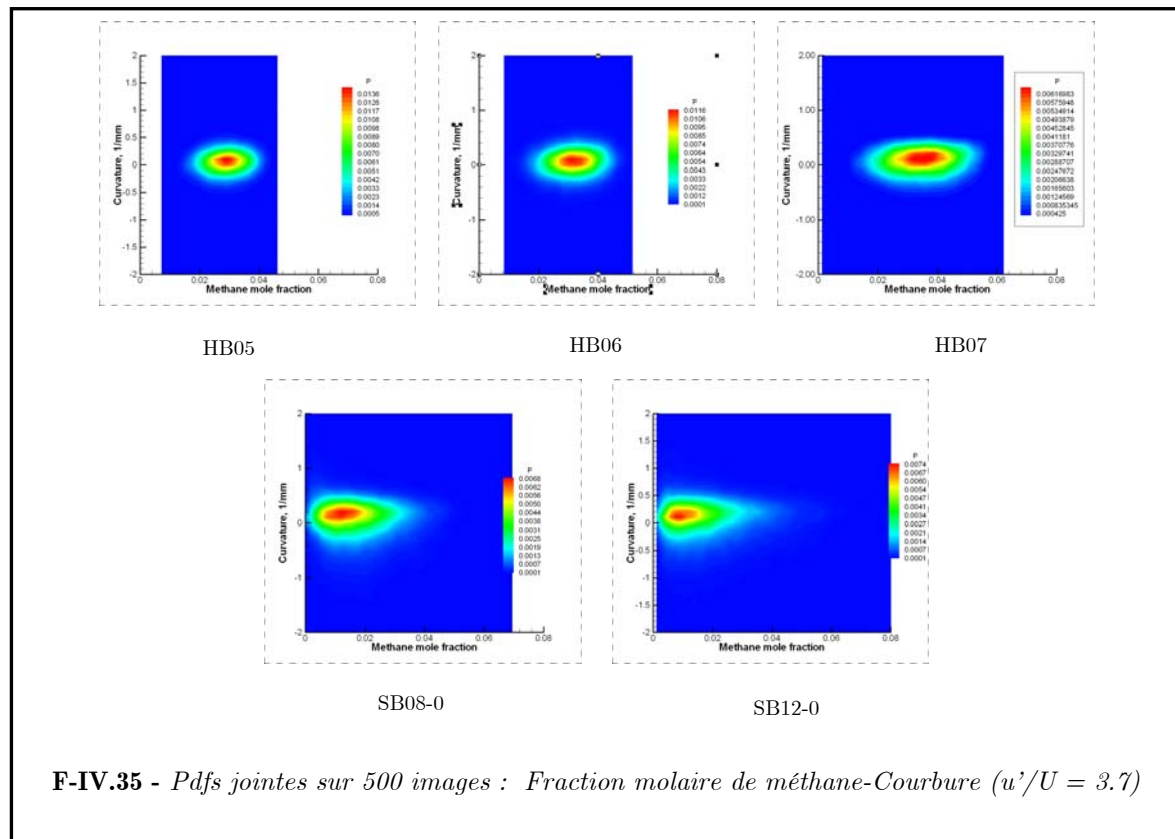
Les fluctuations de χ_{CH_4} sont plutôt contrôlées par la turbulence de l'écoulement. On retrouve les effets des analyses des pdfs des courbures (p.217).



Pour la grille B, où l'intensité de turbulence est plus faible, il existe une légère différence de comportement entre les flammes homogènes et stratifiées. En effet, les grandes courbures (négatives et positives) sont initiées par des fractions de mélanges plus grandes que pour les courbures nulles. Pour les flammes homogènes, il n'existe pas de grandes fluctuations de fraction de mélange du fait de leurs caractéristiques intrinsèques.



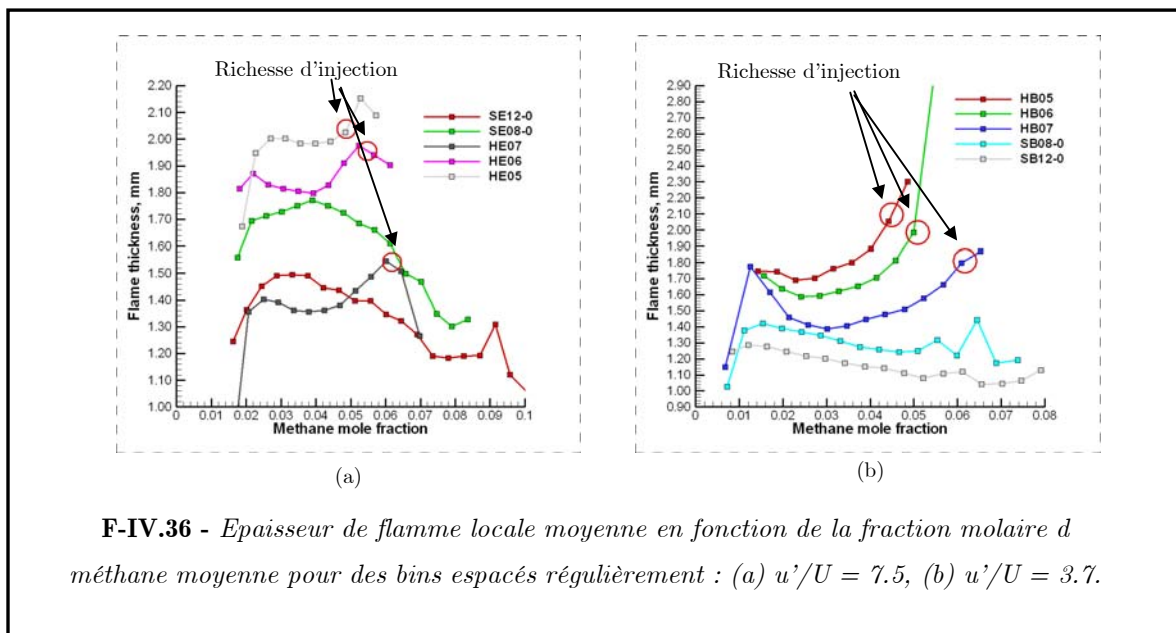
F-IV.34 - Pdfs jointes sur 500 images : Fraction molaire de méthane-Courbure ($u'/U = 7.5$)



F-IV.35 - Pdfs jointes sur 500 images : Fraction molaire de méthane-Courbure ($u'/U = 3.7$)

IV.1.2.2.3 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur

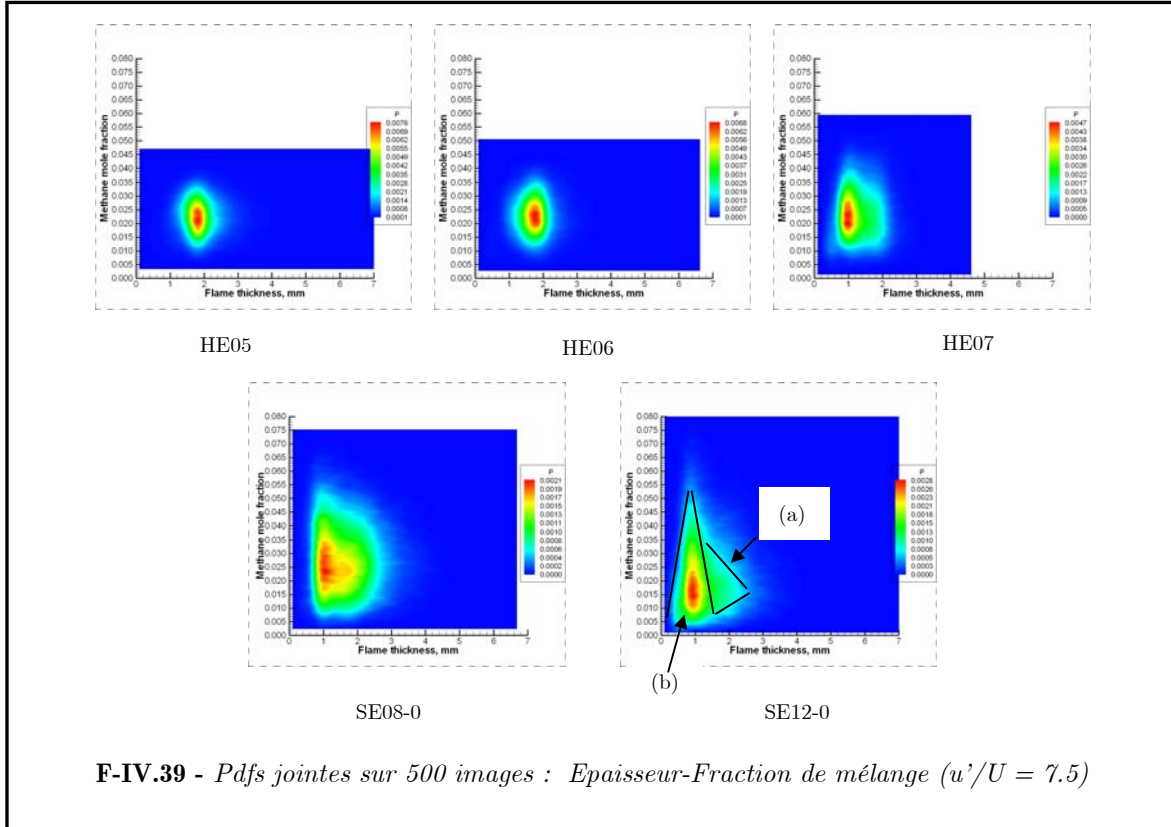
L'influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur de flamme est présentée sur la figure IV.36, pour différentes conditions de mesure. Les résultats concernant les flammes homogènes (grilles E et B) sont à modérer. En effet, les valeurs de fraction molaire de méthane en dessus de la fraction molaire injectée sont en nombre négligeable et dues aux biais de notre correction. Pour éviter ce désagrément, il aurait fallu présenter les corrélations avec une troisième coordonnée pondérant nos résultats.



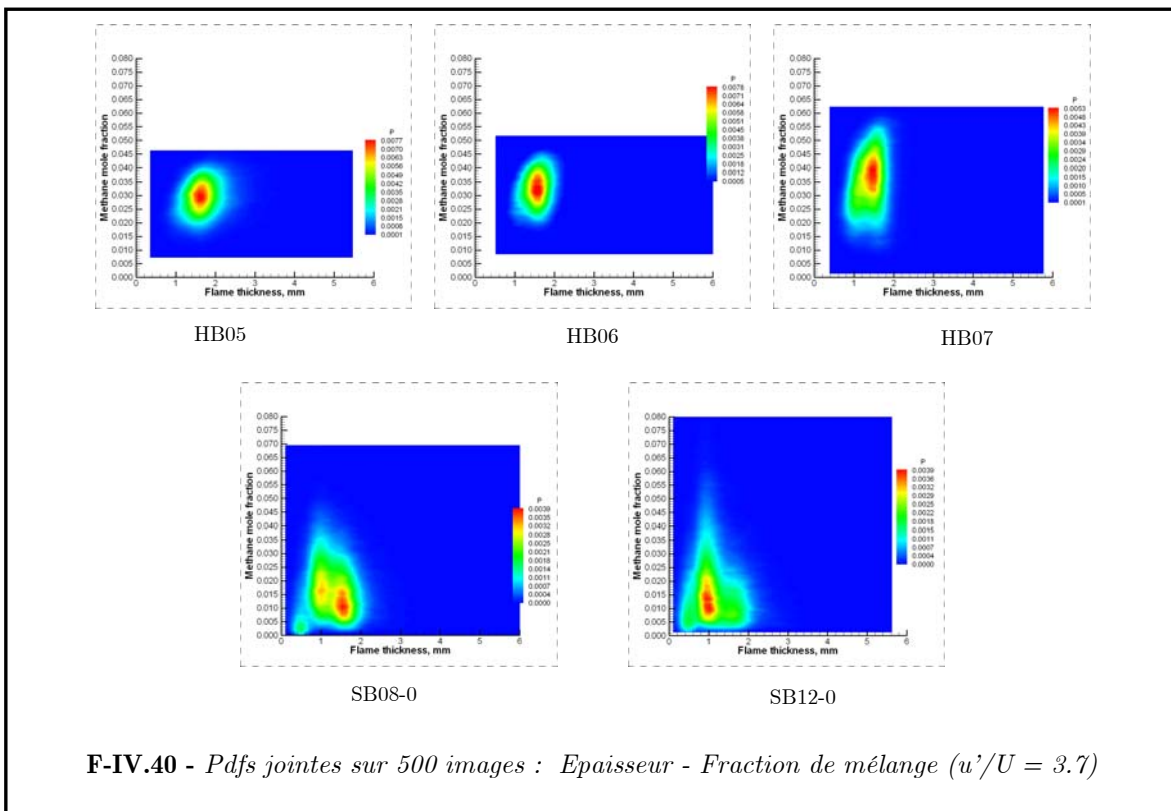
L'évolution de la corrélation pour les flammes stratifiées est quasi similaire à celle que l'on avait obtenue pour la flamme laminaire (cf. chapitre III figure III.7). En effet, l'épaisseur de flamme augmente avec la décroissance de la fraction de mélange du méthane. Ceci est vrai pour toutes les conditions stratifiées. La variation de l'épaisseur en fonction de la fraction de mélange est quant à elle plus faible pour l'intensité de turbulence plus faible. Ceci semble nous informer une nouvelle fois de l'importance de l'intensité de turbulence sur le comportement de l'épaisseur de flamme. Ce comportement sera étudié plus en détail dans la partie IV.1.2.3.

Les figures IV.37 et IV.38 présentent les pdfs jointes d'épaisseur de flamme et de fraction de mélange. L'étude de ces pdfs jointes fournit l'information sur le rôle de la fraction de mélange sur l'épaississement ou l'amincissement de la flamme. Pour les conditions homogènes, la forme de la pdf jointe est globalement circulaire. En effet, les fluctuations

d'épaisseur de flamme et de fraction de mélange sont produites par l'étirement local de la flamme (contrainte et courbure) ainsi que les effets de diffusion.



F-IV.39 - Pdfs jointes sur 500 images : Epaisseur-Fraction de mélange ($u'/U = 7.5$)



F-IV.40 - Pdfs jointes sur 500 images : Epaisseur - Fraction de mélange ($u'/U = 3.7$)

Pour les flammes stratifiées, la forme des pdfs jointes est fortement dissymétrique. La longue queue positive (a) de la pdf est produite par de très faibles valeurs de fraction de mélange (typiquement $Z=0.01$ pour le cas SE12-0 et SB12-0). Alors que le maximum de probabilité de l'épaisseur correspond à une grande plage de fraction de mélange (b).

IV.1.2.3 Épaisseur de flamme et étirement

Comme nous venons de le voir, la modification de la structure de la flamme en terme d'épaisseur de flamme peut être analysée en changeant soit sa stœchiométrie, soit le nombre de Reynolds (et de ce fait le nombre de Karlovitz turbulent Ka_T).

Diverses expériences sont disponibles pour différentes configurations :

- Flammes Bunsen [BUSCHMANN, 1996 ; MANSOUR, 1998 ; HALTER, 2005]
- Flamme en V [SOÏKA, 1998]
- Flammes à swirl [O'YOUNG, 1997, DINCKELAKER, 1998].

Celles-ci donnent une base de données à grande échelle du nombre de Karlovitz (de 0.05 à 25). Les conclusions des différents auteurs divergent et des tendances opposées pour l'épaisseur de flamme turbulente normalisée en fonction du nombre de Karlovitz turbulent peuvent être observées.

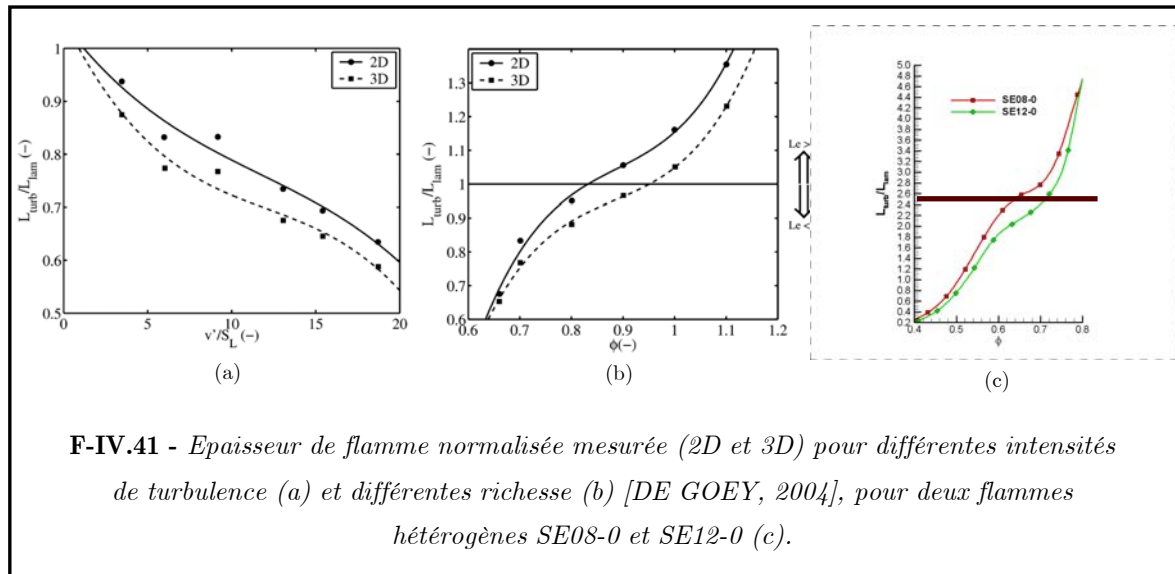
[DINCKELACKER, 2003], a étudié en détail tous ces résultats et a conclu que la contrainte de cisaillement est un mécanisme dominant modifiant la structure interne du front de flamme. Ceci mène à un épaissement ou un rétrécissement dépendant du mélange comburant/carburant et de la stœchiométrie.

Cette influence de la richesse est aussi pointée par [DE GOEY, 2004], qui observe que l'augmentation de celle-ci entraîne toujours une augmentation de l'épaisseur de flamme turbulente moyenne normalisée. Ce rapport peut être plus faible ou plus grand que l'unité et la richesse, qui correspond à un ratio de l'ordre de l'unité, est directement liée aux fluctuations de vitesse u' (figure IV.41). Nous avons également observé ce type de comportement pour deux flammes hétérogènes, où nous avons calculé l'épaisseur de flamme moyenne pour chaque classe de richesse le long du front de flamme (figure IV.41).

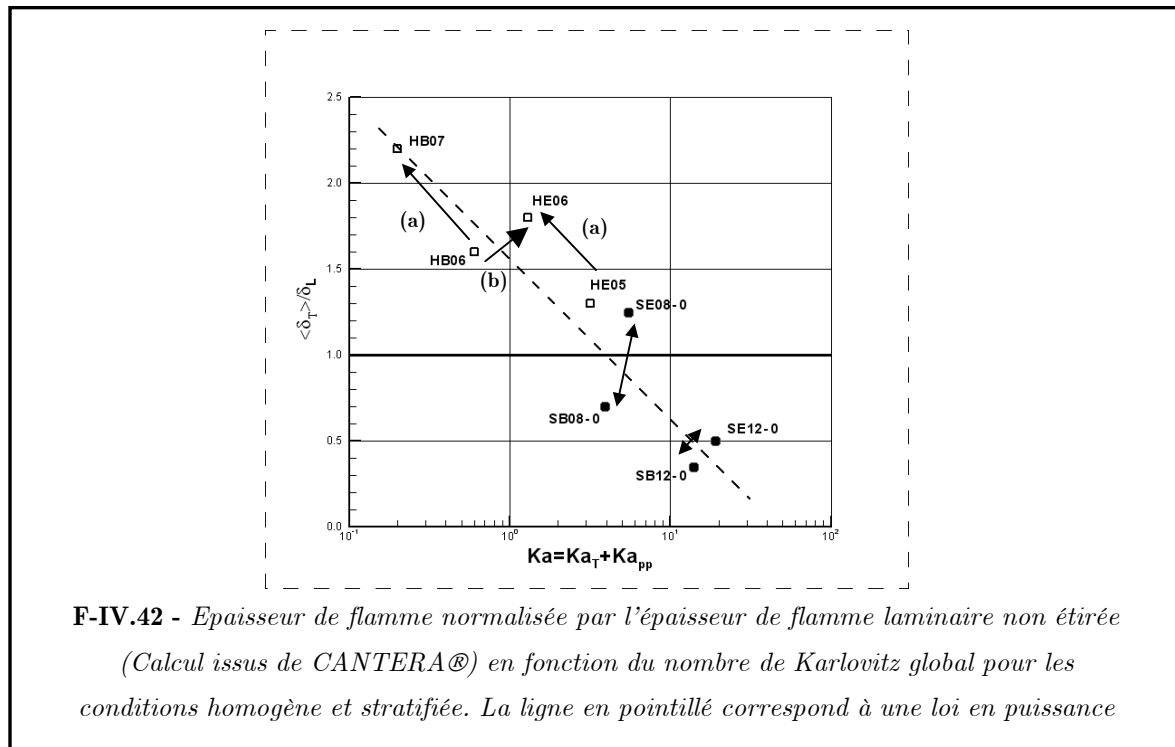
Cette influence de la richesse peut être aussi observée pour de faibles valeurs de Ka_T comme le montre la figure IV.42 – (a), pour deux intensités de turbulence ($u'/U = 3.7$ et 7.5).

L'influence de u' peut aussi être évaluée en gardant la richesse constante. La vitesse moyenne de l'écoulement est constante pour les deux configurations, et les variations de u'

sont seulement produites par les mailles des grilles. Il apparaît clairement que l'augmentation de u' mène à une augmentation du rapport $\langle \delta_T \rangle / \delta_L$ (figure IV.42 – (b)). Néanmoins ce résultat est obtenu pour un seul point de mesure et pour un nombre de Karlovitz turbulent Ka_T proche de l'unité.



F-IV.41 - Epaisseur de flamme normalisée mesurée (2D et 3D) pour différentes intensités de turbulence (a) et différentes richesses (b) [DE GOEY, 2004], pour deux flammes hétérogènes SE08-0 et SE12-0 (c).



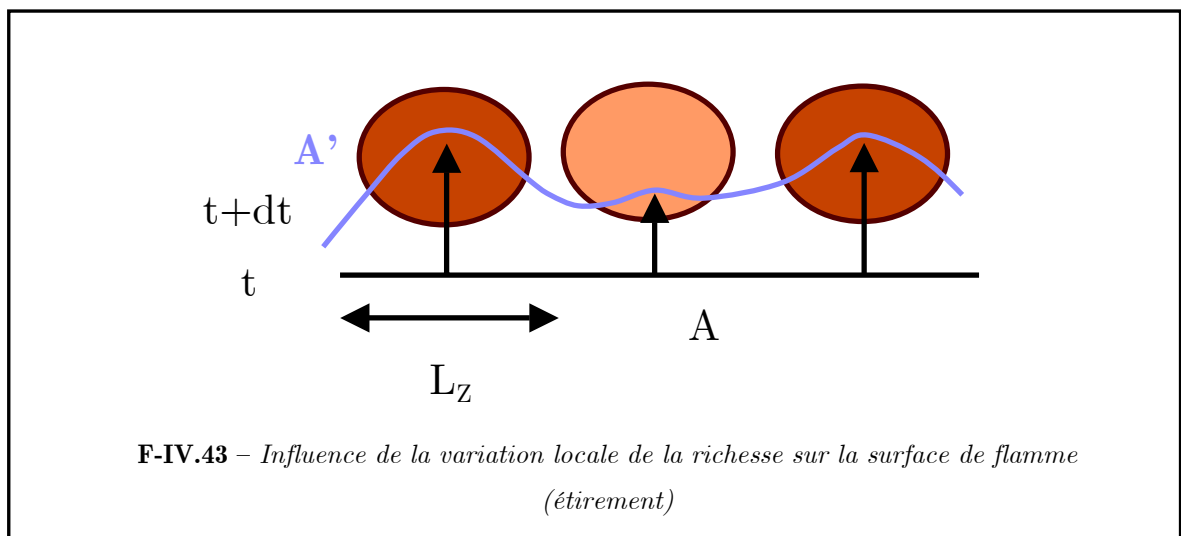
F-IV.42 - Epaisseur de flamme normalisée par l'épaisseur de flamme laminaire non étirée (Calcul issus de CANTERA®) en fonction du nombre de Karlovitz global pour les conditions homogène et stratifiée. La ligne en pointillé correspond à une loi en puissance

On se doit malgré tout de notifier que des résultats contradictoires ont été obtenus. En effet, [SOÏKA, 1998] pour un nombre de Karlovitz turbulent $Ka_T < 0.5$, et [CHEN, 2002] pour des plages plus importantes de Ka_T , ont obtenu des résultats similaires aux nôtres. En revanche, des tendances opposées ont été observées pour différentes configurations expérimentales par [DINCKELAKER, 2003]. En fait, cette différence de comportement reste pour le moment encore non éclaircie. L'une des explications suggérées par [CHEN, 2002] viendrait du confinement de la flamme, caractérisé par le « bulk strain rate », considéré comme un effet non négligeable dans son évolution.

Nous allons maintenant nous focaliser sur les mécanismes qui produisent une modification de l'épaisseur locale de flamme durant les interactions entre le front de flamme et l'écoulement turbulent. La principale contribution de la turbulence sur l'épaisseur de flamme est l'étirement de la flamme induit par les petites et grandes échelles des tourbillons [LAW, 2000 ; DE GOEY, 2004]. Cet étirement local peut être décomposé en deux parties : l'écoulement non uniforme le long de la surface de flamme (contrainte tangentielle) et la courbure de flamme.

[NAJM, 1997] a étudié l'étirement local à l'aide de la simulation numérique. Il s'est penché sur l'interaction entre la flamme et deux paires de vortex contra rotatifs. Les résultats montrent une forte corrélation entre l'épaisseur de flamme et le cisaillement. En fait, la contrainte tangentielle réduit (ou augmente) l'épaisseur de flamme selon qu'elle est positive (ou négative). Malheureusement la contribution de l'étirement est très difficile à mesurer. En effet, elle nécessite l'estimation de la vitesse tangentielle le long du front de flamme.

La modification de la structure de flamme (plissement, épaisseur de flamme) est induite non seulement par l'étirement local (étirement hydrodynamique et propagation de flamme).



De plus, lorsque l'on regarde la figure IV.43, le front de flamme ayant initialement une surface A devant une richesse homogène, voit sa surface augmenter lorsqu'il rencontre des fluctuations de richesse, du fait des variations locales de la vitesse de flamme.

Dans cette voie, le prémélange partiel ou les petites échelles d'hétérogénéités de richesse ajoutent un étirement additionnel, exprimé par [POINSOT, 1996] :

$$K_{pp} = \frac{\Delta\omega}{L_z} \quad \text{IV.4}$$

où $\Delta\omega$ est l'amplitude des variations de la vitesse de flamme ω mesurées au niveau de la flamme et L_z est l'échelle intégrale du scalaire.

La mesure de la vitesse de flamme est une tâche difficile, et nous pouvons estimer $\Delta\omega$ par $\Delta S_L = (S_L(\langle\phi\rangle + \phi'/2) - S_L(\langle\phi\rangle - \phi'/2))$. Cette approximation peut mener à une légère surestimation de $\Delta\omega$. Ainsi, la forme adimensionnée de cet étirement additionnel peut être exprimée par le nombre de Karlovitz suivant qui caractérise le prémélange partiel :

$$Ka_{pp} = \frac{\Delta S_L}{L_z} \frac{\delta_L(\langle\phi\rangle)}{S_L(\langle\phi\rangle)} \quad \text{IV.5}$$

Les valeurs typiques de Ka_{pp} pour les conditions utilisées ici sont reportées dans le tableau IV.2.

Il est intéressant de noter les valeurs de ce nombre de Karlovitz qui ne sont pas négligeables (voir le cas SE12-0), spécialement quand la richesse moyenne le long du front de flamme est faible. L'évolution correspondante de l'épaisseur de flamme normalisée pour les conditions stratifiées en fonction du nombre de Karlovitz total $Ka = Ka_T + Ka_{pp}$ est reportée sur la figure IV.41.

Des figures IV.41 et IV.42, nous pouvons extraire des lois de comportement de la flamme :

Pour les flammes homogènes :

Quand $u'/U \nearrow$ (donc R.M.S. de $h \nearrow$) et $Z = \text{cste}$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle\delta_T\rangle/\delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \approx \text{cste}$.

Quand $u'/U = \text{cste}$ (donc $h = \text{cste}$) et $Z \nearrow$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle\delta_T\rangle/\delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \nearrow$.

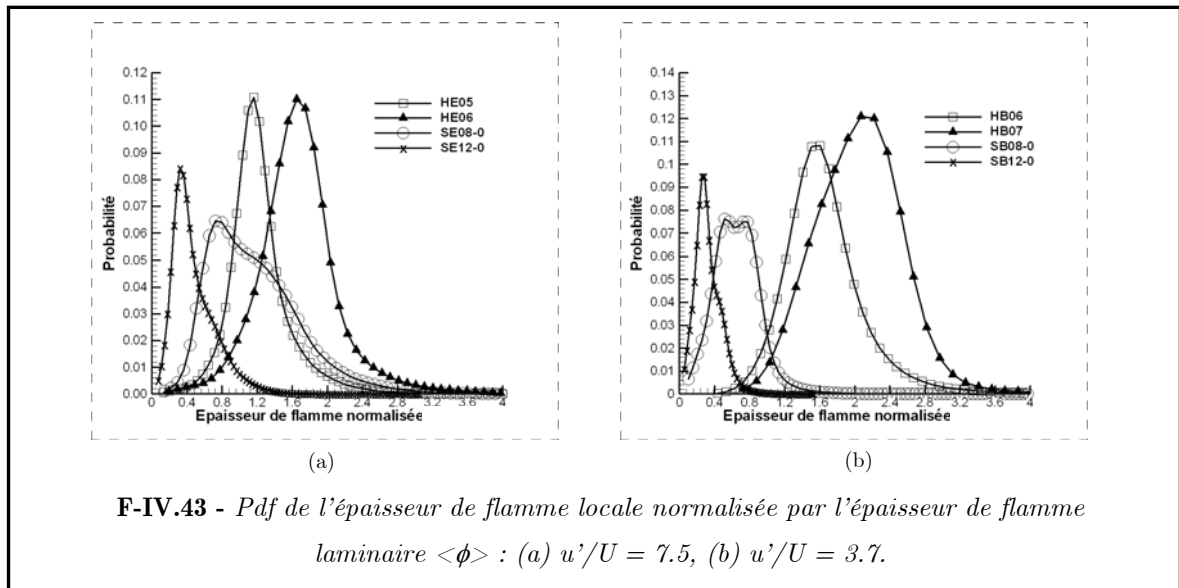
Pour les flammes stratifiées :

Quand $u'/U \nearrow$ (donc R.M.S. de $h \nearrow$) et $Z = \text{cste}$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle\delta_T\rangle/\delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \nearrow$.

Quand $u'/U = \text{cste}$ (donc R.M.S. de $h = \text{cste}$) et $Z \nearrow$ ($Z_{R.M.S.} \searrow$) alors $\langle\delta_T\rangle/\delta_L \searrow$ et $\delta_{R.M.S} \searrow$.

Cette tendance est vérifiée à l'aide des figures IV.39 et IV.40. En effet, c'est sur ce type de pdf jointes que l'épaisseur de flamme présente la plus grande plage de valeurs.

Pour conclure, un effet significatif de l'épaississement relié au nombre de Karlovitz mais aussi à la richesse du mélange peut être observé avec une bonne corrélation dans les deux cas pour les configurations homogène et stratifiée.



Nom	$S_L(\langle \phi \rangle)$ (m/s)	$\delta_L(\langle \phi \rangle)$ (mm)	u'/S_L	L_T/δ_L	ΔS_L	Ka_T	Ka_{pp}	Ka ($Ka_T + Ka_{pp}$)
HB06	0.112	1.03	1.24	5.32	-	0.6	0	0.6
HB07	0.188	0.67	0.74	8.18	-	0.2	0	0.2
HE05	0.069	1.55	3.43	3.93	-	3.2	0	3.2
HE06	0.112	1.03	2.11	5.90	-	1.3	0	1.3
SB08-0	0.051	1.94	2.75	2.83	0.061	2.4	1.5	3.9
SB12-0	0.023	3.52	6.13	1.56	0.010	12.1	1.7	13.9
SE08-0	0.080	1.38	2.96	4.41	0.080	2.7	2.8	5.5
SE12-0	0.029	2.79	8.08	2.19	0.041	15.5	3.6	19.1

T.IV.2 - Conditions expérimentales et les paramètres appropriés pour les conditions homogène et stratifiée étudiée. La vitesse de flamme laminaire et l'épaisseur de flamme laminaire sont obtenus depuis le logiciel CANTERA®, en utilisant le mécanisme détaillé GRI3.0 avec les propriétés de transport. L'épaisseur de flamme est déterminée depuis les profils de température. Le nombre de Karlovitz est défini comme $Ka_T = (u'/S_L)^{3/2} \cdot (L_T/\delta_L)^{-1/2}$ selon la définition adoptée par [PETERS, 2000]

Pour quantifier l'influence de la stratification sur l'épaississement ou amincissement de la flamme, on peut effectuer une comparaison directe entre deux cas à richesse moyenne équivalente. En effet, si on regarde les épaisseurs du cas homogène HE055 et stratifié SE08-0, on observe alors une diminution de l'épaisseur pour le cas stratifié. Cette diminution est faible mais non négligeable. On démontre ainsi, que les fluctuations de richesses diminuent l'épaisseur de flamme via un étirement supplémentaire.

Nom									
SE08-0 Lturb/Llam	0.41	0.78	1.2	1.84	2.4	2.62	2.84	3.4	4.46
SE08-0 $\langle\phi\rangle$	0.43	0.47	0.52	0.56	0.6	0.64	0.69	0.74	0.78
SE12-0 Lturb/Llam	0.42	0.79	1.22	1.79	2.1	2.36	2.64	3.44	
SE12-0 $\langle\phi\rangle$	0.45	0.5	0.54	0.59	0.63	0.66	0.72	0.76	

T.IV.3 - Epaisseurs de flamme normalisées pour différentes richesse

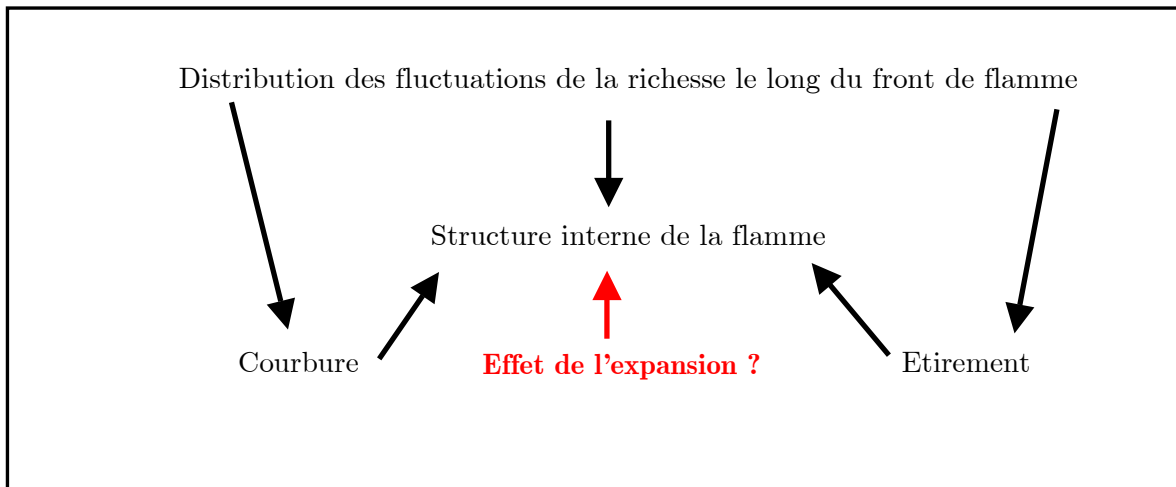
Pour conclure sur cette partie, il a été observé qu'il existait une forte influence de fraction molaire locale sur l'épaisseur moyenne normalisée du front de flamme. En effet, les flammes stratifiées présentent une épaisseur moyenne plus faible à richesse moyenne équivalente que pour les flammes homogènes.

On a pu mettre également en évidence une forte corrélation entre la courbure et l'épaisseur (notamment pour les fortes courbures négatives et positives).

On a pu souligné en modifiant l'étirement via le taux de turbulence que celui-ci contrôle l'épaisseur locale de flamme et que ceci est vrai pour les flammes homogènes. De plus, l'étirement supplémentaire induit par la stratification de richesse entraîne un amincissement plus marqué de la flamme vis à vis des flammes homogènes.

IV.2 Flamme instationnaire

Nous venons de voir, dans la partie précédente, l'influence de diverses grandeurs sur la structure interne des flammes turbulentes. On peut maintenant s'interroger sur le comportement de celle-ci lorsque l'on ajoute un effet supplémentaire tel que l'effet d'expansion d'une flamme instationnaire, directement relié à l'étirement global subit par la flamme comme le résume l'organigramme présenté ci-dessous.



En effet, cette configuration possède des conditions de propagation et d'étirement global différentes de la flamme en V. Ce type de flamme permet donc de voir l'évolution de l'épaisseur de flamme turbulente en fonction du temps de propagation (c'est-à-dire en fonction de l'étirement). Pour cela, nous avons étudié deux configurations de mélanges, rappelées dans le tableau suivant :

Type de flamme	Stratifiée	Homogène
Richesse d'injection	1 au centre et 0 dans l'écoulement principal	0.8 dans l'écoulement principal
Appellation	S1-0	H08

T-IV.4 - Conditions expérimentales de la flamme instationnaire turbulente.

De plus, la flamme instationnaire turbulente a été étudiée dans le but de compléter les résultats issus de la thèse d'E. SAMSON.

Tout d'abord, nous ferons une étude de la topologie de la flamme. En effet, les différents rayons ainsi que le plissement de la flamme seront étudiés et comparés avec ceux d'E. SAMSON. Comme pour la flamme en V, on étudiera l'évolution des courbures, de la fraction molaire de méthane et de l'épaisseur de flamme en fonction du temps de

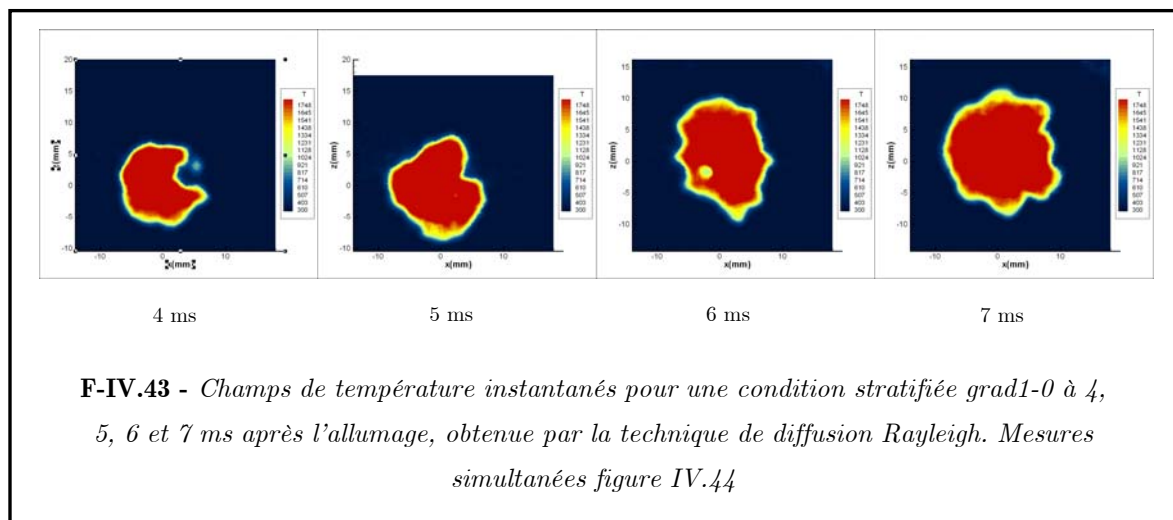
propagation et en fonction du type de mélange. Nous ne comparerons ici que ces deux conditions de richesse du fait de la complexité de mise en œuvre et de la lourdeur de ce type d'expérience, nécessitant l'acquisition de plusieurs flammes pour chaque temps de propagation afin d'obtenir, dans la mesure du possible, une statistique convenable. Toutes les données précédentes ont été obtenues à partir de l'acquisition d'une série de 100 images par condition de mesure.

IV.2.1 Etude globale de la flamme

L'étude globale de la flamme permet de valider et de visualiser le comportement de la flamme. Cette partie s'articule autour des champs de température et de richesse.

IV.2.1.1 Champs de température

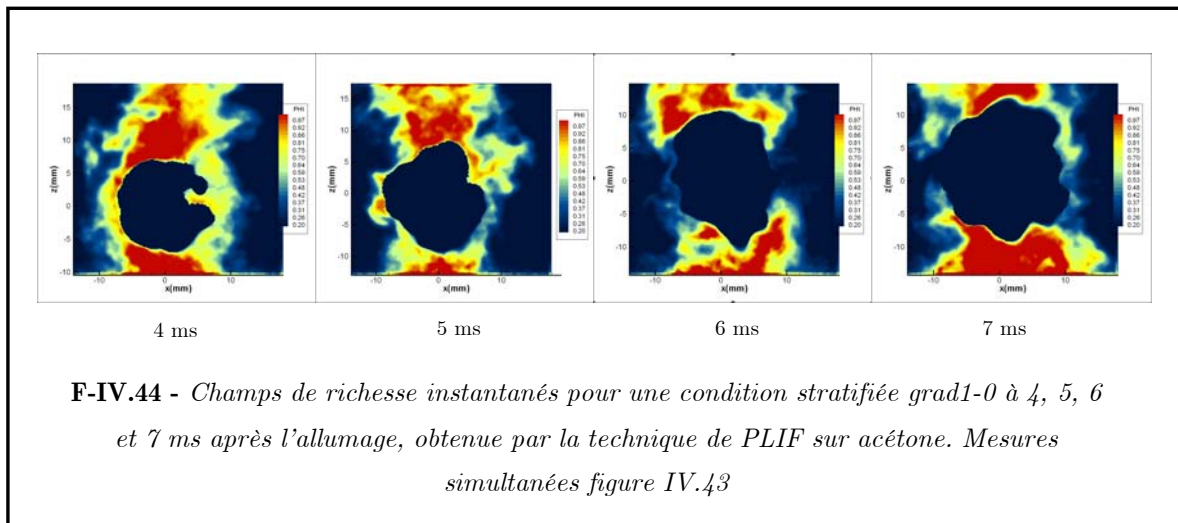
Les mesures de températures ont été effectuées à l'aide de la diffusion Rayleigh, comme il a été décrit au chapitre II. Les mesures de températures nous permettent dans un premier temps d'effectuer des calculs de rayons surfacique et périmétrique moyens. Une série de flammes instantanées pour la condition stratifiée est représentée sur la figure IV.43, correspondant à la mesure simultanée de richesse présentée sur la figure IV.44, pour la condition S1-0. Ces résultats nous montre la relative distribution homogène de la température des gaz brûlés.



Tout comme pour la flamme en V, la flamme s'épaissit pour les fortes courbures positives et négatives. Notons également la présence d'une poche de gaz frais dans les gaz brûlés.

IV.2.1.2 Champs de richesse

Les champs de richesse ont été réalisés à l'aide de la P.L.I.F. sur acétone et corrigés selon la méthode évoquée au chapitre II. Une série d'acquisitions instantanées est représentée sur la figure IV.41 correspondant à celles de température de la figure IV.44, pour une condition stratifiée S1-0. La flamme se développe correctement à partir du centre de la strate. De plus, dès 6 ms la flamme rencontre des poches où la richesse est bien en dessous des limites d'inflammabilité du méthane.



Ce type de visualisation nous permet donc de vérifier si la flamme est bien allumée au centre de la strate.

A partir de ces champs instantanés, nous allons pouvoir extraire différentes grandeurs qui vont nous permettre, à l'aide de statistiques, d'étudier le comportement local de la flamme.

IV.2.1.3 Etude des rayons

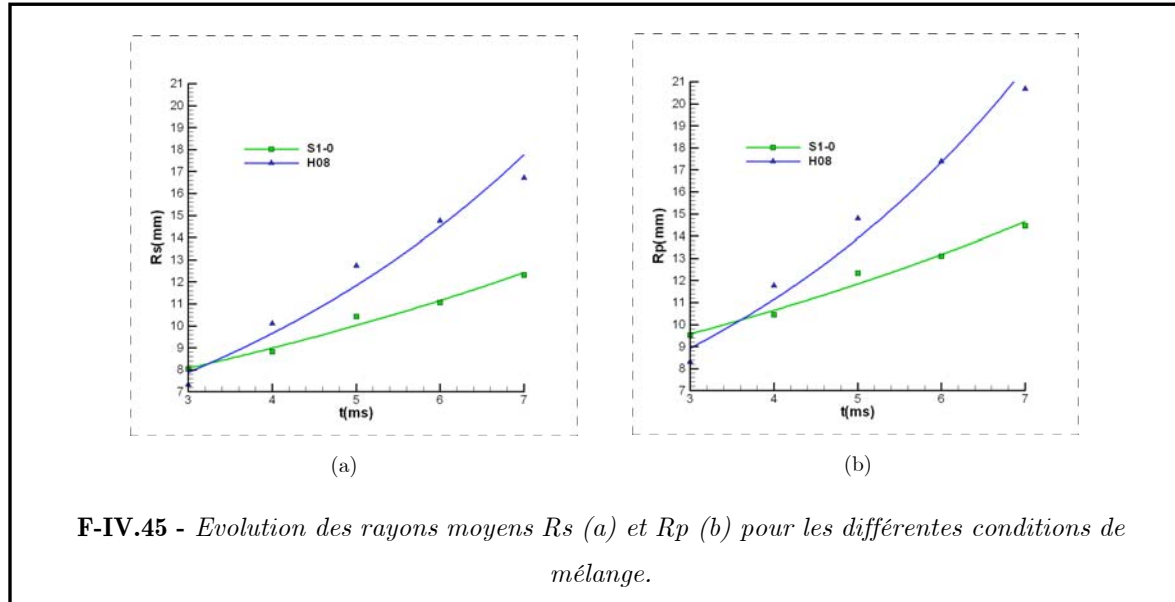
L'étude de la propagation de la flamme se fait à travers les différents rayons R_p et R_s . Ces derniers sont issus de la binarisation des images de température à 500K et sont calculés respectivement à partir du périmètre et de la surface de la flamme.

Leur évolution est identique quel que soit le type de mélange (figure IV.45).

Pour le cas homogène, on retrouve une variation classique du rayon moyen R_s en fonction du temps [ERRARD, 1996 ; SAMSON, 2002]. Pour le cas stratifié, les rayons R_s et R_p sont en dessous des rayons du cas homogène sauf pour le temps 3 ms après l'allumage.

E. SAMSON avait observé la même caractéristique pour une flamme propane/air en expansion libre. En effet, au fur et à mesure de la propagation de la flamme, la prise en compte des hétérogénéités ainsi que la diminution du niveau moyen de la fraction de

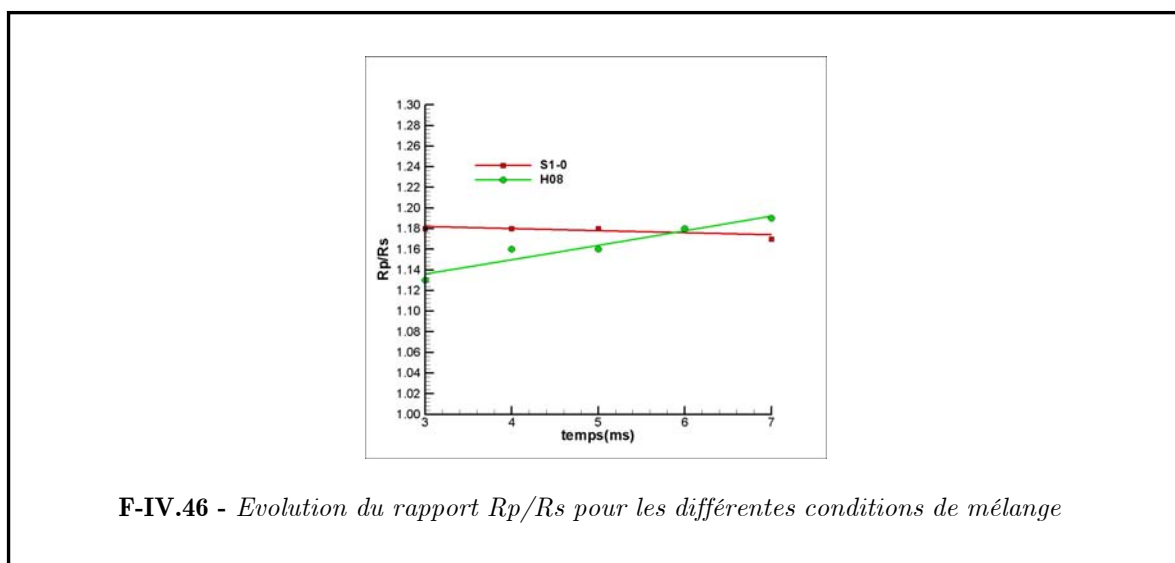
mélange, provoquent un ralentissement de l'accroissement de la taille des flammes dans le cas d'une flamme hétérogène.



L'évolution du plissement de la flamme peut être observée à travers le rapport R_p/R_s (figure IV.46). Au fur et à mesure de la propagation, le niveau de plissement diminue pour le cas stratifié S1-0, alors que pour la flamme homogène H08, le niveau de plissement augmente à mesure de la propagation. Les fluctuations de richesse semblent donc lisser les contours et ne permettent pas le développement de « lobes » comme pour le cas homogène.

On observe alors un effet opposé à la flamme en V, où l'épaisseur de flamme turbulente augmentait avec la stratification.

Ceci démontre le rôle majeur de la configuration sur le comportement de la flamme.



On peut donc dire qu'aux premiers instants de la propagation de la flamme, le cas hétérogène est proche du cas homogène. Les fluctuations de richesse n'interviennent pas au début de la propagation de la flamme où seule la richesse moyenne compte : ($Z=0.055$), qui à 3 ms est plus élevée que pour le cas H08 ($Z=0.045$) [CHO, 1993].

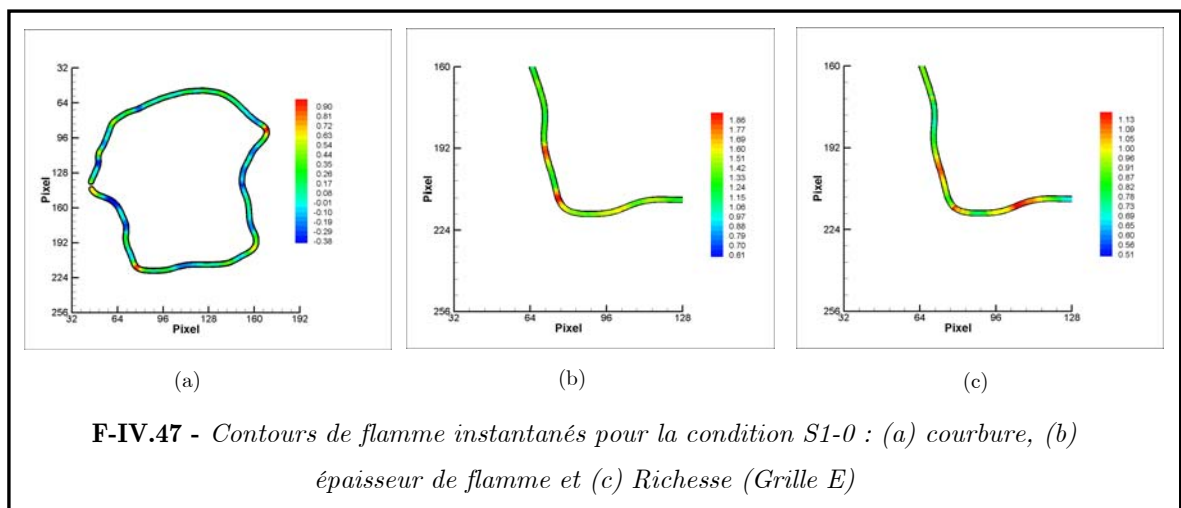
Ensuite, lors de la propagation, la taille de la flamme s'accroît plus lentement dans le cas stratifié. La présence de zones, autour de la flamme, ayant une richesse plus élevée permet le soutien de la propagation.

IV.2.2 Analyse locale de la flamme

L'analyse locale de la flamme est ici, comme pour la flamme en V, essentielle afin de mieux comprendre les différents phénomènes qui gouvernent la combustion partiellement prémélangée. Pour cela, nous avons utilisé différentes statistiques basées sur des corrélations et Pdfs.

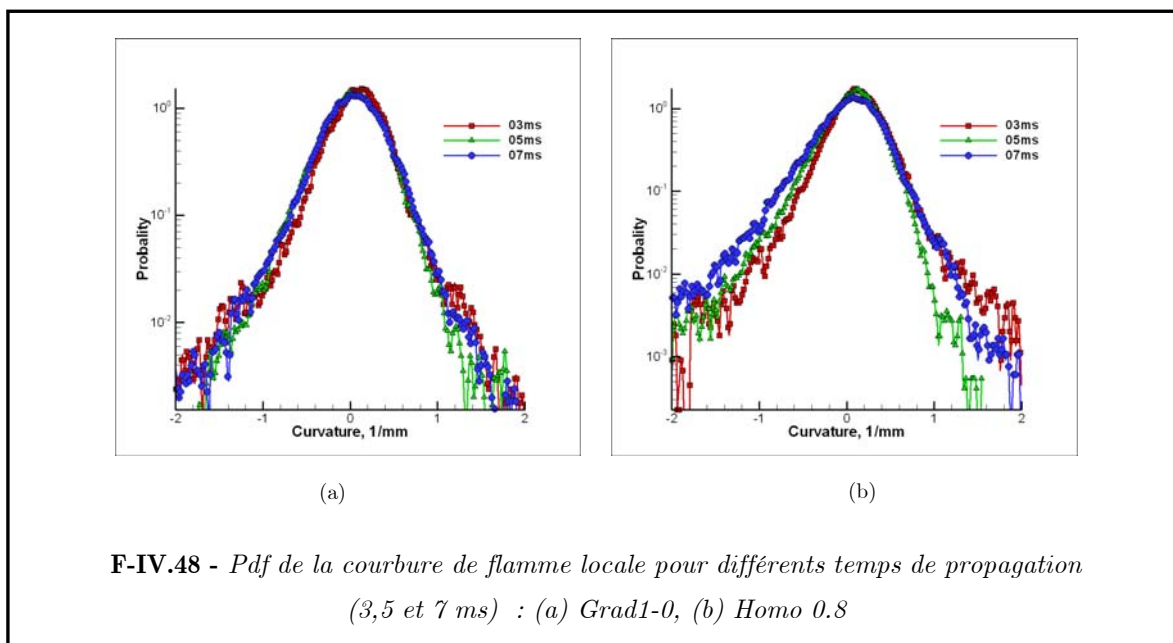
Néanmoins, il est nécessaire de préciser la difficulté non négligeable de mesurer les différentes grandeurs locales sur les flammes instationnaires. En effet, contrairement à la flamme en V (dont la caractéristique principale est sa stabilité dans l'espace et dans le temps), il est complexe d'obtenir une grande statistique du fait de la difficulté de la répétitivité de l'expérience. Toutefois, ces résultats nous renseignent sur le comportement de la flamme.

Tout comme pour les flammes en V, les résultats sont extraits depuis le contour de flamme (figure IV.47).



IV.2.2.1 Fonction de densité de probabilité de courbure locale

Pour les deux conditions de mélange, les Pdfs des courbures gardent une allure gaussienne et sont centrées sur les mêmes valeurs en fonction du temps. Plus on s'avance dans la propagation, plus l'écart-type de la Pdf augmente et ceci quelle que soit la condition. L'écart-type du cas homogène augmente plus que celui du cas stratifié, il y a alors plus de grandes et petites courbures induisant une augmentation du plissement de la flamme. Ceci confirme les résultats obtenus avec les différents rayons, c'est-à-dire que la flamme homogène possède un niveau de plissement plus important.



t(ms)	h	h_{RMS}	s(h)	f(h)
3	0.14	0.24	-0.78	7.1
4	0.09	0.28	-1.19	6.7
5	0.06	0.31	-1.21	6.1
6	0.03	0.354	-1.38	5.8
7	0.025	0.41	-1.36	5.5

T-IV.4 – Evolutions des moments principaux des distributions de courbure h pour les différentes conditions. Cas H08.

t(ms)	h	h_{RMS}	s(h)	f(h)
3	0.16	0.25	-0.83	14.24
4	0.10	0.31	-0.92	10.03
5	0.064	0.35	-0.99	8.81
6	0.061	0.38	-1.06	7.49
7	0.049	0.39	-1.13	6.44

T-IV.5 – Evolutions des moments principaux des distributions de courbure h pour les différentes conditions. Cas S1-0

Les tableaux IV.4 et IV.5 résument les moments principaux des distributions de courbure pour les différentes conditions.

On remarque alors les faibles variations des valeurs moyennes et des écarts-types. Les fluctuations de courbures sont plus importantes pour le cas stratifié. Si l'on résonne en terme d'échelles, les plis ont une taille plus petite pour le cas hétérogène puisque l'écart-type des courbures est supérieur à celui du cas homogène.

L'échelle de turbulence est responsable des plissements pour les cas homogènes, on peut donc penser que l'échelle du scalaire est responsable des plissement plus petits de la flamme hétérogène.

Pour ce qui est de la dissymétrie, on remarque que les courbures du cas stratifié restent relativement bien distribuées autour de la valeur moyenne, alors que dans le cas homogène, les grandes positives perdent de leur influence.

Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par E.SAMSON.

En effet, il observe également de plus grandes fluctuations de la courbure pour les cas stratifiés qu'homogènes. Il montre également une plus faible dissymétrie des cas stratifiés.

IV.2.2.2 Fonction de densité de probabilité d'épaisseur de flamme locale

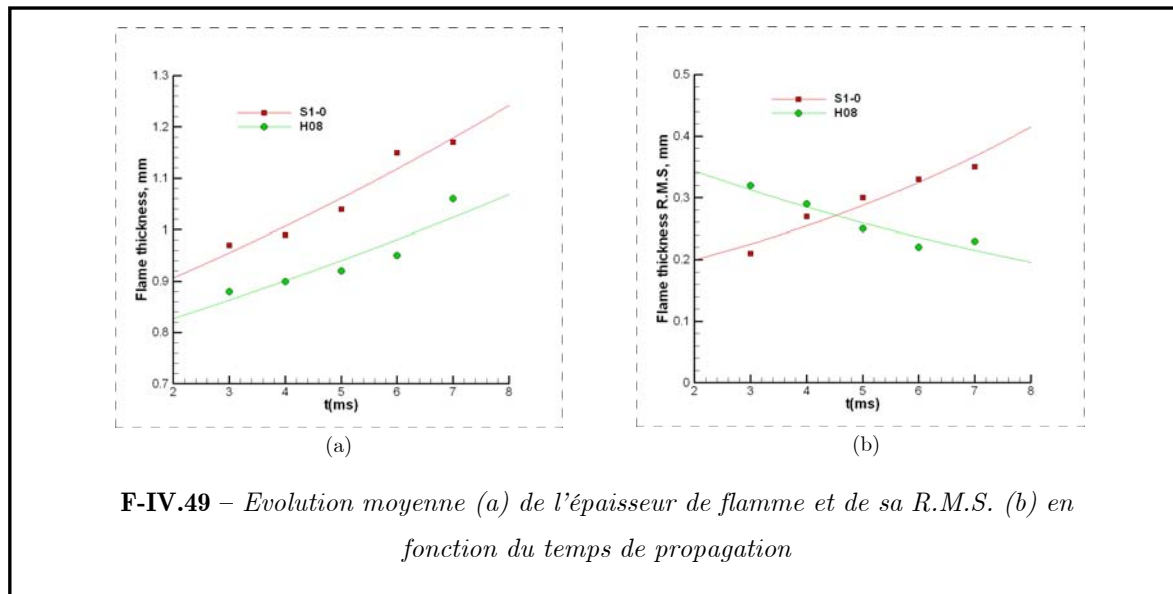
Pour les deux conditions de mélange, les Pdfs d'épaisseur de flamme sont représentées sur la figure IV.50

Flamme homogène

Le rôle de l'étirement dans l'épaisseur de flamme est mis en évidence par l'intermédiaire de $\langle \delta \rangle$. En effet, le comportement de $\langle \delta \rangle$ est conforme aux prédictions mises en évidence dans le chapitre III. C'est-à-dire, pour un nombre de Lewis inférieur à l'unité,

l'épaisseur de flamme moyenne $\langle \delta \rangle$ diminue en fonction de l'étirement (cf. chapitre I partie I.2.3)(figure IV49).

De plus, $\delta_{R.M.S.}$ décroît en fonction du temps.



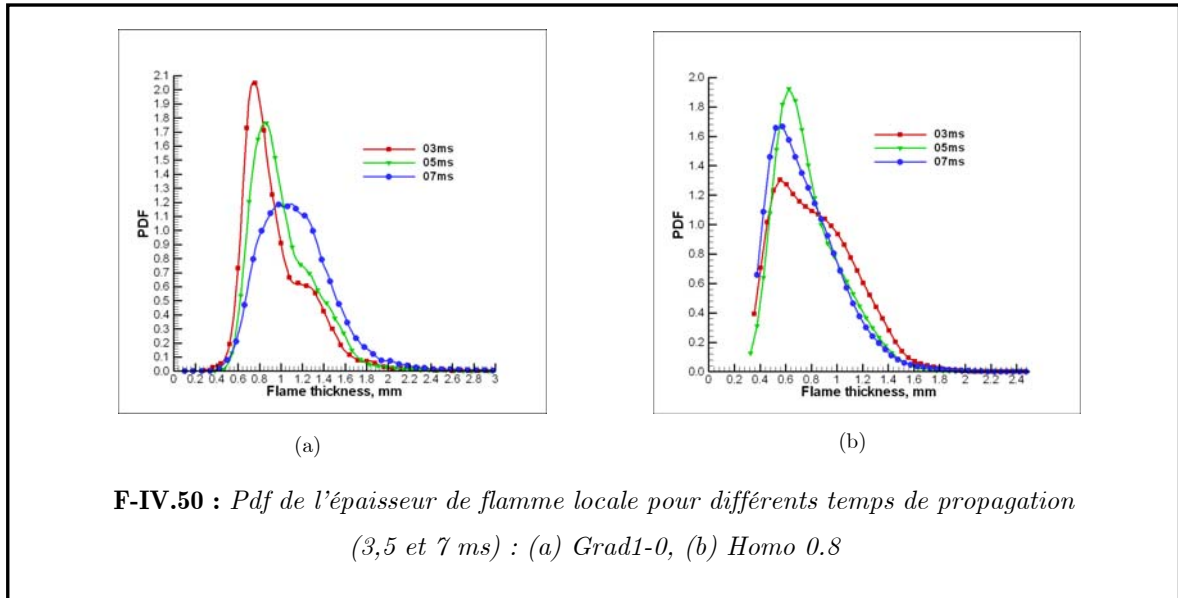
Flamme stratifiée

L'écart-type de la pdf augmente en fonction du temps de propagation. En effet, la flamme rencontre de plus grandes fluctuations de richesse. Cette évolution est en opposition avec celle de la flamme en V, qui elle rencontrait moins de fluctuations de la fraction molaire de méthane (figure IV.26)

La forme des pdfs est bimodale et s'atténue avec la propagation. En effet, au début de la propagation, les fluctuations de fraction molaire de méthane sont plus faibles (figure IV.44 3 ms). Mais la présence de poches pauvres n'est pas négligeable et va épaissir la flamme. La flamme rencontre donc statistiquement une richesse homogène sur l'axe z et quasi homogène sur l'axe x.

Alors que pour des temps plus importants (figure IV.44 7 ms), la présence de poches plus pauvres est plus importante sur l'axe x. La flamme rencontre donc statistiquement une richesse homogène sur l'axe z et stratifiée sur l'axe x. Ce type de configuration donne donc la forme de la pdf à 7 ms.

De plus, $\langle \delta \rangle$ augmente également avec le temps de propagation et est plus épaisse que la flamme homogène. Cet effet est dû à la présence de poches plus pauvres devant le front de flamme (au fur et à mesure de la propagation).



F-IV.50 : Pdf de l'épaisseur de flamme locale pour différents temps de propagation (3,5 et 7 ms) : (a) Grad1-0, (b) Homo 0.8

IV.2.2.3 Influence de la courbure sur l'épaisseur de flamme

Les corrélations sont obtenues de la même façon que pour les flammes en V. Il faut tout de même noter la plus faible statistique dans ces configurations, entraînant des fluctuations plus importantes des grandeurs moyennes entre chaque classe.

Les courbes de corrélations sont représentées sur la figure IV.51.

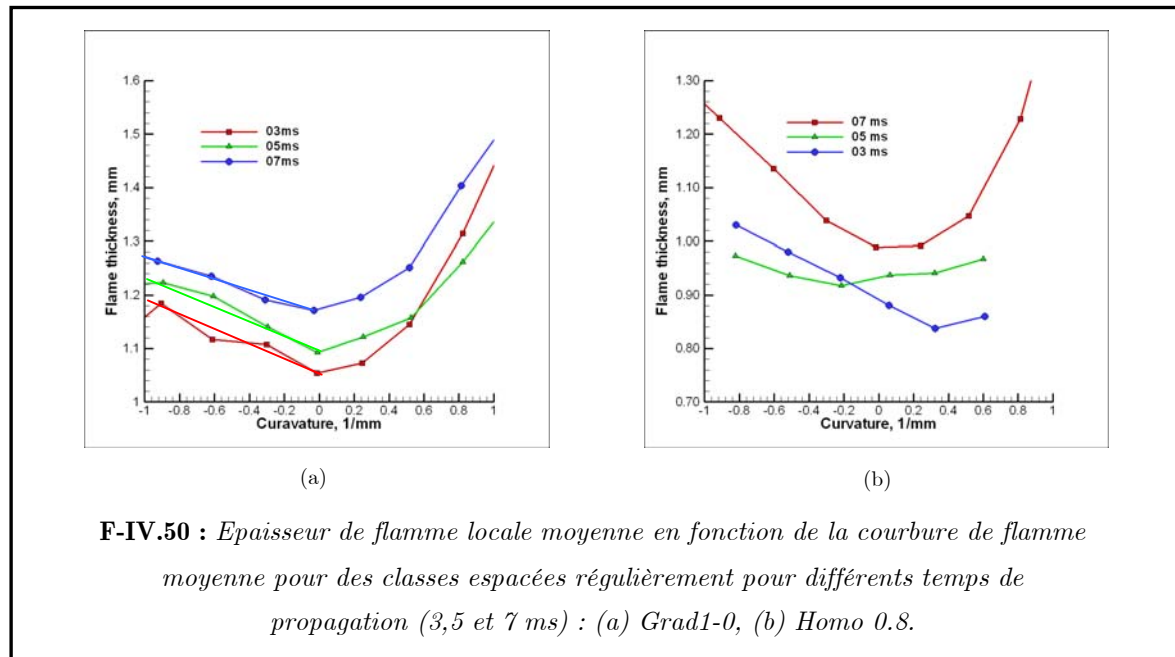
Flamme homogène

Pour les grandes courbures négatives et positives, l'étirement est modifié. En effet, lorsque l'étirement global augmente, les grandes courbures positives et négatives accroissent fortement. Ces modifications entraînent des variations de la vitesse de consommation (taux de réaction)(figure IV.53), modifiant la vitesse de flamme laminaire et par conséquent, l'épaisseur de flamme. Lorsque le temps augmente, alors l'intensité de turbulence agit fortement sur le plissement et la R.M.S. de la courbure de la flamme [RENOU, 1999].

Flamme stratifiée

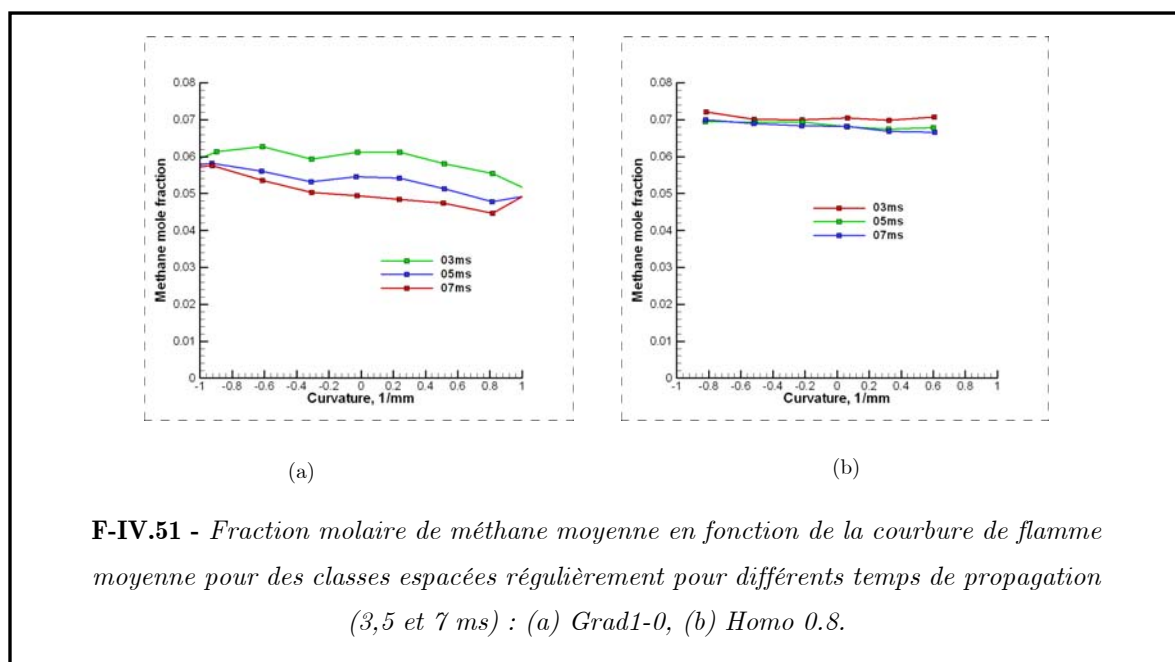
L'épaisseur moyenne $\langle \delta \rangle$ à la courbure nulle s'épaissit en fonction du temps pour les mêmes raisons évoquées dans la partie IV.2.2.2. L'épaisseur pour les grandes courbures négatives est modifiée par l'étirement global de la flamme. Cette modification n'est pas visible pour les grandes courbures positives.

Les grandes variations de fraction molaire ont donc plus d'influence sur les grandes courbures négatives. En effet, comme nous l'avons vu dans la partie IV.2.2.1, la flamme stratifiée présente moins de grandes courbures que la flamme homogène, les courbures jouant un rôle prédominant dans l'épaississement ou l'amincissement de la flamme.



IV.2.2.4 Influence de la courbure sur la fraction molaire de méthane

L'évolution de la courbure en fonction de la fraction molaire est représentée sur la figure IV.51. Les conditions de mélange et de turbulence sont les mêmes que pour la configuration de la flamme en V. Il est donc normal d'obtenir une corrélation semblable. Logiquement, la valeur moyenne (sur toutes les courbures) de la fraction de mélange décroît avec la propagation pour le cas stratifié.

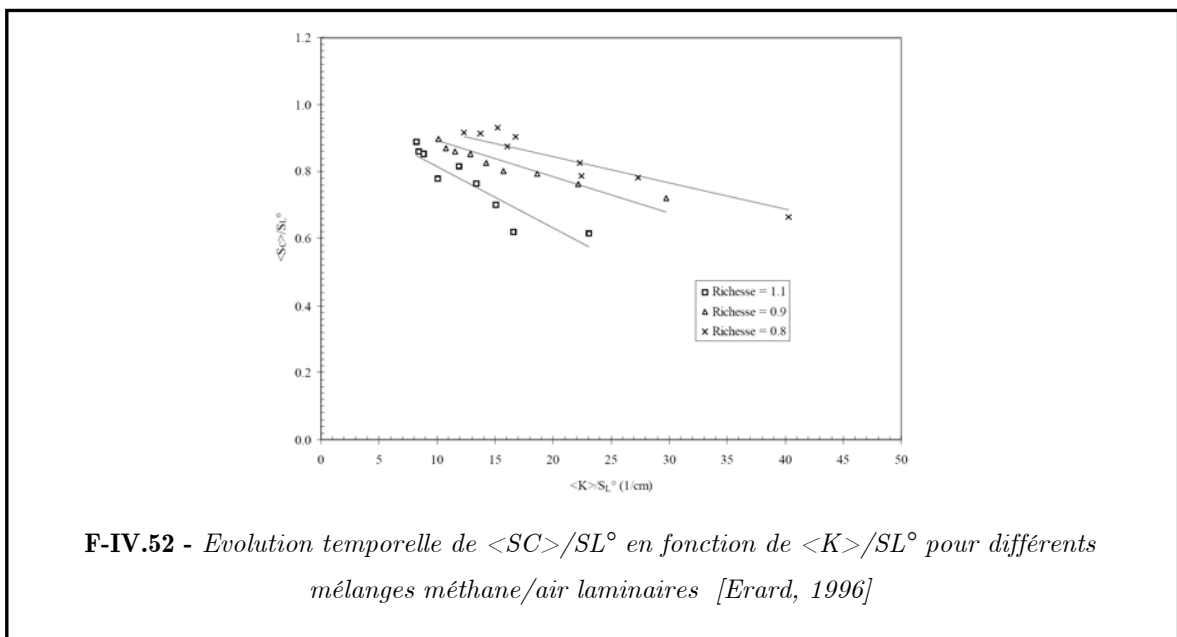


IV.2.2.5 Influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur de flamme

La corrélation est représentée sur la figure IV.53. Ces corrélations présentent deux comportements différents entre les flammes homogènes et stratifiées.

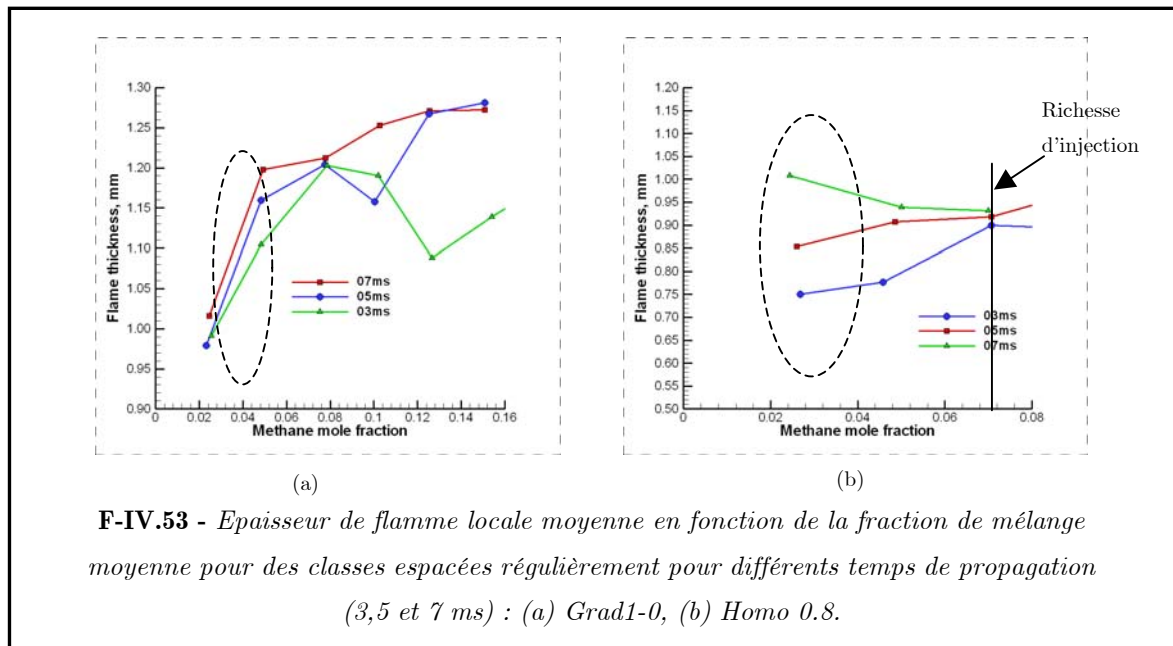
Flamme homogène.

Lorsque la flamme se propage, elle s'épaissit et ceci quelle que soit la classe de fraction molaire de méthane. Les épaisseurs moyennes correspondantes à la richesse d'injection (trait sur la figure) sont très proches les unes des autres. L'évolution de l'épaisseur moyenne pour les autres classes de fractions de mélange présente une divergence. Cette dernière s'explique par un taux de réaction différent en fonction de la propagation. En effet, l'étirement global intervient sur la vitesse de consommation (et donc le taux de réaction)(figure IV.52). Néanmoins, ce résultat est à modérer. En effet, dans les zones représentées par les ovales en pointillés, la statistique est relativement faible.



Flamme stratifiée

Lorsque la flamme se propage, elle s'épaissit. Ce comportement est identique à celui observé avec les Pdfs des épaisseurs de flamme locales. L'évolution de ces corrélations est en accord avec les hypothèses précédemment citées. En effet, l'épaisseur de flamme s'épaissit en fonction du temps pour les classes de fraction molaire de méthane proches de la richesse d'injection.



De plus, pour tous les temps de propagation, l'épaisseur de flamme augmente avec la fraction molaire. Ce résultat est en accord avec ceux observés pour la flamme en « V » turbulente.

On voit une fois de plus ici l'influence non négligeable de l'étirement sur l'évolution de l'épaisseur de flamme.

L'étude de la flamme instationnaire turbulente démontre qu'il existe, en terme de courbure, un écart type plus important ainsi qu'une distribution plus symétrique pour la flamme stratifiée. On montre ainsi que les flammes stratifiées instationnaires turbulentes ont des plissements plus réguliers où les inhomogénéités de richesse accentuent l'importance des grandes courbures.

De plus, par analogie avec l'étude de [SUNG, 1996], le comportement de l'épaisseur locale moyenne en fonction de l'étirement global peut s'exprimer selon la relation suivante : $\langle \delta T \rangle = \delta L - L \langle K \rangle$. Si on regarde l'évolution de l'épaisseur locale moyenne en fonction du temps de propagation (et donc de l'étirement global), on a pu observer une diminution de l'épaisseur (pour les flammes homogène et stratifiée) lorsque l'on augmente l'étirement. Ceci démontre le rôle prédominant de celui-ci dans l'épaississement ou l'amincissement de la flamme.

Les fluctuations de ces épaisseurs présentent des évolutions contradictoires entre les flammes homogène et stratifiée notamment lié à la présence de ratés d'allumage (pour la flamme homogène) ou encore à la propagation de la flamme vers des zones pauvres (pour la flamme stratifiée) où les fluctuations de richesse sont plus fortes.

IV.3 Conclusions

L'étude des flammes stationnaires et instationnaires turbulentes dans des mélanges à richesse stratifiée a mis en évidence le comportement de flamme face à des hétérogénéités de richesse à petites échelles.

IV.3.1 Flamme en V

Tout d'abord, l'étude de l'aérodynamique de la flamme a permis de mettre en évidence une augmentation caractéristique de la vitesse axiale des gaz brûlés des cas stratifiés. Celle-ci est de la forme du gradient de richesse initial et résulte de la combustion de richesses plus élevées en amont.

De plus, la vitesse dans l'axe ($x=0$) atteint une asymptote plus rapidement.

L'étude de la divergence a mis en exergue deux comportements différents entre les flammes homogènes et stratifiées. Cette différence a soulevé une nouvelle fois le problème de l'existence de réaction dans les zones de richesses très pauvres.

L'étude des champs de fraction molaire de méthane a montré la déviation des gradients vers l'extérieur de l'écoulement.

L'analyse locale de la flamme s'est effectuée à partir de pdf, pdf jointes et de corrélations. Plusieurs éléments ont pu être mis en avant :

Les résultats principaux ont montré que l'épaisseur de flamme moyenne était moindre pour les cas stratifiés que pour les cas homogènes, mais avec une R.M.S. plus grande.

Les pdf de la courbure ont montré qu'il n'existait pas de différences significatives entre les deux conditions de mélange et que la courbure était contrôlée par la turbulence de grille. Néanmoins, pour de faibles intensités de turbulence, les cas homogènes rencontrent davantage de grandes et de petites courbures. Ces résultats s'avèrent être en accord avec ceux d'E. SAMSON.

Les corrélations ont montré qu'il existait une grande dépendance de l'épaisseur de flamme en fonction des grandes courbures positives et négatives. Cette dépendance explique l'augmentation des fluctuations des épaisseurs avec le niveau de turbulence. De plus, l'étude de la fraction molaire a montré que les variations locales sont proportionnelles à l'intensité de turbulence quelles que soient les conditions de mélange.

Enfin, l'étude de l'épaisseur en fonction de l'étirement a démontré le rôle non négligeable de la stratification dans son comportement. En effet, pour les flammes homogènes, la relation de [SUNG, 1996] est vérifiée tandis que pour les flammes stratifiées, elle ne l'est

pas. Les caractéristiques des différentes flammes sont résumées dans les relations suivantes :

Pour les flammes homogènes :

Quand $u'/U \nearrow$ (donc R.M.S. de $h \nearrow$) et $Z=cste$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \approx cste$.

Quand $u'/U =cste$ (donc $h=cste$) et $Z \nearrow$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \nearrow$.

Pour les flammes stratifiées :

Quand $u'/U \nearrow$ (donc R.M.S. de $h \nearrow$) et $Z=cste$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \nearrow$.

Quand $u'/U =cste$ (donc R.M.S. de $h=cste$) et $Z \nearrow$ ($Z_{R.M.S.} \searrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \searrow$ et $\delta_{R.M.S} \searrow$.

IV.3.2 Flamme instationnaire

L'étude des flammes instationnaires est une prolongation de celle des flammes stationnaires, mais avec une modification de l'étirement global de la flamme.

L'étude globale de la flamme a fait ressortir les points suivants :

Bien que le niveau moyen de richesse des flammes hétérogènes étudiées soit relativement faible, on obtient des flammes de taille comparable à des flammes homogènes ayant des richesses bien supérieures. Pour les premiers instants de la propagation, seule la richesse moyenne a une influence. Par la suite, les hétérogénéités de richesse permettent d'obtenir une combustion donnant des tailles de flamme comparables aux cas homogènes de richesse moyenne supérieure.

Les fluctuations de richesse ajoutent un certain plissement à la flamme, qui se traduit par une non-amplification des perturbations du front, comme dans les cas homogènes, et par un plissement plus régulier de la flamme sans « lobe ». Les courbures sont alors mieux distribuées autour de la valeur moyenne, dans une gamme de tailles proches de l'échelle du scalaire lz .

l'étude a démontré l'effet majeur du type de configuration choisie sur le comportement de la flamme, notamment en terme de plissement et de développement de « lobes ».

L'analyse locale de la flamme a montré que les modifications de l'étirement en fonction de la propagation de la flamme ont une influence notable sur l'épaisseur. En effet, comme pour la flamme laminaire, l'épaisseur, selon l'axe du gradient de richesse, suit l'évolution proposée par [SUNG , 1996]. Néanmoins, la différence de comportement observée entre les cas homogène et laminaire est ici moins marquée.

Références bibliographiques

BUSCHMANN A., DINCKELACKER F., SCHÄFER T., WOLFRUM J., "Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion", Proc. Comb. Institute, 26:437-445, 1996.

BUCKMASTER J.D., LUDFORD G.S.S., "Theory of laminar flames", Cambridge univ. press., Cambridge, UK, 1982.

CHEN J.H., HONG C.M., "Correlation of flame speed with stretch in turbulent premixed methane/air flames", 27th Symp. On Combustion, 819-826, 1998

CHEN Y.C., BILGER R., "Simultaneous 2-D Imaging measurements of reaction progress variable and OH radical concentration in turbulent premixed flames : Experimental methods and flame brush structure", Comb. Science and technology, 167:131-167, 2001

CHEN Y.C., KALT P.A.M., BILGER R.W., SWAMINATHAN N., Proc. Comb. Inst., 29:1863-1871, 2002.

CHENG. R.K., SHEPHERD I.G., "The influence of burner geometry on premixed turbulent flame propagation" combustion and flame, 85:7-26, 1991.

CHO Y.S, SANTAVICCA D.A, « The effect of incomplete fuel-air mixing on spark-ignited flame kernel growth », SAE 932715, 1993.

DEGARDIN O., RENOU B., BOUKHALFA A., "Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and Rayleigh scattering in stratified flames", Exp in fluids, 40:452-463, 2006.

DE GOEY L.P.H., PLESSING T, HERMANN S.R.T.E., PETERS N, "Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime", Proc. Comb. Institute, 30:859-866, 2004.

DINCKELACKER F., First European Symposium on Combustion, Orleans, France, 2003.

ERRARD, V., « *Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire* », Thèse, Université de ROUEN, 1996

ESCUDIE D., “*Stability of a premixed laminar V-shaped flame*”, Dynamics of reactive systems, Part I : Flames, Progress in Astronautics and Aeronautics 113:215-239, 1988.

FRANCOIS I., LAURRI D., ESCUDIE D., Combustion and flame, 110 :14-24, 1997.

GALIZZI C., ESCUDIE D., “*Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow*”, combustion and flame, 145:621-634, 2006.

HALTER F., “*Caractérisation des effets de l’ajout d’hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélange Méthane/Air*”, Thèse, Université d’ORLEANS, 2005.

LAW C.K., SUNG C.J., “*Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets*”, Progress in Energy and Combustion Science, 26:459-505, 2000.

LEWIS B., VON ELBE G., “*Combustion, flames and explosions of gases*”, academic press, New york, 1961

MANSOUR M.S., PETERS N., CHEN Y.C., Proc 27th Symposium on Combustion, 767-773, 1998.

NAMJ H.N., PAUL P.H., MUELLER C.J., WYCKOFF P.S., “*On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate*”, Comb. And Flame, 113:312-332, 1998.

O’YOUNG F., BILGER R.W., “*Scalar gradient and related quantities in turbulent premixed flames*”, Combustion and flame, 109:682-700, 1997.

PETERS N., *“Turbulent combustion”*, Cambridge university press, 2000.

PIRES DA CRUZ A., DEAN A.M., GRENDA J.M., « *A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane-air flames* », Proc. 28th Symp. On Comb., 1925, 2000.

POINSOT T., ECHEKKI T., MUNGAL M.G., *“A study of the laminar flame tip and implications for Premixed Turbulent Combustion”*, Comb. Sci. and Technology, 81:45-73, 1991.

POINSOT T., VEYNANTE D., TROUVE A., RUETSCH G., Center for turbulence research, Proceeding of the summer program, 111 :141, 1996.

RENOU B., « *Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent, influence du nombre de Lewis* », Thèse, Université de ROUEN, 1999.

SCARANO F. RIETHMULLER M.L., *“Advances in iterative multigrid in PIV image processing”* Experiments in Fluids 51, 2000.

SOÏKA A., DINCKELAKER F., LEIPERTZ A., *“Measurement of the resolved flame structure of turbulent premixed flames with constant reynolds number and varied stoichiometry”*, Proc. Comb. Institute, 27:785-792, 1998.

SUNG C.J., LIU J.B., LAX C.K., *“On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow”*, Combustion and flame, 106:168-183, 1996.

THEVENIN D., Proc. Comb. Institute, 30:629-637, 2005.

WILLIAMS F.A., *“Combustion Theory”*, Ed. Benjamin Cummings, Palo Alto, Second Edition, 1985

Table des matières

Chapitre IV	193
Flamme turbulente	193
IV.1 Flamme en V	193
IV.1.1 Etude dynamique de la flamme en V	194
IV.1.1.1 Vitesse moyenne axiale et radiale en combustion.	194
IV.1.1.1.1 Vitesse axiale	194
IV.1.1.1.2 Vitesse radiale	198
IV.1.1.1.3 Fluctuations de vitesses axiales et radiales	202
IV.1.1.1.4 Divergence de vitesses : grille E et grille B	205
IV.1.1.2 Températures moyennes et fluctuations	207
IV.1.1.2.1 Températures moyennes	207
IV.1.1.2.2 Fluctuations de températures.	210
IV.1.1.3 Champs de la moyenne et des fluctuations de fraction molaire de méthane	213
IV.1.1.3.1 Champs de fraction de molaire moyenne	213
IV.1.1.3.1 Fluctuations de la fraction molaire de méthane	216
IV.1.2 Analyse locale du front de flamme	218
IV.1.2.1 Fonctions de densité de probabilité de courbure, épaisseur de flamme et fraction molaire de méthane	220
IV.1.2.1.1 Fonction de densité de probabilité de l'épaisseur locale des flammes turbulentes	220
IV.1.2.1.2 Fonction de densité de probabilité de courbure	222
IV.1.2.1.3 Fonction de densité de probabilité de la fraction molaire de méthane	223
IV.1.2.2 Fonctions de densité de probabilité jointes et Corrélations de courbure, épaisseur de flamme et fraction molaire de méthane	225
IV.1.2.2.1 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la Courbure sur l'épaisseur de flamme	225

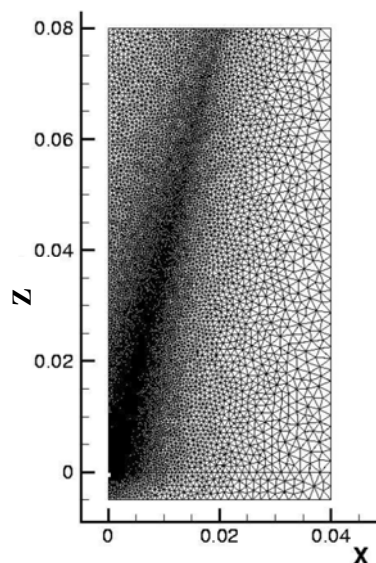
IV.1.2.2.2 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la Courbure sur la fraction molaire de méthane	229
IV.1.2.2.3 Fonction de densité de probabilité jointes et influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur	231
IV.1.2.3 Epaisseur de flamme et étirement	233
IV.2 Flamme instationnaire	239
IV.2.1 Etude globale de la flamme	240
IV.2.1.1 Champs de température	240
IV.2.1.2 Champs de richesse	241
IV.2.1.3 Etude des rayons	241
IV.2.2 Analyse locale de la flamme	243
IV.2.2.1 Fonction de densité de probabilité de courbure locale	244
IV.2.2.2 Fonction de densité de probabilité d'épaisseur de flamme locale	245
IV.2.2.3 Influence de la courbure sur l'épaisseur de flamme	247
IV.2.2.4 Influence de la courbure sur la fraction molaire de méthane	248
IV.2.2.5 Influence de la fraction molaire de méthane sur l'épaisseur de flamme	249
IV.3 Conclusions	251
IV.3.1 Flamme en V	251
IV.3.2 Flamme instationnaire	252
Références bibliographiques	253
Table des matières	256

Chapitre V

Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

L'objet de ce chapitre concerne la comparaison de données expérimentales avec celles du modèle LW-P (Libby Williams Poitiers) développé et simulées par Vincent ROBIN (LCD Poitiers) dans la configuration d'une flamme stabilisée afin de participer à la validation de l'approche numérique [BELL, 2005]. Cette comparaison se fait pour le moment sur les valeurs moyennes de températures et de vitesses axiale et radiale ainsi que leurs fluctuations.

Le modèle LW-P décrit dans la partie I., a été implémenté dans le code CFD développé par EDF : Code-Saturne [ARCHAMBEAU, 2004]. Le code numérique CFD permet d'effectuer des simulations de type LES, mais dans les calculs présentés ici, le mélange turbulent est représenté à travers un modèle de type $k-\varepsilon$ un point deux équations. Une grille de 20782 cellules a été générée afin de représenter la moitié du domaine physique de la flamme. La figure V.1 représente le maillage utilisé.



F-V.1 - Maillage utilisé pour les simulations numériques

Les résultats numériques sont comparés aux données expérimentales pour le cas des flammes homogènes et stratifiées. Ces conditions correspondent à la grille E (d'intensité de turbulence $u'/U = 7.5$). Les données de l'aérodynamique expérimentale à froid ont été utilisées afin de déterminer les conditions limites dans le but de reproduire correctement la décroissance de l'énergie cinétique de la grille de turbulence.

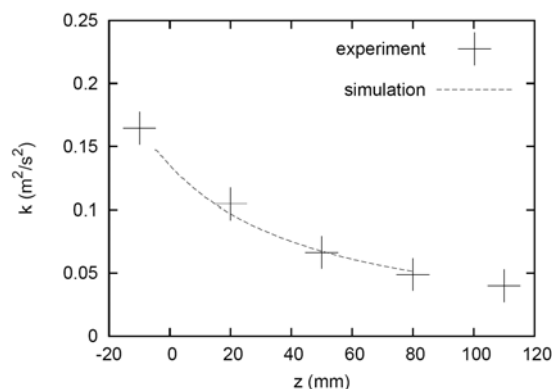
V.1 Etude de l'écoulement non réactif.

Les conditions limites sont alors spécifiées de la manière suivante :

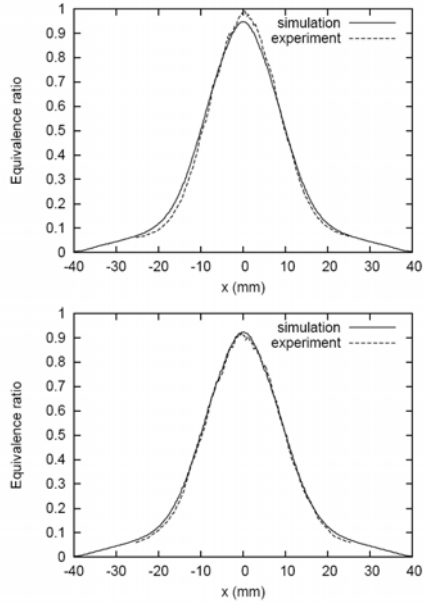
- Une entrée d'air à la base du domaine
- Une sortie en haut du domaine
- Une condition de symétrie sur la gauche
- Un mur pour les $Z < 0$ sur la droite
- Une condition spéciale, pouvant être à la fois une entrée ou une sortie pour les $Z > 0$

D'un point de vue numérique, la flamme est stabilisée à l'aide de la zone de recirculation créée derrière le fil de section 1 mm. Ici, le fil n'est pas chauffé.

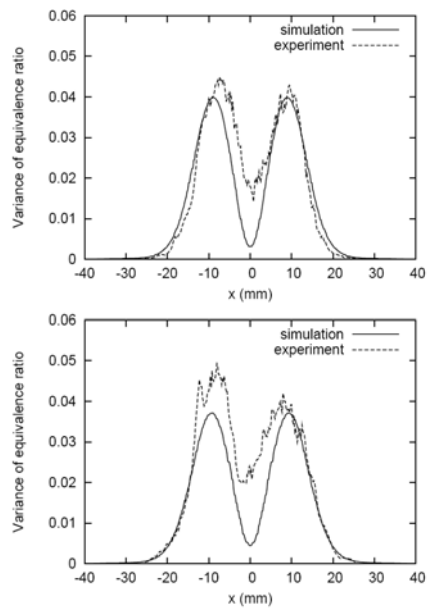
Les conditions limites pour les vitesses moyennes et l'énergie cinétique turbulente moyenne sont issues des données expérimentales. La dissipation turbulente est choisie de manière à ce que la décroissance de l'énergie cinétique de la turbulence de grille puisse être retrouvée, comme on peut le voir sur la figure V.2.



F-V.2 - *Décroissance de l'énergie cinétique de la turbulence de grille. La dissipation moyenne en entrée a été ajusté de façon à retrouver la tendance expérimentale.*



F-V.3 - Profils de richesse à $z=42.5$ mm et 70 mm.



F-V.4 - Variance de la richesse à $z=42.5$ mm et 70 mm.

Les conditions limites d'entrée correspondantes pour le champ de vitesse moyenne sont : $\tilde{U} = 3.2 \text{ m/s}$, $\tilde{V} = 0 \text{ m/s}$, $\tilde{k} = 0.12 \text{ m}^2/\text{s}^2$, $\tilde{\varepsilon} = 10 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

Les profils de la moyenne et de la variance du scalaire Z et Y aux conditions limites d'entrée sont directement obtenus depuis les mesures. Les profils de richesse moyenne et de variance sont représentés sur les figures V.3 et V.4, pour deux distances différentes depuis le fil, pour l'écoulement non réactif.

V.2 Combustion parfaitement prémélangée

Dans un premier temps, une flamme parfaitement prémélangée a été simulée. Dans ce cas, la fraction de mélange est constante, ainsi les quatre fonctions PDF de Dirac dégénèrent en deux fonctions PDF de Dirac. Ainsi, les seules équations utilisées sont celles pour la fraction massique moyenne de carburant :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho\tilde{Y}_f}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\rho\tilde{u}_k\tilde{Y}_f}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\rho D \frac{\partial Y_f}{\partial x_k} - \overline{\rho u_k'' Y_f''} \right) + \overline{\omega} \quad \text{V.1}$$

pour la variance de la fraction massique de carburant :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho\tilde{Y}_f^2}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\overline{\rho\tilde{u}_k\tilde{Y}_f^2}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\rho D \frac{\partial Y_f^2}{\partial x_k}} - \overline{\rho u_k'' Y_f^2} \right) - 2 \overline{\rho D \frac{\partial Y_f''}{\partial x_k} \frac{\partial Y_f''}{\partial x_k}} - 2 \overline{\rho u_k'' Y_f''} \frac{\partial \tilde{Y}_f}{\partial x_k} + 2 \overline{Y_f'' \omega} \quad \text{V.2}$$

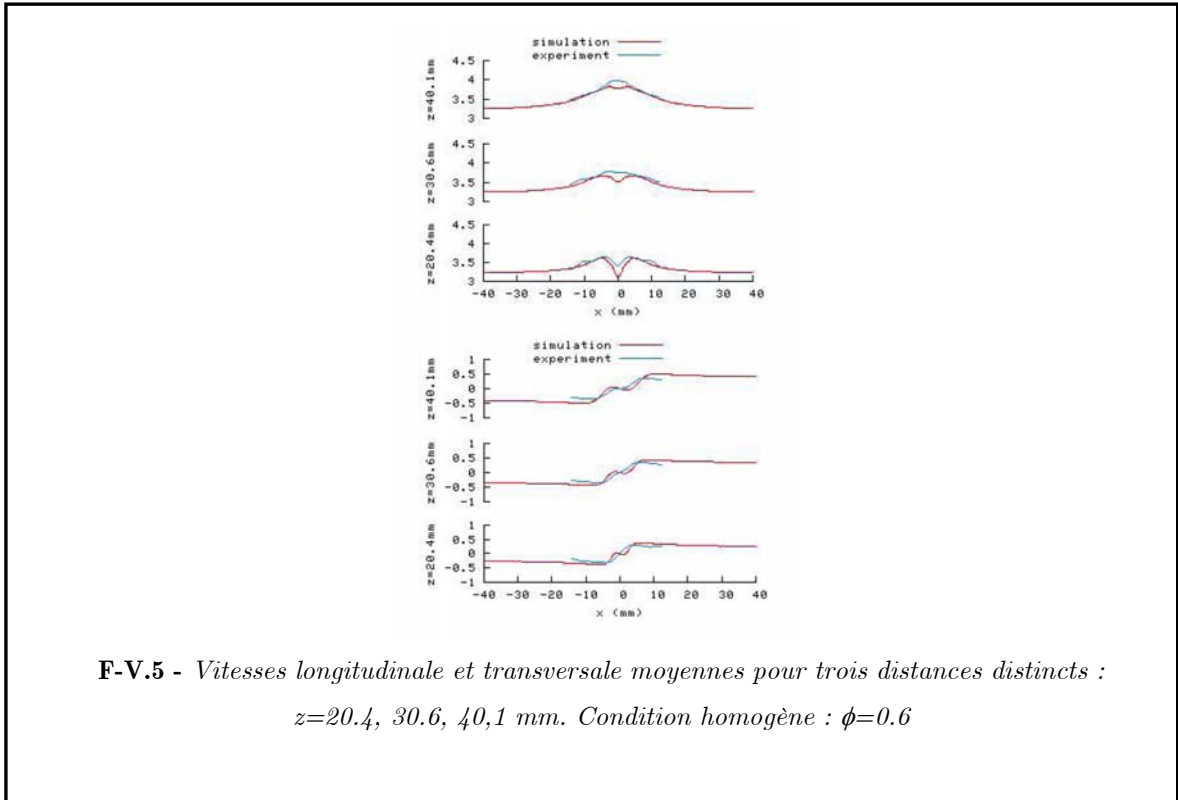
La richesse d'entrée est fixée à 0.6. Les vitesses calculées sont comparées à celles mesurées à trois distances différentes depuis le fil, comme on peut le voir sur la figure V.5.

Cette dernière nous montre le bon accord entre les données numériques et expérimentales même si les vitesses longitudinales sont légèrement sous-estimées derrière le fil. Cette tendance est probablement due à la représentation numérique du fil et la faible accélération induite par l'expansion des gaz brûlés à cette faible valeur de richesse. Ce type de comportement a déjà été observé par [BELL, 2005]. Les mesures expérimentales ont fourni les champs de température moyens \overline{T} (moyenne de Reynolds) qui ont permis d'extraire la variable de progrès moyenne \overline{c} (moyenne de Reynolds). Les simulations numériques ont fourni la température moyenne \tilde{T} (moyenne de Favre) et la variable de progrès moyenne \tilde{c} .

Afin d'évaluer les moyennes de Reynolds avec les moyennes de Favre, l'expression suivante, obtenue depuis l'hypothèse du régime des flammelettes, est utilisée :

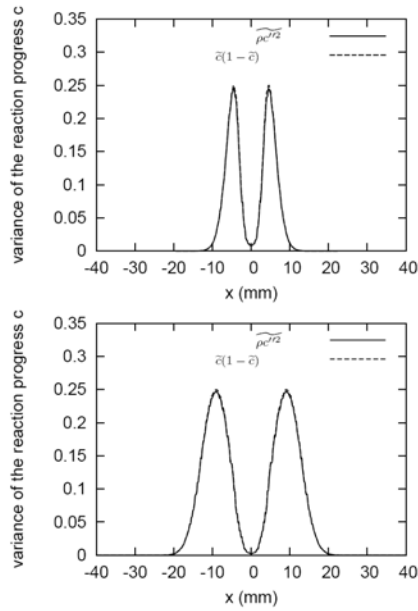
$$\bar{c} = 1 - \frac{\bar{\rho}}{\rho_f} (1 - \tilde{c}) \quad \text{V.3}$$

avec ρ_f la densité des réactifs. Cette relation est également valide pour les situations partiellement prémélangées si l'on considère ρ_f constant.

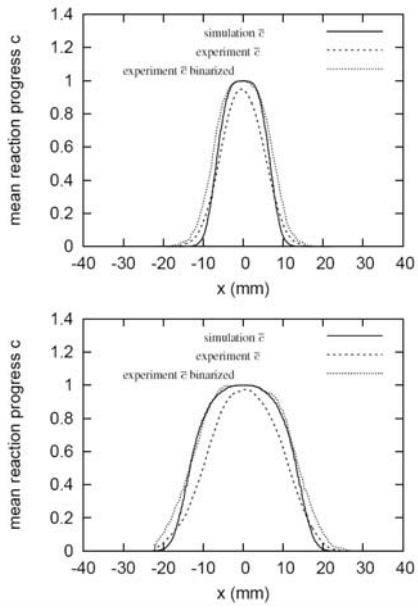


La figure V.6 montre que les profils de $(1 - \tilde{c})\tilde{c}$ et $\tilde{c}^{\prime 2}$ sont similaires, et démontre ainsi que l'hypothèse des flammelettes est conforme et que l'équation V.3 peut être utilisée.

La variable de progrès expérimentale moyenne peut être obtenue par deux méthodes différentes : en utilisant la binarisation ou la non binarisation des images de tomographie. La figure V.7 compare les résultats numériques à ceux expérimentaux, en utilisant ces deux méthodes différentes.



F-V.6 - Profils de la variance de la variable de progrès à $z=42.5$ et 70 mm pour la condition homogène.



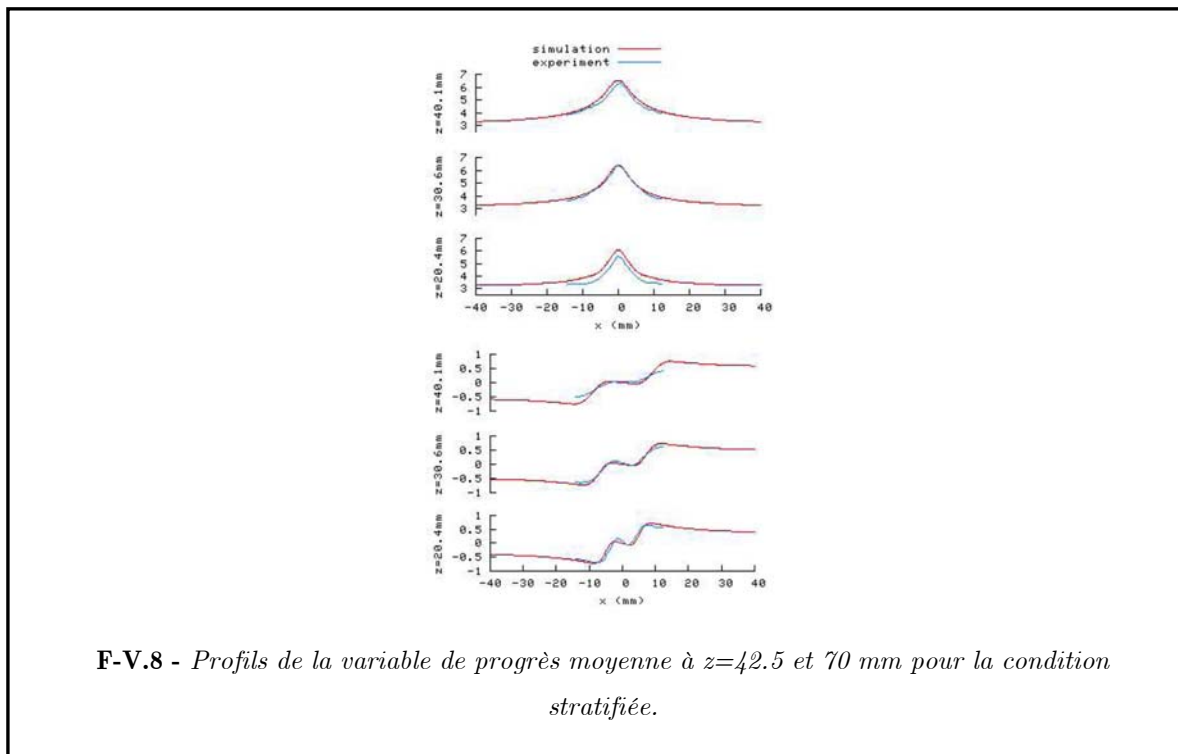
F-V.7 - Profils de la variable de progrès moyenne à $z=42.5$ et 70 mm pour la condition homogène.

Quelle que soit la méthode utilisée sur les données expérimentales, la figure V.7 montre clairement que les résultats numériques et expérimentaux sont en bon accord. La méthode de binarisation fournit une variable de progrès moyenne, davantage en adéquation avec les résultats numériques. Cette différence est probablement liée au processus de binarisation, qui suppose un régime de flammelette en combustion turbulente et surestime ainsi la température. Elle peut également provenir de la difficulté à mesurer la température du côté des gaz brûlés. Ainsi la méthode classique sous estime la température.

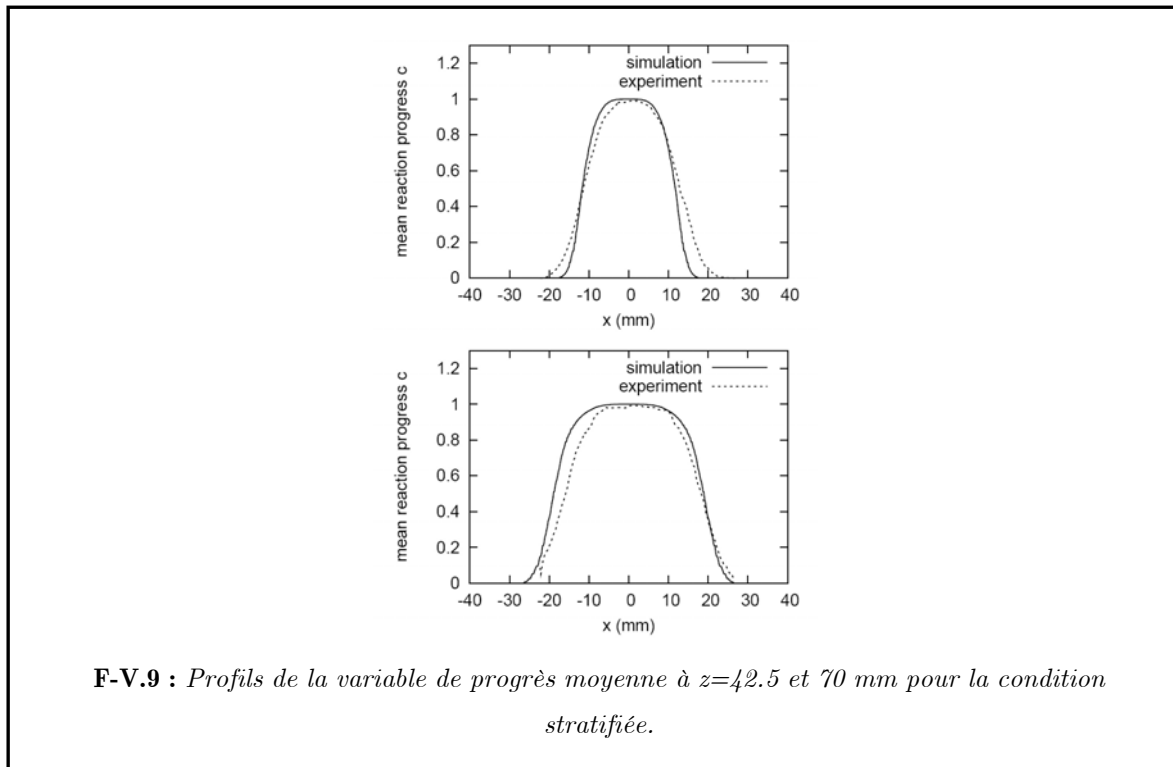
V.3 Combustion partiellement prémélangée

Considérons maintenant le cas de la combustion partiellement prémélangée. La richesse varie depuis l'unité au centre de la veine à zéro. Le profil d'entrée de la richesse moyenne et sa variance sont les mêmes que ceux employés dans le cas non réactif (figure V.3 et V.4).

Les profils de vitesses moyennes longitudinale et transverse sont représentés sur la figure V.8.



Cette figure montre également le bon accord obtenu entre les données numériques et expérimentales. L'accélération induite par l'expansion thermique des gaz brûlés est plus importante que dans le cas des flammes parfaitement prémélangées.



La variable de progrès moyenne à deux différentes distances depuis le fil est représentée sur la figure V.9. Seules les images binarisées ont été utilisées.

V.4 Conclusions et perspectives

L'obtention de données expérimentales et numériques permet d'affiner la compréhension physique des phénomènes mis en jeu dans une combustion complexe telle que peut l'être la combustion partiellement prémélangée.

Dans cette partie, les résultats expérimentaux ont servi de base de données pour les simulations numériques. La validation du code de calcul a constitué donc une première étape. La seconde serait d'allier de façon systématique toutes les données issues à la fois de l'expérience et de la simulation afin d'améliorer la compréhension des différents phénomènes physiques.

Références bibliographiques

ARCHAMBEAU F., NEHITOUA N., SAKIZ M., Int. J. Finite Volumes, 2004

**BELL J.B, DAY M.S., SHEPHERD I.G., JHONSON M.R., CHENG R.K., GRCAR J.F.,
BECKNER V.E., LIEJEWSKI M.J.**, “*Numerical simulation of a laboratory-scale
turbulent V-flame*”, PNAS, 102,29 :10006-10011, 2005.

Table des matières

Chapitre V	259
V.1 Etude de l'écoulement non réactif.	260
V.2 Combustion parfaitement prémélangée	262
V.3 Combustion partiellement prémélangée	265
V.4 Conclusions et perspectives	266
Références bibliographiques	267
Table des matières	268

Conclusions et perspectives

Conclusions

Ce travail de recherche s'est intégré dans la continuité des études développées au sein du laboratoire, depuis quelques années, concernant la combustion partiellement prémélangée.

Il fait suite à la thèse d'E. SAMSON et complète ses résultats par la mise en évidence des effets des hétérogénéités locales, à petites et grandes échelles, sur la structure interne (et locale) des flammes laminaires et turbulentes.

En effet, l'amélioration de la compréhension des mécanismes mis en jeu dans une flamme soumise à un gradient de richesse constitue l'un des enjeux majeurs actuels. Notamment car elle représente la majorité des configurations réelles que l'on peut rencontrer, que ce soit dans le domaine industriel ou domestique, mais également car ce type de combustion conduit à une amélioration notable en terme de rendement et d'émissions polluantes.

La configuration expérimentale utilisée fut celle d'une soufflerie verticale où le mélange combustible/air est convecté à l'intérieur d'un confinement. Différentes configurations (stationnaire ou instationnaire) mais aussi plusieurs écoulements (laminaire ou turbulence de grille) et mélanges (homogène ou stratifiée) ont ainsi pu être obtenus.

Dans la configuration stationnaire, la flamme est stabilisée à l'aide d'un fil chaud et dans la configuration instationnaire, elle est allumée par focalisation d'un faisceau laser de puissance dans une zone où la moyenne de richesse du mélange est la plus élevée.

L'aérodynamique mais aussi le champ scalaire de l'écoulement à froid ont tout d'abord été caractérisés par P.I.V. et par fluorescence induite sur acétone, afin de déterminer les différents mélanges et leur répartition spatiale dans la zone d'étude. Les autres caractéristiques locales de la flamme ont été obtenues avec la diffusion Rayleigh, qui en donne une cartographie thermique.

Grâce à l'utilisation de techniques de visualisation simultanées [DEGARDIN, 2006], les caractéristiques scalaires et dynamiques des flammes turbulentes ont été déterminées. Ces données sont nécessaires pour quantifier l'influence des effets thermodiffusifs sur la structure des flammes faiblement turbulentes et sur les interactions combustion/turbulence.

De plus, la modification de la configuration expérimentale (stationnaire/instationnaire), mais aussi l'utilisation de données issues d'une flamme simulée par la D.N.S. a permis de mettre en évidence l'influence de celle-ci sur le comportement de la flamme.

Ces résultats originaux sont également nécessaires dans la validation et la construction des modèles de combustion.

Flammes laminaires

L'étude de la flamme laminaire dans des mélanges à richesses stratifiées a permis de mettre en évidence le comportement de son épaisseur en fonction des hétérogénéités de richesses mais aussi face aux modifications de l'étirement.

Plusieurs éléments peuvent être mis en avant :

- Deux comportements différents entre les cas homogènes et stratifiés ont été mis en évidence à travers l'analyse des épaisseurs de la flamme en V. En effet, pour les conditions stratifiées, ces épaisseurs augmentent avec la décroissance de la fraction molaire de méthane mais avec une pente plus modérée que pour les flammes homogènes. L'épaisseur de flamme stratifiée est donc moins sensible aux variations de fraction molaire.
- Lors de la propagation, la géométrie complète de la flamme est modifiée, dans des proportions dépendant de l'amplitude de la stratification. On observe une ovalisation de la flamme, liée à la diminution de la vitesse de déplacement du front dans la direction du gradient de richesse. La propagation de la flamme s'effectue dans des richesses pouvant être inférieures à 0.2
- La vitesse de déplacement a été calculée dans le cas d'une flamme simulée numériquement. On observe alors un maintien de la propagation dans la direction du gradient pour des temps de propagation relativement importants. L'expansion thermique due aux zones brûlant dans des conditions proches de la stoechiométrie, dans les directions z et y, participe à cette convection du front.

- L'épaisseur de flamme normalisée par l'épaisseur de flamme non étirée suit la loi de comportement développée par [SUNG, 1996]. Ceci est valable pour les flammes homogènes mais aussi dans la direction z des flammes stratifiées. De plus, il a été démontré que dans la direction du gradient de richesse, l'épaisseur de flamme ne suit pas la loi de comportement.
- Enfin, l'étude de la flamme en V a permis de valider la méthode de mesure simultanée de température et de fraction molaire de méthane.

Flammes turbulentes

L'étude des flammes stationnaires et instationnaires turbulentes dans des mélanges à richesse stratifiée a mis en évidence le comportement de flamme face à des hétérogénéités de richesse à petites échelles.

- **Flamme en V**

Tout d'abord, l'étude de l'aérodynamique de la flamme a permis de mettre en évidence une augmentation caractéristique de la vitesse axiale des gaz brûlés des cas stratifiés. Celle-ci est de la forme du gradient de richesse initial et résulte de la combustion de richesses plus élevées en amont.

De plus, la vitesse dans l'axe ($x=0$) atteint une asymptote plus rapidement.

L'étude de la divergence a mis en exergue deux comportements différents entre les flammes homogènes et stratifiées. Cette différence a soulevé une nouvelle fois le problème de l'existence de réaction dans les zones de richesses très pauvres.

L'étude des champs de fraction molaire de méthane a montré la déviation des gradients vers l'extérieur de l'écoulement.

L'analyse locale de la flamme s'est effectuée à partir de pdf, pdf jointes et de corrélations. Plusieurs éléments ont pu être mis en avant :

- Les résultats principaux ont montré que l'épaisseur de flamme moyenne était moindre pour les cas stratifiés que pour les cas homogènes, mais avec une R.M.S. plus grande.
- Les pdf de la courbure ont montré qu'il n'existait pas de différences significatives entre les deux conditions de mélange et que la courbure était contrôlée par la turbulence de grille. Néanmoins, pour de faibles intensités de turbulence, les cas

homogènes rencontrent davantage de grandes et de petites courbures. Ces résultats s'avèrent être en accord avec ceux d'E. SAMSON.

- Les corrélations ont montré qu'il existait une grande dépendance de l'épaisseur de flamme en fonction des grandes courbures positives et négatives. Cette dépendance explique l'augmentation des fluctuations des épaisseurs avec le niveau de turbulence. De plus, l'étude de la fraction molaire a montré que les variations locales sont proportionnelles à l'intensité de turbulence quelles que soient les conditions de mélange.
- Enfin, l'étude de l'épaisseur en fonction de l'étirement a démontré le rôle non négligeable de la stratification dans son comportement. En effet, pour les flammes homogènes, la relation de [SUNG, 1996] est vérifiée tandis que pour les flammes stratifiées, elle ne l'est pas. Les caractéristiques des différentes flammes sont résumées dans les relations suivantes :

Pour les flammes homogènes :

Quand $u'/U \nearrow$ (donc R.M.S. de $h \nearrow$) et $Z=cste$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \approx cste$.

Quand $u'/U =cste$ (donc $h=cste$) et $Z \nearrow$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \nearrow$.

Pour les flammes stratifiées :

Quand $u'/U \nearrow$ (donc R.M.S. de $h \nearrow$) et $Z=cste$ ($Z_{R.M.S.} \nearrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \nearrow$ et $\delta_{R.M.S} \nearrow$.

Quand $u'/U =cste$ (donc R.M.S. de $h=cste$) et $Z \searrow$ ($Z_{R.M.S.} \searrow$) alors $\langle \delta_T \rangle / \delta_L \searrow$ et $\delta_{R.M.S} \searrow$.

• **Flamme instationnaire**

L'étude des flammes instationnaires est une prolongation de celle des flammes stationnaires, mais avec une modification de l'étirement global de la flamme.

L'étude globale de la flamme a fait ressortir les points suivants :

- Bien que le niveau moyen de richesse des flammes hétérogènes étudiées soit relativement faible, on obtient des flammes de taille comparable à des flammes homogènes ayant des richesses bien supérieures. Pour les premiers instants de la propagation, seule la richesse moyenne a une influence. Par la suite, les hétérogénéités de richesse permettent d'obtenir une combustion donnant des tailles de flamme comparables aux cas homogènes de richesse moyenne supérieure.
- Les fluctuations de richesse ajoutent un certain plissement à la flamme, qui se traduit par une non-amplification des perturbations du front, comme dans les cas homogènes, et par un plissement plus régulier de la flamme sans « lobe ». Les

courbures sont alors mieux distribuées autour de la valeur moyenne, dans une gamme de tailles proches de l'échelle du scalaire l_z .

- l'étude a démontré l'effet majeur du type de configuration choisie sur le comportement de la flamme, notamment en terme de plissement et de développement de « lobes ».
- L'analyse locale de la flamme a montré que les modifications de l'étirement en fonction de la propagation de la flamme ont une influence notable sur l'épaisseur. En effet, comme pour la flamme laminaire, l'épaisseur, selon l'axe du gradient de richesse, suit l'évolution proposée par [SUNG , 1996]. Néanmoins, la différence de comportement observée entre les cas homogène et laminaire est ici moins marquée.

Enfin, l'adjonction de données expérimentales et numériques, permet d'affiner la compréhension physique des phénomènes mis en jeu dans une combustion complexe telle que peut l'être la combustion partiellement prémélangée.

Dans ce travail, les résultats expérimentaux ont servi de base de données pour les simulations numériques.

Perspectives

Les mesures effectuées ont permis de mettre en évidence certains phénomènes détaillés précédemment mais suggèrent d'autant plus de zones d'ombre et d'améliorations à apporter.

En premier lieu, les tailles caractéristiques des différents mélanges présentent de faibles différences du fait de la configuration de l'injection du scalaire. Nous sommes parvenus à démontrer que les fluctuations de mélange n'avaient pas d'influence sur la courbure de la flamme. Il serait alors enrichissant de faire varier les tailles dans une gamme plus importante et ainsi caractériser plus clairement l'influence de l'échelle des hétérogénéités sur le plissement de la flamme. Pour cela, certaines modifications du dispositif expérimental s'imposeraient, afin de rendre indépendantes les créations de la turbulence et des hétérogénéités de richesse.

Les erreurs de mesures pour la flamme instationnaire sont essentiellement dues à l'allumage. Afin d'augmenter la répétitivité de l'expérience, il faudrait envisager de modifier le système d'allumage, ce qui permettrait ainsi de mieux contrôler la position de l'étincelle dans l'écoulement.

De plus, la statistique sur ce type de flamme est trop faible. Pour y remédier, il serait nécessaire d'augmenter le nombre d'acquisitions pour chaque temps de propagation mais aussi de diminuer l'intervalle entre chacun de ces temps.

Par ailleurs, certaines limites dans nos interprétations sont induites par la configuration expérimentale elle-même. Ainsi, des configurations de flammes avec des stratifications différentes pourraient être envisagées, comme par exemple :

- des gradients de richesses plus importants,
- une stratification croissante avec un allumage dans les mélanges pauvres.

De même, il serait intéressant par la suite d'étudier plus particulièrement une zone de la flamme, par exemple un seul côté, dans la direction du gradient de richesse. Les mesures par P.L.I.F. sur le radical OH permettraient alors de mieux comprendre les interactions entre la chimie et la dynamique de la flamme.

Pour entériner les résultats sur la propagation, l'utilisation de la P.L.I.F. sur le radical CH permettrait de déterminer s'il y a propagation avec l'aide d'une visualisation en coupe de la zone de réaction.

On pourrait également mettre en place un système permettant de mesurer simultanément la vitesse et la fraction molaire de méthane. Cette technique permettrait d'obtenir plus d'informations sur la contrainte subie par la flamme.

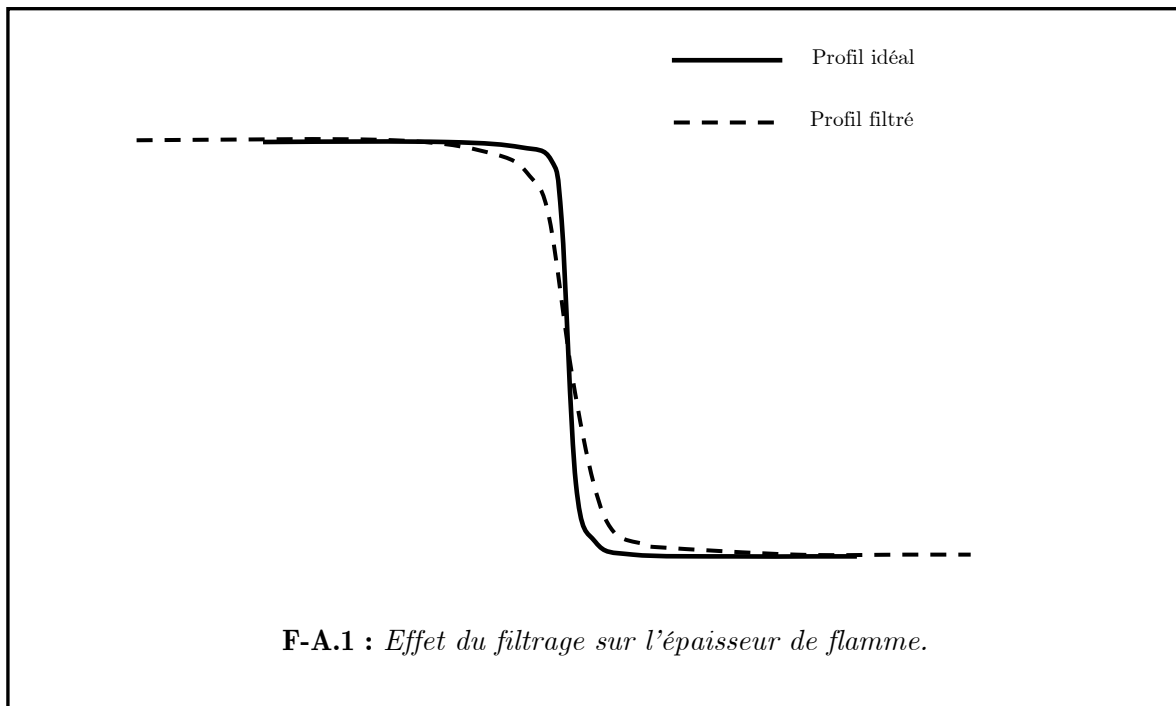
La validation du code de calcul constituait une première étape. La seconde serait d'allier de façon systématique toutes les données, issues à la fois de l'expérience et de la simulation, afin d'améliorer la compréhension des différents phénomènes physiques.

Annexe A : Effet du filtrage

Afin d'enlever le maximum de bruit, les images de diffusion Rayleigh ont été filtrées à l'aide du filtre de Wiener (Cf. Chapitre II). Ce filtrage, n'est pas sans conséquence sur la mesure des gradients thermiques. En effet, comme on peut le voir sur la figure A.1, le filtrage aplati le gradient de température et augmente ainsi l'épaisseur de flamme. Les valeurs absolues des épaisseurs de flamme ainsi obtenue sont supérieures à celles des épaisseurs de flamme idéales.

Profil idéal $\rightarrow \delta_L = 0.3 \text{ mm}$

Profil avec filtrage $\rightarrow \delta_L > 1 \text{ mm}$



Annexe B : Analyse théorique

Le point de départ de l'analyse sera l'analyse intégrale pour les flammes laminaires étirées, présentée par [DE GOEY, 1999]. Considérons une flammelette laminaire tendue et incurvée, obéissant à l'équation suivante de flammelette 1D pour la température T et la conservation de masse :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\sigma m T) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \sigma \omega_T = -\sigma \rho K T \quad \text{B.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\sigma m) = -\sigma \rho K$$

Ici, ω_T , x , et σ sont respectivement le terme source, la distance et la surface de flamme locale dans la flammelette. Le taux $m = \rho S_L$ est la valeur propre du système des flammes, qui consiste en la combinaison de l'équation B.1 avec une équation semblable 1D pour l'énergie et la fraction massique des espèces. En cas d'énergie d'activation très grande, la valeur asymptotique pour m peut être trouvée en combinant les solutions de la zone de préchauffage et de la réaction. Dans la zone de réaction, la convection est négligeable, et le gradient de température est donc indépendant de l'étirement de flamme K :

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_i = \frac{C_p}{\lambda} \left(\int_0^{T_b} \frac{2\lambda \omega_T(T) dT}{C_p^2} \right)^{1/2} = \frac{(T_i - T_u)}{\delta_L(T_b)} \quad \text{B.2}$$

ce qui indique que l'épaisseur de flamme laminaire $\delta_L(T_b)$ est seulement une fonction de la température des gaz brûlés T_b . Ce gradient est combiné avec celui trouvé dans la solution de la zone de préchauffage :

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_i = \frac{C_p (T_i - T_u)}{\lambda} (m_b(T_b) + \mathcal{K}a m_b^0(T_b)) \quad \text{B.3}$$

l'intégrale de Karlovitz étant donné par :

$$\mathcal{K}a = \frac{1}{m_b^0} \int \rho K \rho \frac{(T - T_u)}{(T_i - T_u)} dx \quad \text{B.4}$$

étant le champ d'étirement intégré sur tout le front de flamme. Le coefficient de transport λ/C_p introduit dans les équations B.2 et B.3 est celui de la couche interne. L'analyse est poursuivie en utilisant la relation [DE GOEY, 1999] entre le m_b de masse de taux brûlant (lié à la vitesse de propagation de la flamme étirée) et le taux de masse brûlée m_b^0 (lié à la quantité de masse des gaz frais convertis par la flamme, voir également [POINSOT, 1991]) :

$$m_b(T_b) + \mathcal{K}a m_b^0(T_b) = m_b^0(T_b) \quad \text{B.5}$$

qui est inséré dans l'équation B.3 donnant pour le gradient :

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_i = \frac{C_p (T_i - T_u)}{\lambda} m_b^0(T_b) \quad \text{B.6}$$

Cette équation montre que le gradient de la température de la zone de réaction est proportionnel au terme de consommation de masse de la flamme. Notons que pour les flammes non étirée ($K = 0$), nous prenons la même expression avec T_b remplacé par T_b^0 . Pour le rapport des épaisseurs de flamme, nous obtenons ainsi :

$$\frac{\delta_L}{\delta_L^0} = \frac{m_b^0(T_b^0)}{m_b^0(T_b)} \quad \text{B.7}$$

Cette équation montre que l'épaisseur δ_L de la flamme est inversement proportionnelle au changement du taux de consommation dû à l'étirement de la flamme. Semblable au taux de masse brûlée, le taux de consommation est influencé par des effets préférentiels de diffusion, qui provoque un changement de la température T_b depuis la température de la flamme non étirée T_b^0 et provoquant un changement de l'épaisseur de flamme. Pour de faible étirement et pour un mécanisme simple de réaction avec des espèces pauvres, nous trouvons, après avoir employé une expansion de Taylor de $m_b^0(T_b)$ autour de $m_b^0(T_b^0)$:

$$\frac{\delta_L}{\delta_L^0} = \frac{m_b^0(T_b^0)}{m_b^0(T_b)} = 1 + \mathcal{K}a_L \mathcal{M}_b^* + \mathcal{O}(\mathcal{K}a_L^2) \quad \text{B.8}$$

où Ka le nombre de Karlovitz laminaire et \mathcal{M}_b^* le nombre de Markstein modifié pour le taux de consommation sont introduits (pour le cas d'une combustion pauvre avec un nombre de Lewis d'espèce pauvre) :

$$M_b^* = \frac{Ze}{2}(Le - 1)(1 + \tau) \int_0^\tau \frac{\ln(1+x)}{x^2} \left(\frac{x}{\tau}\right)^{Le} dx \quad \mathbf{B.9}$$

avec le nombre de Zeldovich Ze et le facteur d'expansion τ (équation I.43).

Comme il est déjà indiqué, le paramètre $m_b^0 \propto 1/\delta_L$ peut être interprété comme le taux total de masse consommé par unité de surface de la zone de réaction de la flammelette. Notons que la quantité de chaleur produite dans la zone de réaction est proportionnelle à m_b^0 . La conduction de chaleur est responsable du transport de la quantité de chaleur produite vers la zone préchauffage. Cette dernière partie est décrite par la différence dans le nombre de markstein : $\mathcal{M}_b - \mathcal{M}_b^* = (\tau + 1/\tau)\ln(1 + \tau)$.

Où, \mathcal{M}_b est le nombre de Markstein gouvernant les changements en terme de taux de masse brûlé dû au faible étirement de la flamme [CLAVIN, 1985]

Références bibliographiques

CLAVIN P., *“Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows”*, Prog. Energy Combust. Sci, 11 :1-59, 1985.

DE GOEY L.P.H., TEN THIJE BOONKAMP J.H.M., *“A flamelet description of premixed laminar flames and the relation with flame stretch”*, Comb. And Flame, 119:253-271, 1999

POINSOT T., VEYNANTE D., CANDEL S., *“Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams”*, Journal of fluid mechanics, 228:561-606, 1991.

Références Bibliographiques

- [1] **ABDEL-GAYED R.G., BRADLEY D., HAMID M.N., and LEWIS M.**, “*Lewis number effects on turbulent premixed flames*”, Proc. 20th Symp. (Inter.) on Comb., The Combustion Institute, 505-512, 1984
- [2] **ABDEL-GAYED R.G. and BRADLEY D.**, “*Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames*”, Combustion and Flame, 76 :215-218, 1989
- [3] **ADRIAN, R.J., YAO, C.**, “*Scattering particle characteristics and their effects on pulsed laser measurements of fluid flow speckle velocimetry vs. particle image velocimetry*”, Applied Optics, 23-11:1690-1691, 1984.
- [4] **ALLEN M.D., RAABE O.G.**, Aerosol Science and Technology, 4:269, 1985
- [5] **ANDRAE J., BJÖRNBOM P., EDSBERG L.**, “*Numerical studies of wall effects with laminar methane flames*”, Combustion and Flame, 128:165-180, 2002
- [6] **ANDREWS G.E., BRADLEY D.**, “*The burning velocity of methane/air mixtures*”, Comb. And flame, 19:275-288, 1972.
- [7] **ARCHAMBEAU F., NEHITOUA N., SAKIZ M.**, Int. J. Finite Volumes, 2004
- [8] **ASHURST W.M., PETERS N., and SMOOKE M.D.**, “*Numerical simulation of turbulent flames in three-dimensional turbulence*”, Comb. Science and Tech., 53:339-375, 1987.
- [9] **BAILLY P.**, “*Contribution à l'étude de l'interaction turbulence-combustion à l'aide de modèle du second ordre*”, Thèse Université de POITIERS, 1996.
- [10] **BATCHELOR G.K., TOWNSEND A.A.**, “*Decay of vorticity in isotropic turbulence*”, Proc. Roy. Soc. A, 190:534, 1947
- [11] **BATCHELOR G.K.**, “*The theory of homogeneous turbulence*”, Ed. G.K.Batchelor and S.Goldstein, Cambridge University, New York, 1953

- [12] **BÄUERLE, B., WARNATZ, J., BEHRENDT, F.**, “*Time-resolved investigation of hot spots in the end gas of an SI engine by means of 2D double-pulse LIF of formaldehyde*”, Proc. 26th Symp. On Comb., the combustion institute, 2619-2626, 1996.
- [13] **BEDUNEAU, J.L., IKEDA, Y.**, « *Spatial characterization of laser induced sparks in air* », Journal of quantitative spectroscopy and radiative transfer, 84:123-139, 2004.
- [14] **BEDUNEAU, J.L., KIM, B., ZIMMER, L., IKEDA, Y.**, “*Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark*”, Combustion and flame, 132:653-665, 2003.
- [15] **BELL J.B, DAY M.S., SHEPHERD I.G., JHONSON M.R., CHENG R.K., GRCAR J.F., BECKNER V.E., LIEJEWSKI M.J.**, “*Numerical simulation of a laboratory-scale turbulent V-flame*”, PNAS, 102,29 :10006-10011, 2005.
- [16] **BERCES, T.**, “*Thermal reactions of aldehydes and ketones*”, Bamford CH; Tipper CF (eds) Comprehensive chemical kinetics, 5:258-265, 1972.
- [17] **BERCKMÜLLER, M., TAIT, N.P., LOCKETT,R.D., GREENHALGH,D.A.**, “*In-cylinder crank-angle-resolved imaging of fuel concentration in a firing spark-ignition engine using planar laser-induced fluorescence*”, Proc. 25th Symp. On Comb., The combustion institute, 151-156, 1994.
- [18] **BERNIER D.**, “*Contrôle actif des instabilités de combustion dans les turbines à gaz bas-NOX*”, Thèse Ecole centrale PARIS, EM2C CNRS.
- [19] **BIGOT P.**, “*Contribution à l'étude de la combustion des mélanges turbulents réactifs à richesse variable : application à la combustion stabilisée par un élargissement brusque*”, Thèse Université de POITIERS, 2000.
- [20] **BILGER R.W.**, “*Conditional moment closure for turbulent reacting flow*”, Physics of fluids A, 5(2):436-444, 1993.
- [21] **BORGHI R., MOREAU P., BONNIOT C.**, “*Prévisions théoriques d'une flamme prémélangée turbulente et à grande vitesse*”, la recherche aérospatiale, 3 :106-116, 1978.
- [22] **BORGHI R.**, “*Mise au point sur la structure de flammes turbulentes*”, Journal de Chimie Physique, Onera, 81:361-370, 1984

-
- [23] **BORGHI R. , DESTRIAU M.**, *“La combustion et les flammes”*, Editions Technip, 1995
- [24] **BOSSCHAART K.J, DE GOEY L.P.H**, *“The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method”*, combustion and flame, 136:261-269, 2004.
- [25] **BOUKHALFA, A.**, *“Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen »*, Thèse, Université d'ORLEANS, 1988.
- [26] **BOULANGER J.**, *« Caractérisation de l'extrémité d'une flamme de diffusion. Analyse asymptotique et simulation directe de la combustion partiellement prémélangée. »*, Thèse, I.N.S.A. de Rouen, 2002.
- [27] **BRADLEY D, GASKELL and GU**, *“Burning velocities, Markstein lengths and flame quenching for spherical Methane/Air flame : a computational study”*, Combustion and flame, 104:176-198, 1996.
- [28] **BRADLEY, D., SHEPPARD, C.G.W., SUARDJAJA, I.M., WOOLLEY, R.**, *“Fundamental of high-energy spark ignition with lasers”*, Combustion and flame, 183:55-77, 2004.
- [29] **BRAY K.N.C., MOSS J.B.**, *“A unified stastical model of the premixed turbulent flame”*, Acta astronautica, 4:291-319, 1977.
- [30] **BRAY K.N.C.**, *“Turbulent flows with premixed reactants, turbulent reacting Flows”*, Libby Paul A., Williams F.A. (Eds), Berlin, 1980
- [31] **BRAY K.N.C., LIBBY P.A., MASUYA G. and MOSS J.B.**, Combustion Science and Technology, 25 :127–140, 1981.
- [32] **BRAY K.N.C., CHAMPION M. and LIBBY P.A.**, *“The Interaction between Turbulence and Chemistry in Premixed Turbulent Flames”*, Springer-Verlag, 1989, R. Borghi and S.N.B. Murthy ´ edition, Lecture Notes in Engineering, 541–563, 1989.
- [33] **BRAY K.N.C. and CANT R.S.** *“Some applications of Kolmogorov’s Turbulence Research in the Field of Combustion.”* Proc. R. Soc. Lond, A 434:217–240, 1991.
- [34] **BRAY K.N.C.**, *“The challenge of turbulent combustion”*, Proc. Comb. Institute, 26:1-26, 1996

- [35] **BRAY K.N.C., DOMINGO P., VERVISCH L.**, “*Role of the progress variable in models for partially premixed turbulent combustion*”, *Combustion and flame*, 141:431-437, 2005.
- [36] **BRESSON, A.**, “*Technique d’imagerie quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustion* », Thèse, Université de ROUEN, 2000.
- [37] **BROCK J.R.**, « “*On the theory of thermal forces acting on aerosol particles*”, *Journal of colloid science*, 17:768, 1962.
- [38] **BUCKMASTER J.D., LUDFORD G.S.S.**, “*Theory of laminar flames*”, Cambridge univ. press., Cambridge, UK, 1982.
- [39] **BUSCHMANN A., DINCKELACKER F., SCHÄFER T., WOLFRUM J.**, “*Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion*“, *Proc. Comb. Institute*, 26:437-445, 1996.
- [40] **CANDEL S., POINSOT T.**, « *Flame stretch and the balance equation for the flame area*”, *Combustion science and technology*, 70:1-15, 1990.
- [41] **CATTOLICA, R.J.**, “*Combustion-torch ignition : fluorescence imaging of NO₂*”, *Proc. 21st Symp. On Comb., the combustion institute*, 1551:1559, 1986.
- [42] **CHAMPION M., LIBBY P.A.**, “*The influence of a thermally active wall on premixed turbulent combustion*”, *Combustion Science and technology*, 175:2015-2060, 2003.
- [43] **CHAKRABORTY N., CANT S.**, “*Unsteady effects of strain rate and curvature on turbulent premixed flames in an inflow-outflow configuration*”, *Comb. and flame*, 137:129-147, 2004.
- [44] **CHEN Y.C., BILGER R.**, “*Simultaneous 2-D Imaging measurements of reaction progress variable and OH radical concentration in turbulent premixed flames : Experimental methods and flame brush structure*”, *Comb. Science and technology*, 167:131-167, 2001
- [45] **CHEN Y.C., BILGER R.**, “*Simultaneous 2-D Imaging measurements of reaction progress variable and OH radical concentration in turbulent premixed flames : Instantaneous flame-front structure*”, *Comb. Science and technology*, 167:187-222, 2001

-
- [46] **CHENG. R.K., SHEPHERD I.G.**, “*The influence of burner geometry on premixed turbulent flame propagation*” combustion and flame, 85:7-26, 1991.
- [47] **CHO Y.S, SANTAVICCA D.A.**, « *The effect of incomplete fuel-air mixing on spark-ignited flame kernel growth* », SAE 932715, 1993.
- [48] **CLAVIN P, WILLIAMS F.A.**, “*Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flame in turbulent flows of large scales and low intensity*”, Journal of fluid mechanics, 116: 251-282, 1982.
- [49] **CLAVIN P.**, “*Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows*”, Prog. in Energy and Comb. Science, 11:1-59, 1985
- [50] **CLAVIN P, JOULAIN G**, Lect. Notes Eng., 40 :213, 1989
- [51] **COMTE-BELLOT G., CORRSIN S.**, “*The use of contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence*”, Journal of fluid Mechanism, 25:657-682, 1966.
- [52] **COMTE-BELLOT G., CORRSIN S.**, “*Simple Eulerian time correlation of full and narrow band velocity signals in grid-generated turbulence, ‘isotropic’ turbulence*”, Journal of fluid Mechanism, 48:273-337, 1971.
- [53] **COMTE-BELLOT G.**, “*Turbulence*”, cours de mécanique des fluides, Ecole Centrale LYON, 1982.
- [54] **DALE, J.D., CHECKEL, M.D., SMY, P.R.**, « *Application of high energy ignition systems to engines* », Prog. Energy Combust. Sci., 23:379-398, 1997.
- [55] **DARRIEUS G.**, “*Propagation d’un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de turbulence*”, Congrès de Mécanique Appliquée, Paris, 1945.
- [56] **DESCHAMPS, B., SNYDER, R., BARITAUD, T.**, « *Effect of flow and gasoline stratification on combustion in a 4-valve SI engine*”, SAE 941993, 1994.
- [57] **DIBBLE, R.W., HOLLENBACK, R.E.**, “*Laser Rayleigh thermometry in turbulent flames*”, Proc. 18th Symp. On Comb., the combustion institute, 1489-1499, 1981.

- [58] **DEGARDIN O., RENOU B., BOUKHALFA A.**, “*Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and Rayleigh scattering in stratified flames*”, *Exp in fluids*, 40:452-463, 2006.
- [59] **DE GOEY L.P.H., TEN THIJE BOONKAMP J.H.M.**, “*A flamelet description of premixed laminar flames and the relation with flame stretch*”, *Comb. And Flame*, 119:253-271, 1999
- [60] **DE GOEY L.P.H., PLESSING T, HERMANNNS R.T.E., PETERS N**, “*Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime*”, *Proc. Comb. Institute*, 30:859-866, 2004.
- [61] **DOUDOU A.**, “*Etude des techniques pour l’analyse des auto-corrélations, des échelles et des spectres en turbulence à partir des données de la vélocimétrie laser, application en combustion*”, Thèse, Université de ROUEN, 1990.
- [62] **DOWDY D. R., SMITH D. B., and TAYLOR S. C.**, “*The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures*”, *Proc. 23rd Symp. (Inter.) on Comb., The Combustion Institute*, pp. 325-332, 1990
- [63] **DINCKELACKER F.**, First European Symposium on Combustion, Orleans, France, 2003.
- [64] **DRISCOLL J.F., SUTUKUS D.J., ROBERTS W.M.L., POST M.E. and GOSS L.P.**, “*The strain exerted by a vortex on a flame determined from velocity field images*”, *Combustion Science Technology*, 96:213-229, 1994.
- [65] **DUBANIEWICZ, T.H., CASHDOLLAR K.L., GREEN, G.M., GHAÏKEN, R.F.**, “*Ignition of methane-air mixtures by laser heated small particules*”, *J Loss Prevent process Industries* , 13:349-359, 2000.
- [66] **DUROX D., PRUD’HOMME R.**, “*Behaviour of under parabolic flight conditions*”, VII European Symposium on “Materials and fluid Sciences in Microgravity”, ESA, Oxford University, 461, 1989.
- [67] **DURST F., MELLING A., WHITELAW J.H.**, “*Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry*”, Second Edition, Academic Press, 1981.
- [68] **EICHENBERGER, D.A., ROBERTS, W.L.**, “*Effect of unsteady stretch on spark-ignited flame kernel survival*”, *Combustion and flame*, 118:469-478, 1999.

- [69] **ERRARD, V.**, « *Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de prémélange turbulente instationnaire* », Thèse, Université de ROUEN, 1996
- [70] **ESCUDIE D.**, “*Stability of a premixed laminar V-shaped flame*”, *Dynamics of reactive systems, Part I : Flames*, *Progress in Astronautics and Aeronautics* 113:215-239, 1988.
- [71] **FRANCOIS I.**, “*Etude expérimentale de l’interaction entre deux fronts de flammes laminaires prémélangées. Effet du nombre de Lewis*”, Thèse de l’Ecole Centrale Lyon, 1994
- [72] **FRANCOIS, I., LARRAURI, D., ESCUDIE, D.**, “*Interaction between two premixed laminar V-shaped flame fronts at low Lewis number*”, *Comb. And Flame*, 110:14-24, 1997.
- [73] **GAGNEPAIN, L.**, « *Contribution à l’étude de la structure des flammes turbulentes prémélangées pauvres. Détermination des échelles caractéristiques des champs dynamique et scalaire* », Thèse, Université d’ORLEANS, 1998.
- [74] **GALIZZI C., ESCUDIE D.**, “*Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow*”, *combustion and flame*, 145:621-634, 2006.
- [75] **GOULDIN P.**, “*Combustion intensity and burning rate integral of premixed flames*”, *Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, 381-388, 1996
- [76] **GU X.J., HAQ M.Z., LAWES M., WOOLLEY R.**, *Combust.Flame* 41:121, 2000
- [77] **HALTER F.**, “*Caractérisation des effets de l’ajout d’hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélange Méthane/Air*”, Thèse, Université d’ORLEANS, 2005.
- [78] **HARTLEY L., DOLD J.**, « *Flame propagation in a nonuniform mixture : analysis of a propagating triple-flame.* », *Combustion Science and Technology* 80:23-46, 1991.
- [79] **HAWORTH D.C., and POINSOT T.J.**, “*Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames*”, *J. Fluid Mech.*, 24:405-436, 1992
- [80] **HÉLIE. J, TROUVÉ .A.**, « *Turbulent flame propagation in partially premixed combustion* », *Proc. Symp. on Comb.*, 891-898, 1998.

- [81] HISHIDA, K., SAKAKIBARA, J., “*Combined planar laser-induced fluorescence particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields*”, experiments in fluids, 29:129-140, 2000.
- [82] ISHII K, AOKI O., UJIIE Y., KONO M., Proc 24th Symposium on Combustion, 1793, 1992.
- [83] JAROSINSKI J., “*The thickness of laminar flames*”, Combustion and Flame, 56:337–342, 1984
- [84] JIMÉNEZ C., HAWORTH D., POINSOT T., CUÉNOT B., BLINT R., « *Numerical simulation of combustion in a lean stratified propane-air mixture.* » In Proceedings of the summer program ,Center for Turbulence Research, 133–144, 2000.
- [85] KANG T., KYRISTIS D. C., “*Methane flame propagation in compositionally stratified gases*”, Combustion science and technology, 177:2191-2210, 2005.
- [86] KEE R.J., MILLER J.A., and JEFFERSON T.H., “*CHEMKIN: A General-Purpose, Problem-Independent, Transportable, Fortran Chemical Kinetics Code Package.*” Technical Report SAND80-8003, Sandia National Laboratories, 1980.
- [87] KEE, R.J., GRGAR, J.F., SMOOKE, M.D. and MILLER, J., “*A fortran program for modelling steady laminar One-Dimensional Premixed Flames*”, Sandia report SAND85-8240.
- [88] KIONI P., ROGG B., BRAY K.N.C., and LINAN A., « *Flame spread in laminar mixing layers :the triple flame.* » Combustion and Flame 95:276–290,1993.
- [89] KOLMOGOROV A.N., Comptes rendus de l’académie des sciences de l’URSS, 30:301-305, 31:531-540, 32 :16-18, 1941
- [90] KRAVCHICK, T., SHER, E., HEYWOOD, J.B., “*From spark ignition to flame initiation*”, Comb. Sci. Tech., 108:1-30, 1995.
- [91] KUO K., “*Principles of combustion*”, second edition, Wiley & Sons press, 2005.
- [92] KWON S., WU M.S., DRISCOLL J.F. and FAETH G.M., “*Flame Surface Properties of Premixed Flames in Isotropic Turbulence : Measurements and Numerical simulations.*” Combustion and Flame, 88:221–238, 1992

- [93] LAHAJAILY H., CHAMPION M., KARMED D., BRUEL P., “*Introduction of dilution in the BML model : Application to a stagnating turbulent flame*”, *Combustion Science and technology*, 135:153-173.
- [94] LANDAU L.D., “*On the theory of slow combustion*”, *Acta Physicochimica URSS*, Vol. 19, 1944
- [95] LAW C.K., SUNG C.J., “*Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets*”, *Progress in Energy and Combustion Science*, 26:459-505, 2000.
- [96] LEDRAIN, “*The laser Doppler technique*”, Wiley Interscience Publication, 182:184, 1986.
- [97] LEWIS B., VON ELBE G., “*Combustion, flames and explosions of gases*”, academic press, New york, 1961
- [98] LIBBY P.A., WILLIAMS F.A., “*Presumed pdf analysis of partially premixed turbulent combustion*”, *Combustion Science and technology*, 161:351-390, 2001
- [99] LIPATNIKOV A.N., CHOMIAK J., “*Turbulent flame speed and thickness : phenomenology, Evaluation and application in multi-dimentional simulation*”, *Prog. In Energy and Comb. Sci.*, 28:1-74, 2002
- [100] LIU, F., FURUTANI, H., HAMA, J., TKASHI, S., « *The ignition of H₂-O₂-O₃/H₂-O₂-O₃-Ar mixture induced by the pyrolysis of ozone.* », *JSME Int J ser B*, 41:123-130, 1998.
- [101] LONG, M.B., “*Multidimensional Imaging in combusting flows by Lorenz-Mie, Rayleigh and Raman scattering*”, *Instrumentation for flows with combustion*, Academic Press Ltd., 467-508, 1993.
- [102] LOZANO, A, “*Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser_ induced fluorescence*”, *Experiments in fluids*, 13:369-376, 1992.
- [103] LOZANO, A, “*Laser-excited luminescent tracers for planar concentration measurements in gaseous jets*”, *Thèse, Standford University*, 1992.

- [104] **MA, J.X., ALEXANDER, D.R., POULAIN, D.E.**, « *Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures* », *Combustion and flame*, 112:492-506, 1998.
- [105] **MANSOUR, M.S.**, « *Two-plane two-dimensional Rayleigh thermometry technique for turbulent combustion* », *Optics Letters*, 18:537-539, 1993.
- [106] **MARBLE F.E., FELTON P.G., BRACCO F.V.**, « *Fractals and turbulent premixed engine flames* », *Combustion and flame*, 77:295-310, 1977
- [107] **MARZOUK Y.M., GHONIEM A.F., NAJM H.N.**, « *Dynamic response of strained premixed flames to equivalence ratio gradients* », *Proc. 28th Symp. On Comb.*, 1859, 2000.
- [108] **MATSUMOTO R., NAKAJIMA T., KIMOTO K., NODA S., MAEDA S.**, « *An experimental study on low frequency oscillation and flame generated turbulence in premixed/diffusion flames* », *Combustion Science and Technology*, 27:103-111, 1982.
- [109] **MORGAN, C.G.**, « *Laser-induced breakdown of gases* », *Rep. Prog. Phys.*, 38:621-665, 1975.
- [110] **NAMAZIAN, M., KELLY, J., SCHEFER, R.**, « *Simultaneous NO and temperature imaging measurements in turbulent Nonpremixed flames* », *Proc. 25th Symp. On Comb.*, 1149, 1994.
- [111] **NAMJ H.N., PAUL P.H., MUELLER C.J., WYCKOFF P.S.**, « *On the adequacy of certain experimental observable as measurements of flame burning rate* », *Comb. And Flame*, 113:312-332, 1998.
- [112] **O'YOUNG, F., BILGER, R.W.**, « *Measurement of scalar dissipation in premixed flames* », *Comb. Sci. Tech.*, 113:393-411, 1996.
- [113] **O'YOUNG F., BILGER R.W.**, « *Scalar gradient and related quantities in turbulent premixed flames* », *Combustion and flame*, 109:682-700, 1997.
- [114] **PETERS N.**, « *Laminar flamelet concepts in turbulent combustion* », *Proc. Comb. Institute*, 21:1231-1250, 1986.
- [115] **PETERS N.**, « *Fifteen lectures on laminar and turbulent combustion* », ERCOFTAC summer school, Aachen Allemagne, 1992.

- [116] **PETERS N.**, *“Turbulent combustion”*, Cambridge university press, 2000.
- [117] **PHILIPS H.**, « *Flame in a buoyant methane layer* », Proc. 10th Symp. On Comb., 1277, 1965.
- [118] **PHUOC, T.X.**, *“Single point versus multi-point laser ignition : experimental measurements of combustion times and pressures”*, Combustion and flame, 122:508-510, 2000.
- [119] **PHUOC, T.X., WHITE, F.P.**, *“Laser-induced spark ignition of CH₄/AIR mixtures”*, Combustion and flame, 119:203-2016, 1999.
- [120] **PIRES DA CRUZ A., DEAN A.M., GREEDA J.M.**, « *A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane-air flames* », Proc. 28th Symp. On Comb., 1925, 2000.
- [121] **PIIT, P.L., CLEMENTS, R.M., TOPHAM, D.R.**, *“The early phase of spark ignition”*, Combust. Sci. Tech., 78:289-314, 1991.
- [122] **POINSOT T., VEYNANTE D., CANDEL S.**, *“Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation”*, Proc. Comb. Institute, 23:613-619, 1990.
- [123] **POINSOT T., VEYNANTE D., CANDEL S.**, *“Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams”*, Journal of fluid mechanics, 228:561-606, 1991.
- [124] **POINSOT T., ECHEKKI T., MUNGAL M.G.**, *“A study of the laminar flame tips and implications for premixed turbulent combustion”*, Combustion Science and Technology, 81:45-74, 1992.
- [125] **POINSOT T. et LELE S.**, *“Boundary conditions for direct simulations of compressible reacting flows”*, Journal of Computational Physics. 101:104-129, 1992.
- [126] **POINSOT T., CANDEL S., TROUVE A.**, *“Application of direct numerical simulation to premixed turbulent combustion”*, Prog. In Energy and Comb. Science, 21:531-576, 1996.
- [127] **POINSOT T, VEYNANTE D**, *“Theoretical and Numerical Combustion”*, R.T. Edwards, 2001.

- [128] **POPE S.B., CHENG W.K.**, “*Statistical calculations of spherical turbulent flames*”, Proc. Comb. Institute, 21:1473-1481, 1986.
- [129] **POPE S.B.**, “The evolution of surfaces in turbulence”, International journal of engineering Science, 26:445-468, 1988.
- [130] **RA Y.**, “*Laminar flame propagation in a stratified charge*”, Ph. D. thesis, MIT, 1999.
- [131] **RA Y., CHENG W.K.**, “*Laminar flame propagation through a step-stratified charge*”, 5th Int. Symp. on diagnostics and modelling of combustion in internal engines, Japan, 251-257, 2001
- [132] **REID, R.C., PRAUSNITZ, J.M., POLING, B.E.**, « *The properties of gases and liquids* », 4th ed. New York, McGraw-Hill, 1987
- [133] **RENOU B.**, « *Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent, influence du nombre de Lewis* », Thèse, Université de ROUEN, 1999.
- [134] **RENOU B, BOUKHALFA M, PUECHBERTY D, and TRINITE M**, “*Effects of stretch on the local structure of freely-propagating premixed low turbulent flames with various Lewis numbers*”, Proc. Comb. Institute, 27, 2A01, 1998.
- [135] **REVEILLON J., VERVISCH L.** “*Analysis of weakly turbulent diluted-spray flames and combustion regimes*”, J. Fluid Mech., 537: 317-347., 2005
- [136] **RICHTER, M., AXELSSON, B., ALDEN, M.**, “*Engine diagnostics using laser induced fluorescence signals collected through an endoscopic detection system*”, SAE 982465, 1998.
- [137] **RIBERT G., CHAMPION M, PLION P.**, “*Modelling turbulent reactive flows with variable equivalence ratio : application to the calculation of a reactive shear layer*”, Combustion Science and technology, 176:907-923, 2004.
- [138] **RIBERT G., CHAMPION M, GICQUEL O., DARABIHA N., VEYNANTE D.**, “*Modelling nonadiabatic turbulent premixed reactive flows including tabulated chemistry*”, Combustion and flame, 141:271-280, 2005.

-
- [139] **ROLON J.C., VEYNANTE D., MARTIN J.P.**, “Counter jet stagnation flows”, Exp. In Fluids, 11 :313-324, 1991
- [140] **RONNEY, P.D.**, “Laser versus conventional ignition of flames”, Optical engineering, 33:510-521, 1994.
- [141] **ROOT, R.G.**, “Modeling of post-breakdown phenomena”, Radziemski L.J., Cremers D.A., editors. Laser-induced plasmas and applications. New York and Basel : Marcel Dekker, 69, 1989.
- [142] **SACCADURA J.C.**, “Etude expérimentale des flammes non-prémélangées hydrogène-oxygène. Caractérisation des champs dynamiques et scalaires”, Thèse, Université de ROUEN, 1997.
- [143] **SAMSON E.**, “Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu à richesse stratifiée”, Thèse, INSA de ROUEN, 2002.
- [144] **SATO, K., HIDAKA, Y.**, “Shock tube and modelling study of acetone pyrolysis and oxidation”, Combustion and flame, 122:291-311, 2000.
- [145] **SAUTET J.C.**, “Effets de différences de densités sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents”, Thèse, Université de ROUEN, 1992.
- [146] **SCHULZ, C., SICK, V.**, “Tracer-LIF diagnostics : quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems”, Prog Energ Comb Sci, 31:75-121, 2000.
- [147] **SMITH, G.P., GOLDEN, D.M., FRENKLACH, M.**, GasResearch Institute, www.me.berkeley.edu/gri_mech/, 2000
- [148] **SPIGLANIM, T.A., McILROY, A., FOURNIER, E.W., COHEN, R.B., SYAGE, J.A.**, “Time-resolved imaging of flame kernels : laser spark ignition of H₂/O₂/Ar mixtures at different equivalence ratios”, Combustion and flame, 102:310-328, 1995.
- [149] **SOÏKA A., DINCKELAKER F., LEIPERTZ A.**, Proc. Comb. Institute, 27:785-792, 1998.

- [150] **SU, L.K., HAN D., MUNGAL, M.G.**, « *Measurements of velocity and fuel concentration in the stabilization region of lifted jet diffusion flames* », Proc Combust Inst, 28:327-334, 2000
- [151] **SUNG C.J., LIU J.B., LAX C.K.**, “*On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow*”, Combustion and flame, 106:168-183, 1996.
- [152] **TALBOT L., CHENG R.K., SCHEFER R.W., WILLIS D.R.**, “*Thermophoresis of particles in a heated boundary layer*”, Journal of fluid mechanics, 101:737-758, 1980.
- [153] **TANOFF, M.A., SMOOKE, M.D., TEETS, R.E., SELL, J.A.**, “*Computational and experimental studies of laser-induced thermal ignition in premixed ethylene-oxidizer mixtures*”, Combustion and flame, 103:253-280, 1995.
- [154] **THEVENIN D.**, “*Three-dimensional direct simulations and structure of expanding turbulent methane flames*”, Proc. Comb. Institute, 30:629-637, 2005.
- [155] **THIELE, M., WARNATZ, J., DREIZLER, A., LINDENMAIER, S., SCHIEBL, R., MAAS, U., GRANT, A., EWART, P.**, “*Spark ignited hydrogen/air mixtures : two dimensionoal detailed modelling and laser based diagnostics*”, Combustion and flame, 128:74-87, 2002.
- [156] **THURBER, M.C., GRISH, F., KIRBY, B.J., VOSTMEIER, M., HANSON, R.K.**, “*Measurements and modelling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics*”, Applied Optics, 37:4963-4978, 1998.
- [157] **THURBER, M.C., HANSON, R.K.**, “*Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence*”, Experiments in fluids; 30:93-101, 2001.
- [158] **TOONG T.Y., SALANT R.F., STOPERFORD J.M. and ADERSON J.Y.**, “*Mechanism of combustion instability*”, Proc. Comb Institute, 10:1301-1313, 1965.
- [159] **TROUVE A., POINSOT T.**, “ *The evolution equation for the flame surface density in turbulent premixed combustion.*”, Journal of Fluid Mechanism, 278:1-31, 1994.
- [160] **VAGELOPOULOS C.M., EGOLFOPOULOS F.N.**, Proc. Combust. Inst. 27, 513,1998

-
- [161] **VAN MAAREN A., THUNG D.S., DE GOEY L.P.H.**, Combust. Sci. Technol. 96, 327, 1994.
- [162] **VERVISH L., BIDEUAX E., BRAY K.N.C., KOLLMANN W.**, “*Surface density function in premixed turbulent combustion modelling, similarities between probability density function and flame and flame surface approach*”, Physic Fluids, A7:2596-2503, 1995.
- [163] **VERVISCH L., DOMINGO P.**, « *Triple flames and partially premixed combustion in autoignition of nonpremixed turbulent mixtures.* » Proc. 26th Symp. On Comb., 233, 1996.
- [164] **VERVISCH L., HAUGUEL R., DOMINGO P., RULLAUD M.**, Journal of turbulence, 5:1-36, 2004.
- [165] **VEYNANTE D.**, “*Theoretical and experimental analysis of flame surface density models for turbulent combustion*”, Réunion commune des sections française et belge du combustion institute, Villeneuve d’ascq, 1997.
- [166] **WALDMAN L., SCHMITT K.H.**, “*Thermophoresis and diffusiophoresis of aerosols*”, Aerosol sciences, academic press, 1966.
- [167] **WEYL, G.M.**, “*Physics of laser-induced breakdown : an update*”, Radziemski L.J., Cremers D.A., editors. Laser-induced plasmas and applications. New York and Basel : Marcel Dekker, 1, 1989.
- [168] **WILLERT, F., GHARIB, M.**, “*Digital particle image velocimetry*“, Experiments in fluids, 10:182-193, 1991.
- [169] **WILLIAMS F.A.**, “*Combustion Theory*”, Ed. Benjamin Cummings, Palo Alto, Second Edition, 1985
- [170] **ZELDOVICH Ya.B.**, “*Structure and stability of steady laminar flame at moderately large Reynolds numbers*”, Combustion and flame, 40:225-234, 1981.
- [171] **ZHOU J., NISHIDA K., YOSHIZAKI T., HIROYASU H.**, « *Flame propagation characteristics in heterogeneous concentration distribution of fuel-air mixture.* » SAE Paper 982563, 1998.