

A. Fuentes, (2006) *Interactions between the Reaction Zone and Soot Field in a Laminar Boundary Layer Type Diffusion Flame*, PhD Thesis, University of Poitiers, France.

# THÈSE

pour l'obtention du grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS  
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE  
(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)  
(Diplôme National - Arrêté du 25 Avril 2002)

École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur  
Secteur de Recherche : Énergie, Thermique, Combustion

Présentée par

Andrés FUENTES

INTERACTION ENTRE LA ZONE RÉACTIONNELLE ET LE CHAMP DE  
CONCENTRATION DES SUIES : CAS DE LA FLAMME DE DIFFUSION  
LAMINAIRE AU SEIN D'UNE COUCHE-LIMITE

Directeurs de Thèse : Pierre JOULAIN

Soutenue le 8 Décembre 2006  
devant la Commission d'Examen

— Jury —

M. A.C. FERNANDEZ-PELLO	Professeur à l'Université de Californie, Berkeley	rapporteur
M. J.C. ROLON	Professeur à l'École Centrale Paris, Paris	rapporteur
M. P. JOULAIN	Directeur de Recherche au CNRS, Université de Poitiers	examineur
M. R. PRUD'HOMME	Directeur de Recherche au CNRS, Université Paris VI	examineur
M. J.L. TORERO	Professeur à l'Université d'Edimbourg	examineur
M. K. JOULAIN	Maître de conférences à l'ENSMA	examineur
M. J.P. VANTELON	Directeur de Recherche au CNRS, Université de Poitiers	président
M. H.N. PRESLES	Directeur de Recherche au CNRS, Université de Poitiers	invité
M. J.D. RIVERA	Professeur à la Université Pontificale Catholique du Chili	invité



## Remerciements

Fruit de nombreuses contributions, l'aboutissement de cette thèse m'emmène naturellement à exprimer mes remerciements les plus sincères.

Je tiens d'abord à remercier Monsieur Pierre Joulain pour m'avoir accueilli au sein de "l'Équipe des Flammes Non-Prémélangées" du Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD) où j'ai eu la chance d'y effectuer mon stage de DEA, puis cette thèse, et d'avoir toujours fait ce qu'il fallait pour que je m'y sente bien encadré. Je remercie aussi Monsieur Henri-Noël Presles directeur du laboratoire pour m'avoir permis de réaliser la thèse au sein du LCD.

Je remercie particulièrement Messieurs Carlos Fernandez-Pello et Juan Carlos Rolon pour m'avoir fait l'honneur d'être rapporteurs de cette thèse. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à Monsieur José Luis Torero pour avoir accepté de faire le voyage depuis Edimbourg afin d'être examinateur de ma thèse. J'ai aussi été ravi que Messieurs Roger Prud'Homme, Karl Joulain et Jean-Pierre Vantelon aient accepté d'être aussi examinateurs de cette thèse. Je remercie également Monsieur Juan de Dios Rivera d'avoir accepté d'assister à ma soutenance en tant que membre invité.

Je ne remercierai jamais assez Jacques Baillargeat et Franck Mercier, pour leur compétence, leur gentillesse et leur disponibilité. Grâce à eux, l'aspect technique de ce travail a été tellement plus accessible. A leurs multiples actions, j'associe les indénombrables interventions de Alain Claverie sur mon travail. Aucun mot n'est assez fort pour décrire combien leurs présences quotidiennes, leurs soutiens permanents ainsi que leurs compétences irréprochables ont été précieux pour moi.

Un grand merci à Jocelyne Bardeau, Françoise Astier, Monique Dupuis et Eliane Bonneau qui, toujours dans la bonne humeur, ont remarquablement géré les aspects administratifs et qui ont par conséquent contribué au bon déroulement de cette thèse.

Je tiens également à remercier l'ensemble des doctorants du LCD qui ont participé à mes débuts dans la recherche : Pierre C., Sébastien R., Rui R., Fabien C., Elenna C. et aussi du Laboratoire d'Études Thermiques : Olivier S., Jacques S., Sthephan G., Manuel G. pour leurs conseils, leur disponibilité et pour la bonne ambiance qui a régné lors de différentes discussions, pauses et manipulations durant ces quatre années, et dont je garde un très bon souvenir. Enfin, mes remerciements les plus chers s'adressent ici à Guillaume Legros avec sa sympathie et sa motivation, il a su me communiquer sa passion pour la recherche. Lors des séances de travail que nous avons pu partager, il a toujours répondu, avec entrain et dans un climat très convivial, aux nombreuses questions que j'ai pu lui poser. Je suis heureux de l'avoir connu, sans lui, ce travail n'existerait pas. J'espère que l'amitié qui me lie maintenant à lui et Laure, sa femme, restera pour toujours.

Je suis très reconnaissant à Frédéric Gai et Christophe Mora, de la société Novespace, pour leur aide précieuse au bon déroulement de nos campagnes de vols paraboliques.

Depuis mon stage de DEA, j'ai eu la chance d'être invité plusieurs fois au Centre for Fire Research de l'Université d'Edimbourg, dans ce contexte je remercie mes amis Pedro, Hubert et Guillermo. Lors de ces séjours, je n'oublierai jamais tous les encouragements de José et de m'avoir aussi fait profiter de son expérience sur le sujet lors de nos différentes discussions. Sa grande capacité d'écoute et ses conseils m'ont permis de ne jamais baisser les bras, je lui suis profondément reconnaissant.

## A ma famille

Je ne remercierai jamais assez ma Mère et mon Père pour tous les sacrifices qu'ils ont fait pour moi, pour l'amour qu'ils m'ont donné. Ma mère m'a appris à être perspicace et à me dépasser. Mon père m'a montré les chemins de la sérénité et du pardon. C'est ainsi grâce à eux que j'ai pu atteindre mon but. J'espère pouvoir le leur rendre un jour. Je remercie aussi ma soeur Roxana, qui a toujours veillé sur moi. Merci à mon frère Guillermo qui a vraiment révolutionné notre famille (surtout nos parents). Je remercie du fond du coeur celle qui me supporte depuis plus de huit ans et qui est toujours là pour me remonter le moral et me pousser à aller de l'avant, celle que j'aime et avec qui j'espère passer le reste d'une existence paisible et heureuse : Cecilia, la femme de ma vie.

Cette thèse a débuté pour moi en Octobre 2003 et j'ai appris presque en même temps que j'allais être papa. Benjamin occupe donc une place très importante dans cette tâche accomplie. De nombreux choix, de nombreuses difficultés et de nombreuses joies n'auraient pas eu lieu d'être durant ma thèse s'il n'était venu au monde à ce moment là.

A CECILIA ET BENJAMIN, MA FEMME ET MON FILS CHÉRIS QUE J'AIME ET QUE  
J'ADORE, EN VOUS SOUHAITANT TOUT LE BONHEUR DU MONDE...

PARA CECILIA Y BENJAMIN, MI ESPOSA Y MI QUERIDO HIJO, MIS DOS AMORES LES  
DESEO AMOR, PASION Y POR SOBRE TODO FELICIDAD...

# Sommaire

Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xv
Nomenclature	xvii
Introduction générale	xxi

---

---

Motifs de l'étude	1
-------------------	---

---

---

<b>Chapitre 1 Introduction</b>	<b>3</b>
1.1 Contexte de l'étude . . . . .	3
1.1.1 La flamme de diffusion représentative d'un incendie . . . . .	3
1.1.2 Etudes théoriques issues de l'analyse d'Emmons . . . . .	4
1.1.3 Le phénomène de propagation . . . . .	6
1.2 Simplification du problème . . . . .	7
1.2.1 Micropesanteur en tant qu'outil de recherche . . . . .	7
1.2.2 Simulation de la combustion d'un solide . . . . .	8
1.3 Justification de l'étude . . . . .	9
1.3.1 Historique . . . . .	9
1.3.2 Le phénomène d'extinction . . . . .	11
1.4 Objet de l'étude . . . . .	13

<b>Chapitre 2 Présentation du dispositif expérimental</b>	<b>15</b>
2.1 Le banc expérimental . . . . .	15
2.1.1 La structure embarquée . . . . .	15
2.1.2 La chambre de combustion . . . . .	16
2.1.3 Matériel expérimental . . . . .	17
2.2 Conditions d'apesanteur . . . . .	20
2.2.1 Description du déroulement des vols paraboliques . . . . .	20
2.2.2 Lacunes de l'expérimentation . . . . .	21
2.3 Justification des paramètres de l'étude . . . . .	23
2.3.1 Visualisations et constats préalables . . . . .	23
2.3.2 Paramètres de l'étude . . . . .	25
2.4 Déroulement des travaux . . . . .	27
2.5 Conclusion . . . . .	28

---

---

<b>Approche numérique</b>	<b>29</b>
---------------------------	-----------

---

---

<b>Chapitre 3 Modélisation d'une flamme de diffusion</b>	<b>31</b>
3.1 Introduction . . . . .	31
3.2 L'outil numérique . . . . .	33
3.2.1 Choix de l'outil . . . . .	33
3.2.2 Le schéma numérique . . . . .	34
3.3 La modélisation de la combustion . . . . .	35
3.3.1 Modèle de fraction de mélange . . . . .	35
3.3.2 Modèle de cinétique chimique finie . . . . .	37
3.4 La modélisation radiative . . . . .	38
3.4.1 L'Équation de Transfert Radiatif (ETR) . . . . .	39
3.4.2 La résolution de l'ETR . . . . .	40
3.5 Trajectographie d'une particule . . . . .	48
3.6 Paramètres de calcul . . . . .	49

---

3.6.1	Domaine de calcul . . . . .	49
3.6.2	Maillage et volume de la cellule . . . . .	49
3.6.3	Conditions aux limites . . . . .	50
3.6.4	Conditions initiales et temps d'établissement . . . . .	50
3.7	Le calcul parallèle . . . . .	51
3.8	Directives . . . . .	52

**Chapitre 4 Résultats numériques** **53**

4.1	Couplage entre transferts radiatifs et cinétique chimique finie . . . . .	53
4.1.1	Evaluation de la pertinence . . . . .	54
4.1.2	Rôle du rayonnement . . . . .	55
4.1.3	Contours de la zone de réaction . . . . .	56
4.1.4	Sensibilité de l'écart entre simulation et expérience . . . . .	58
4.2	Suivi du champ de particules . . . . .	59
4.2.1	Champs de vitesse à travers la flamme . . . . .	59
4.2.2	Vitesse caractéristique de formation des suies . . . . .	61
4.2.3	Vitesse caractéristique d'oxydation des suies . . . . .	64
4.3	Conclusions intermédiaires . . . . .	65

---



---

**Approche expérimentale** **67**

---



---

**Chapitre 5 Mesures quantitatives** **69**

5.1	Incandescence Induite par Laser (LII) . . . . .	69
5.2	Principe de l'Incandescence Induite par Laser (LII) . . . . .	70
5.3	Théorie de l'Incandescence Induite par Laser . . . . .	71
5.3.1	Bilan d'énergie et évolution de la température des particules . . . . .	71
5.3.2	Le signal de LII et sa relation avec la concentration en particules . . . . .	74
5.4	Technique expérimentale . . . . .	76
5.4.1	Mise en œuvre de la LII . . . . .	76
5.4.2	Excitation du signal . . . . .	78

5.4.3	Détection du signal . . . . .	81
5.5	Etalonnage de la LII . . . . .	85
5.5.1	Fraction volumique de suie ( $f_{suie}$ ) . . . . .	86
5.5.2	Etalonnage dans une flamme cible . . . . .	89
5.5.3	Etalonnage <i>in situ</i> . . . . .	94
5.6	Corrections du signal de LII . . . . .	101
5.6.1	Atténuation de l'incandescence . . . . .	101
5.6.2	Distribution de l'énergie laser dans la nappe excitatrice . . . . .	102
<b>Chapitre 6 Mesures qualitatives</b>		<b>107</b>
6.1	Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF) . . . . .	107
6.1.1	Les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP) . . . . .	108
6.1.2	Excitation et détection des HAP . . . . .	110
6.2	Chimiluminescence des radicaux . . . . .	111
6.2.1	Le phénomène de chimiluminescence . . . . .	111
6.2.2	Spectre de bande des radicaux CH* et OH* . . . . .	112
6.2.3	Traceurs de la zone de réaction . . . . .	112
6.2.4	Méthode de visualisation . . . . .	113
<b>Chapitre 7 Présentation des résultats expérimentaux</b>		<b>115</b>
7.1	Méthodologie de l'analyse d'images . . . . .	116
7.1.1	Le traitement des images . . . . .	116
7.1.2	Conventions et symétrie du problème . . . . .	116
7.2	La zone réactionnelle . . . . .	117
7.2.1	Structure de la zone de réaction primaire . . . . .	117
7.2.2	Stand-off distance . . . . .	120
7.2.3	Intensité intégrée des émissions spontanées . . . . .	125
7.2.4	Interaction entre OH* et CH* . . . . .	130
7.3	Le champ de concentration des suies . . . . .	133
7.3.1	Les précurseurs de formation de la suie . . . . .	133
7.3.2	Distribution de la fraction volumique de suie ( $f_{suie}$ ) . . . . .	137
7.3.3	Interaction entre la formation/oxydation de la suie et sa fraction volumique . . . . .	143
7.4	La longueur de la flamme . . . . .	147
<b>Chapitre 8 Discussion et conclusion</b>		<b>151</b>

---

<b>Annexes</b>	<b>159</b>
<b>Annexe A Création de l'apesanteur</b>	<b>159</b>
A.1 Théorie . . . . .	159
A.1.1 Cas de la tour de chute libre . . . . .	160
A.1.2 Cas des vols parabolique . . . . .	161
<b>Annexe B L'Équation de Transfert Radiatif (ETR)</b>	<b>163</b>
B.1 Notations . . . . .	163
B.2 Flux . . . . .	164
B.3 Variation du flux . . . . .	164
B.4 Absorption . . . . .	165
B.5 Émission spontanée . . . . .	165
B.6 Diffusion . . . . .	166
B.7 Bilan . . . . .	167
<b>Annexe C L'exécution du calcul parallèle au CINES</b>	<b>169</b>
<b>Annexe D La structure des suies</b>	<b>171</b>
<b>Annexe E Images numérisées d'émission spontanée CH*</b>	<b>175</b>
<b>Annexe F Images numérisées d'émission spontanée OH*</b>	<b>179</b>
<b>Annexe G Images numérisées de l'Incandescence Induite par Laser</b>	<b>183</b>
<b>Annexe H Images numérisées de la fluorescence des HAP</b>	<b>187</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>191</b>



# Liste des figures

1.1	Schéma d'une flamme de diffusion établie au sein d'une couche limite bidimensionnelle se développant sur une plaque plane [Emmons 1956]. . . . .	4
1.2	Flamme de diffusion établie sur un combustible solide soumise à un écoulement oxydant parallèle à sa surface [Fernandez-Pello 1984]. . . . .	6
1.3	Image visible d'une flamme de diffusion établie sur une plaque plane en condition de micropesantuer, obtenue pour une vitesse de l'oxydant $V_{OX} = 150$ mm/s et une injection d'éthylène $V_F = 5$ mm/s. . . . .	11
1.4	Evolution du nombre de Damköhler $\mathcal{D}$ le long de la plaque, pour une concentration en oxygène de $X_{O_2} = 0,25$ , calculé à partir du nombre $B_T$ , tiré des données obtenues par Victoris [Victoris 1998]. . . . .	12
2.1	Schéma de <i>Marguerite</i> en configuration de vol. . . . .	16
2.2	Schéma de la chambre de combustion et du système d'alimentation de l'écoulement oxydant et de l'injection de combustible. . . . .	17
2.3	Plan de la plaque du brûleur. . . . .	19
2.4	Manœuvre effectuée par l'A300 ZéroG de Novespace pour décrire une parabole. . . . .	21
2.5	Enregistrements caractéristiques des accéléromètres embarqués à bord de l'A300 ZeroG de Novespace. . . . .	22
2.6	Exemple d'évolution de la <i>stand-off distance</i> et du niveau de pesanteur au cours du temps [Cordeiro 2003]. . . . .	23
2.7	Vues latérales de la flamme visible de diffusion, à gauche, et contours correspondant à un seuil d'intensité bleue et verte de 150 (sur 255), à droite. Les flammes ont été produites par une injection de combustible constante ( $V_F = 5$ mm/s) et un soufflage oxydant de : (a) $V_{OX} = 150$ mm/s, (b) $V_{OX} = 200$ mm/s, (c) $V_{OX} = 250$ mm/s [Fuentes 2007]. . . . .	24
3.1	Relations d'état entre la fraction de mélange et les fractions massiques des espèces mises en jeu dans le cas d'une réaction propane-air . . . . .	36
3.2	Système de coordonnées pour la discrétisation angulaire . . . . .	42
3.3	Schéma représentant le domaine de calcul, les dimensions étant ici exprimées en millimètres. . . . .	49
4.1	Evolution de $HRRPUV$ en fonction du seuil d'extinction. . . . .	54
4.2	Comparaison des pertes radiatives entre une modélisation de la combustion par cinétique chimique finie et une modélisation effectuée par fraction de mélange ( $V_F = 5$ mm/s, $V_{OX} = 150$ mm/s). . . . .	56

4.3	Comparaison des contours de la zone réactionnelle pour une vitesse de l'oxydant de 150 mm/s et une vitesse d'injection d'éthylène de 5 mm/s. . . . .	57
4.4	Comparaison entre les longueurs de la zone réactionnelle déterminées numériquement et expérimentalement, en fonction de la vitesse de soufflage oxydant. . . . .	58
4.5	Champ de la vitesse verticale $W$ dans la flamme de diffusion pour une vitesse d'injection de combustible $V_F = 5$ mm/s. Les traits continus représentent les lignes de courant, tandis que les pointillés retracent la position des maxima de température. . . . .	60
4.6	Evolution des maxima de température de la zone réactionnelle dans le plan de symétrie en fonction de l'abscisse $x$ pour différentes vitesses de soufflage de l'oxydant. . . . .	61
4.7	Trajectoires des particules injectées en ( $x = 11,25$ mm, $y = 100$ mm, $z = 0$ ) et lieu des maxima de température en fonction de l'abscisse $x$ pour différentes $V_{OX}$ . . . . .	62
4.8	Historique de la température des particules fictives injectées à travers le poreux ( $y = 100$ mm ; $z = 0$ mm) à $t = 9$ s en fonction de différents $V_{OX}$ . . . . .	63
4.9	Température et fraction massique des espèces en fonction du temps rencontrées par des particules injectées en $z = 3,75$ mm ( $x = 0$ ; $y = 100$ mm) dans l'écoulement oxydant pour $V_{OX} = 250$ mm/s et $V_F = 5$ mm/s. . . . .	64
4.10	Vitesse caractéristique d'oxydation $v_{ox}$ définie comme le rapport entre la longueur de la trajectoire de la particule sur le temps caractéristique d'oxydation $l/\tau_{ox}$ . . . . .	65
5.1	Interaction laser-particule de suie . . . . .	70
5.2	Schéma du dispositif expérimental de la LII mis en œuvre autour d'une flamme non-prémélangée, établie sur une plaque plane. . . . .	77
5.3	La <i>fluence du laser</i> en fonction de $S_{LII}$ normalisé pour deux longueurs d'onde d'excitation différentes : à 532 nm sur l'abscisse haute [Michelsen 2003b] et à 266 nm sur l'abscisse basse (résultat obtenu sur la flamme de diffusion établie en micropesanteur). . . . .	79
5.4	Effet du profil laser sur le niveau du signal LII [Tait 1993]. . . . .	80
5.5	(a) Comparaison en terme de fluence de différents profils de nappe laser et (b) impact de la largeur équivalente du profil sur l'énergie laser globale [Snelling 2005]. . . . .	82
5.6	Evolution du rapport entre l'intensité d'une particule de suie chauffée à 4000 K et celle d'une particule à 2000 K, en fonction de la longueur d'onde [Zhao 1998]. . . . .	82
5.7	Spectre de la bande de $C_2$ dans une flamme de diffusion d'éthylène et choix du filtrage par le récepteur selon Shaddix et Smyth [Shaddix 1996]. . . . .	83
5.8	Effet de la fluence du laser sur le profil temporel du signal de la LII [Ni 1995]. . . . .	84
5.9	Signal induit par la nappe laser dans le plan de symétrie d'un brûleur axisymétrique en fonction du retard de l'ouverture de la caméra sur l'impulsion laser [Guignard 2005]. . . . .	85
5.10	Fonction d'absorption de la suie produite par des flammes de diffusion ou des moteurs diesel, depuis l'ultra violet jusqu'à l'infrarouge. . . . .	88
5.11	Parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction des suies d'éthylène, tirées des données produites par Habib et Vervisch [Habib 1988]. . . . .	89

---

5.12	Flamme cible de diffusion de type Gülder [Snelling 1999] utilisée pour l'étalonnage de la LII. . . . .	90
5.13	Schéma du dispositif expérimental d'étalonnage de la LII à partir d'une flamme cible. . . . .	91
5.14	Comparaison de la cartographie servant à l'étalonnage du signal de LII (b/) avec la technique d'extinction laser (a/). . . . .	92
5.15	Distribution des intensités de LII en fonction des coefficients d'absorption d'après des mesures effectuées dans la flamme de type Gülder pour une injection d'éthylène de 3,88 cm/s et un écoulement oxydant de 1000 cm <sup>3</sup> /s. . . . .	93
5.16	Détermination du coefficient d'étalonnage $C_{etal}$ défini par l'équation (5.17) pour différentes injections d'éthylène et un écoulement oxydant fixé à 1000 cm <sup>3</sup> /s. . . . .	94
5.17	Image visible d'une flamme de diffusion établie sur une plaque plane obtenue par un camera monochromatique. . . . .	95
5.18	Dispositif expérimental d'étalonnage mise en en œuvre lors de campagne de vols paraboliques. . . . .	96
5.19	Profils d'intensité LII en fonction des profils obtenus par extinction laser à différentes abscisses $x$ pour $V_{OX} = 250$ mm/s and $V_F = 5.0$ mm/s [Fuentes 2006b].	98
5.20	Absorption du signal effectif $S_{LII}^0$ en fonction de la fraction volumique de suie contenue dans la flamme. . . . .	102
5.21	Evolution de l'absorption et de l'extinction du signal LII à travers la flamme pour 400 nm. . . . .	103
5.22	Distribution de l'énergie contenue dans la nappe excitatrice, normalisée par le maximum des intensités mesurées dans l'image. . . . .	104
6.1	Interaction laser-molécule, induisant notamment la fluorescence. . . . .	108
6.2	Représentation du processus de formation de la suie. . . . .	108
6.3	Bande spectrale d'absorption des HAP selon leur masse molaire [Leipertz 2002].	110
6.4	Spectres d'émission des radicaux CH* et OH* centrés sur le domaine d'intérêt des présents travaux. . . . .	112
7.1	Emission CH* pour $V_{OX} = 200$ mm/s et $V_F = 5$ mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale $z$ pour différentes abscisses adimensionnées $x/L_P$ en bas. . . . .	118
7.2	Emission OH* pour $V_{OX} = 200$ mm/s et $V_F = 5$ mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale $z$ , pour différentes valeurs de la coordonnée longitudinale $x/L_P$ en bas. . . . .	120
7.3	Allure de la zone réactionnelle illustrée comme la superposition des régions d'émission des radicaux CH* et radicaux OH*. Les isocontours sont caractérisés par une intensité égale à 20% de l'intensité maximale, pour $V_{OX} = 125$ mm/s, $V_F = 5$ mm/s et $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	121
7.4	Evolution de la position des pics d'intensité CH* et OH* en fonction de $x/L_P$ pour différentes vitesses de l'oxydant et une vitesse d'injection de combustible $V_F = 5$ mm/s. . . . .	122

7.5	Comparaison des <i>stand-off distances</i> définies par les radicaux CH* et OH* avec l'épaisseur de la couche-limite théorique de type Blasius pour $V_{OX} = 250$ mm/s. . . . .	122
7.6	Evolution le long de la plaque de la <i>stand-off distance</i> adimensionnée. . . . .	123
7.7	Evolution de la position des pics d'intensité de CH* et OH* en fonction de $x/L_P$ pour différentes vitesses d'injection du combustible, une vitesse d'écoulement oxydant $V_{OX} = 150$ mm/s et une teneur en oxygène $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	125
7.8	Variation de la <i>stand-off distance</i> pour différentes teneurs en oxygène de l'écoulement forcé. Pour $V_{OX} = 250$ mm/s et $V_F = 5$ mm/s. . . . .	125
7.9	Intensité intégrée le long de l'ordonnée $z$ de l'émission CH* et OH*, en fonction de l'abscisse $x/L_P$ . . . . .	127
7.10	Evolution le long du poreux de l'accumulation locale du combustible. Pour $V_{OX} = 250$ mm/s, $V_F = 3$ mm/s et $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	128
7.11	Ecart entre les <i>stand-off distances</i> définies par les radicaux OH* et CH* le long de la plaque. . . . .	131
7.12	Evolution de l'écart entre les <i>stand-off distances</i> définies par les radicaux OH* et CH* en fonction des paramètres de l'étude et pour différents endroits le long de la plaque. . . . .	132
7.13	Cartographie du signal HAP pour $V_{OX} = 250$ mm/s et $V_F = 5$ mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale $z$ pour différentes valeurs de la abscisse $x/L_P$ en bas. . . . .	134
7.14	Signal intégré des HAP en fonction de l'abscisse $x/L_P$ . . . . .	136
7.15	Cartographie de la fraction volumique de suie pour $V_{OX} = 250$ mm/s et $V_F = 5$ mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale $z$ pour différentes valeurs de la abscisse $x/L_P$ en bas. . . . .	138
7.16	Evolution de la position du pic de la fraction volumique de suie en fonction de l'abscisse $x/L_P$ . . . . .	140
7.17	La fraction volumique de suie intégrée en fonction de l'abscisse $x/L_P$ . . . . .	142
7.18	Comparaison entre la position du pic des HAP intégrés et de la fraction volumique de suie intégrée le long de la plaque. . . . .	145
7.19	Comparaison de la position du pic de l'émission des radicaux OH* et de la fraction volumique de suie intégrée le long de la plaque. . . . .	146
7.20	Temps caractéristique d'oxydation $\tau_{ox}$ de suies en fonction de la vitesse de l'oxydant $V_{OX}$ . Pour $V_F = 5$ mm/s et $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	147
7.21	a/ Evolution de l'intensité des radicaux CH* et OH* et de la $f_{suie}$ intégrée et b/ évolution de la position du pic d'intensité intégrée des radicaux CH* et OH*, en fonction de l'abscisse $x/L_P$ . Pour $V_{OX} = 250$ mm/s, $V_F = 5$ mm/s et $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	148
7.22	a/ Evolution du seuil en fonction de l'intensité des radicaux normalisée, b/ comparaison des intensités intégrées avec des isocontours à 90 % du maximum du radical CH* et c/ influence de l'écoulement forcé sur la longueur de la zone de réaction primaire. Pour $V_{OX} = 250$ mm/s, $V_F = 5$ mm/s et $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	150
8.1	Interaction entre la zone réactionnelle, formation de suies et le champ des concentration de suie par de isocontours à différentes régimes et une concentration en oxygène $X_{O_2} = 0,35$ . . . . .	154

---

A.1	Définition des coordonnées et des vecteurs dans les référentiels absolu et relatif.	159
A.2	Equilibre des forces sur la partie d'un corps solide en mouvement libre. . . . .	160
B.1	Chemin optique entre deux points quelconques d'un milieu hétérogène. . . . .	164
B.2	Diffusion du rayonnement par le volume élémentaire $dV$ . . . . .	166
D.1	Schéma du système de prélèvement des suies à l'intérieur de la flamme. . . . .	171
D.2	Photographies réalisées au microscope à balayage électronique sur une grille de prélèvement insérée à différentes positions sur la plaque. Les deux grilles collectent la suie pendant 0,5 s et à $z = 12$ mm . . . . .	172
D.3	Distribution de la taille des particules de suie échantillonnées a $x = 60$ mm. . . . .	172
E.1	Images de $\text{CH}^*$ pour $X_{\text{O}_2} = 0,35$ . . . . .	176
E.2	Images de $\text{CH}^*$ pour $X_{\text{O}_2} = 0,21$ . . . . .	177
E.3	Images de $\text{CH}^*$ pour $X_{\text{O}_2} = 0,50$ . . . . .	178
F.1	Images de $\text{OH}^*$ pour $X_{\text{O}_2} = 0,35$ . . . . .	180
F.2	Images de $\text{OH}^*$ pour $X_{\text{O}_2} = 0,21$ . . . . .	181
F.3	Images de $\text{OH}^*$ pour $X_{\text{O}_2} = 0,50$ . . . . .	182
G.1	Images de la LII pour $X_{\text{O}_2} = 0,35$ . . . . .	184
G.2	Images de la LII pour $X_{\text{O}_2} = 0,21$ . . . . .	185
G.3	Images de la LII pour $X_{\text{O}_2} = 0,50$ . . . . .	186
H.1	Images des HAP pour $X_{\text{O}_2} = 0,35$ . . . . .	188
H.2	Images des HAP pour $X_{\text{O}_2} = 0,50$ . . . . .	189



# Liste des tableaux

2.1	Paramètres variables et constantes choisis. . . . .	26
3.1	Discrétisation spectrale sous FDS [McGrattan 2004] . . . . .	45
3.2	Bandes moléculaires incluses dans RADCAL [Grosshandler 1980] . . . . .	48
5.1	Composantes de l'incertitude sur chaque paramètre qui contribuent à l'incertitude étendue sur la fraction volumique de suie $f_{suie}$ . . . . .	100
6.1	Caractéristiques du matériel utilisé pour la chimiluminescence des radicaux CH* et OH* . . . . .	114



# Nomenclature

De façon générale, les vecteurs sont notés en caractères gras. Pour plus de clarté, cette nomenclature ne contient pas les intermédiaires de calcul sporadiquement introduits.

$a_\lambda$	coefficient spectral local d'absorption	$m^{-1}$
$A_\lambda$	facteur spectral d'absorption	-
$B$	nombre de transfert de masse	-
$c$	célérité	$m.s^{-1}$
$C_p$	capacité calorifique massique à pression constante	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$C_q$	rapport de la vitesse combustible à la vitesse oxydante	-
$D$	coefficient de diffusion moléculaire	$m^2.s^{-1}$
$D_g$	diamètre de giration	m
$\Delta H_c$	enthalpie de combustion par unité de masse d'oxygène consommé	$J.kg^{-1}$
$\Delta H_p$	enthalpie de pyrolyse par unité de masse de combustible pyrolysé	$J.kg^{-1}$
$f$	fraction de mélange	-
$f_{suie}$	fraction volumique de suie	-
$F_{suie}$	fraction volumique de suie par unité de longueur longitudinale	m
$h$	enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
$h_f$	hauteur caractéristique de la flamme	m
$H$	enthalpie	J
$i$	intensité du signal	unité arbitraire
$I$	luminance	$W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$
$k$	conductivité thermique	$W.K^{-1}.m^{-1}$
$k_\lambda$	coefficient spectral local d'extinction	$m^{-1}$
$K_\lambda$	épaisseur optique à la longueur d'onde $\lambda$	-
$l_f$	longueur caractéristique de flamme	m
$L_P$	côté du poreux carré	m

$m$	masse	kg
$\dot{m}''$	débit surfacique de combustible pyrolysé	kg.s <sup>-1</sup> .m <sup>-2</sup>
$M_i$	masse molaire	kg.mol <sup>-1</sup>
$n$	partie réelle de l'indice de réfraction	m <sup>-1</sup>
$p$	pression	Pa
$q$	énergie libérée	J
$Q$	pertes enthalpiques par unité de masse de combustible pyrolysé	J.kg <sup>-1</sup>
$S$	signal mesuré	unité arbitraire
$\mathcal{S}$	surface	m <sup>2</sup>
$t$	temps	s
$T$	température	K
$\mathbf{u}$	vecteur vitesse	m.s <sup>-1</sup>
$V$	vitesse	m.s <sup>-1</sup>
$Y_i$	fraction massique de l'espèce $i$	-

### Symboles grecs

$\epsilon$	émissivité	-
$\tilde{m}$	indice complexe de réfraction	m <sup>-1</sup>
$\eta$	coefficient de transmission des optiques	-
$\kappa$	partie imaginaire de l'indice de réfraction	m <sup>-1</sup>
$\kappa_\nu$	coefficient monochromatique volumique d'absorption	m <sup>-1</sup>
$\lambda$	longueur d'onde	m
$\nu$	fréquence d'onde	s <sup>-1</sup>
$\xi_\nu$	coefficient monochromatique volumique d'émission	m <sup>-1</sup>
$\rho$	masse volumique	kg.m <sup>-3</sup>
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann	5,6696.10 <sup>-8</sup> W.cm <sup>-2</sup> .K <sup>-4</sup>
$\sigma_\nu$	coefficient monochromatique volumique de diffusion	m <sup>-1</sup>
$\tau$	transmittivité	-
$\tau_f$	temps caractéristique de formation des suies	s
$\tau_{ox}$	temps caractéristique d'oxydation des suies	s
$\tau_r$	temps caractéristique de résidence	s
$\tau_{ch}$	temps caractéristique chimique	s
$\nu$	coefficient stœchiométrique	-
$\chi$	efficacité de combustion	-
$\dot{\omega}$	puissance volumique de réaction	W.m <sup>-3</sup>
$\Phi$	fonction de phase	-
$\Psi$	absorption par unité de longueur longitudinale	-
$\Omega$	angle solide	sr

---

## Indices

ad	adiabatique
b	propriété du corps noir
c	combustion
cond	nature conductive
d	diffusion
f	flamme
$\lambda$	grandeur spectrale
p	pyrolyse
r	nature radiative
s	surface combustible

## Exposants

•	par unité de temps
'	par unité de longueur
"	par unité de surface
'''	par unité de volume
o	état d'équilibre
a	absorbé
e	émis



# Introduction générale

Depuis sa "conquête", il y a environ un million d'années, le feu fait partie de l'expérience quotidienne de l'homme. Objet fascinant, parfois insaisissable, diversement coloré, et aux mouvements imprévisibles, la flamme, du fait de sa manifestation physique, a conduit tout au long de l'histoire de l'humanité à des questionnements. On trouve les premières citations relatives au feu dès l'époque romaine à travers le palindrome *in girum imus nocte et consumimur igni* (circa 100 A.C.). Bien qu'il puisse susciter des significations différentes, il évoque l'intérêt de cette civilisation pour le feu et les flammes.

Plus près de nous, Descartes disait du feu qu'il était un *phénomène provoqué par le mouvement de la matière subtile*. De nombreux chercheurs ont étudié à cette époque le *phlogiston*, fluide destiné à expliquer la combustion et notables sont les travaux de Joachim Becher à qui a été attribuée la découverte de l'éthylène et de Lavoisier qui découvrit notamment le rôle de l'oxygène dans la nouvelle science appelée combustion.

Il est clair aujourd'hui que le feu est, en principe, une réaction chimique entre l'oxygène et une substance combustible telle qu'un hydrocarbure. Sans présence d'oxydant dans l'atmosphère, il n'y a pas de combustion possible. Dans des situations courantes, la combustion se manifeste par l'apparition de la flamme. Plus précisément, on peut distinguer facilement deux types de flammes, à savoir la flamme de diffusion et la flamme de prémélange. Malgré des caractéristiques similaires, ces deux configurations présentent en effet des dissemblances telles qu'elles offrent chacune de vastes champs de recherche.

L'autre dualité concernant les flammes consiste en la distinction fondamentale entre flammes laminaires et flammes turbulentes. La plupart des incendies se manifestent par des comportements turbulents à gravité terrestre et la turbulence rend le phénomène de combustion très complexe. Il vaut mieux alors essayer de comprendre tout d'abord les phénomènes plus simples, de façon à produire des modèles capables de prédire une physique plus compliquée.

Il est largement admis que l'étude de la combustion et plus précisément celle du feu, représente des enjeux considérables dans tous les secteurs : économie, sécurité, environnement, santé, etc. Malheureusement, les incendies se payent en coûts humains, sociaux, économiques qui, dans la plupart des cas, sont insupportables. Ils sont tellement dramatiques, qu'il apparaît particulièrement important de connaître les caractéristiques de la propagation de la combustion de matériaux combustibles afin de limiter les risques et de prévoir les moyens de détection et de lutte adéquats.

C'est en prenant en compte ces remarques que l'objet central de ce mémoire a été focalisé sur ces problèmes. Tout d'abord, une flamme de diffusion représentative d'incendie en régime laminaire a été choisie pour l'étude. En second lieu, il est connu que les forces de flottabilité qui agissent fortement sur la combustion à gravité terrestre rendent complexe l'interprétation

des observations. On a donc supprimé cette composante perturbatrice dans le phénomène par un outil de recherche maintenant largement utilisé, la micropesanteur.

Partant d'observations expérimentales antérieures, une première approche numérique originale a été développée démontrant d'une part, l'importance du transfert radiatif sur la structure de la flamme et d'autre part, le rôle prépondérant des suies sur le phénomène d'extinction en queue de flamme. Dans la seconde approche expérimentale, la chimiluminescence de radicaux a été utilisée pour tenter d'étudier la structure de la zone réactionnelle. D'autres diagnostics optiques laser ont également été mis en œuvre sur ce type de flamme afin d'évaluer les champs de formation et de concentration de suies. Finalement, l'interaction entre la zone réactionnelle et la production des suies a été caractérisée de manière à analyser un des paramètres géométrique le plus important à prendre en compte lors de la modélisation de la propagation d'une flamme de diffusion, à savoir la longueur de la flamme.

# Motifs de l'étude



# Chapitre 1

## Introduction

Les paragraphes suivants seront consacrés à l'analyse du phénomène de propagation d'une flamme de diffusion, en présentant tout d'abord quelques éléments théoriques. Par la suite un bref historique des travaux déjà réalisés au sein de l'équipe est présenté. Finalement l'analyse du phénomène d'extinction est abordée et va constituer en quelque sorte le fil directeur de la présente étude.

### 1.1 Contexte de l'étude

#### 1.1.1 La flamme de diffusion représentative d'un incendie

Lorsqu'une source de chaleur est en contact avec un matériau combustible (liquide ou solide), un allumage peut se produire. Une fois le combustible porté à la température d'inflammation, la flamme se propage ou s'étend le long de sa surface, établissant ainsi une flamme de diffusion. La flamme transfère de la chaleur à la surface du matériau combustible qui se vaporise fournissant ainsi la quantité de combustible gazéifié nécessaire à son maintien. Après s'être propagée, la flamme de diffusion perd une certaine quantité de chaleur qui sera utilisée pour l'évaporation du reste du combustible qui, à son tour, va alimenter la flamme. Ce processus est appelé la combustion massique ou le "mass-burning" dans la littérature anglo-saxonne (*cf.* figure 1.2).

Lorsque la flamme se propage à la surface d'un combustible condensé, si le combustible est assez épais, il continuera d'entretenir la flamme de diffusion qui se propage à sa surface. L'approvisionnement de la flamme en combustible s'effectue par évaporation du matériau. Cette évaporation est elle-même entretenue par la flamme et les flux de chaleur externes, principalement par rayonnement.

Les principaux paramètres mis en jeu sont alors :

- la distance entre la flamme et la surface combustible nommée par anglicisme *stand-off distance*. Celle-ci est d'une importance certaine car elle détermine l'ordre de grandeur de la quantité de chaleur transférée de la flamme vers la surface combustible, et donc de la quantité de combustible vaporisé ;
- la longueur de flamme. Elle est fonction des propriétés des matériaux, des caractéristiques de l'écoulement ainsi que des propriétés et de la géométrie du système. Cette longueur détermine l'implication d'autres éléments en cas de propagation ;

- l'extinction de la flamme. Elle est fonction des caractéristiques de l'écoulement environnant, vitesse, teneur en oxygène du milieu, température et des pertes de chaleur de la flamme.

Le problème de "mass-burning" a une importance historique primordiale. C'est en effet la première étude analytique dans le domaine de l'étude du feu. Emmons [Emmons 1956] a apporté une solution mathématique au problème de "mass-burning" en se basant sur les formulations fondamentales de la mécanique des fluides d'une couche limite sur une plaque plane [Blasius 1908] ainsi que sur la formulation de la combustion des gouttelettes d'après la théorie de Spalding [Spalding 1953]. Le travail de cet auteur a véritablement marqué le domaine de la combustion.

### 1.1.2 Etudes théoriques issues de l'analyse d'Emmons

Le "problème d'Emmons" a servi de référence à un grand nombre d'études concernant la propagation de flamme, les feux de parois, les feux de nappes ou même les incendies de forêts.

Dans son étude, Emmons [Emmons 1956] considère une plaque plane recouverte d'un combustible liquide en évaporation (*cf.* figure 1.1), lui-même surmonté de la couche limite formée par un écoulement d'oxydant de vitesse  $U_\infty$  et de direction parallèle à sa surface. Le combustible, en évaporation le long de la plaque, forme un écoulement qui se meut loin de la surface de celle-ci par diffusion jusqu'à ce qu'il se mélange avec l'oxygène. Un apport de chaleur conséquent provoque l'allumage du mélange. Il se crée donc une zone de réaction au sein même de la couche limite. L'oxygène diffuse de l'air ambiant vers la surface du combustible et est à son tour consommé dans la zone de réaction. La chaleur est donc conduite simultanément, hors de la zone de combustion, vers l'air et la surface du combustible.

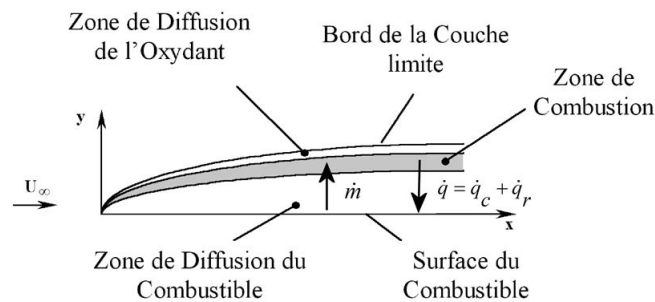


Figure 1.1 – Schéma d'une flamme de diffusion établie au sein d'une couche limite bidimensionnelle se développant sur une plaque plane [Emmons 1956].

La quantité de chaleur qui atteint la surface combustible doit suppléer les pertes de chaleur latente du combustible par évaporation, ainsi que les pertes de chaleur vers la surface. La zone de flamme est comprise à l'intérieur même de la couche limite. Bien que le taux de combustion soit à la fois contrôlé par les processus de transfert de masse et de chaleur, l'existence d'une zone de combustion stable dépend des processus chimiques et, par conséquent, doit être traitée séparément. Toutes les équations de conservation de la matière, de

la quantité de mouvement, des espèces et de l'énergie et toutes les hypothèses faites par Emmons [Emmons 1956], ne seront pas présentées ici. L'étude du problème d'Emmons a fait l'objet de nombreux travaux au sein de l'équipe, l'analyse et la résolution de ce problème ont notamment été présentés par [Vietoris 1998, Brahmi 1998, Rouvreau 2002a, Cordeiro 2003].

Le résultat le plus intéressant tiré du modèle l'a été en partant de la théorie de la couche limite. Emmons [Emmons 1956] a pu démontrer que le taux d'évaporation lors de la pyrolyse d'un combustible condensé peut être exprimé comme étant uniquement fonction du nombre " $B$ " de transfert de masse défini par Spalding [Spalding 1953]. Les équations de conservation des espèces, de la quantité de mouvement ainsi que l'équation de l'énergie sont explicitées à l'aide de la variable de Shvab-Zel'dovich qui permet d'éliminer le terme de réaction chimique en conduisant à la détermination des champs de concentrations d'espèces et de températures s'établissant au-dessus de la surface combustible.

Plusieurs chercheurs sont partis du modèle d'Emmons pour tenter d'expliquer, de manière analytique, la structure de la flamme de diffusion. Notables sont les travaux développés par Pagni et Shih [Pagni 1978]. Ces auteurs avaient comme but de développer un modèle décrivant la géométrie d'une flamme soumise à un écoulement forcé parallèle à la surface du combustible. Ils ont essayé d'étudier une flamme de diffusion uniquement soumise à un écoulement naturel induit par les forces de flottabilité. L'analyse de ce type de combustion est facilitée par un positionnement vertical du combustible. Les bases théoriques de ce type de combustion, suivant une démarche similaire à celle d'Emmons, ont été fournies par Kosdon *et al.* [Kosdon 1969] et Kim *et al.* [Kim 1971]. Au cours de cette dernière étude, les résultats théoriques concernant la hauteur de la flamme sont comparés avec des résultats expérimentaux. La théorie développée par les auteurs surestime la hauteur par rapport aux mesures d'un facteur deux. Cet écart est attribué à une connaissance insuffisante des paramètres relatifs aux espèces mises en jeu et au fait de ne pas avoir tenu compte du rayonnement de la flamme.

Un autre aspect important est la longueur de la flamme. L'analyse d'Emmons est valable seulement lorsque le combustible en pyrolyse est injecté avec une vitesse spécifique conduisant ainsi à la solution similaire. Toutefois, cette analyse et ses extensions ne fournissent pas la longueur de la flamme. Néanmoins, Pagni et Shih [Pagni 1978] ont intégré la distribution de la concentration du combustible au bord de fuite de la plaque et ils ont utilisé cette solution comme une condition limite pour une analyse intégrale de la région située en aval de la surface du combustible. La masse de combustible qui ne brûle pas localement est portée vers le bord de fuite comme un excès de combustible pyrolysé, plus souvent appelé par anglicisme "Excess Pyrolyzate", paramètre très important du point de vue de la sécurité incendie. L'analyse intégrale fournit des expressions analytiques pour la détermination de la longueur de la flamme et pour la description de l'écoulement naturel ou forcé appliqué à celle-ci. Cette solution montre aussi que l'écoulement forcé n'a aucun effet sur la longueur de la flamme qui est liée directement au "Excess Pyrolyzate" et, par conséquent, directement au nombre " $B$ ". Ce résultat a été confirmé par Annamalai et Sibulkin [Annamalai 1979a, Annamalai 1979b]. Ces auteurs ont modifié la condition limite à la surface combustible par un ajustement polynomial simple qui permet l'évaluation du taux de vaporisation. Les deux méthodes ont fourni des résultats très semblables.

A part ces études qui portent sur des flammes de diffusion laminaires, la longueur de la flamme n'as pas été étudiée récemment. Il faut signaler que la plupart des efforts portent

aujourd'hui principalement sur l'analyse de flammes de diffusion du type turbulent.

### 1.1.3 Le phénomène de propagation

Le phénomène de propagation d'une flamme à la surface d'un matériel combustible a reçu ces dernières années une attention toute particulière de la part de la communauté scientifique qui travaille dans le domaine du feu. De fait, une connaissance approfondie de ce phénomène permet de prévenir et contrôler un incendie. De manière générale, la propagation consiste en un déplacement d'une flamme non-prémélangée d'un endroit vers un autre. La vitesse de propagation de la flamme est un des paramètres les plus importants concernant la sécurité incendie, elle détermine entre autre, la durée nécessaire à la destruction d'un matériau.

En ce qui concerne le mode de propagation de la flamme, il faut distinguer deux situations différentes : la propagation en direction de l'écoulement, appelée mode "assisté" ou propagation "co-courante" et la propagation en sens inverse à la direction de l'écoulement, nommée mode "opposé" ou à "contre-courant".

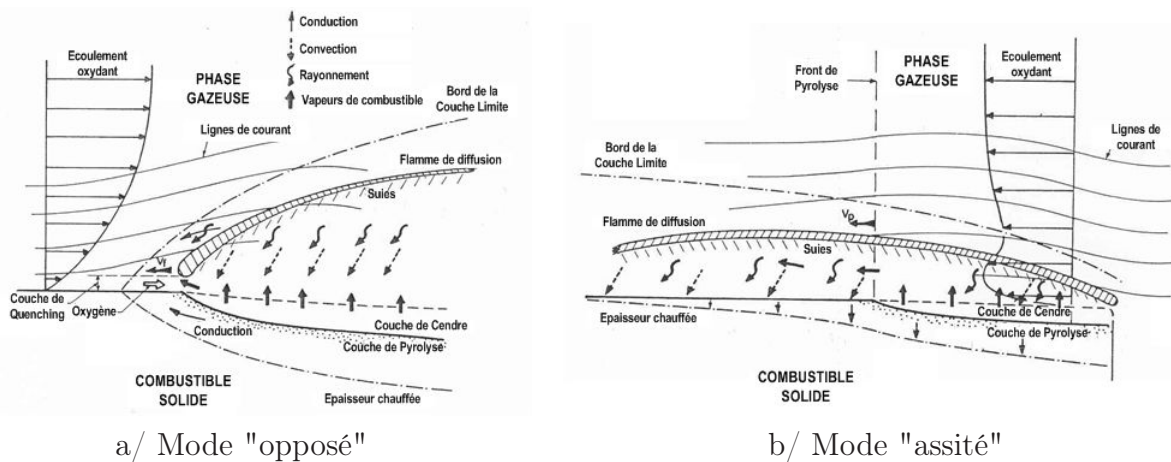


Figure 1.2 – Flamme de diffusion établie sur un combustible solide soumise à un écoulement oxydant parallèle à sa surface [Fernandez-Pello 1984].

Dans son article de base Fernandez-Pello [Fernandez-Pello 1984] fait une description physique détaillée de la propagation d'une flamme de diffusion établie sur une surface combustible. En fait, un scénario classique d'incendie est celui d'une flamme sur un combustible solide. Ce matériau se consume le plus souvent dans une flamme de diffusion établie à sa surface. La chaleur transférée de la flamme vers la surface, par conduction, convection et par rayonnement, vaporise le combustible solide qui est alors transporté vers la flamme par convection et par diffusion. Quand le combustible vaporisé arrive à la flamme, il réagit avec l'oxydant dans une réaction exothermique qui fournit l'énergie nécessaire à l'entretien de la pyrolyse (*cf.* figure 1.2).

Du fait de leur développement à la surface d'un combustible solide, l'étude des flammes de diffusion représentatives d'incendies nécessite la prise en compte simultanée des phénomènes mis en jeu dans la phase gazeuse et dans la phase condensée. Au niveau de la phase gazeuse, c'est la structure de l'écoulement, la géométrie de la flamme, les réactions chimiques et

les mécanismes de transport de masse et de chaleur qui sont généralement les phénomènes dominants. Au niveau de la phase condensée, sa vitesse de transformation est déterminée par le flux de chaleur vers la surface et par la cinétique de pyrolyse. Le rayonnement vers la paroi est principalement dû aux suies issues de la réaction en phase gazeuse. A l'étude du rayonnement en milieu de masse volumique variable, qui est déjà un challenge au niveau théorique, s'ajoute donc la nécessité de comprendre la formation et l'oxydation des suies, leur transport et leur agglomération, afin d'assurer une compréhension correcte du transfert de chaleur vers le combustible solide. Par ailleurs, la chimie de la phase condensée peut fortement influencer la quantité d'énergie effectivement transmise au combustible par la création notamment d'une couche carbonneuse à sa surface. L'état de chacune des deux phases est donc fortement dépendant de celui de l'autre puisque la flamme dépend de la quantité de combustible vaporisé et que la vaporisation dépend de la quantité de chaleur que transmet la phase gazeuse à la phase condensée. Cette forte dépendance entre l'évolution des deux phases mène donc à un système physique dont l'analyse est loin d'être triviale. Compte tenu de cette complexité, il est nécessaire de réaliser quelques simplifications au modèle de base. Elles seront présentées dans le paragraphe suivant.

## 1.2 Simplification du problème

### 1.2.1 Micropesanteur en tant qu'outil de recherche

Un des plus grands obstacles à surmonter lors de la détermination de la longueur de la flamme et de la *stand-off distance* est l'influence de la pesanteur. En effet, dans le modèle d'Emmons [Emmons 1956] et dans la plupart des travaux cités précédemment, l'influence de la gravité sur la combustion est négligée. Le fait de négliger les forces de flottabilité permet sans doute de réduire la complexité du phénomène de combustion mais ces forces jouent un rôle important sur les flammes de diffusion établies dans une couche limite.

Ces effets de flottabilité ont été identifiés et analysés dans de nombreuses études et plusieurs corrections ont été apportées aux modèles de manière à prendre en compte les perturbations induites par la flottabilité. Shih et Pagni [Shih 1978] ont introduit un paramètre  $\xi$  qui permet de prendre en compte les effets de la gravité sur un écoulement dominé par les forces de convection purement forcées. Ce paramètre, déterminé par le mélange convectif et caractérisé par le rapport des nombres adimensionnels  $\xi = Gr_x/Re_x^2$ , a été défini dans ce travail pour un écoulement vertical. Cependant, ces auteurs montrent que la superposition simple des écoulements n'est pas appropriée dans ce cas.

Lavid et Berlad [Lavid 1976] ont étudié en premier lieu l'influence de ce rapport sur une configuration horizontale montrant que ce paramètre est bien adapté le long de l'ordonnée, à savoir le coefficient  $\xi_y = Gr_x/Re_x^2$  mais ils ont dû introduire un autre paramètre pour l'abscisse  $\xi_x = Gr_x/Re_x^{5/2}$ . A travers ces paramètres Lavid et Berlad [Lavid 1976] ont ensuite introduit dans les équations de la couche limite les effets de la flottabilité dans une étude partant à la base de l'étude originale d'Emmons [Emmons 1956]. Il ont démontré que la pesanteur produit une perturbation sur l'écoulement forcé qui affecte notamment le coefficient de frottement, ainsi que le transfert de chaleur sur la surface combustible, avec un impact direct sur la "longueur de la flamme" et la *stand-off distance*.

L'importance des forces de flottabilité par rapport à celles de l'écoulement forcé peut être

réduite en augmentant la vitesse  $U_\infty$  (cf. figure 1.1 et 1.2). Cette démarche est néanmoins limitée par le passage vers un écoulement turbulent auquel la théorie n'est pas applicable, lorsque  $U_\infty$  devient grand.

Lorsque les forces de flottabilité sont présentes, l'analyse de la géométrie d'une flamme réelle mènera toujours à une différence entre résultats expérimentaux et résultats théoriques. Cette différence sera d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement forcé sera faible.

Une vérification rigoureuse des résultats théoriques exige donc la suppression des forces de flottabilité lors de l'expérimentation. Les expériences en gravité réduite sont l'une des méthodes permettant de s'affranchir presque totalement des forces de flottabilité, régime dans lequel le gradient de masse volumique important, induit par la combustion, ne conduit pas à la création d'un écoulement de convection naturelle.

En résumé, la micropesanteur ouvre la voie vers un grand nombre d'avantages du point de vue de l'étude d'une flamme de diffusion établie sur la surface :

- l'écoulement oxydant peut être forcé. L'élimination de l'influence de la pesanteur fait qu'il est possible d'analyser la flamme avec un débit purement forcé à faible vitesse de l'oxydant ;
- l'écoulement peut être complètement laminaire. Etant donné qu'il est possible de travailler avec des basses vitesses en micropesanteur, un écoulement laminaire peut être obtenu. L'analyse d'une flamme laminaire est beaucoup plus simple. Les comparaisons entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux fournissent une meilleure estimation de la compréhension des phénomènes physiques associés à la propagation sans l'incertitude que peut engendrer la turbulence ;
- les caractéristiques géométriques de la flamme sont normalement différentes de celles à gravité normale. Plus particulièrement, la distance entre la flamme et la surface est plus importante et de manière générale la longueur de la flamme est plus petite par rapport à celle obtenue à gravité normale. Ces deux avantages permettent une étude plus précise de la flamme par des diagnostics optiques. De plus, on peut sonder plus facilement la queue de la flamme, là où l'extinction apparaît ;
- Enfin, le rôle des transferts radiatifs sur la propagation de la flamme est plus important lorsque le débit forcé est faible, principalement dû au fait de la diminution importante des transferts convectifs. Cette constatation est complètement différente de la situation habituelle pour laquelle le rayonnement est considéré comme important lorsqu'il s'agit des feux à grand échelle [DeRis 1974]. L'introduction du rayonnement complique sans doute le problème mais ouvre la voie vers une physique différente avec des caractéristiques qui n'ont pas été observées sur les flammes à gravité normale.

### 1.2.2 Simulation de la combustion d'un solide

Dans les paragraphes précédents, on a pu se rendre compte de la complexité du problème de la combustion d'un solide ou d'un liquide et ce malgré l'introduction de nombreuses hypothèses simplificatrices. Il est clair par exemple que l'analyse du problème d'Emmons [Emmons 1956] requière des développements mathématiques non négligeables. Il convient donc de simplifier davantage le problème pour essayer de maîtriser le plus grand nombre de variables. Un paramètre important est la vitesse du combustible gazéifié nécessaire au

maintien de la flamme. Cette vitesse dépend directement du transfert de chaleur de la flamme créé par l'écoulement forcé. Une manière intéressante de découpler complètement la vitesse du combustible de celle de l'écoulement principal est alors d'utiliser l'injection d'un gaz combustible au travers d'une surface perméable.

En fait, DeRis et Orloff [DeRis 1974] ont montré qu'il était possible de simuler partiellement la combustion d'un solide ou d'un liquide par l'injection de gaz combustible simulant la vaporisation du combustible condensé, au travers d'une surface perméable (brûleur poreux). Cette approche, bien qu'assez simplificatrice car ne tenant pas compte de nombreux mécanismes comme la pyrolyse et la dégradation du matériau, possède des avantages pratiques, notamment des temps d'expériences prolongés et l'absence de régression de la surface combustible.

A gravité normale la simulation de la combustion d'un solide ou liquide par un brûleur gazeux est devenue une pratique courante. Les configurations de type plaque plane ont été utilisées en particulier pour tenter de comprendre l'origine des survitesses apparaissant à proximité de la zone de réaction [Lavid 1976].

En micropesanteur, au sein de l'équipe, la configuration de type plaque plane a été adoptée pour la première fois dans l'étude expérimentale par Brahmi [Brahmi 1998]. Cette même configuration a été reprise par Rouvreau [Rouvreau 2002a] dans une étude numérique, ensuite la configuration a été utilisée à nouveau par Cordeiro [Cordeiro 2003] dans un travail purement expérimental et par Legros [Legros 2003] qui a réalisé des expériences et des simulations numériques avec un brûleur poreux et une configuration gaz-gaz.

## 1.3 Justification de l'étude

### 1.3.1 Historique

Depuis plusieurs années déjà, c'est au sein de l'équipe que les flammes de diffusion, en configuration de type plaque plane, ont été étudiées et plus particulièrement celles produites dans un environnement de micropesanteur. Plusieurs doctorants ont contribué à la compréhension du phénomène de propagation de la flamme. Par ordre chronologique, les premiers travaux ont porté sur l'étude de la flamme de diffusion sur une configuration gaz-gaz et ont été réalisés par Brahmi [Brahmi 1998]. Dans ce cas l'auteur s'est attachée à décrire les effets de l'injection pariétale sur l'écoulement principal dans un cas non réactif. Elle a ainsi pu mettre en évidence l'aspect tridimensionnel de l'écoulement pour de forts taux de soufflage. Une évaluation de l'effet de l'expansion thermique de la flamme a également été faite en comparant la position de la flamme en micropesanteur à l'épaisseur de sa couche limite obtenue à gravité normale en écoulement non réactif. La même configuration que celle utilisée par Brahmi [Brahmi 1998] a été reprise par Rouvreau [Rouvreau 2002a] dans une étude numérique. L'auteur a étudié l'effet de l'injection pariétale et l'influence du dégagement de chaleur de la flamme sur l'écoulement. Une explication des survitesses observées par Hirano [Hirano 1972] a été donnée ainsi que les limites d'utilisation du modèle d'Emmons pour ce type de problème. Avec la même configuration, sur un plan plus expérimental, Cordeiro [Cordeiro 2003] a tenté, d'une part de valider les résultats numériques obtenus par Rouvreau [Rouvreau 2002a] et, d'autre part, d'analyser l'influence de la variation de gravité *g-jitters*, observés lors des l'expérimentations en micropesanteur, sur la géométrie de la flamme.

En parallèle au travail de Brahmi [Brahmi 1998] et sur un plan plus théorique, Vietoris [Vietoris 1998] a analysé le modèle d'Emmons et ses extensions pour étudier la géométrie et la stabilité de la flamme en comparant les travaux théoriques avec les résultats expérimentaux obtenus par des mesures réalisées sur une configuration solide-gaz. Il a mis en évidence le rôle central joué par le nombre "B" défini par Spalding. Lors de ce travail il a été démontré théoriquement et expérimentalement que le nombre "B" dépend d'une manière importante de la vitesse de l'écoulement forcé. De plus, en incluant les pertes conductives et radiatives du système, le nombre "B" initialement considéré comme constant, se transforme en variable locale, décroissant le long de la plaque du combustible. Dans la mesure où ce nombre "B" ne prend pas en compte le rayonnement de la flamme, Torero *et al.* [Torero 2002] ont proposé d'incorporer ces pertes dans un facteur  $\chi$  qui représente les pertes de la flamme vers l'environnement. Par conséquent, elles ne contribuent pas à la pyrolyse du combustible, tandis que le flux radiatif en retour de la flamme vers la surface combustible est introduit comme un terme négatif dans les pertes  $Q$  à cette surface. Ces ajustements ont ainsi été reportés dans un nombre de transfert de masse " $B_T$ " modifié :

$$B_T = \frac{(1 - \chi) \Delta H_c Y_{O_2\infty} + C_{p\infty} (T_f - T_\infty)}{\Delta H_p + Q} \quad (1.1)$$

avec :

- $\chi$  : pertes radiatives de la flamme vers le milieu environnant ;
- $\Delta H_c$  : enthalpie de combustion par unité de masse d'oxygène consommé ;
- $Y_{O_2\infty}$  : fraction massique d'oxygène dans le milieu ambiant ;
- $C_{p\infty}$  : capacité calorifique massique à pression constante du milieu ambiant ;
- $T_\infty$  : température du milieu ambiant ;
- $T_f$  : température de flamme ;
- $\Delta H_p$  : enthalpie de pyrolyse par unité de masse de combustible pyrolysé ;
- $Q$  : ensemble des pertes enthalpiques surfaciques par unité de masse de combustible pyrolysé.

Les pertes radiatives  $\chi$  sont liées au flux radiatif de la flamme en retour à la surface, noté  $\dot{q}_{f,r}''$ . Ce flux est modélisé par un terme négatif dans l'expression des pertes à la surface combustible  $Q$  :

$$Q = \frac{\dot{q}_{cond}'' + \dot{q}_{s,r}'' - \dot{q}_{f,r}''}{\dot{m}_F''} \quad (1.2)$$

où  $\dot{m}_F''$  est le débit surfacique de combustible pyrolysé. Dans cette dernière expression est également incorporé un terme de perte par conduction au travers de l'épaisseur du combustible  $\dot{q}_{cond}''$ . Ce terme a été, par le passé, étudié par Torero *et al.* [Torero 2002]. Le terme traduisant la ré-émission de la surface, noté  $\dot{q}_{s,r}''$ , peut être, lui, estimé à partir de la température de pyrolyse propre au combustible.

Vietoris *et al.* [Vietoris 2000] ont montré que le facteur  $\chi$  et le terme global de pertes  $Q$  pouvaient être déterminés en juxtaposant la solution analytique d'Emmons et le profil

de flamme expérimental, relevant au passage l'importance critique du flux radiatif en retour pour la stabilité de la flamme.

C'est à partir de ces observations que Legros [Legros 2003] a fondé la motivation de son étude expérimentale sur une configuration gaz-gaz. Ses résultats expérimentaux traduisent le rôle prépondérant des suies sur le rayonnement de la flamme et le rôle de la vitesse de l'écoulement oxydant sur leur production. Par une approche numérique, il a tenté d'expliquer la contribution des gaz à la puissance radiative émise par la flamme. Cependant, ses travaux expérimentaux n'ont exploré qu'une partie de la flamme. Seule la zone d'injection du combustible a été sondée (*cf.* figure 1.3), compte tenu des limitations techniques liées à la méthode utilisée. La partie de la flamme, en aval de l'injection combustible, n'a alors pas été quantitativement explorée. En conséquence, la zone d'extinction au bord de fuite nécessite de plus amples investigations. Malgré cela, les résultats de cet auteur peuvent, d'une certaine manière, au moins qualitative, expliquer le phénomène d'extinction en queue de la flamme.

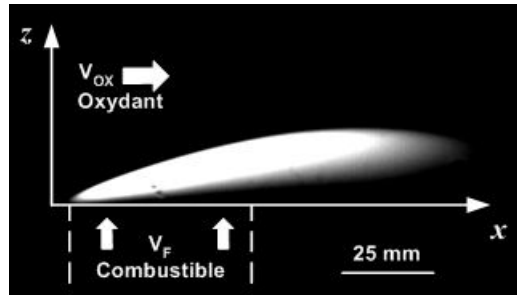


Figure 1.3 – Image visible d'une flamme de diffusion établie sur une plaque plane en condition de micropesantuer, obtenue pour une vitesse de l'oxydant  $V_{OX} = 150$  mm/s et une injection d'éthylène  $V_F = 5$  mm/s.

### 1.3.2 Le phénomène d'extinction

Afin de caractériser de la façon la plus quantitative possible le phénomène d'extinction, il serait nécessaire de raisonner à partir du nombre de Damköhler  $\mathcal{D}$ , exprimant le rapport entre le temps caractéristique de résidence  $\tau_r$  et le temps caractéristique chimique  $\tau_{ch}$  :

$$\mathcal{D} = \frac{\tau_r}{\tau_{ch}} \quad (1.3)$$

T'ien [T'ien 1990] propose alors de définir ces temps par les rapports suivants :

$$\tau_r = \frac{\alpha_{ox}}{V_{OX}^2} \quad (1.4)$$

et

$$\tau_{ch} = \frac{1}{\rho_f A T_f e^{-\frac{E}{RT_f}}} \quad (1.5)$$

où  $V_{OX}$  est la vitesse de l'écoulement forcé,  $\alpha_{ox}$  la diffusivité thermique de l'environnement,  $A$  le facteur pré-exponentiel d'un schéma cinétique mono-réactionnel,  $E$  l'énergie d'activation de cette réaction et  $R$  la constante des gaz parfaits.

Vietoris [Vietoris 1998] a démontré qu'il est possible d'estimer la température de la flamme le long de la plaque combustible en fonction du nombre " $B_T$ " (*cf.* équation (1.1)). A partir de ces mesures de température et en estimant des valeurs des paramètres associés au  $\tau_{ch}$  et  $\tau_r$  pour la combustion d'un combustible solide [Vietoris 1998], le nombre  $\mathcal{D}$  peut être déterminé le long de la plaque à différentes vitesses d'écoulement forcé  $V_{OX}$ .

Les graphiques de la figures 1.4 illustrent l'évolution du nombre  $\mathcal{D}$  le long de la plaque. L'évolution de la vitesse de l'écoulement forcé a été obtenue à partir de mesures réalisées par Vietoris [Vietoris 1998] lors de son étude sur la configuration solide-gaz.

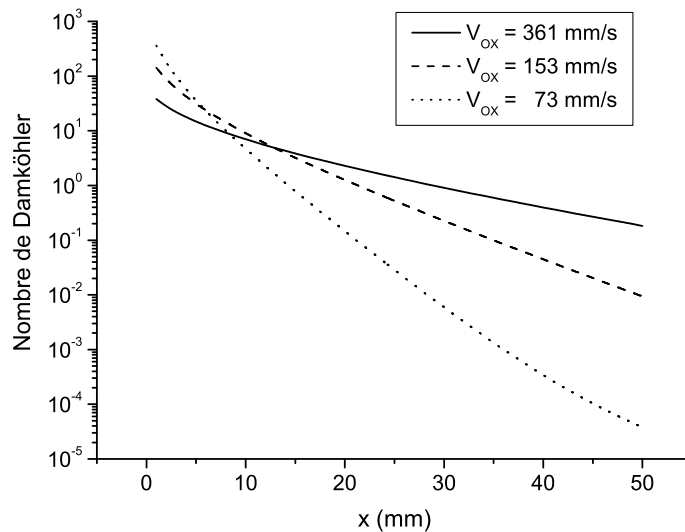


Figure 1.4 – Evolution du nombre de Damköhler  $\mathcal{D}$  le long de la plaque, pour une concentration en oxygène de  $X_{O_2} = 0,25$ , calculé à partir du nombre  $B_T$ , tiré des données obtenues par Vietoris [Vietoris 1998].

Ces graphiques montrent clairement qu'une diminution de la vitesse de l'écoulement forcé  $V_{OX}$  définit deux évolutions distinctes. Près du bord d'attaque les pertes sur la surface combustible sont négligeables et le nombre  $\mathcal{D}$  est contrôlé par  $V_{OX}$  et, par conséquent,  $\mathcal{D}$  diminue lorsque la vitesse de l'oxydant augmente. En aval, le nombre  $\mathcal{D}$  est contrôlé par la température de la flamme. Dans cette zone une augmentation de  $V_{OX}$  produit une diminution de l'évolution de  $\mathcal{D}$  pour atteindre des nombres de Damköhler très faibles, renversant la tendance initiale.

Cette région est représentative du régime d'extinction qui est fonction de  $V_{OX}$ . En fait, une diminution de la vitesse de l'oxydant fait décroître brutalement le nombre  $\mathcal{D}$ .

Toutefois, il faut noter que ces évolutions du nombre de Damköhler ne servent à faire qu'une analyse qualitative étant donné le nombre de simplifications importantes incorporées dans le modèles cité précédemment [Torero 2002]. Elles donnent néanmoins des éléments de réponse aux observations expérimentales de la flamme, à savoir des flammes plus longues est plus stables lorsque la vitesse de l'oxydant augmente [Brahmi 1998, Vietoris 1998].

D'apparence séduisante, une procédure logique serait alors d'évaluer ce nombre le long de

la plaque et de le comparer à la valeur critique pour déterminer la position de l'extinction sur la plaque. Cependant, la détermination de ce nombre est loin d'être simple. En effet, et de manière générale ce nombre dépend directement de la température de la zone réactionnelle.

L'objectif est alors de pouvoir s'affranchir des modèles cités auparavant, compte tenu du grand nombre de simplifications adoptées, et essayer de réaliser un bilan énergétique global à travers un modèle numérique ayant pour but la détermination de la température réelle de la flamme et, par conséquent, une évaluation de l'extinction. Cependant, réaliser un bilan énergétique de la flamme n'est pas trivial. En effet, dans ce bilan, les transferts radiatifs sont un des phénomènes le plus complexe qui intervient au sein de la flamme. De plus, ces transferts radiatifs sont couplés directement au bilan énergétique à travers la température de la flamme. Il est reconnu aujourd'hui que, dans ce type de flamme, les pertes radiatives sont associées directement à la production des suies et à leur température. Comme cela a été montré auparavant, ces pertes dépendent directement des conditions de l'écoulement forcé. Une des étapes qu'il faut accomplir alors avant de réaliser un modèle numérique global est d'un point de vue expérimental appréhender les mécanismes qui interviennent dans la production des suies au sein de la zone réactionnelle. Ainsi il sera alors possible de valider les modèles numériques de formation et oxydation de suies pour ce type de flamme.

## 1.4 Objet de l'étude

C'est en considérant les observations évoquées ci-dessus et notamment la relation entre le phénomène d'extinction, estimé par le nombre de Damköhler, et la vitesse de l'écoulement oxydant, ainsi que les résultats expérimentaux et numériques obtenus par Legros [Legros 2003], que l'auteur de la présente étude a trouvé la principale motivation : étudier l'interaction entre le champ de concentration en suies et la zone réactionnelle dans la queue d'une flamme de diffusion laminaire, là où l'extinction apparaît, établie en micropesanteur. Pour cela deux approches différentes ont été adoptées :

D'un point de vue numérique, l'auteur doit mettre en valeur les premiers modèles numériques développés par lui-même au cours de son DEA [Fuentes 2003] et par Legros lors de sa thèse [Legros 2003]. Il s'agit alors de réaliser une analyse de la contribution des transferts radiatifs à la géométrie de la flamme et aussi au phénomène d'extinction, en essayant de valider ces résultats avec des données expérimentales. Par ailleurs, à l'heure actuelle il n'existe pas encore un modèle numérique de formation et d'oxydation de suies satisfaisant. Néanmoins, il est possible d'analyser l'"histoire" et les trajectoires des particules de suies au sein de la zone de réaction par la technique des particules fictives. Ces particules donne des informations par rapport à la formation et à l'oxydation des suies dans le domaine de calcul.

L'approche expérimentale doit permettre d'expliquer, au moins qualitativement, le phénomène d'extinction en queue de flamme, contribuant de cette façon à une définition de la longueur de la flamme. De façon plus quantitative, l'étude doit permettre de prédire les champs de concentration de suies dans la flamme d'éthylène. Les paramètres expérimentaux que nous ferons varier sont la vitesse de l'écoulement forcé oxydant  $V_{OX}$  et sa concentration en oxygène  $X_{O_2}$ , ainsi que la vitesse de l'écoulement combustible pariétal  $V_F$ . Enfin, ce travail de thèse doit conduire à la construction d'une base de données nécessaire à la modélisation numérique de la formation et de l'oxydation des suies dans ce type de flamme.



# Chapitre 2

## Présentation du dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le banc expérimental . . . . .</b>	<b>15</b>
2.1.1	La structure embarquée . . . . .	15
2.1.2	La chambre de combustion . . . . .	16
2.1.3	Matériel expérimental . . . . .	17
<b>2.2</b>	<b>Conditions d’apesanteur . . . . .</b>	<b>20</b>
2.2.1	Description du déroulement des vols paraboliques . . . . .	20
2.2.2	Lacunes de l’expérimentation . . . . .	21
<b>2.3</b>	<b>Justification des paramètres de l’étude . . . . .</b>	<b>23</b>
2.3.1	Visualisations et constats préalables . . . . .	23
2.3.2	Paramètres de l’étude . . . . .	25
<b>2.4</b>	<b>Déroulement des travaux . . . . .</b>	<b>27</b>
<b>2.5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>28</b>

---

## 2.1 Le banc expérimental

### 2.1.1 La structure embarquée

L’élaboration et le développement d’un banc de microgravité ont fait, en partie, l’objet des premières thèses soutenues au sein de l’équipe [Brahmi 1998, Vietoris 1998]. De ces travaux est né *Newton*, banc prototype qui, bien que fonctionnel, souffrait de défauts révélés par l’expérience des vols paraboliques. En particulier, *Newton* avait été conçu de façon modulaire afin d’intégrer les capsules utilisées en tour de chute libre à Brême. Or la coopération entre les équipes allemandes et françaises ayant porté ses fruits, la chambre de combustion est à présent reproduite à l’identique au ZARM de Brême. Par ailleurs, l’aspect modulaire est relativement handicapant à bord de l’A300 ZéroG dès lors que des bancs optiques sont mis en œuvre.

En conséquence, c’est à partir des enseignements passés que l’équipe a repensé la conception d’une structure à la fois plus compacte et mieux optimisée. La figure 2.1 représente un schéma de la structure embarquée, baptisée *Marguerite*.

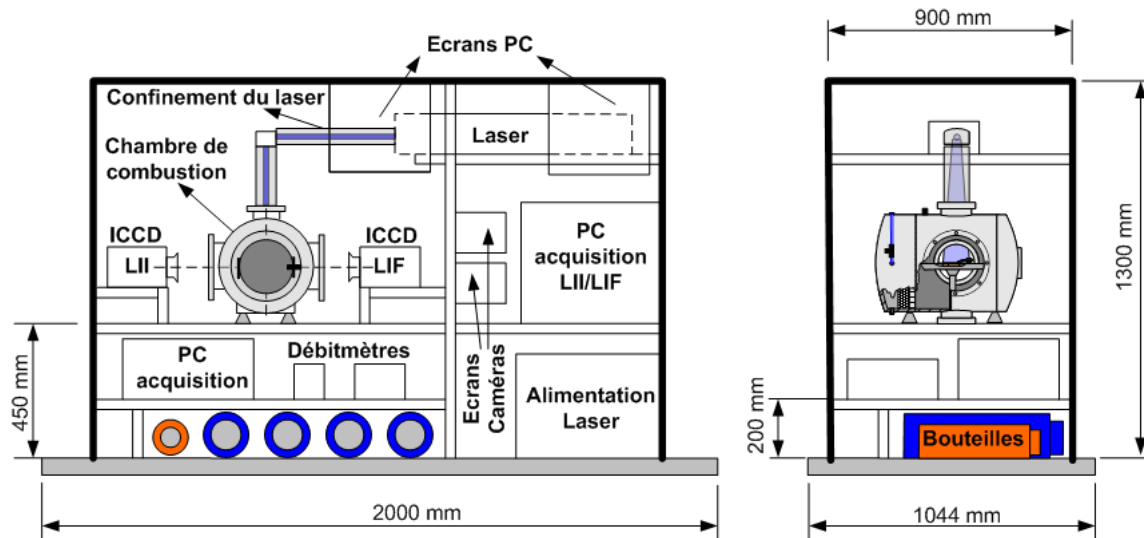


Figure 2.1 – Schéma de *Marguerite* en configuration de vol.

Le bâti doit répondre à certaines normes imposées par le Centre d'Essais en Vol (CEV). Ces normes requièrent un dimensionnement de la structure interdisant un écroulement en cas d'amerrissage. Or les études effectuées dans le monde aéronautique prévoient dans ce cas des accélérations potentielles de  $9g$  dans le sens longitudinal et de  $3g$  dans le sens transversal de l'avion. Les critères de dimensionnement correspondent alors à ces valeurs limites. Ces critères sont au nombre de trois et s'appliquent aux caractéristiques structurales suivantes :

1. cisaillement des vis de fixation au sol ;
2. traction des vis de fixation au sol ;
3. flexion des montants.

Si le calcul de structure relatif aux vis de fixation ne présente pas de difficultés majeures, une attention toute particulière est à porter au moment de flexion imposé aux montants de la structure. Un calcul de structure spécifique a alors été entrepris à l'aide du logiciel RDM, basé sur la méthode des éléments finis. L'emploi de profilés en aluminium APORE, de section  $40 \times 40 \text{ mm}^2$ , permet ainsi d'obtenir, dans le cas de *Marguerite*, un coefficient de sécurité de 1,8 sur le moment de flexion maximal admissible. A présent qualifiée, *Marguerite* participe aux campagnes de vols paraboliques depuis la campagne CNES N°38 qui a eu lieu en Septembre 2002.

### 2.1.2 La chambre de combustion

La chambre de combustion schématisée sur la figure 2.2 a été réalisée en tenant compte des différentes contraintes liées à l'expérimentation en micropesanteur. Cette enceinte, conçue en acier inoxydable, est donc parfaitement étanche. Par ailleurs, ses dimensions lui permettent une utilisation dans un milieu où l'espace est relativement restreint.

Le corps de la chambre de combustion est constitué d'un cylindre de 320 mm de diamètre et de 270 mm de longueur. L'une des extrémités sert à l'injection de l'oxydant, l'autre est

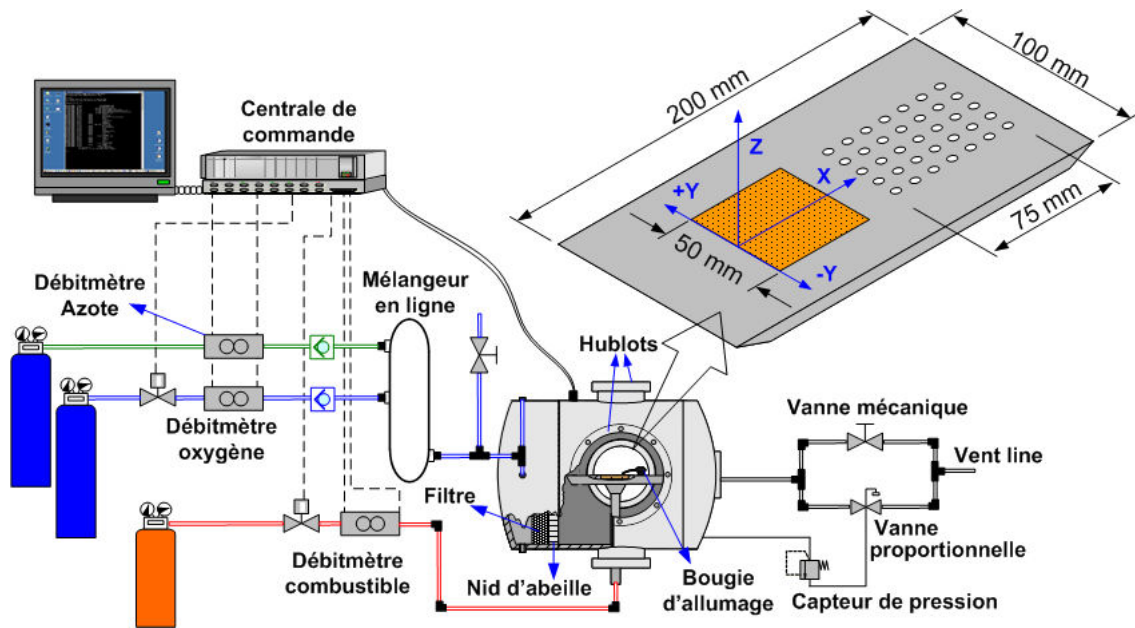


Figure 2.2 – Schéma de la chambre de combustion et du système d'alimentation de l'écoulement oxydant et de l'injection de combustible.

fermée par une porte sur laquelle est fixé le système d'évacuation des gaz brûlés. Deux hublots de 220 mm de diamètre permettent de visualiser la flamme de profil et un troisième hublot de 120 mm de diamètre est utilisé pour obtenir une vue de dessus. A l'extrémité servant à l'injection de l'oxydant se trouve une chambre de laminarisation. Celle-ci se compose d'un filtre constitué de paille de fer et d'un nid d'abeille de 50 mm d'épaisseur ayant une taille de cellule de 4,5 mm. L'oxydant passe par cette chambre de laminarisation avant d'être injecté dans la chambre de combustion proprement dite. L'écoulement est de cette façon parfaitement laminaire comme l'ont certifié les travaux menés par Cordeiro [Cordeiro 2003].

### 2.1.3 Matériel expérimental

#### Régulation de débits

Des débitmètres massiques BROOKS INSTRUMENTS ont été utilisés pour la mesure et la régulation des écoulements oxydant et combustible. Ce type de débitmètre utilise les propriétés thermodynamiques des gaz en établissant une relation entre le débit de masse d'un gaz et ses propriétés thermiques. Les différents débitmètres utilisés sont du type 5850-E pour le combustible et 5853-E pour l'écoulement oxydant. Des débitmètres dont les pleines échelles correspondent à 100 l/min et 250 l/min ont été utilisés pour l'oxygène et pour l'azote respectivement. Le débit combustible est, quant à lui, régulé par un débitmètre de 4 l/min à pleine échelle. Les mesures de débit fournies en retour par ces appareils sont entachées d'une erreur de 1%. Cette marge d'erreur a été établie après étalonnage des débitmètres par BROOKS INSTRUMENTS.

Dans la configuration étudiée, il est d'usage de parler en terme de vitesses d'injection, exprimées ici en mm/s ou en cm/s, plutôt qu'en terme de débits. Les données volumétriques

fournies par les débitmètres sont donc converties en rapportant le débit volumique mesuré à la surface d'injection. Les surfaces d'injection pour l'oxydant et le combustible sont respectivement  $113 \text{ cm}^2$  et  $25 \text{ cm}^2$ .

Un système de mélange en ligne a été conçu pour constituer l'oxydant, de sorte à maîtriser aisément sa composition. L'ordinateur de bord, couplé avec un système électronique développé par Baillargeat, permet ainsi de contrôler en ligne la fraction volumique d'oxygène présente dans le mélange oxydant. Un étalonnage a été entrepris par l'auteur entre 0% et 100 % de  $\text{O}_2$ . La déviation, en regard de la consigne, du détecteur d'oxygène utilisé (VALIGAZ 10 WP) est de  $\pm 1,0\%$  sur l'ensemble de la gamme 0-100 %.

### Brûleur poreux

Un plan du brûleur est exposé en figure 2.3. Le brûleur est constitué d'une plaque plane dans laquelle est inséré un poreux. La plaque, en acier inoxydable, mesure 200 mm en longueur, 100 mm en largeur et 16 mm en épaisseur.

Le bord d'attaque de la plaque est profilé de façon à éviter le décollement de la couche limite produite par le soufflage oxydant. Le combustible est, quant à lui, amené par une conduite divergente de 50 mm de longueur qui se termine par une section circulaire de 75 mm de diamètre.

Le matériau poreux est une plaque de Poral Bronze de classe 60, constituée de billes de bronze compressées, de section carrée de 60 mm et de 3 mm d'épaisseur, fournie par le fabricant FEDERAL MOGUL.

L'écoulement combustible est ainsi homogénéisé et laminarisé en sortie sur une surface légèrement réduite du poreux. Comme le montre la figure 2.3, l'encastrement du brûleur dans la plaque est en effet réalisé par un épaulement de 5 mm de large sur chacun des côtés du poreux, de sorte que la surface d'injection effective est de  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  (*cf.* figure 2.2). Le volume de combustible injecté et la vitesse d'injection de celui-ci sont donc ici aussi deux grandeurs équivalentes.

### Allumage

L'allumage de la flamme est réalisé à partir d'une étincelle générée entre une électrode et la plaque qui sert de support au poreux (*cf.* figure 2.2). La bougie est fixée sur la plaque plane à 1,3 cm en aval du poreux. L'allumage est géré par un allumeur dont la tension (0-5 V) est générée par l'ordinateur de bord. L'allumeur peut être piloté automatiquement par la centrale de contrôle ou forcé manuellement par l'intermédiaire d'un boîtier de contrôle, ce qui est utile en cas de problème d'allumage.

### Acquisition de données et contrôle de l'expérience

Un module d'acquisition répondant aux exigences des vols paraboliques a été conçu (*cf.* figure 2.2). La centrale de commande est une carte-mère compatible PC au format PC104, dont les caractéristiques sont les suivantes : CPU 386SX25 MHz, 2MO de RAM et une liaison série RS232.

Le module comprend une carte d'acquisition de données (DM5406-2) qui est reliée à une carte optocouplée (I/O OPTO). Ces deux cartes permettent de contrôler les entrées et sorties

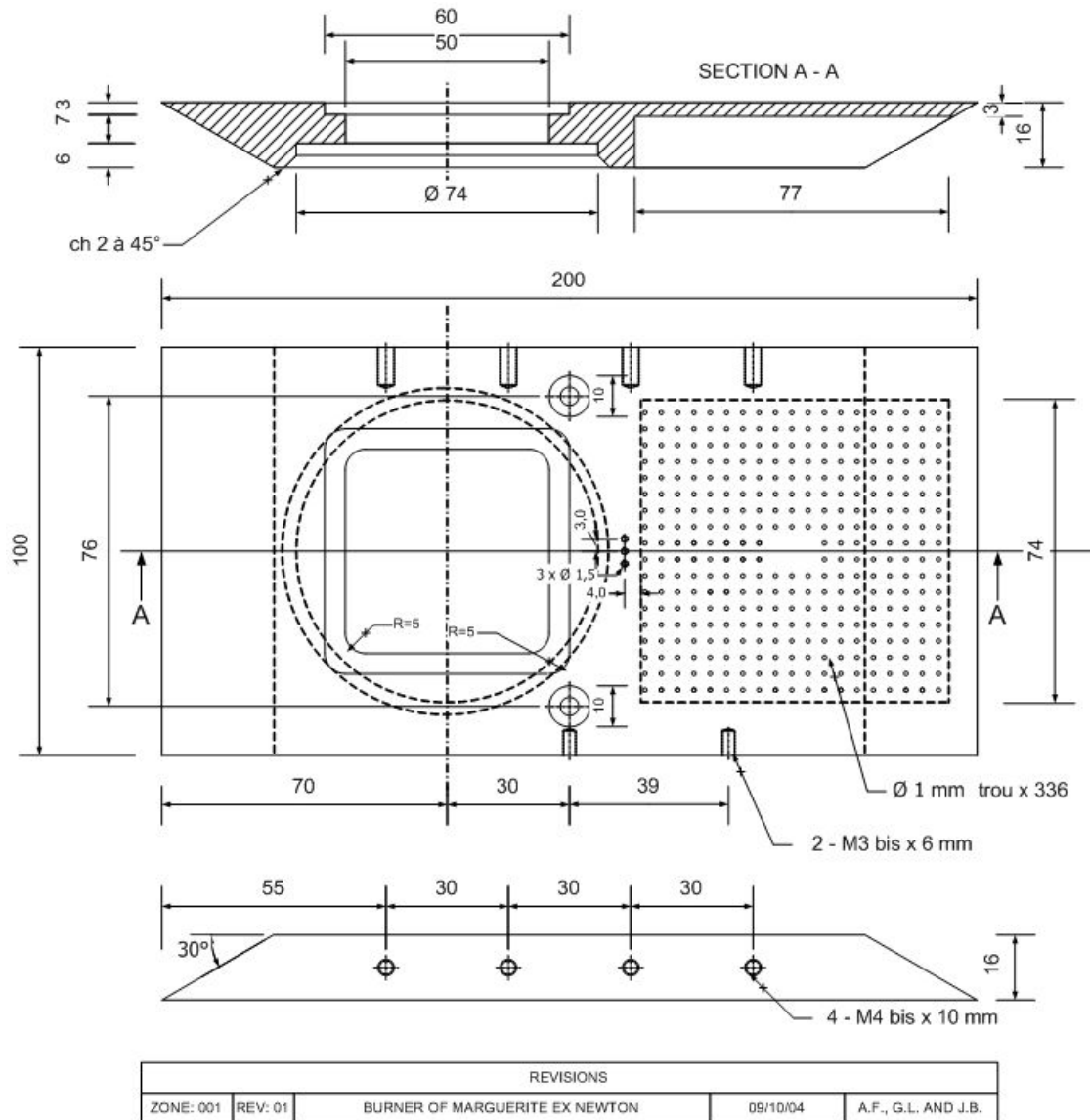


Figure 2.3 – Plan de la plaque du brûleur.

logiques et analogiques auxquels sont branchés les débitmètres, les électrovannes, les LED de synchronisation et l'accéléromètre. Ce module est également muni d'une carte d'acquisition de température de type TS16RTD, réalisant avec une carte DM5406-2 l'interface avec 16 entrées pour thermocouples de type K. La plage de mesure s'étend de 0°C à 1000°C, avec une précision de 1°C selon les données du constructeur.

Le module électronique autorise l'automatisation complète du dispositif expérimental, rendue indispensable lors des essais en tour de chute libre où aucun contrôle à distance n'était possible pendant la chute. Durant les vols paraboliques, les conditions d'expérimentation sont physiquement assez sévères pour les expérimentateurs. L'automatisation de l'expérimentation permet aux chercheurs d'accomplir des actions simples, comme appuyer sur un bouton pour déclencher l'allumage ou encore régler les éléments optiques entre chaque

parabole.

Les données acquises sont stockées sur un disque ATA-Flash qui présente une excellente résistance aux chocs. Ce *disque-flash* ou *eprom* peut, en effet, supporter sans dommage une accélération de  $50 g$  dans les trois axes.

## 2.2 Conditions d'apesanteur

Un objet est en situation d'apesanteur lorsqu'il n'est plus soumis qu'aux forces gravitationnelles. Sur terre, un environnement dit d'apesanteur n'est accessible que dans l'état de chute libre. En fonction de la vitesse initiale de l'objet de référence, les trajectoires de chute libre peuvent avoir différentes formes :

- linéaires verticales dans les puits ou les tours de chute libre ;
- paraboliques pour les avions et les fusées-sondes ;
- circulaires ou plus généralement elliptiques pour les satellites en orbite autour de la terre ;
- paraboliques ou hyperboliques quand la vitesse initiale est supérieure à la vitesse de libération.

Une description théorique complète de la création des conditions d'apesanteur est proposée en annexe A. Un lecteur curieux pourra ainsi s'y référer, afin notamment d'obtenir des précisions sur les conditions proposées en tour de chute libre.

### 2.2.1 Description du déroulement des vols paraboliques

Seules les campagnes de vols paraboliques financées par le Centre National d'Études Spatiales (CNES) et par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) ont été exploitées par la présente étude afin d'acquérir des données expérimentales. En conséquence, n'est exposée ici que la mise en œuvre des expérimentations à bord de l'A300 ZéroG de Novespace.

Historiquement, les premiers vols paraboliques ont eu lieu au début des années 50 et se faisaient à bord de petits avions à réaction. Rapidement, l'exiguïté des cockpits ayant limité la taille des dispositifs expérimentaux, des avions de transport ont été adoptés. On peut à présent se déplacer librement à l'intérieur du fuselage. Ces nouveaux moyens sont largement utilisés, notamment pour l'entraînement des futurs astronautes. En France, les premiers vols paraboliques ont été effectués en 1989 à bord d'une Caravelle. Depuis 1997, c'est l'A300 ZéroG qui a pris le relais.

La technique du vol parabolique consiste à annuler, au sommet de la parabole (*cf.* figure 2.4), les forces surfaciques auxquelles est soumis l'avion en jouant sur la poussée pour compenser exactement la traînée. Dans le même temps, l'avion doit se trouver à l'incidence de portance nulle. Un rapide calcul montre que le niveau de gravité est alors de l'ordre de  $5 \times 10^{-2} g$  (*cf.* annexe A). Le cours d'une parabole caractéristique est le suivant (*cf.* figure 2.4) :

- à partir d'une assiette de vol stabilisée horizontalement, le pilote cabre l'avion, de sorte que l'assiette et donc l'altitude augmentent progressivement. L'assiette peut alors atteindre  $50^\circ$ . Cette phase d'entrée dans la parabole dure environ 5 s.

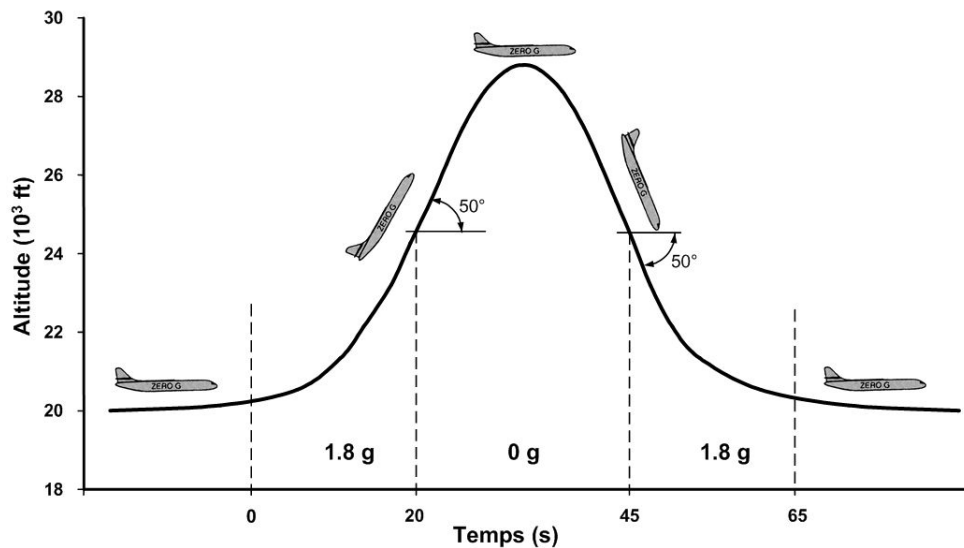


Figure 2.4 – Manœuvre effectuée par l’A300 ZéroG de Novespace pour décrire une parabole.

- l’équipage réduit ensuite fortement la poussée des moteurs, pour compenser exactement la traînée aérodynamique, et annule la portance en poussant sur le manche à balai. Cette phase transitoire, dite "d’injection", séparant l’entrée à 1,8  $g$  dans la parabole de la période à 0  $g$ , dure moins de cinq secondes. L’avion passe en phase de micropesanteur pendant 20 à 25 s. Pendant cette période, le pilote ajuste l’inclinaison du manche à balai pour maintenir l’avion à l’angle d’incidence de portance nulle et le copilote maintient, lui, l’inclinaison et le roulis à valeur nulle, tandis que le mécanicien de vol joue sur la poussée des moteurs pour annuler la traînée aérodynamique ;
- enfin, une phase de ressource de sortie à 1,8  $g$ , symétrique à la première est alors exécutée sur la partie descendante de la parabole pour ramener l’avion en vol horizontal stabilisé en vingt secondes.

Sur la figure 2.5 sont représentés les enregistrements des accéléromètres selon les trois axes (x,y,z). Les signaux ont été filtrés à 7 Hz et la fréquence d’échantillonnage est de 1/16<sup>eme</sup> de seconde.

### 2.2.2 Lacunes de l’expérimentation

Les principaux problèmes rencontrés lors de l’expérimentation en vols paraboliques sont liés aux conditions de vol elles-mêmes. Les variations de l’accélération verticale dues essentiellement aux conditions atmosphériques, et dans une moindre mesure au pilotage, vont induire des effets sur la géométrie et le positionnement de la flamme. La figure 2.6 est une illustration de ces propos, reportant l’évolution de la *stand-off distance* (ou distance de la flamme à la paroi) et le niveau d’accélération verticale en fonction du temps.

Ces mesures de *stand-off distance*, mesurées sur des images latérales de la flamme visible, ont été relevées à 20 mm en aval du bord d’attaque du poreux. Les données accélérométriques proviennent d’un accéléromètre fin dont la plage de mesure s’étend de  $-0,5 g$  à  $+0,5 g$ . Les

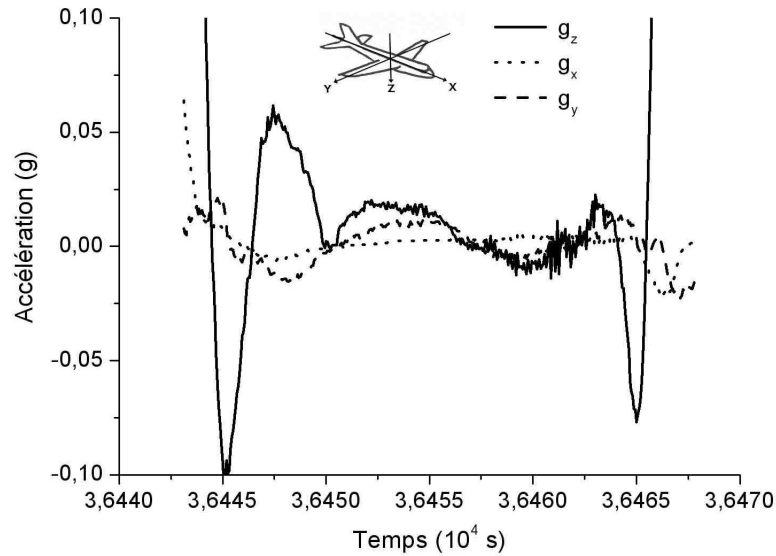


Figure 2.5 – Enregistrements caractéristiques des accéléromètres embarqués à bord de l’A300 ZeroG de Novespace.

paramètres de soufflage et d’injection sont de 100 mm/s pour l’oxydant et de 4 mm/s pour le combustible.

Il apparaît clairement qu’il existe une corrélation entre fluctuations de l’accélération et position de la flamme. On constate alors que les perturbations hautes fréquences de faible amplitude (*cf.* figure 2.6 zone A) n’ont que peu d’effet sur le positionnement de la flamme. Ce sont les variations à basse fréquence de grande amplitude qui perturbent le plus la flamme. En présence de telle fluctuations de gravité, la flamme n’a alors pas toujours le temps de se stabiliser avant la fin de la parabole (*cf.* figure 2.6 zone B). Ce type de représentation constitue ainsi une méthode pour sélectionner les images correspondant aux périodes les plus stables de la parabole, images dont on extrait les caractéristiques géométriques de la flamme.

En conclusion, de telles fluctuations peuvent altérer la qualité des mesures effectuées et biaiser la rigueur de l’analyse des résultats. Pour autant, cette étude s’est contentée de s’attaquer aux phénomènes établis. Si un nombre restreint de paraboles n’offre pas une qualité suffisante de micropesanteur, la plupart conduisent à des résultats exploitables. Certains résultats ont par ailleurs fait l’objet de filtrage, afin d’évincer les mesures ponctuellement inacceptables. En outre, une analyse de la sensibilité de la flamme aux *g-jitters* peut être trouvée dans le mémoire de thèse de Cordeiro [Cordeiro 2003] et dans les travaux numériques réalisés par Rouvreau *et al.* [Rouvreau 2005].

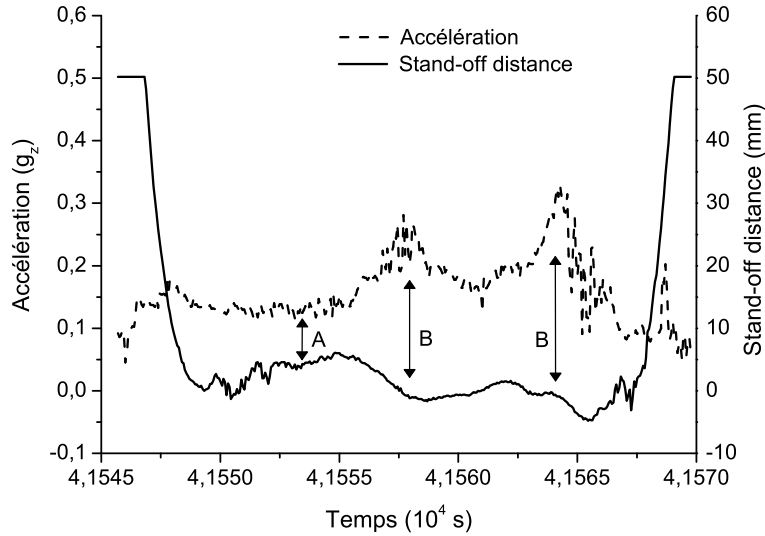


Figure 2.6 – Exemple d'évolution de la *stand-off distance* et du niveau de pesanteur au cours du temps [Cordeiro 2003].

## 2.3 Justification des paramètres de l'étude

### 2.3.1 Visualisations et constats préalables

Une caméra numérique tri-CCD a permis d'obtenir des visualisations latérales de la flamme visible d'éthylène. Les images placées dans la colonne de gauche en figure 2.7 montrent ainsi des flammes typiques, dans le spectre du visible, obtenues pour différentes vitesses de soufflage oxydant et une vitesses d'injection combustible de  $V_F = 5 \text{ mm/s}$  [Fuentes 2007]. Dans le cas présent, les flammes ont été alimentées par un écoulement oxydant à 35% en  $O_2$  et 65% en  $N_2$ .

On constate d'ores et déjà que la luminosité de la flamme d'éthylène augmente avec  $V_{OX}$ , à  $V_F$  fixée. La même tendance apparaît pour la longueur de la flamme visible : il est clair que la flamme visible s'allonge à mesure que  $V_{OX}$  augmente .

L'observation de ces tendances de la flamme visible a fait l'objet d'études antérieures effectuées au sein de l'équipe. Ces études ont ainsi constaté que l'augmentation de la vitesse de soufflage oxydant s'accompagnait systématiquement d'une hausse de l'intensité visible de la flamme établie en micropesanteur, aussi bien pour les flammes gaz-gaz d'éthane [Brahmi 1998] et d'éthylène [Legros 2003] que pour les flammes solide-gaz [Vietoris 1998].

En outre, cette croissance de la luminosité de la flamme s'effectue aux dépens de la couleur bleue et au profit de la couleur jaune, comme le prouvent les contours placés dans la colonne de droite de la figure 2.7. Le tri-CCD permet d'obtenir une dissociation de l'image visible (colonne de gauche) en trois matrices d'intensités correspondant aux trois canaux de couleurs bleue, verte et rouge. Chaque matrice transcrit ainsi une partie de l'émission visible de la flamme, intégrée autour du bleu, du vert et du rouge respectivement. Si cette technique

ne saurait se prétendre quantitative, elle permet toutefois de distinguer les contours bleu et jaune grâce aux canaux bleu et vert respectivement. Un seuil arbitraire d'intensité (150) a alors été défini pour tracer les contours de la colonne de droite. La tendance relatée plus haut est indépendante de ce seuil.

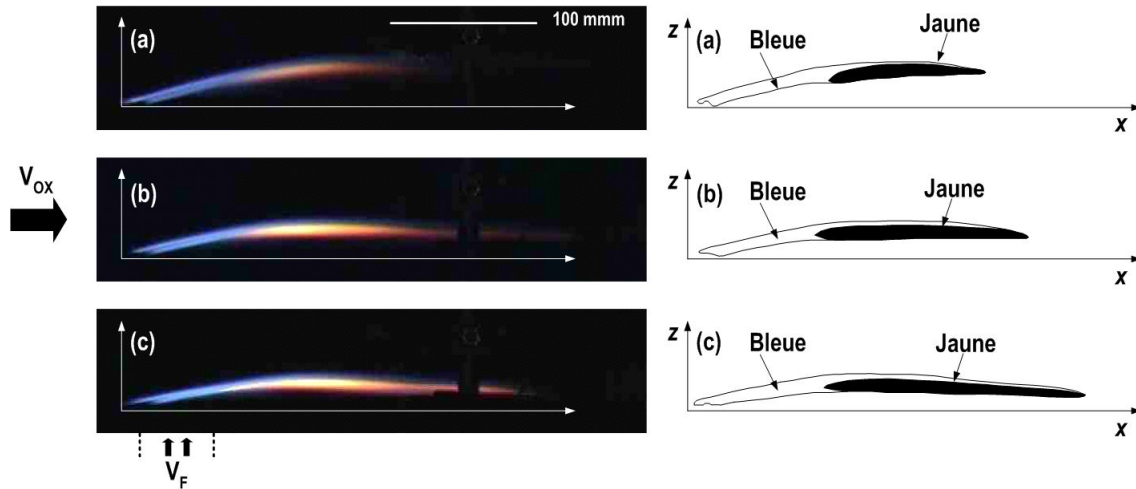


Figure 2.7 – Vues latérales de la flamme visible de diffusion, à gauche, et contours correspondant à un seuil d'intensité bleue et verte de 150 (sur 255), à droite. Les flammes ont été produites par une injection de combustible constante ( $V_F = 5 \text{ mm/s}$ ) et un soufflage oxydant de : (a)  $V_{OX} = 150 \text{ mm/s}$ , (b)  $V_{OX} = 200 \text{ mm/s}$ , (c)  $V_{OX} = 250 \text{ mm/s}$  [Fuentes 2007].

Dès lors, on peut légitimement rapprocher ces deux tendances et penser que la suie, à laquelle doit être attribuée l'émission jaune [Gaydon 1957], occupe un rôle croissant dans l'enchaînement ici décrit, et ce aux dépens de la zone de réaction primaire, caractérisée par la couleur bleue émise notamment par les radicaux  $\text{CH}^*$  [Gaydon 1957].

Différentes études [Fujita 1997, Atreya 1998a] constatent que la longueur d'onde du rayonnement visible maximal de la flamme passe, à conditions expérimentales identiques, du jaune, à gravité terrestre, au bleu, en micropesanteur. T'ien *et al.* [T'ien 2000] expliquent alors que la distance de la flamme à la paroi combustible augmente du fait du déficit en convection oxydante. De fait, le flux thermique conductif en retour à la paroi diminue. Qui plus est, les pertes radiatives sont plus importantes [T'ien 2000]. Ainsi, la température de flamme décroît et passe même en-dessous de la température de formation des suies, en particulier dans la zone de *quenching* au bord de fuite. Les suies absentes, le spectre de la flamme glisse alors vers le bleu. De leur côté, Atreya *et al.* [Atreya 1998a] affinent ces observations et constatent que, dans un premier temps, une flamme, initialement bleue, évolue vers le jaune, conséquence d'une forte augmentation de la concentration des suies, qui ne sont plus évacuées par convection naturelle. Par la suite, cette concentration diminue du fait de l'augmentation de la teneur en produits de combustion qui, soit oxydent les suies, soit inhibent leur formation. Cependant, augmenter le soufflage oxydant revient à recréer une convection. Si l'on suit alors le cheminement d'Atreya, le spectre visible de la flamme devrait à terme retourner vers le bleu, et ce d'autant plus rapidement que l'on augmente la vitesse du jet oxydant. Or c'est bien l'effet inverse que l'on constate : à mesure que la vitesse de l'oxydant croît, l'intensité

jaune de la flamme augmente.

L'autre élément de curiosité est la tendance observée sur la longueur de la flamme visible en micropesanteur. En effet, à gravité normale, la littérature montre que de façon générale, la longueur de flamme est d'autant plus réduite que la vitesse de l'oxydant augmente [Law 1994]. Ce comportement s'explique par le fait que les lignes de courant amènent d'autant plus aisément l'oxydant au contact du combustible lorsque le débit oxydant augmente. La zone de réaction s'en trouve alors réduite. Différents travaux, menés principalement par l'équipe de Faeth [Lin 1999a, Lin 1999b, Urban 2000], ont porté sur l'étude expérimentale et numérique de la structure d'une flamme de diffusion de type axisymétrique en conditions de micropesanteur. Alors que la longueur de la flamme établie pour ces travaux diminue également avec l'augmentation du débit oxydant lorsque la flamme présente une queue fermée (dite *closed tip*), cette sensibilité s'estompe quand la flamme présente une queue ouverte (dite *open tip*), d'où sont alors éjectées les particules de suie. Sous certaines conditions, les pertes thermiques, notamment radiatives, atteignent une telle ampleur du fait de la dilatation de l'échelle des temps caractéristiques de résidence dans la flamme de micropesanteur, que l'extinction de la réaction apparaît avant la consommation totale du combustible. L'excès de combustible est alors généralement éjecté sous forme de suie. Le verbe "apparaître" est à prendre ici au pied de la lettre dans la mesure où il s'agit ici d'observations de la flamme visible. Une inversion de tendance, bien que plus difficile à mettre en évidence du fait de l'évanescence progressive de l'intensité en queue de flamme ouverte, semble même perceptible. Prudents quant aux conclusions à tirer de ces observations de la flamme visible, les auteurs en question précisent que leurs efforts actuels portent sur des champs de grandeurs plus parlantes que l'intensité visible. En particulier, il s'avère nécessaire de sonder le champ de concentration en suie, ne serait-ce que pour corrélérer évanescence de la flamme visible et fin d'oxydation des suies. Or c'est justement l'effet observé sur des flammes *open tip* qui est constaté ici sur la longueur des flammes présentées en figure 2.7.

C'est à ces phénomènes consécutifs à l'augmentation de la vitesse de soufflage oxydant que cette étude tente d'apporter des éléments de réponse quantitatifs. Cette tentative est d'autant plus originale que les flammes établies à gravité terrestre n'offrent pas la possibilité de découpler vitesse d'injection combustible et vitesse d'entraînement oxydant, cette dernière étant alors gouvernée par la convection naturelle (*cf.* paragraphe 1.2.1).

Il faut remarquer que la problématique explorée ici a déjà fait l'objet d'une étude au sein de l'équipe [Legros 2003]. Ces travaux ont en effet confirmé l'impact des suies sur l'augmentation de l'intensité visible de la flamme avec la vitesse de l'oxydant au bord d'attaque de la flamme, ainsi que le rôle de ces suies sur les transferts radiatifs au sein de la flamme. Cependant, les travaux ont été menés uniquement sur la partie de la flamme située à l'aplomb du poreux et donc largement alimentée en combustible (*cf.* paragraphe 1.3.1). Compte tenu des limitations techniques liées à la méthode utilisée par ces précédents travaux, la queue de la flamme, où l'extinction survient, n'a pas été quantitativement sondée. En conséquence, la zone d'extinction en bord de fuite nécessite de plus amples investigations.

### 2.3.2 Paramètres de l'étude

L'éthylène a été choisi comme combustible pour l'ensemble des expériences mises en œuvre pour ces travaux. Deux critères sont entrés en ligne de compte pour le choix du

combustible :

- Les suies devant jouer un rôle central dans l'analyse réalisée, un combustible relativement "suiteux" doit alimenter la flamme ;
- Le combustible doit faire l'objet d'une base de données étoffée, que ce soit à gravité terrestre ([Markstein 1984, Westbrook 1981, Sivathanu 1990, Zhu 2000, Liu 2002, Habib 1988, Shaddix 1996, Vander Wal 1996b] entre autres) ou en micropesanteur ([Urban 2000, Ito 2000, Fujita 1997, Choi 1995, Vander Wal 1997c] par exemple).

La nature du mélange oxydant est définie par deux paramètres, à savoir le pourcentage en oxygène et celui en gaz diluant .

Le premier paramètre permet de faire varier la pression partielle en  $O_2$ , de sorte que deux tendances opposées interagissent ([Berg 2000, Sunderland 2003] par exemple). D'une part, la réactivité du milieu est accrue car les limites d'inflammabilité sont étendues. La température de la zone de flamme augmente en conséquence et le craquage des molécules insaturées est amplifié, si bien que la production de suie est favorisée. D'autre part, le milieu est naturellement plus oxydant et l'oxydation des suies se voit facilitée. Il s'agit alors de faire l'état des forces en présence afin de distinguer les zones où l'une des tendances l'emporte sur l'autre. Au cours des travaux présentés ici, la concentration en  $O_2$  a effectivement fait l'objet d'une étude paramétrique (*cf.* tableau 2.1).

Le second paramètre permet, lui, de faire varier les diffusivités thermique et moléculaire de l'environnement ([McLintock 1968, Schug 1980] par exemple). Là encore, ce paramètre modifie de façon significative la production éventuelle de suie par la flamme. Ici aussi, la nature du diluant a fait l'objet d'études paramétriques. Cependant, toujours par souci de clarté, seuls les résultats obtenus avec l'azote contribuent à la synthèse.

S'intégrant dans un projet dont le but ultime est la modélisation d'une flamme de diffusion représentative d'incendie, la présente étude a cherché à fixer un certain nombre de paramètres du problème. Plusieurs paramètres pourront par la suite faire l'objet de travaux approfondis. La présente étude a principalement porté sur l'étude de l'influence des paramètres aérodynamiques comme la vitesse de soufflage oxydant  $V_{OX}$  et la vitesse d'injection combustible  $V_F$ . La synthèse rapportée dans ce mémoire part des résultats obtenus à partir des paramètres et constantes définis dans le tableau 2.1.

Paramètre		Constante	Variable	Unité
Combustible	Nature	$C_2H_4$		
	$V_F$		2 → 5	mm/s
Oxydant	Nature	$O_2$ $N_2$		
	$C^\dagger$		21 → 50	%
	$D^\dagger$		79 → 50	%
	$V_{OX}$		100 → 300	mm/s
Gravité		$\mu g$		$g$

†*cf.* equation 2.1.

Tableau 2.1 – Paramètres variables et constantes choisis.

Enfin, il faut rappeler que les gammes de débit étudiées maintiennent toujours la flamme dans un environnement globalement pauvre. En effet, la réaction stœchiométrique d'un hydrocarbure avec un mélange oxydant peut s'écrire alors de manière simplifiée, comme suit :



Ainsi, si  $A$  moles d'éthylène ( $C_2H_4$ ) réagissent avec  $B$  moles d'un mélange oxydant composé de  $C = 0,21$  de dioxygène et  $D = 0,79$  de diazote, 1 mole d'éthylène nécessite 14,28 moles de mélange oxydant à la stœchiométrie. Or, au cours des différents tests réalisés, la vitesse d'injection combustible la plus élevée permettant la stabilité de la flamme a été de 5 mm/s, ce qui correspond à un débit de 12,5 cm<sup>3</sup>/s. Dans le même temps, la vitesse de soufflage oxydant la plus faible, mais assurant toujours la stabilité, a été de 125 mm/s, ce qui équivaut à un débit de 1412 cm<sup>3</sup>/s (*cf.* tableau 2.1). Le rapport du débit oxydant soufflé sur le débit combustible injecté n'est donc jamais passé en-deçà d'une valeur de 113, ce qui est largement supérieur au rapport stœchiométrique volumique déterminé plus haut. En conséquence, la totalité du combustible est susceptible de brûler quel que soit le régime. Si tel ne devait pas être le cas, ce n'est pas par défaut d'apport en oxydant.

## 2.4 Déroulement des travaux

### Expérimentations à gravité réduite

Les premières campagnes de vols paraboliques ont été consacrées à l'intégration de la technique d'Incandescence Induite par Plan Laser (LII). Cette technique, très récente, est relativement simple dans son principe comme nous le verrons plus loin. Toutefois, sa mise en œuvre en condition de gravité réduite constitue en soi un réel défi scientifique et technique. Difficilement prévisible du fait des contraintes quelque peu incongrues imposées au matériel, la nécessité de certaines modifications technologiques, en particulier sur le laser, se sont révélées *in situ*. L'expérience de l'équipe en la matière s'est alors souvent avérée décisive à limiter la perte de paraboles.

Une fois l'intégration réussie, ce sont tout d'abord des essais de répétabilité et d'amélioration de la qualité du signal d'incandescence qui ont été réalisés. La technique ayant été par la suite validée, une première campagne a eu lieu au début de l'année 2005, montrant les potentialités et les limites de la LII sur la gamme envisagée de paramètres. La campagne suivante a été consacrée à l'étalonnage *in situ* de la technique. Des mesures d'extinction ont ainsi permis d'évaluer la fraction volumique en queue de flamme pour un maillage des différents paramètres  $V_{OX}$ ,  $V_F$  et teneur en  $O_2$ . Par la suite, des mesures simultanées de chimiluminescence des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$ , de fluorescence induite des Hydrocarbure Aromatiques Polycycliques (HAP) et/ou de LII ont été menées au cours de quatre campagnes de vols paraboliques.

C'est à partir de plus de 300 paraboles que l'auteur a extrait les résultats présentés et analysés ici. Il faut à ce propos préciser qu'environ deux tiers de ces paraboles ont été jugées exploitables au vu de la qualité de la micropesanteur atteinte et retranscrite par les accéléromètres. Parallèlement, des incidents expérimentaux en cours de vol se sont produits à plusieurs reprises, tels la soudaine ré-initialisation de la console d'acquisition ou encore le blocage de la régulation de pression. Ces incidents, sans conséquence au sol, s'avèrent

alors fort handicapants pour la suite du vol, dont le déroulement ne saurait être modifié. De fait, un certain nombre de paraboles sont alors "perdues" lorsque les adaptations et les réparations sont effectuées. Le nombre de points de mesures se trouve ainsi considérablement restreint. En conséquence, les résultats quantitatifs exposés au cours de ce mémoire ne sauraient être pondérés par des barres d'erreur statistiques. Pour autant, si l'auteur se permet de les soumettre dans ce mémoire, c'est que chaque point est validé par au moins trois mesures.

## 2.5 Conclusion

En conclusion de cette partie introductive à l'étude présentée dans ce mémoire, il apparaît évident que l'étude de l'interaction entre champ de concentration en suies et zone réactionnelle constitue à elle seule un défi doté d'un double intérêt :

- l'étude doit permettre d'expliquer, au moins qualitativement, le phénomène d'extinction en queue de flamme, contribuant par là-même à une définition de la longueur de la flamme et donc à une évaluation plus rigoureuse de la vitesse de propagation de certaines configurations de flamme d'incendie ;
- de façon plus quantitative, l'étude doit permettre de prédire la formation et l'oxydation des suies dans la flamme d'éthylène, et ce pour différents paramètres ( $V_{OX}$ ,  $V_F$ ,  $O_2$ ), de manière à construire une base de données nécessaire à la modélisation numérique de la production de suies.

Le chapitre suivant sera consacré à l'approche numérique réalisée à partir des premières simulations développées par l'auteur au cours de son DEA [Fuentes 2003] et par Legros lors de sa thèse [Legros 2003]. Une analyse de la contribution des transferts radiatifs au phénomène d'extinction a été depuis publiée [Legros 2006b] et une comparaison supplémentaire avec les données expérimentales tirées du chapitre 7 est ici effectuée. Un apport original au modèle numérique initial a également été réalisé, permettant d'injecter des particules fictives [Fuentes 2007]. Ces particules permettent alors de comprendre l'histoire menant à la formation et à l'oxydation des suies dans le domaine de calcul en suivant leurs éventuelles trajectoires.

# Approche numérique



# Chapitre 3

## Modélisation d'une flamme de diffusion

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>31</b>
<b>3.2</b>	<b>L'outil numérique</b>	<b>33</b>
3.2.1	Choix de l'outil	33
3.2.2	Le schéma numérique	34
<b>3.3</b>	<b>La modélisation de la combustion</b>	<b>35</b>
3.3.1	Modèle de fraction de mélange	35
3.3.2	Modèle de cinétique chimique finie	37
<b>3.4</b>	<b>La modélisation radiative</b>	<b>38</b>
3.4.1	L'Équation de Transfert Radiatif (ETR)	39
3.4.2	La résolution de l'ETR	40
<b>3.5</b>	<b>Trajectographie d'une particule</b>	<b>48</b>
<b>3.6</b>	<b>Paramètres de calcul</b>	<b>49</b>
3.6.1	Domaine de calcul	49
3.6.2	Maillage et volume de la cellule	49
3.6.3	Conditions aux limites	50
3.6.4	Conditions initiales et temps d'établissement	50
<b>3.7</b>	<b>Le calcul parallèle</b>	<b>51</b>
<b>3.8</b>	<b>Directives</b>	<b>52</b>

---

### 3.1 Introduction

Dès lors que la modélisation d'une flamme de diffusion est envisagée, le recours à un code CFD (Computational Fluid Dynamics) s'avère nécessaire, tant les différents phénomènes mis en jeu sont non seulement intrinsèquement complexes mais également couplés.

Dans le cadre de sa thèse au sein de l'équipe, Rouvreau [Rouvreau 2002a] s'est attaché à modéliser une flamme de diffusion d'éthane, alimentée par un jet oxydant transverse et établie au sein d'une couche limite. Le code de calcul utilisé dans l'étude de Rouvreau est le *Fire Dynamics Simulator* (FDS) du National Institute of Standards and Technology. Le choix de ce code est motivé par de multiples raisons. En premier lieu, le code résout les

équations de Navier-Stokes tridimensionnelles en régime instationnaire par une technique de Simulation Numérique Directe (DNS). L'aspect elliptique des équations de conservation est ainsi pris en compte, de même que les variations conséquentes de masse volumique. La description exhaustive des algorithmes employés par le code peut être trouvée dans cette thèse.

Toutefois, la simulation numérique par la première version de FDS souffre de quelques faiblesses lorsque les transferts radiatifs sont à modéliser. Or, Bhattacharjee et Altenkirch [Bhattacharjee 1990] montrent que les phénomènes radiatifs sont, dans le cas d'une flamme de diffusion établie en micropesanteur sur une plaque combustible plane, prépondérants en queue de flamme, où l'extinction survient. Qui plus est, les échanges radiatifs atteignent l'ordre de grandeur des échanges conductifs pour des faibles vitesses de flamme, c'est-à-dire, dans notre configuration, pour des faibles vitesses de soufflage. Dans le même temps, les flammes d'éthylène présentent une propension certaine à la production de suies, acteurs majeurs des échanges radiatifs. La validation du code sur des flammes d'éthylène représente ainsi un défi non moins certain, que l'auteur a, en partie, relevé en adaptant le module de calcul radiatif à un modèle affiné de combustion .

La version 4.0 parallélisée de FDS a alors été mise à contribution puisqu'elle intègre la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif (ETR) (*cf.* équation (3.16)). Les modules de combustion et de transfert radiatif qu'intègre FDS sont respectivement décrits dans les sections 3.3 et 3.4 de ce chapitre. Deux éléments importants ont été incorporés dans le code, permettant d'approfondir l'analyse de l'influence du rayonnement sur la structure de la flamme d'éthylène, en partant des premiers travaux développés sur ce sujet par l'auteur au cours de son DEA [Fuentes 2003] et par Legros [Legros 2003] lors de sa thèse :

1. le couplage des transferts radiatifs avec une combustion modélisée par une cinétique chimique finie à une seule étape et gouvernée par une loi de type Arrhénius, ce dans le but de simuler le phénomène d'extinction en queue de flamme ;
2. l'incorporation de particules fictives dans le domaine de calcul afin de suivre la trajectoire de ces particules et de reproduire l'histoire des conditions le long de ces trajectoires donnant éventuellement naissance aux particules de suie au sein de la zone réactionnelle.

Le développement du code est exposé au chapitre 4 de cette partie. D'une part y est déterminée la contribution du rayonnement au phénomène d'extinction. D'autre part y est explicitée la méthode permettant de simuler les trajectoires des particules de suie au sein de la flamme. Les lignes de courant ont, dans le même temps, été identifiées et superposées aux champs de température. Finalement, une analyse originale sur la pénétration des lignes de courants de l'oxydant dans la zone de réaction est proposée, permettant de comprendre l'histoire des conditions rencontrées par une particule de suie.

L'incorporation de la production de suie, c'est-à-dire d'un modèle de formation et d'oxydation des suies, n'a pas été entreprise au cours de ces travaux et devra être une priorité des prochains objectifs.

## 3.2 L'outil numérique

### 3.2.1 Choix de l'outil

Avoir recours à un code numérique pour simuler la flamme est à l'évidence tout aussi attractif que nécessaire. Pour autant, le choix de l'outil numérique doit répondre de façon rigoureuse à différents critères, afin de ne pas tomber dans une facilité illusoire voire dommageable. Ce chapitre résume par conséquent ces critères et rappelle les grands traits de la modélisation d'une flamme de diffusion au sein d'une couche limite.

Des études portant sur des flammes soumises à des écoulements à faibles vitesses en micropesanteur montrent que, sous certaines conditions, l'écoulement peut être séparé au bord d'attaque de la flamme et avoir alors une structure tridimensionnelle [Rouvreau 2002a]. En conséquence, un code de calcul tridimensionnel est nécessaire. Le phénomène de séparation au bord d'attaque de la flamme est dû, selon les mêmes études, au caractère elliptique de l'écoulement dans cette zone. Il convient donc d'éviter l'utilisation des équations de Navier Stokes parabolisées. De plus, une des hypothèses sur lesquelles repose le modèle d'Emmons étant la stationnarité de l'écoulement, sa validation nécessite le recours à un code de calcul instationnaire.

L'absence des forces de flottabilité entraîne des vitesses maximales de l'ordre de celles de l'écoulement forcé, c'est-à-dire de l'ordre du décimètre par seconde. Ces faibles vitesses impliquent alors des temps de mélange relativement grands devant les temps caractéristiques de la réaction de combustion. De fait, l'utilisation d'un modèle de combustion de type fraction de mélange peut *a priori* être envisagée. Cependant, les longs temps de séjour provoquent une augmentation des pertes de chaleur, alors identifiées comme responsables d'un accroissement supplémentaire du temps de réaction, menant à l'extinction en micropesanteur. Or, l'utilisation de l'hypothèse de chimie infiniment rapide implique l'impossibilité des phénomènes d'extinction en dehors de celle survenant par consommation totale du combustible. Le phénomène d'extinction ne sera donc pleinement caractérisé qu'au travers d'un modèle de cinétique chimique finie, incorporé ici en une étape unique.

Les faibles vitesses et les faibles dimensions physiques du domaine impliquent un caractère laminaire intrinsèque des écoulements étudiés. La simulation numérique directe peut donc être utilisée sans impliquer un coût prohibitif en termes de temps de calcul et d'espace mémoire.

En résumé, l'utilisation d'un code de calcul possédant les caractéristiques suivantes semble un choix judicieux pour l'étude ici envisagée :

- instationnaire ;
- tridimensionnel ;
- en simulation numérique directe ;
- prenant en compte le caractère elliptique des équations de Navier Stokes ;
- prenant en compte les changements importants de masse volumique ;
- avec un modèle de combustion de cinétique chimique finie.

L'outil numérique utilisé est basé sur le code *Fire Dynamics Simulator* FDS (version 4.0) [McGrattan 2004]. FDS résout une forme approchée des équations de Navier-Stokes issue d'un modèle développé par Rehm et Baum [Rehm 1978]. Ce modèle permet un filtrage des ondes acoustiques de haute fréquence tout en autorisant de fortes variations de densité et de température. Cela aboutit à donner un caractère elliptique au système d'équations, qui est tout à fait adapté aux processus thermo-convectifs à faible nombre de Mach.

Le code est utilisable soit en Simulation Numérique Directe *Direct Numerical Simulation* (DNS) selon la dénomination anglo-saxonne, où les termes sont calculés directement, jusqu'aux plus petites échelles, soit en simulation des grandes échelles *Large Eddy Simulation* (LES), où les structures des grandes échelles sont calculées directement mais où les phénomènes aux petites échelles sont modélisés. Néanmoins, eu égard aux dimensions et aux régimes faisant l'objet de cette étude, seule l'option DNS a été utilisée.

### 3.2.2 Le schéma numérique

La méthode numérique appliquée au système d'équations de conservation et d'état considère de manière générale que toutes les dérivées spatiales sont approximées par un schéma aux différences finies centré du second ordre. La discrétisation temporelle se fait suivant une méthode à pas fractionnaire basée sur un schéma de type Runge-Kutta prédicteur-correcteur explicite du second ordre.

Concernant la boucle de calcul, les conditions initiales de chaque calcul sont les conditions ambiantes. A chaque pas de temps, les quantités que sont la densité, la composition chimique, la vitesse d'écoulement et la pression sont connues. Toutes les autres grandeurs peuvent être calculées à partir de celles-ci. La procédure de prédiction-correction peut alors être décomposée comme suit [McGrattan 2004] :

1. Phase de prédiction : Les variables thermodynamiques  $\rho$ ,  $f$  et  $p_0$  sont estimées au pas de temps suivant par un schéma Euler explicite. Une estimation de la divergence est alors obtenue à partir de ces valeurs. Les composantes normales de vitesse aux frontières qui sont nécessaires pour le calcul de la divergence sont supposées connues.
2. Phase de correction : Les variables thermodynamiques  $\rho$ ,  $f$  et  $p_0$  sont corrigées pour le pas de temps suivant. La divergence est alors calculée à partir des variables thermodynamiques corrigées. Finalement, la vitesse est, elle aussi, corrigée.
3. Vérification de la convergence du calcul : Dans la phase de prédiction et la phase de correction, on vérifie la convergence du calcul en s'assurant de sa consistance et de sa stabilité. Pour vérifier la consistance, on s'assure que la divergence de la vitesse calculée, à partir des variables thermodynamiques, a une valeur suffisamment proche de la valeur de la divergence calculée, à partir du champ dynamique, c'est à dire  $\epsilon \ll 1$ , où  $\epsilon$  est définie par la relation suivante :

$$\epsilon = | \text{div}(\vec{u})_{\text{thermodynamique}} - \text{div}(\vec{u})_{\text{dynamique}} | \leq 10^{-6} \quad (3.1)$$

4. Stabilité : Le pas de temps est déterminé par la condition CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) et, en cas de forte viscosité, par un critère de stabilité parabolique typique des schémas explicites du second ordre. A chaque phase de prédiction, on vérifie donc que :

$$\delta_t < \min\left(\frac{\delta_x}{u_{ijk}}, \frac{\delta_y}{v_{ijk}}, \frac{\delta_z}{w_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta_x^2}{8 u_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta_y^2}{8 v_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta_z^2}{8 w_{ijk}}\right) \quad (3.2)$$

Si le pas de temps est trop grand pour assurer la stabilité du calcul, il est réduit de manière à respecter la condition 3.2 et la procédure reprend depuis le début du pas de temps. Dans le cas contraire, la procédure continue.

Les dérivées spatiales sont, elles, discrétisées selon un schéma aux différences centrées du second ordre sur un maillage cartésien. Le domaine en lui-même est une boîte rectangulaire divisée en mailles elles aussi rectangulaires (*cf.* schéma de la figure 3.3). Chaque maille se voit attribuer les indices  $i, j, k$  représentatifs des positions dans les directions  $x, y$  et  $z$  respectivement. Les quantités scalaires sont calculées au centre des mailles. Les quantités vectorielles sont, elles, calculées sur les faces des mailles.

### 3.3 La modélisation de la combustion

On pourra trouver dans le guide de référence technique de FDS [McGrattan 2004] le détail des équations de conservation et d'état ainsi que les modèles de combustion et la méthode de résolution numérique employée.

#### 3.3.1 Modèle de fraction de mélange

De manière très générale, on peut écrire une réaction de combustion sous le symbolisme suivant :



où les  $\nu_i$  sont les coefficients stœchiométriques pour le processus complet de combustion qui fait interagir le combustible  $F$  avec l'oxydant  $O$  pour donner un nombre de produits  $P$ . L'équation stœchiométrique précédente implique que les consommations massiques de combustible  $m_F'''$  et d'oxydant  $m_{ox}'''$  sont reliées par la relation suivante :

$$\frac{m_F'''}{\nu_F M_F} = \frac{m_{ox}'''}{\nu_{ox} M_{ox}} \quad (3.4)$$

où  $M_F$  et  $M_{ox}$  sont les masses molaires du combustible et de l'oxydant respectivement.

La fraction de mélange  $f$  est, elle, définie par l'expression :

$$f = \frac{sY_F - (Y_{ox} - Y_{ox}^\infty)}{sY_F^\infty + (Y_{ox}^\infty)} \quad (3.5)$$

où

$$s = \frac{\nu_{ox} M_{ox}}{\nu_F M_F} \quad (3.6)$$

et l'indice  $\infty$  renvoie aux conditions initiales de composition.

Par nature, elle varie de  $f = 1$  dans une région ne contenant que du combustible à  $f = 0$  où la fraction massique d'oxygène prend sa valeur ambiante  $Y_{ox}^\infty$  à l'infini. Cette fraction de mélange satisfait la loi de conservation (3.7) :

$$\rho \frac{Df}{Dt} = \nabla \cdot \rho D \nabla f \quad (3.7)$$

Cette équation est obtenue par combinaison linéaire des équations de conservation pour l'oxygène et le combustible et en émettant l'hypothèse d'équidiffusivité des espèces. La fraction de mélange est donc une quantité conservée qui représente un rapport normalisé entre masse de combustible et masse d'oxydant.

L'hypothèse de chimie infiniment rapide signifie que la réaction consomme le combustible et l'oxydant si rapidement qu'elle interdit la coexistence de ces deux réactifs. La forme fonctionnelle de la relation d'état qui provient de la théorie classique des flammes de diffusion laminares mène à un modèle de flamme infiniment mince où la flamme est une surface bidimensionnelle installée dans un milieu tridimensionnel.

Si les processus de diffusion moléculaire peuvent être résolus, l'hypothèse selon laquelle le combustible et l'oxydant ne peuvent coexister mène au concept de relation d'état entre la fraction de mélange  $f$  et la fraction massique de chaque espèce mise en jeu. On peut se représenter ces relations d'état comme des relations empiriques issues d'une combinaison d'analyses et de mesures simplifiées. La Figure 3.1 donne un exemple de ces relations d'état.

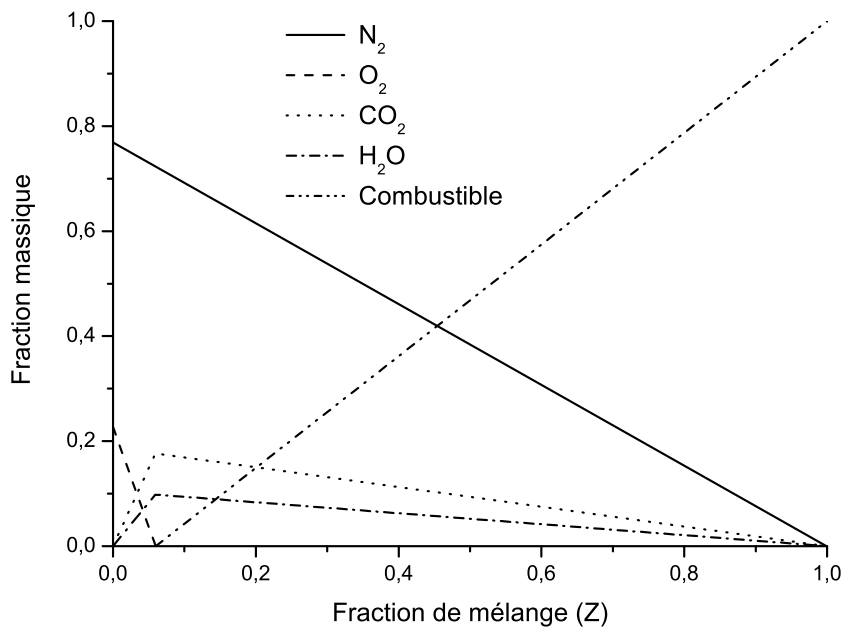


Figure 3.1 – Relations d'état entre la fraction de mélange et les fractions massiques des espèces mises en jeu dans le cas d'une réaction propane-air

Cette relation pour la fraction massique  $Y_{ox}$  de l'oxygène peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Y_{ox}(f) = \begin{cases} Y_{ox}^{\infty} \left(1 - \frac{f}{f_{flamme}}\right) & si \quad f < f_{flamme} \\ 0 & si \quad f > f_{flamme} \end{cases} \quad (3.8)$$

Une fois cette relation établie entre la fraction massique de l'oxygène et la fraction de mélange, une expression peut être obtenue pour le dégagement de chaleur local  $\dot{q}'''$ . L'hypothèse principale menant à la définition de cette quantité est que le dégagement de chaleur est directement proportionnel au taux de consommation d'oxygène, indépendamment du combustible impliqué. Cette relation initialement introduite par Huggett [Huggett 1980] est la base du calcul du dégagement de chaleur à partir de la consommation massique d'oxygène.

On peut l'écrire comme suit :

$$\dot{q}''' = \Delta H_{ox} \dot{m}_{ox}''' \quad (3.9)$$

Ici,  $\Delta H_{ox}$  est la quantité de chaleur dégagée par unité de masse d'oxygène consommée. L'introduction de l'équation d'état de l'oxygène dans l'équation de conservation donne l'égalité (3.10) :

$$\rho \frac{Df}{Dt} \frac{dY_{ox}}{df} = \nabla \cdot \rho D \frac{dY_{ox}}{dY_f} \nabla f + \dot{m}_{ox}''' \quad (3.10)$$

Or la même opération pour l'équation 3.7 donne l'équation (3.11) :

$$\rho \frac{Df}{Dt} \frac{dY_{ox}}{df} = \frac{dY_{ox}}{dY_f} \nabla \cdot \rho D \nabla f \quad (3.11)$$

L'équation 3.10 peut alors être transformée en une expression pour le dégagement de chaleur local :

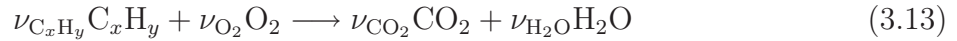
$$-\dot{m}_{ox}''' = \nabla \cdot \rho D \frac{DY_{ox}}{Df} \nabla f - \frac{dY_{ox}}{df} \nabla \cdot \rho \nabla f \quad (3.12)$$

On notera qu'il n'est pas nécessaire de résoudre l'équation de conservation de l'oxygène. Seule la relation d'état pour l'oxygène et l'équation de la fraction de mélange sont nécessaires, ce qui évite le calcul coûteux des transports de l'oxygène et du combustible.

### 3.3.2 Modèle de cinétique chimique finie

En analysant le modèle de fraction de mélange, on comprend aisément qu'il est impossible de simuler pleinement l'extinction en queue de flamme en utilisant ce type d'approche. Expérimentalement, la flamme finit en effet par s'atténuer et s'éteindre à une certaine distance de son foyer, et ce malgré la coexistence certaine du carburant et de l'oxydant. Or, l'enjeu lié au phénomène d'extinction est d'importance. Rappelons à nouveau que les phénomènes radiatifs sont dans tous les cas prépondérants en queue de flamme, où survient l'extinction [Bhattacharjee 1990]. Il convient alors d'utiliser une modélisation de la combustion qui permette de simuler l'extinction radiative en question. La solution adoptée est donc de modéliser la combustion en considérant une cinétique chimique finie.

La diffusion du combustible et de l'oxygène peuvent être modélisées directement. Ainsi est-il possible de simuler la combustion par la réaction chimique simple ci-dessous, constituée d'une étape unique et dont la vitesse est régie par une loi de type d'Arrhénius [Williams 1981] :



La vitesse de réaction est alors donnée par l'expression suivante :

$$\frac{d[C_xH_y]}{dt} = -B[C_xH_y]^a [O_2]^b e^{-E/RT} \quad (3.14)$$

Les valeurs de  $B$ ,  $E$ ,  $a$  et  $b$ , fonction de l'hydrocarbure  $C_xH_y$ , ont été évaluées par Westbrook et Dryer [Westbrook 1981] et par Puri et Seshadri [Puri 1986].

Il est évidemment réducteur de représenter une réaction de combustion par un mécanisme aussi simple. Cependant, la modélisation de la combustion par une chimie complexe fédère encore à ce jour des recherches en tant que telle. Sachant que le but final n'est pas ici de simuler précisément les mécanismes réactionnels mais bien de comprendre la physique du phénomène d'extinction radiative, un mécanisme à une étape permet au moins de coupler la combustion avec le rayonnement de la flamme et de constater l'apport de la chimie finie à l'acuité de la simulation, en comparaison de celle proposée par les simulations recourant à une chimie infinie.

Dans le code original, le couplage entre modèle de fraction de mélange et rayonnement de la flamme existe. Cependant, le couplage entre transfert radiatif et cinétique chimique finie restait interdit. Le défi a alors été de réaliser ce couplage en utilisant le modèle radiatif existant. Les efforts ont porté sur le formatage des données numériques relatives aux compositions chimiques obtenues par recours à une chimie finie afin de les introduire dans le module de calcul du rayonnement.

En pratique, une nouvelle boucle a été ajoutée dans la partie radiative du code. Cette boucle permet d'effectuer le calcul des transferts radiatifs selon la logique suivie dans le cas où la combustion est traitée à l'aide de la fraction de mélange. Cependant, dans le cas de la fraction de mélange, la seule donnée de  $f$  suffit au module RADCAL (*cf.* paragraphe 3.4.2) pour réaliser la prétabulation des coefficients d'absorption nécessaires au module radiatif. Il a ainsi fallu rendre compatibles les données en sortie du module de cinétique chimique finie avec les données en entrée de RADCAL.

## 3.4 La modélisation radiative

Le but de ce paragraphe est de faire un bref rappel de la façon dont le rayonnement est modélisé. Un résumé restreint de la partie théorique est tout d'abord présenté pour expliciter le couplage entre rayonnement et équation de l'énergie à travers la température du milieu. Il est suivi d'une analyse complémentaire de la mise en œuvre numérique.

Cependant, un lecteur intéressé pourra trouver en annexe B davantage d'éléments théoriques sur la conservation du rayonnement le long de son cheminement.

### 3.4.1 L'Équation de Transfert Radiatif (ETR)

La nécessité d'exprimer la conservation de l'énergie rayonnée résulte du couplage entre le rayonnement et l'équation de conservation de l'énergie, définie afin de prédire les variations des grandeurs thermophysiques que sont la température et la pression. L'équation de conservation de l'énergie peut en effet s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \nabla \cdot \rho h \mathbf{u} = \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot k \nabla T + \sum_l \nabla \cdot h_l \rho D_l \nabla Y_l - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \quad (3.15)$$

avec :

- $\rho$  : masse volumique ;
- $c_p$  : capacité calorifique massique à pression et composition chimique constantes ;
- $T$  : température ;
- $h$  : enthalpie massique ;
- $\mathbf{u}$  : vecteur vitesse ;
- $p$  : pression ;
- $k$  : conductivité thermique ;
- $h_l$  : enthalpie massique du constituant  $l$  ;
- $D_l$  : diffusivité moléculaire du constituant  $l$  ;
- $Y_l$  : fraction massique ;
- $\mathbf{q}_r$  : vecteur flux radiatif.

Afin de déterminer le dernier terme  $\nabla \cdot \mathbf{q}_r$  de l'équation (3.15), l'équation de transfert radiatif ci-dessous [Taine 1991] doit être résolue (*cf.* Annexe B) :

$$n^2(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \frac{d}{dx} \left( \frac{I'_\nu}{n^2} \right) (\mathbf{s}, \mathbf{x}) = -(\sigma_\nu + \kappa_\nu) I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) + \kappa_\nu n^2(\mathbf{s}, \mathbf{x}) I'_\nu(T) + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_0^{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) I'_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{x}) d\Omega' \quad (3.16)$$

avec :

- $\nu$  : fréquence du rayonnement ;
- $n$  : indice du milieu ;
- $I'_\nu$  : luminance du rayonnement à la fréquence  $\nu$  ;
- $\sigma_\nu$  : coefficient monochromatique volumique de diffusion ;
- $\kappa_\nu$  : coefficient monochromatique volumique d'absorption ;
- $\Phi_\nu$  : fonction de phase ;
- $d\Omega$  : angle solide élémentaire.

Le terme de puissance radiative dissipée  $P^R(\mathbf{x}, t)$  au point  $\mathbf{x}$  et à l'instant  $t$  considérés s'exprime alors en fonction du vecteur  $\mathbf{q}_r$  :

$$P^R(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r = -\int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} \nabla \cdot I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \mathbf{s} d\Omega' \quad (3.17)$$

où  $\mathbf{s}$  est le vecteur donnant la direction de l'angle solide élémentaire  $d\Omega$  dans lequel la luminance  $I'_\nu$  se propage. Comme ces équations le démontrent, cette luminance dépend de la température  $T(\mathbf{x}, t)$  en tout point du milieu. Réciproquement, la température est fonction du champ de luminance en tout point du milieu au travers de l'équations (3.15). Incorporer un terme puits  $-\nabla \cdot \mathbf{q}_r$  dans l'équation de conservation de l'énergie nécessite ainsi la résolution couplée de cette dernière et de l'ETR.

### 3.4.2 La résolution de l'ETR

FDS émet un certain nombre d'hypothèses afin de coupler la résolution de l'ETR à celle de l'équation de conservation de l'énergie. En effet, résoudre l'ETR complète est à l'heure actuelle encore un défi du fait de son caractère intégral-différentiel. Des simplifications sont donc nécessaires pour trouver un compromis acceptable entre simulation des phénomènes prépondérants et temps de calcul relativement restreint. Après avoir soulevé la principale difficulté inhérente au calcul radiatif numérique, ce paragraphe expose l'ensemble des hypothèses adoptées par FDS pour résoudre l'ETR. Enfin, les paramètres du modèle ainsi définis sont rappelés.

#### Situation du problème

Une fois la modélisation des transferts radiatifs jugée nécessaire, une rigueur toute particulière s'impose car l'on peut distinguer quatre échelles de fréquence entrant en jeu dans le calcul des propriétés radiatives d'un mélange gazeux [Soufiani 1996].

La plus grande échelle à prendre en considération est l'étendue de la fonction de Planck à température donnée. En effet, sur ce domaine sera calculé le flux radiatif par intégration des grandeurs monochromatiques, domaine qui peut s'étendre sur quelques dizaines de milliers de  $\text{cm}^{-1}$  à 1500 K par exemple.

La seconde échelle est définie par l'étendue d'une bande spectrale d'une transition vibrationnelle, voire d'un ensemble de transitions vibrationnelles situées dans la même zone spectrale. Ainsi, les bandes de  $\text{H}_2\text{O}$  s'étendent-elles sur près d'un millier de  $\text{cm}^{-1}$  pour des températures élevées.

La troisième échelle résulte de l'aspect rotationnel des spectres moléculaires. De fait, la distance entre deux raies consécutives est de l'ordre du  $\text{cm}^{-1}$ , intervalle sur lequel il est rarement judicieux de considérer le coefficient d'absorption comme constant.

Enfin, la dernière échelle, dite monochromatique, permet d'y considérer le coefficient d'absorption constant. Pour un profil classique de Lorentz, cette échelle est de l'ordre de  $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ .

Bien que scientifiquement rigoureux, envisager le calcul des transferts radiatifs avec une résolution spectrale correspondant à cette dernière échelle, c'est-à-dire avoir recours à un calcul raie par raie, serait à l'évidence trop pénalisant en terme de temps de simulation.

En effet, la difficulté majeure d'une telle modélisation à basse résolution spectrale provient du fait que de fortes corrélations existent entre les deux échelles spectrales intermédiaires précédemment évoquées, à savoir entre le spectre des transitions vibrationnelles et celui des transitions rotationnelles.

De fait, si les propriétés radiatives de ces milieux présentent des variations sensibles avec le nombre d'onde, il est nécessaire d'utiliser un modèle de bandes où le spectre sera subdivisé en bandes de largeur suffisamment étroites pour que les propriétés des particules ou des parois puissent y être considérées constantes.

C'est pourquoi FDS incorpore un modèle spécifique, à mi-chemin entre un modèle à bandes étroites et un modèle à bandes larges. La suite du chapitre reprend alors les grandes lignes du manuel technique de FDS [McGrattan 2004] pour décrire l'ensemble des simplifications et modèles adoptés par le code.

### Propriétés radiatives des gaz

Le module radiatif de FDS se propose de résoudre l'ETR pour un mélange de gaz non-diffusant si bien que l'ETR est réduite d'une équation intégral-différentielle (*cf.* équation (3.16)) à l'équation différentielle suivante :

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \kappa_\nu \left[ I'_\nu(\mathbf{x}) - I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \right] \quad (3.18)$$

En terme numérique, cette équation reste insoluble et il est nécessaire de faire appel à une méthode de discrétisation du spectre et de l'espace.

### Discrétisation spatiale de l'ETR

La discrétisation de l'ETR est obtenue par l'intégration de l'équation (3.18) sur chaque cellule  $ijk$  et pour chaque angle de contrôle  $\delta\Omega^l$ .

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \mathbf{s} \cdot \nabla I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa(x) [I_b(x) - I(x, s)] dV d\Omega \quad (3.19)$$

Le volume intégral (membre de gauche de l'équation (3.19)) est remplacé par une intégrale de surface sur toutes les faces en utilisant le théorème de la divergence. En supposant que la luminance  $I(\mathbf{x}, \mathbf{s})$  est constante sur chaque face des cellules, l'intégrale peut être approchée par une somme sur toutes les faces des cellules. Si, de plus, on considère que  $I(\mathbf{x}, \mathbf{s})$  est constante dans le volume  $V_{ijk}$  et sur l'angle solide  $\delta\Omega^l$ , on obtient :

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l \int_{\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_m) d\Omega = \kappa_{ijk} [I_{b,ijk} - I_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (3.20)$$

avec :

- $I_{ijk}^l$  : luminance dans la direction  $l$  ;
- $I_m^l$  : luminance sur la face  $m$  ;
- $I_{b,ijk}$  : luminance du corps noir ;
- $\delta\Omega^l$  : angle solide qui correspond à la direction  $l$  ;

- $V_{ijk}$  : volume de la face  $ijk$  ;
- $A_m$  : surface de la face  $m$  ;
- $\mathbf{n}_m$  : vecteur unitaire normal à la face  $m$ .

Le système de coordonnées utilisé pour discrétiser l'angle solide est représenté sur la figure 3.2. La discrétisation est faite en divisant l'angle polaire  $\theta$  en  $N_\theta$  bandes, où  $N_\theta$  est un nombre

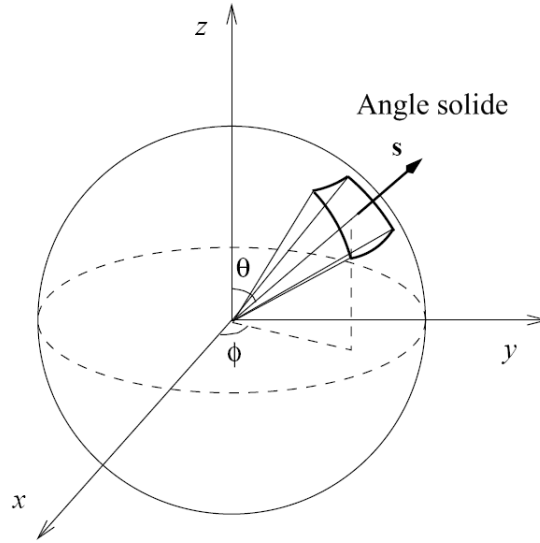


Figure 3.2 – Système de coordonnées pour la discrétisation angulaire

entier. Chaque bande  $\theta$  est divisée en  $N_\phi(\theta)$  parties dans la direction azimutale ( $\phi$ ). Pour des raisons de convergence,  $N_\phi(\theta)$  doit être un multiple de quatre. Les nombres  $N_\theta$  et  $N_\phi(\theta)$  sont choisis de façon à donner un total d'angles  $N_\Omega$  le plus proche possible du nombre d'angles requis par l'utilisateur.  $N_\Omega$  est calculé comme suit :

$$N_\Omega = \sum_{i=1}^{N_\theta} N_\phi(\theta_i) \quad (3.21)$$

La distribution des angles est basée sur des règles empiriques qui tentent de produire des angles solides  $\delta\Omega^l = \frac{4\pi}{N_\Omega}$ . Le nombre de  $\theta$  bandes est finalement défini comme suit :

$$N_\theta = 1,17 N_\Omega^{\frac{1}{2,26}} \quad (3.22)$$

nombre qu'il faut alors arrondir à la valeur entière la plus proche. Le nombre d'angles  $\phi$  sur chaque bande est calculé avec l'équation (3.23). Il faudra ensuite l'arrondir au plus proche entier multiple de quatre :

$$N_\phi(\theta) = \max\{4; 0,5 N_\Omega [\cos(\theta^-) - \cos(\theta^+)]\} \quad (3.23)$$

Les angles  $\theta^+$  et  $\theta^-$  sont respectivement les limites supérieure et inférieure de chaque bande  $\theta$ . La discrétisation est symétrique par rapport aux plans  $x = 0$ ,  $y = 0$  et  $z = 0$ .

La luminance sur la face  $m$ , notée  $I_m^l$  et qui apparaît dans le membre de gauche de l'équation (3.20) est calculée en utilisant un schéma *upwind* du premier ordre.

Considérons, à titre d'exemple, un angle de contrôle ayant la direction du vecteur  $\mathbf{s}$ . Si le rayonnement se propage dans la direction des  $x$  positifs, c'est-à-dire  $\mathbf{s} \cdot \mathbf{k} \geq 0$ , la luminance sur la face supérieure  $I_{zu}^l$  est supposée égale à la luminance de la cellule adjacente  $I_{k-1,ij}^l$  et la luminance sur la face inférieure est la luminance de la cellule elle-même, à savoir  $I_{ijk}^l$ .

Dans un repère cartésien, les vecteurs normaux  $\mathbf{n}_m$  sont les vecteurs de base du système de coordonnées et les intégrales sur l'angle solide peuvent être calculées de façon analytique. L'équation (3.20) peut se simplifier pour donner l'équation (3.24) :

$$a_{ijk}^l I_{ijk}^l = a_x^l I_{xu}^l + a_y^l I_{yu}^l + a_z^l I_{zu}^l + b_{ijk}^l \quad (3.24)$$

où

$$a_{ijk}^l = A_x |D_x^l| + A_y |D_y^l| + A_z |D_z^l| + \kappa_{ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} a_x^l &= A_x |D_x^l| \\ a_y^l &= A_y |D_y^l| \\ a_z^l &= A_z |D_z^l| \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$b_{ijk}^l = \kappa_{ijk} I_{b,ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (3.27)$$

$$\delta\Omega^l = \int_{\Omega^l} d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin\theta \, d\theta \, d\phi \quad (3.28)$$

$$D_x^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{i}) \, d\Omega = \frac{1}{2} (\sin\phi^+ - \sin\phi^-) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)] \quad (3.29)$$

$$D_y^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{j}) \, d\Omega = \frac{1}{2} (\cos\phi^- - \cos\phi^+) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)] \quad (3.30)$$

$$D_z^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{k}) \, d\Omega = \frac{1}{2} \Delta\phi [(\sin\theta^+)^2 - (\sin\theta^-)^2] \quad (3.31)$$

Ici  $\mathbf{i}$ ,  $\mathbf{j}$  et  $\mathbf{k}$  forment la base vectorielle orthonormée du système de coordonnées cartésiennes.  $\theta^+$ ,  $\theta^-$ ,  $\phi^+$  et  $\phi^-$  sont respectivement les limites supérieure et inférieure de l'angle de contrôle respectivement dans les directions polaire et azimutale. On définit également  $\Delta\theta$  et  $\Delta\phi$  tels que  $\Delta\theta = \theta^+ - \theta^-$  et  $\Delta\phi = \phi^+ - \phi^-$ . La résolution de l'équation (3.24) est alors basée sur une séquence de résolution explicite [Raithby 1990]. La direction de propagation de la résolution dépend de celle de la propagation de la luminance. Comme la résolution se fait dans la direction *downwind*, les luminances *upwind* dans les trois autres directions spatiales sont connues, et la luminance  $I_{ijk}^l$  peut être résolue directement. Des itérations ne seront nécessaires que pour des parois réfléchissantes. La condition limite sur une paroi est, elle, définie par la relation suivante :

$$I_w^l = \epsilon \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \epsilon}{\pi} \sum_{D_w^{l'} < 0} I_w^{l'} |D_w^{l'}| \quad (3.32)$$

où

$$D_w^{l'} = \int_{\delta\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega \quad (3.33)$$

La contrainte  $D_w^{l'} < 0$  signifie que seules les directions qui arrivent sont prises en compte lorsque le code gère une surface réfléchissante. Le flux radiatif incident  $q_w$  sur une paroi limite est alors le suivant :

$$q_w = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l \int_{\delta\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l D_n^l \quad (3.34)$$

où les coefficients  $D_n^l$  sont égaux à  $\pm D_x^l$ ,  $\pm D_y^l$  ou  $\pm D_z^l$ , et peuvent être calculés à l'avance pour chaque élément de la paroi. Les surfaces limites ouvertes du domaine sont traitées comme des parois noires, où la luminance émise est considérée comme celle du corps noir à la température ambiante. Ceci revient à considérer l'émissivité d'une telle paroi comme étant égale à l'unité. Cette hypothèse est relativement bonne dans la mesure où physiquement, un rayon incident à la paroi considérée a peu de chance de revenir par la suite dans le domaine d'étude. Enfin, la luminance locale  $U_{ijk}$  est définie par la relation (3.35) :

$$U_{ijk} = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_{ijk}^l \delta\Omega^l \quad (3.35)$$

### Discrétisation spectrale de l'ETR

Cette discrétisation repose sur l'hypothèse d'un modèle de gaz gris par bandes. Il s'agit alors de déterminer un nombre de bandes à la fois suffisamment grand pour coller au mieux au spectre réel et suffisamment restreint pour limiter le nombre déjà conséquent de calculs. Dans le cas d'une flamme d'hydrocarbure, la discrétisation se doit avant tout d'être calquée sur les principales bandes de  $\text{CO}_2$  et de  $\text{H}_2\text{O}$ .

Le tableau 3.1 décrit les deux discrétisations proposées par FDS, l'une à  $N=9$  bandes, l'autre à  $N=6$  bandes. A l'évidence, de la complexité de la discrétisation dépend l'erreur liée aux calculs.

On obtient ainsi autant d'ETR d'indice  $n$  que de bandes :

$$\forall n \in [1, N] \quad \mathbf{s} \cdot \nabla I_n(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \kappa_n [I_n^o(\mathbf{x}) - I_n(\mathbf{s}, \mathbf{x})] \quad (3.36)$$

Une fois le système des intensités par bandes  $(I_n)_{n=1,N}$  résolu, l'intensité totale  $I$  est obtenue par sommation de l'ensemble des intensités :

$$I(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \sum_{n=1}^N I_n(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \quad (3.37)$$

9 bandes	Espèce	$\nu$ (1/cm)	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	6 bandes	Espèce
1	Suie	10.000-3.800	1-2,63	1	Suie
2	Suie, CO <sub>2</sub> et H <sub>2</sub> O	3.800-3.400	2,63-2,94	2	Suie, CO <sub>2</sub> et H <sub>2</sub> O
3	Suie et CH <sub>4</sub>	3.400-2.800	2,94-3,57	3	Suie et CH <sub>4</sub>
4	Suie	2.800-2.400	3,57-4,17	4	Suie et CO <sub>2</sub>
5	Suie et CO <sub>2</sub>	2.400-2.174	4,17-4,70	5	Suie, H <sub>2</sub> O et CH <sub>4</sub>
6	Suie et H <sub>2</sub> O	2.174-1.429	4,70-7,00	6	Suie
7	Suie, H <sub>2</sub> O et CH <sub>4</sub>	1.429-1.160	7,00-8,62		
8	Suie	1.160-1.000	8,62-10,0		
9	Suie	1.000-50	10,0-200		

Tableau 3.1 – Discrétisation spectrale sous FDS [McGrattan 2004]

Le vecteur flux radiatif peut alors être calculé :

$$\mathbf{q}_r(\mathbf{x}) = \int_{\Omega=4\pi} \mathbf{s} I(\mathbf{s}, \mathbf{x}) d\Omega \quad (3.38)$$

L'intégrale est en fait ici la somme sur l'ensemble discrétisé des angles solides définissant l'hémisphère autour de la cellule selon la discrétisation angulaire décrite plus avant.

Compte-tenu de l'équation (3.18), le terme de puissance radiative dissipée réinjecté dans l'équation de conservation de l'énergie (*cf* équation (3.17)) devient :

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \kappa(\mathbf{x}) [U(\mathbf{x}) - 4\pi I^o(\mathbf{x})] \quad (3.39)$$

où  $U(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{s}, \mathbf{x}) d\Omega$  et  $I^o(\mathbf{x}) = \sigma T(\mathbf{x})^4/\pi$ . Avant toute tentative de résolution du système d'équations (3.36), restent donc à préciser les paramètres du système, à savoir :

- les termes sources  $(I_n^o)_{n=1,N}$  ;
- les coefficients d'absorption  $(\kappa_n)_{n=1,N}$  ;
- les conditions limites.

### Termes source

Notons  $\lambda_{min}$  et  $\lambda_{max}$  les bornes respectivement inférieure et supérieure d'une bande quelconque  $n$  de la discrétisation spectrale. Alors le terme source  $I_n^o$  peut être exprimé comme une fraction  $F_n$  de la fonction de Planck :

$$I_n^o = F_n(\lambda_{min}, \lambda_{max}) \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (3.40)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann.

La fonction  $F_n$  possède, elle, une expression algébrique exacte et se trouve tabulée par Siegel et Howell [Siegel 1981].

## Coefficients d'absorption

Comme cela a été mentionné auparavant, il s'agit de calculer ces coefficients à l'aide d'un modèle à basse résolution spectrale afin de trouver un bon compromis entre temps et précision du calcul. FDS utilise de fait le programme RADCAL de Grosshandler [Grosshandler 1993], basé sur un modèle à bandes étroites.

Au début de chaque simulation, les coefficients d'absorption sont calculés et tabulés en fonction de la température et de la fraction molaire de chacune des espèces dont le rayonnement est modélisé. Au cours de la simulation, le coefficient de chacune des cellules est défini par interpolation sur les données du tableau précalculé.

## Modèle à bandes étroites

Dans un tel modèle, le spectre utile est subdivisé en bandes suffisamment étroites pour que toutes les grandeurs autres que le coefficient d'absorption du mélange gazeux (fonction de Planck, propriétés radiatives des parois ou des particules) puissent y être considérées comme constantes. La largeur des bandes varie typiquement de  $5 \text{ cm}^{-1}$  à quelques centaines de  $\text{cm}^{-1}$  en fonction de la position spectrale et de la structure du spectre à l'intérieur de la bande.

Le modèle aboutit alors à l'expression de la transmittivité moyenne d'une colonne gazeuse homogène et isotherme via un certain nombre d'hypothèses concernant les positions des raies d'absorption, leurs profils et leurs intensités. Le détail du calcul de transmittivité n'est pas présenté ici puisque FDS fait uniquement appel à RADCAL pour une estimation du coefficient d'absorption, moyennée sur une certaine largeur de bande.

Avant de pouvoir modéliser la complexité d'une colonne hétérogène et isotherme que représente une cellule du domaine maillé, il est nécessaire d'établir les résultats pour une colonne homogène et isotherme.

## Cas d'une cellule homogène et isotherme

Le spectre d'un gaz est caractérisé par un certain nombre de raies, dont la répartition peut être modélisée afin de déduire le coefficient d'absorption global du coefficient d'absorption d'une raie unique.

**Modèle à une raie isolée** Dans le cas des mélanges gazeux issus de la combustion, l'élargissement des raies est principalement la conséquence des interactions collisionnelles entre molécules. C'est pourquoi un profil de Lorentz est choisi pour décrire l'évolution du coefficient d'absorption  $\kappa_{\nu,L}$  autour de la raie centrée en  $\nu_0$  :

$$\kappa_{\nu,L} = x p S \frac{\gamma_L}{\pi[\gamma_L^2 + (\nu - \nu_0)^2]} \quad (3.41)$$

où  $\gamma_L$  est la largeur à mi-hauteur du profil,  $S$  l'intensité de la raie,  $x$  la fraction molaire de l'espèce absorbante et  $p$  la pression totale.

L'élargissement par effet Doppler, apportant la contribution  $\kappa_{\nu,D}$  à l'absorption, est considéré comme faible et additif à l'élargissement prépondérant de type Lorentz :

$$\kappa_{\nu,D} = \frac{x p S}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{\gamma_D} \ln 2} \quad (3.42)$$

**Modèle pour un ensemble de raies** Deux hypothèses extrêmes peuvent être faites concernant la répartition des raies à l'intérieur d'une bande étroite donnée de largeur  $\Delta\nu$ . La première consiste à supposer les raies régulièrement espacées tandis que la seconde considère les positions entièrement aléatoires et statistiquement décorréliées à l'intérieur de  $\Delta\nu$ .

Pour un système en combustion, le spectre laisse à penser que les raies de la plupart des molécules considérées sont aléatoirement distribuées dans  $\Delta\nu$ . De fait, RADCAL a recours à la distribution statistique de Goody [Goody 1952]. Il en résulte alors l'expression suivante du coefficient d'absorption du milieu homogène :

$$\kappa_{\nu,h} = \frac{\bar{S}/d}{\sqrt{1 + \frac{\bar{S}/d \times \rho/\rho_0 \times l}{4\pi \times \bar{1}/d}}} \quad (3.43)$$

où  $\rho$  est la masse volumique de l'espèce absorbante,  $\bar{1}/d$  est la moyenne de l'inverse de l'espacement entre deux raies consécutives et  $\bar{S}/d$  la moyenne du rapport entre l'intensité d'une raie et l'espacement à sa voisine.

Le coefficient d'absorption de l'espèce considérée dépend ainsi des deux paramètres du modèle que sont  $\bar{1}/d$  et  $\bar{S}/d$ . Pour une molécule diatomique comme le monoxyde de carbone, ces deux paramètres peuvent être déterminés par un modèle d'oscillateur anharmonique. Malkmus ([Malkmus 1963a],[Malkmus 1963b]) a étendu la méthode au dioxyde de carbone. En revanche, il est nécessaire pour H<sub>2</sub>O de faire appel à des données expérimentales, tabulées en fonction du nombre d'onde et de la température, telles celles de Ludwig *et al.* [Ludwig 1973].

Le tableau 3.2 recense l'ensemble des bandes incorporées dans la version la plus récente de RADCAL, qu'utilise FDS.

### Cas d'une cellule hétérogène et isotherme

Le coefficient d'absorption  $\kappa_\nu$  d'une cellule composée de différents gaz  $(i)_{1,N}$  est alors approché par la moyenne arithmétique de chacun des coefficients d'absorption  $\kappa_{\nu,i}$ , pondéré par la pression partielle  $p_i$  de l'espèce  $i$  :

$$\kappa_\nu = \sum_{i=1,N} \kappa_{\nu,i} p_i = \sum_{i=1,N} \kappa_{\nu,i} x_i p \quad (3.44)$$

avec  $p$  la pression de la cellule et  $x_i$  la concentration en espèce  $i$  de cette même cellule. La pression étant maintenue au niveau atmosphérique, il reste à tabuler la valeur de ces coefficients en fonction des concentrations des espèces modélisées et énumérées dans le tableau 3.2, ainsi que de la température dont dépendent les paramètres du modèle à bandes étroites.

Espèce	Bandes	Méthode	Références
CO <sub>2</sub>	2, 0 $\mu\text{m}$	modélisée	[Leckner 1971]
CO <sub>2</sub>	2, 7 $\mu\text{m}$	modélisée	[Malkmus 1963a]
CO <sub>2</sub>	4, 3 $\mu\text{m}$	modélisée	[Malkmus 1963b]
CO <sub>2</sub>	10 $\mu\text{m}$	modélisée	[Leckner 1971]
CO <sub>2</sub>	15 $\mu\text{m}$	tabulée	[Ludwig 1973]
H <sub>2</sub> O	1, 38 $\mu\text{m}$	tabulée	[Ludwig 1973]
H <sub>2</sub> O	1, 88 $\mu\text{m}$	tabulée	[Ludwig 1973]
H <sub>2</sub> O	2, 7 $\mu\text{m}$	tabulée	[Ludwig 1973]
H <sub>2</sub> O	6, 3 $\mu\text{m}$	tabulée	[Ludwig 1973]
H <sub>2</sub> O	20 – 200 $\mu\text{m}$	tabulée	[Ludwig 1973]
CO	4, 6 $\mu\text{m}$	modélisée	[Malkmus 1961]
CH <sub>4</sub>	2, 4 $\mu\text{m}$	modélisée	[Gray 1965]
CH <sub>4</sub>	3, 3 $\mu\text{m}$	tabulée	[Lee 1964]
CH <sub>4</sub>	7, 7 $\mu\text{m}$	tabulée	[Brosmer 1985]
Suie	0, 4 – 2000 $\mu\text{m}$	modélisée	[Dalzell 1969]

Tableau 3.2 – Bandes moléculaires incluses dans RADCAL [Grosshandler 1980]

### 3.5 Trajectographie d'une particule

Des particules fictives ont été introduites dans l'écoulement oxydant et à travers le poreux dans l'injection d'éthylène. Un total de quinze particules ont été libérées au sein du soufflage oxydant le long de la verticale localisée à l'intersection du plan d'entrée de ce soufflage ( $x = -50$  mm sur la figure 3.3) et du plan de symétrie du problème ( $y = 100$  mm). Vingt autres particules ont été injectées le long de la surface du poreux, c'est-à-dire entre  $x = 0$  mm et  $x = 50$  mm, pour  $z = 0$  et toujours dans le plan de symétrie.

Ces particules fictives peuvent alors décrire les trajectoires des particules de suie dans le mesure où elles rencontrent les conditions en concentration de combustible et en température propices à la formation de suie. Cependant, les particules de suie subissent l'effet thermophorèse, qui entraîne toute particule pesante dans la direction opposée au gradient de température. Pour autant, sur la gamme de soufflage oxydant étudiée lors des présents travaux, la vitesse induite par l'effet thermophorèse est d'un ordre de grandeur inférieur à la vitesse convective de l'écoulement [Konsur 1999, Sunderland 2003]. Ainsi, le suivi de chaque particule fictive permet de recueillir l'information sur les grandeurs physico-chimiques, telles la température et la composition chimique, rencontrées en chaque point du maillage que la particule traverse pendant la simulation. Le travail de l'auteur a ici consisté à coder la traçabilité de ces conditions au long de la trajectoire parcourue par chacune des particules.

La position de chaque particule  $\mathbf{x}_p$  dans le domaine de calcul est gouvernée par la définition lagrangienne de la vitesse :

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u} \quad (3.45)$$

La nouvelle position de chaque élément est déterminée par le schéma numérique de prédiction/correction appliqué aux autres quantités dans l'écoulement [McGrattan 2004]. Ainsi,

la position  $\mathbf{x}_p$  d'une particule donnée est évaluée en utilisant un schéma en deux étapes, comme il suit :

$$\mathbf{x}_p^{(n+1)e} = \mathbf{x}_p^n + \delta t \bar{\mathbf{u}}^n \quad (3.46)$$

$$\mathbf{x}_p^{n+1} = \frac{1}{2} (\mathbf{x}_p^n + \mathbf{x}_p^{(n+1)e} + \delta t \bar{\mathbf{u}}^{(n+1)e}) \quad (3.47)$$

où la barre sur le vecteur vitesse indique que la vitesse de l'écoulement est interpolée sur la position de chaque particule. L'indice supérieur  $(n+1)e$  fait ici référence à une estimation de la valeur des quantités au pas du temps  $(n+1)$ .

## 3.6 Paramètres de calcul

### 3.6.1 Domaine de calcul

Le domaine de calcul est une boîte rectangulaire de 300 mm selon  $x$ , 200 mm selon  $y$  et 150 mm selon  $z$ . La frontière  $z = 0$  représente la plaque plane qu'est le brûleur, dans laquelle est incrusté le poreux de dimensions 50x50 mm<sup>2</sup>. La plaque est ici plus longue et plus large que celle utilisée lors des expériences en micropesanteur de manière à limiter l'influence relativement forte des conditions limites où les conditions ambiantes sont imposées.

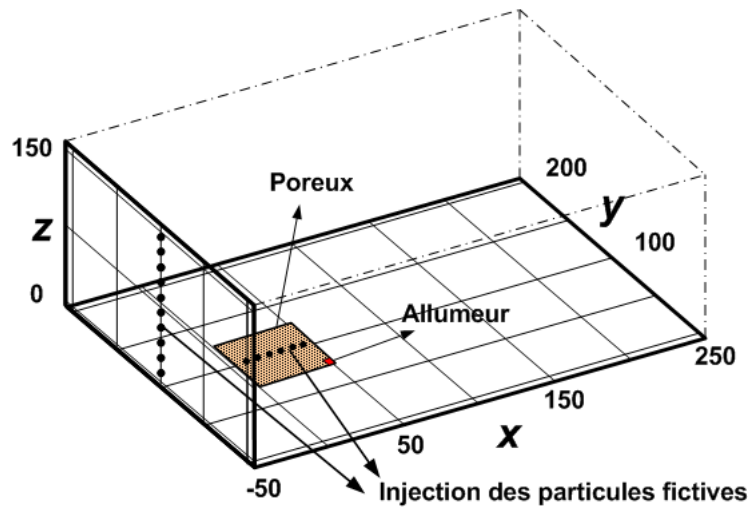


Figure 3.3 – Schéma représentant le domaine de calcul, les dimensions étant ici exprimées en millimètres.

### 3.6.2 Maillage et volume de la cellule

Le maillage utilisé est régulier dans les trois directions de l'espace. Différentes tailles de maille ont été testées et il a notamment pu être constaté une invariance des résultats pour des mailles inférieures à 2 mm [Fuentes 2003].

Des tailles de maille de 2 mm dans les directions  $x$  et  $y$  et de 1 mm dans la direction  $z$  ont été choisies pour l'évaluation de la combustion et du rayonnement de la flamme au cours de la simulation. Cela implique un volume de cellule de 4 mm<sup>3</sup>, soit un maillage global approximatif de 150x100x150 points respectivement dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  [Fuentes 2003, Legros 2003]. Ce maillage permet d'assurer le respect des critères de stabilité cités dans le paragraphe 3.2.2 tout en autorisant un pas de temps ( $\approx 0,01$  s) et donc des temps de calcul non prohibitifs. Il faut remarquer que le pas temps est réajusté par le code à chaque itération dans le cas où les résultats obtenus divergent au-delà du critère de convergence.

Par ailleurs, la plupart des calculs ont été effectués au Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES) afin de mettre à profit l'architecture parallèle incluse dans la version 4 de FDS et d'ainsi réaliser le calcul sur plusieurs processeurs simultanément. Ceci implique alors un découpage "macroscopique" (dit *multiblocks*) du domaine de calcul en plusieurs sous-domaines (*blocks*). Une explication plus détaillée de la méthodologie employée pour réaliser ce calcul parallèle est donnée dans le paragraphe 3.7.

### 3.6.3 Conditions aux limites

**Aérodynamique** : A la frontière  $x = 0$  est imposée la vitesse de l'écoulement oxydant, lequel est constituée d'un mélange azote/oxygène ayant une fraction molaire d'oxygène de 35%. Le profil de vitesse imposé est plat et normal à la frontière (*i.e.*  $\forall (x, y) u(0, y, z) = V_{OX}$ ). On fixe également en cette frontière la valeur de la pression à celle de la pression ambiante.

Le brûleur poreux est incrusté dans la plaque en  $x = 0$ , centré en  $y$  et est placé à 40 mm de l'entrée du domaine conformément au dispositif expérimental. De l'éthylène est injecté uniformément sur toute la surface du brûleur et dans la direction normale à la surface (de direction  $z$ ). En  $z = 0$ , donc sur la plaque, est imposée une condition de non-glissement  $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ .

Sur les autres frontières, c'est-à-dire en  $x = X_{max}$ ,  $z = Z_{max}$ ,  $y = 0$  et  $y = Y_{max}$ , la condition imposée est une condition de frontière libre : le gradient de vitesse est nul et la pression est fixée à la pression ambiante.

**Thermique** : La température de l'écoulement en  $x = 0$  ainsi que celle du combustible injecté à travers le poreux sont fixées à la température ambiante. La plaque est à une température  $T_w$  de l'ordre des températures expérimentalement observées et les frontières libres ont une condition de température ambiante.

**Radiatif** : Comme il n'existe que deux surfaces physiques dans le domaine, à savoir celle du soufflage oxydant et celle du brûleur, il est possible sur chacune d'elles d'imposer une émissivité, supposée égale à l'unité. Les frontières libres sont considérées comme des corps noirs. La justification d'une telle hypothèse a été explicitée en 3.4.2.

### 3.6.4 Conditions initiales et temps d'établissement

A  $t = 0$ , pour l'allumage, on utilise une petite source comme c'est le cas expérimentalement où une décharge de bougie initie la combustion. Ceci est possible en intégrant un allumeur fictif à une extrémité du poreux (*cf.* figure 3.3) qui reste allumé pendant 0,5 s.

Au déclenchement de l'allumeur, le soufflage oxydant est imposé à l'entrée du domaine et l'injection du combustible à la surface du poreux.

Au bout d'un certain temps, l'écoulement et la flamme atteignent un état quasi-stationnaire. On suppose alors que l'écoulement est établi dès lors que les champs de vitesse et de concentration sont établis. Il a été observé que cette durée d'établissement varie principalement en fonction de la vitesse  $V_{OX}$  imposée à l'écoulement oxydant [Rouvreau 2002a]. Le temps nécessaire à l'établissement du phénomène radiatif sera discuté dans le chapitre suivant, consacré aux résultats numériques.

### 3.7 Le calcul parallèle

La notion de parallélisme est souvent attachée à celle de la performance d'exécution des applications. Ce dernier terme recouvre différentes notions suivant les besoins des applications. En effet, quel que soit le domaine d'application, le parallélisme peut être exploité pour répondre à deux besoins : la puissance de traitement et/ou la disponibilité des ressources. Le principe est basé sur un ensemble de techniques logicielles et matérielles et consiste en l'exécution simultanée, sur des processeurs différents, de séquences d'instructions indépendantes. Au regard des travaux menés pour le gain en coût de calcul [Fuentes 2003, Legros 2003], la lumière est ainsi faite sur l'apport potentiel d'un tel outil.

D'une part, le calcul parallèle permet de gagner un temps considérable, d'autre part, on peut aussi lancer un certain nombre de calculs qui s'effectuent simultanément. Dès lors, il a été constitué un dossier auprès du *Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur* (CINES) afin de disposer de machines de calcul à architecture parallèle. Une fois le projet accepté, le challenge a alors été d'établir le lien entre nos machines de calcul et celles du CINES afin de lancer nos calculs à distance. Le détail des opérations réalisées au CINES est placé en annexe C.

En pratique, la version parallélisée de FDS requiert que le domaine de calcul soit découpé au préalable en plusieurs sous-domaines afin que chaque processeur travaille sur un seul d'entre eux. Cependant, dès lors que l'on effectue un calcul *multiblocks*, que ce soit pour faire du calcul parallèle, avec un nombre de processeurs correspondant au nombre de sous-domaines, ou pour effectuer le calcul avec un seul processeur, un certain nombre de règles doivent être respectées lors du découpage [McGrattan 2004] :

1. La frontière d'un sous-domaine doit éviter d'être le siège de nombreux phénomènes et en particulier tout phénomène de combustion. Certains phénomènes se propageant de sous-domaine en sous-domaine ne peuvent être évités, mais dans la mesure du possible, il vaut mieux laisser les limites communes de sous-domaines libres de tout phénomène complexe puisque l'échange d'information à travers les sous-domaines n'est pas aussi précis que celui entre les mailles d'un même sous-domaine.
2. En ajoutant un paramètre de synchronisation dans le fichier d'entrée, le pas de temps de tous les sous-domaines peut être forcé de façon à être commun à tous ces sous-domaines. Ainsi, tous les sous-domaines seront actifs à chaque itération.

Finalement, la configuration la plus efficace adoptée pour effectuer nos simulations consiste en un découpage en quatre sous-domaines [Rollin 2004]. La première validation a consisté en la comparaison des résultats entre calcul en série et calcul par *muliblockx* parallèles.

L'adéquation constatée est ainsi quasi-parfaite. Le gain en temps de calcul est par ailleurs considérable, ce d'autant plus que l'on peut lancer de nombreuses simulations simultanées.

### **3.8 Directives**

En conclusion l'outil numérique présenté dans ce chapitre permet donc de modéliser la flamme de diffusion. Les phénomènes couplés entre le rayonnement de la flamme et la modélisation de la combustion par une cinétique chimie finie à une seule étape vont nous donner des informations concernant la géométrie de la flamme et plus précisément ce couplage pourra expliquer, au moins, de manière qualitative l'extinction en queue de flamme et par conséquent, donner une définition à la longueur de la zone réactionnelle. Dans un souci de modélisation de la formation et de l'oxydation de la suie, on a incorporé des particules fictives, simulant la suie, dans le domaine de calcul. La trajectoire de ces particules pourra être suivie et reproduire l'histoire des conditions rencontrées le long de ces trajectoires donnant éventuellement naissance aux particules de suie au sein de la zone réactionnelle. Le chapitre prochain développe les résultats numériques obtenus par cet outil numérique tout en essayant de valider ces résultats par des données expérimentales acquises au cours de ce mémoire ou par des observations expérimentales obtenues dans des travaux précédents.

# Chapitre 4

## Résultats numériques

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Couplage entre transferts radiatifs et cinétique chimique finie</b>	<b>53</b>
4.1.1	Evaluation de la pertinence . . . . .	54
4.1.2	Rôle du rayonnement . . . . .	55
4.1.3	Contours de la zone de réaction . . . . .	56
4.1.4	Sensibilité de l'écart entre simulation et expérience . . . . .	58
<b>4.2</b>	<b>Suivi du champ de particules</b> . . . . .	<b>59</b>
4.2.1	Champs de vitesse à travers la flamme . . . . .	59
4.2.2	Vitesse caractéristique de formation des suies . . . . .	61
4.2.3	Vitesse caractéristique d'oxydation des suies . . . . .	64
<b>4.3</b>	<b>Conclusions intermédiaires</b> . . . . .	<b>65</b>

---

Ce chapitre offre une analyse des résultats numériques obtenus avec une version de FDS modifiée par l'auteur de ce mémoire. La principale modification apportée concerne la modélisation de la combustion. A un modèle de fraction de mélange se substitue un modèle de cinétique chimique finie à une seule étape, couplé aux transferts radiatifs de la flamme. C'est cette modification du code qui représente la principale difficulté de mise en œuvre numérique. Les résultats présentés dans la première partie de ce chapitre sont le fruit du travail développé en collaboration directe avec Rollin lors de son stage-ingénieur au sein de l'équipe [Rollin 2004], aboutissant à une comparaison quantitative entre les géométries expérimentale et numérique de flamme.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée aux résultats obtenus à partir de l'injection de particules fictives, à l'intérieur du domaine de calcul, au travers du poreux et dans l'écoulement oxydant. Cette partie, moins technique mais plus originale, a permis de simuler les trajectoires des particules de suie dans la zone réactionnelle afin d'en retracer l'histoire.

### 4.1 Couplage entre transferts radiatifs et cinétique chimique finie

Afin d'évaluer la performance, et donc la nécessité, des modifications apportées au code, une comparaison entre expérience et simulation s'impose. Une méthodologie justifiée doit

alors définir les grandeurs à comparer. C'est ainsi que flammes expérimentales et numériques sont ici superposées à partir de leur cartographie en puissance volumique libérée par la combustion [Legros 2006b].

#### 4.1.1 Évaluation de la pertinence

La puissance volumique locale libérée par la zone de réaction est obtenue via le modèle numérique par la grandeur  $HRRPUV$  (en anglais *Heat Rate Release Per Unite of Volume*). Cette grandeur numérique a été utilisée comme traceur quantitatif de la zone de réaction.

L'émission spontanée des radicaux  $CH^*$  s'érige, elle, en témoin de premier choix de la zone réactionnelle expérimentale (*cf.* paragraphe 6.2.3). En effet, la puissance volumique libérée par la flamme peut être déduite de l'intensité de la chimiluminescence  $I_{CH^*}$  des radicaux  $CH^*$ , comme le montre l'équation (6.2). Si la valeur de la constante de proportionnalité  $\beta$  est alors nécessaire à toute quantification absolue, une comparaison relative permet tout de même de s'affranchir de la connaissance de cette constante.

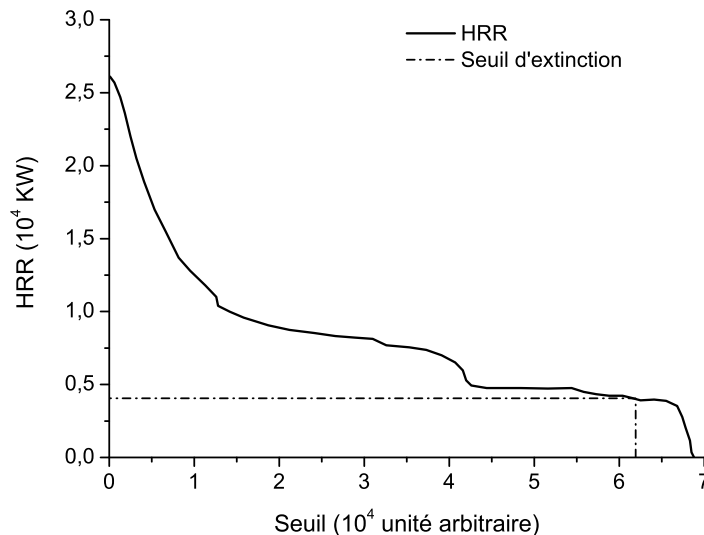


Figure 4.1 – Evolution de  $HRRPUV$  en fonction du seuil d'extinction.

Les isocontours d'intensité de  $CH^*$  et de  $HRRPUV$  doivent donc permettre la comparaison entre expérience et simulation. Pour ce faire, les régimes des flammes numériques ont été calqués sur ceux des flammes expérimentales. La vitesse du soufflage oxydant  $V_{OX}$  a varié entre 100 mm/s et 200 mm/s tandis la vitesse de l'injection d'éthylène  $V_F$  a été maintenue à 5 mm/s.

En pratique, pour observer effectivement l'extinction de la flamme, tant numérique qu'expérimentale, une valeur seuil en-deçà de laquelle la réaction est considérée comme éteinte doit être définie. La méthodologie suivante permet de déterminer ce seuil d'extinction sur la grandeur  $x$ , correspondant à  $HRRPUV$  pour la simulation ou à  $I_{CH^*}$  pour l'expérience :

1. le maximum  $x_{MAX}$  de la valeur  $x$  atteint lors du test est déterminé ;
2.  $N + 1$  valeurs seuils  $(s_i)_{i=1}^{N+1}$  comprises entre 0 et  $x_{MAX}$  sont définies. Le pas séparant deux valeurs seuils est donc  $x_{MAX}/N$  ;

3. pour chaque valeur seuil  $s_i$ , toutes les valeurs de  $x$  supérieures à ce seuil sont sommées après avoir été pondérées par le volume  $V$  de la maille dont elles mesurent la grandeur et contribuent ainsi à la puissance globale  $X_i$  :

$$x \geq s_i \implies X_i = X_i + xV \quad (4.1)$$

4. l'évolution de la puissance globale  $X_i$  en fonction du seuil  $s_i$  peut être tracée, comme l'illustre la figure 4.1 ;
5. la valeur seuil déterminant l'extinction de la flamme est le seuil qui correspond à une puissance globale égale à 10 % du maximum de la courbe.

Dans ces conditions, l'isocontour correspondant au seuil déterminé contient 90% de la puissance globale libérée.

Cette méthodologie permet alors de réaliser des comparaisons entre expériences et simulations mais également entre les différentes méthodes numériques employées pour prédire la géométrie de la flamme. Le choix de 90% n'est pas arbitraire. En effet, une analyse de la sensibilité à ce choix a été menée et montre une influence minimale autour de ce seuil en terme de longueur de flamme et de *stand-off distance*, qui sont les caractéristiques de comparaison entre flammes numériques et expérimentales dans les paragraphes suivants.

Finalement, les différents contours ont été déterminés et la région qui contient 90% de l'intensité  $CH^*$  a été superposée à la région qui produit 90% du  $HRR_{PUV}$ .

### 4.1.2 Rôle du rayonnement

La figure 4.2 illustre un premier résultat obtenu par la modélisation en utilisant deux modèles différents pour la combustion. Les régimes sont équivalents dans les deux simulations : la vitesse d'injection combustible est égale à 5 mm/s, tandis que la vitesse de l'écoulement oxydant est de 150 mm/s. Chaque courbe retrace la perte radiative totale de la flamme en fonction de la durée de la simulation.

Les pertes par rayonnement atteignent ainsi un maximum avant de se stabiliser. La tendance donnée par chacune des deux simulations est semblable mais la stabilisation se produit à un niveau sensiblement plus bas dans le cas du modèle de fraction de mélange. Dans un premier temps, l'établissement de la flamme se caractérise par une extension spatiale brutale de la zone de réaction, expliquant la brusque montée en puissance des pertes radiatives. Cette extension spatiale s'effectue bien plus rapidement que l'éjection des produits de combustion par la vitesse convective, si bien que, momentanément, les produits de combustion se trouvent fortement concentrés dans la nouvelle zone de réaction, ce que traduit le pic de pertes radiatives en  $t = 0,8$  s pour le modèle de cinétique chimique finie et en  $t = 4$  s pour le modèle de fraction de mélange. Une fois cet excédent de produits de combustion éjecté, les courbes se stabilisent au-delà de  $t = 5$  s.

Ce comportement du rayonnement émis par la flamme donne alors un premier élément d'analyse sur le rôle important que peut jouer une cinétique chimique finie, même très simplifiée, sur le phénomène d'extinction de la flamme. Il est en effet à présent envisageable que la flamme s'éteigne du fait d'une chimie trop lente et non plus seulement du fait d'une déficience des phénomènes de transport du combustible. Des pertes radiatives suffisantes peuvent provoquer une diminution de la température de la zone réactionnelle telle que la vitesse de réaction s'étouffe jusqu'à l'extinction.

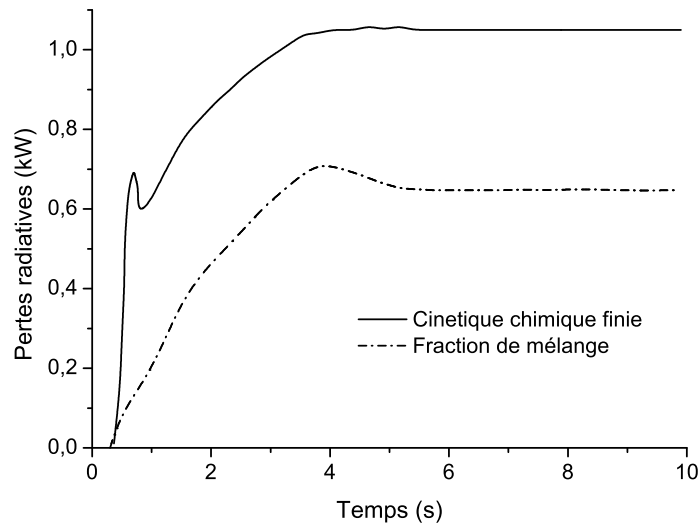


Figure 4.2 – Comparaison des pertes radiatives entre une modélisation de la combustion par cinétique chimique finie et une modélisation effectuée par fraction de mélange ( $V_F = 5$  mm/s,  $V_{OX} = 150$  mm/s).

### 4.1.3 Contours de la zone de réaction

Les graphes de la figure 4.3 illustrent les différents contours obtenus numériquement (4.3 a/) et expérimentalement (4.3 b/) par la méthode décrite dans le paragraphe 4.1.1 : chaque contour contient 90% de la puissance globale libérée par la zone de réaction ( $HRR$  pour l'approche numérique et émission spontanée  $CH^*$  pour l'approche expérimentale).

Lorsque la flamme est simulée via un modèle de fraction de mélange, le phénomène d'extinction en bord de fuite n'est pas modélisé et il en résulte une flamme beaucoup trop longue. On observe effectivement un contour complètement ouvert au delà de  $x = 0,28$  m, indiquant que le modèle a été incapable de prédire l'extinction à l'intérieur du domaine de calcul. Ce défaut du modèle de fraction de mélange (combustion si et seulement si le combustible et l'oxydant coexistent) peut être artificiellement corrigé par une température de limite inférieure d'inflammabilité. Dans le code original, l'extinction de la réaction apparaît dans une maille lorsque cette dernière, même à la stœchiométrie, descend à une température de  $700$  °C. Cette artefact subjectif et arbitraire a été retiré du modèle original pour obtenir les contours présentés dans la figure 4.3 a/.

L'incorporation des pertes radiatives permet à la température de la flamme d'approcher la valeur expérimentale. Ainsi l'expansion thermique des gaz chauds est-elle décrite correctement et la *stand-off distance*, c'est-à-dire la distance selon  $z$  entre la zone réactionnelle et la plaque du brûleur à  $x$  donnée, est-elle prédite avec une bonne exactitude. En l'absence de pertes radiatives, les températures sont beaucoup plus importantes que celles qui ont été observées expérimentalement et la *stand-off distance* augmente radicalement. Ce cas a été étudié avec la première version du code par Rouvreau *et al.* [Rouvreau 2002b] par le biais d'une étude paramétrique sur un taux imposé de pertes radiatives.

L'introduction du modèle de cinétique chimique finie a induit l'extinction de la réaction

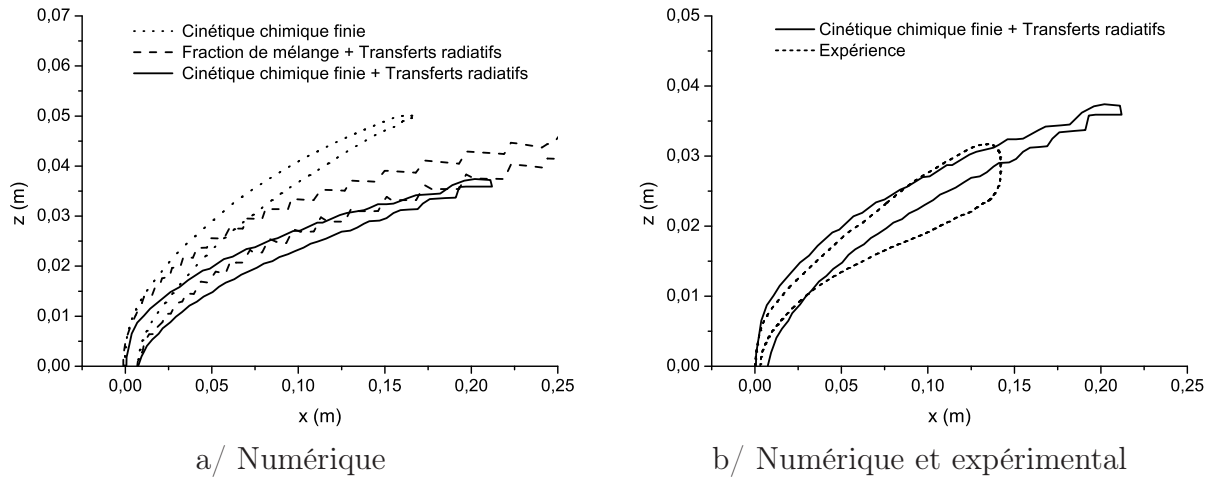


Figure 4.3 – Comparaison des contours de la zone réactionnelle pour une vitesse de l’oxydant de 150 mm/s et une vitesse d’injection d’éthylène de 5 mm/s.

au bord de fuite, provoquant une réduction conséquente de la longueur de la flamme (*cf.* figure 4.3 a/), celle-ci étant ici définie comme la dimension de la flamme selon  $x$ . Néanmoins, en l’absence des transferts radiatifs au sein de la flamme, la *stand-off distance* est largement sur-estimée.

La figure 4.3 b/ illustre la simulation qui a pris en compte le modèle de cinétique chimique finie et les pertes radiatives. On observe clairement que le contour numérique est relativement bien prédit. Cependant, il existe un écart important entre les longueurs de zone de réaction numérique et expérimentale. En effet, il faut ici rappeler que la production de suie n’a pas été modélisée, de sorte que seule la contribution des gaz a été considérée dans le calcul des pertes radiatives. De fait, le lieu où les pertes radiatives ne permettent plus l’auto-entretien de la combustion est simulé en aval du lieu de l’extinction expérimentale. La flamme numérique est alors plus longue que la flamme expérimentale. Pour autant, le bord d’attaque de la flamme est à présent correctement simulé, ce que pouvait d’ailleurs laisser espérer les images de la figure 2.7. L’extension de la zone bleue de réaction primaire, *a priori* vide de suies, doit en effet se prêter à une simulation ne recourant qu’à des modèles thermiques et chimiques de phases gazeuses.

Certains codes incorporent à l’heure actuelle des modèles de formation/oxydation des suies et de transferts radiatifs par ces suies [Liu 2002]. Cependant, le nombre de paramètres de calage est encore trop conséquent pour les espérer indépendants des conditions expérimentales. En particulier, les phénomènes de transport au sein des flammes de diffusion en micropesanteur révèlent certains comportements invisibles en présence de forces de flottabilité. Ce mémoire n’ayant pas pour objectif le calage des paramètres sus-cités, il a été préféré une explication phénoménologique de l’écart entre simulation et expérience. Pour ce faire, la sensibilité de la longueur de flamme à la vitesse de convection oxydante subit une analyse parallèle à celle de la teneur en suie à cette même vitesse.

#### 4.1.4 Sensibilité de l'écart entre simulation et expérience

Le phénomène d'extinction dépend de plusieurs variables, au premier rang desquelles se trouvent la température, la concentration en suie et le temps de résidence caractéristique de la suie au bord de fuite dans la queue de la flamme. La vitesse de l'oxydant joue alors un rôle prépondérant. Toutes ces variables ont été regroupées à travers le nombre de Damköhler (*cf.* paragraphe 1.3.2) par Vietoris *et al.* [Vietoris 2000], dont les travaux montrent clairement la dépendance de la longueur de flamme établie sur combustible solide à ce nombre.

Le graphe de la figure 4.4 propose l'évolution de l'écart entre longueurs de zone de réaction expérimentale et numérique pour différentes vitesses d'oxydant, dans le cas de la flamme de diffusion gaz/gaz ici étudiée. La longueur numérique est déterminée en utilisant le code qui couple la cinétique chimique finie aux transferts radiatifs.

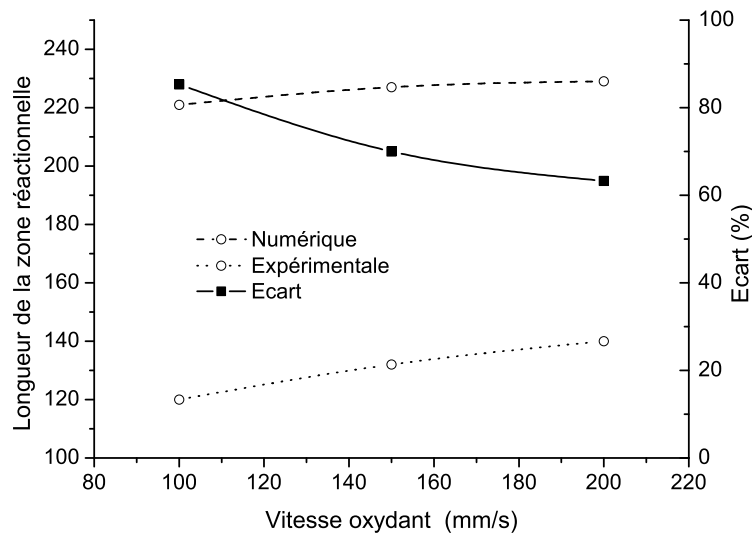


Figure 4.4 – Comparaison entre les longueurs de la zone réactionnelle déterminées numériquement et expérimentalement, en fonction de la vitesse de soufflage oxydant.

On peut observer aisément que la longueur, numérique et expérimentale, de la zone réactionnelle augmente légèrement avec la vitesse de l'oxydant. Ce comportement est tout à fait en accord avec les résultats obtenus par Vietoris *et al.* [Vietoris 2000] lors des essais en fusée sonde pour une flamme de diffusion établie sur un combustible solide en conditions d'apesanteur.

En revanche, l'évolution de la longueur de la zone de réaction avec la vitesse de l'oxydant semble en complète contradiction avec les résultats analytiques obtenus par Lin *et al.* [Lin 1999a, Lin 1999b], employant un modèle de combustion avec une chimie infiniment rapide, sur des flammes de diffusion axisymétriques en conditions de micropesanteur. Comme cela a été résumé au paragraphe 2.3.1, ces auteurs valident leur approche analytique sur des flammes *closed tip*, c'est-à-dire lorsque la flamme consomme l'ensemble de la charge combustible et présente une queue fermée, montrant que la longueur de flamme dans une telle configuration diminue avec la vitesse oxydante. Bien que cette tendance s'exprime alors également pour des configurations de flamme *open tip*, à savoir lorsque la queue de flamme

libère des particules de suie imbrûlées, les auteurs avouent que la concordance entre modèle et expérience se détériore à mesure que le phénomène d’extinction progresse en amont dans la flamme, ce du fait de l’inaptitude de leur modèle de cinétique chimique infinie à prédire un tel phénomène.

Dans le cas présent, l’écart entre longueurs de zone de réaction expérimentale et numérique diminue lorsque la vitesse de l’oxydant augmente. Legros et al. [Legros 2006a] montrent que, pour ce type de flamme de diffusion, il existe une production de suie importante pour les trois régimes présentés. Or, la suie joue un rôle dominant sur le phénomène d’extinction par pertes radiatives en queue de flamme. Lorsque l’on diminue  $V_{OX}$ , le temps caractéristique de résidence de la suie augmente. Ainsi les pertes radiatives liées à l’émission des suies dans la zone réactionnelle augmentent-elles, ce qui conduit à une zone de flamme plus courte. Ce comportement a, par ailleurs, déjà été observé par Megadiris *et al.* [Megaridis 1996] dans des flammes de diffusion de type axisymétrique. La diminution de l’écart entre longueurs de flamme numérique et expérimentale avec  $V_{OX}$  confirme cette analyse. En augmentant le soufflage oxydant de 100 mm/s à 200 mm/s, l’écart chute de 82% à 62%. Le temps de résidence des suies et donc les pertes radiatives associées aux suies diminuent, tendant à laisser aux pertes radiatives associées aux gaz, modélisées elles, une part plus importante dans les transferts thermiques.

Afin d’étayer plus avant cette analyse, une définition plus concrète du temps caractéristique de résidence s’avère nécessaire. C’est dans cette optique qu’a été mis en œuvre le suivi de particules fictives au sein de la flamme.

## 4.2 Suivi du champ de particules

Une série de simulations avec incorporation de particules fictives dans le domaine de calcul a été réalisée afin d’obtenir les champs de vitesse et de température au sein desquels évoluent les particules, ce pour plusieurs vitesses du soufflage oxydant (*cf.* paragraphe 3.5). Une vitesse unique  $V_F = 5,0$  mm/s a été retenue pour illustrer les résultats, dont la tendance est effectivement insensible à la vitesses d’injection du combustible. Trois vitesses de soufflage oxydant ( $V_{OX} = 150, 200, 250$  mm/s), identiques à celles testées expérimentalement, ont été considérées. Les résultats numériques sont obtenus dans le plan de symétrie ( $y = 100$  mm) du domaine du calcul (*cf.* figure 3.3), considéré comme représentatif de l’ensemble de la flamme de diffusion. Il faut remarquer que la zone d’injection d’éthylène est comprise entre  $x = 0$  mm et  $x = 50$  mm.

### 4.2.1 Champs de vitesse à travers la flamme

Les lignes de courant et le champ de vitesse verticale  $W$  (dans la direction  $z$ ) dans le plan de symétrie sont présentés pour  $V_{OX} = 150$  mm/s sur la figure 4.5 a/ et pour  $V_{OX} = 200$  mm/s sur la figure 4.5 b/. Les courbes continues représentent les lignes de courant et celles en pointillé le positionnement des maxima de température selon l’axe des  $x$ . Les deux lignes de courant, émergeant à  $x = 0$  mm et  $x = 50$  mm dans le plan  $z = 0$ , représentent les limites de l’écoulement combustible, car ces lignes partent des bords amont et aval du brûleur respectivement. En conséquence, la région comprise entre ces deux lignes de courant est la zone la plus propice aux phénomènes de formation/oxydation des suies.

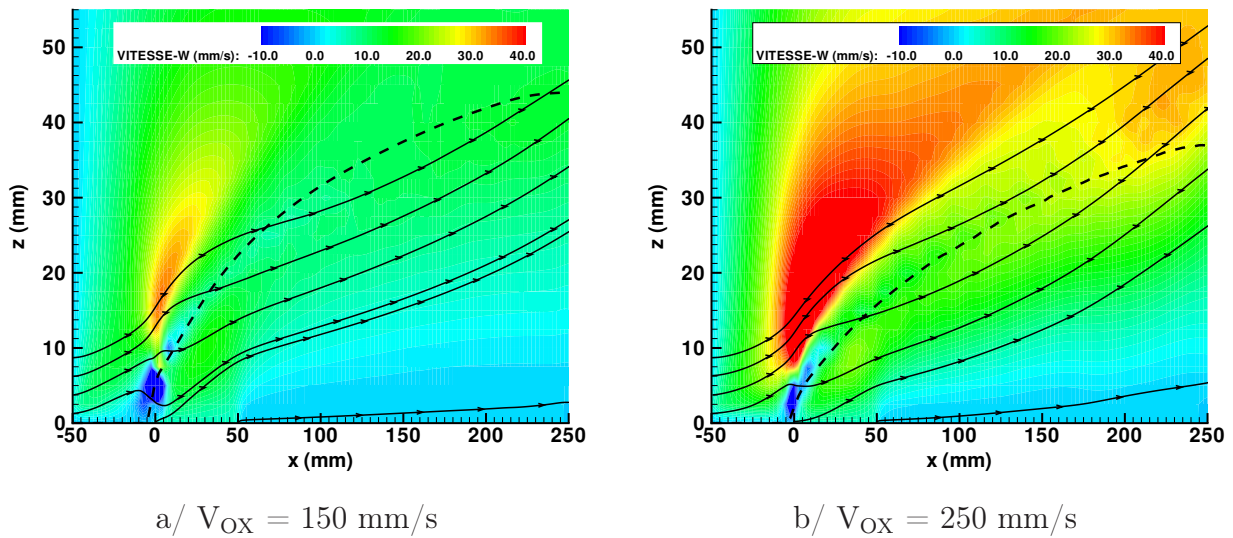


Figure 4.5 – Champ de la vitesse verticale  $W$  dans la flamme de diffusion pour une vitesse d’injection de combustible  $V_F = 5 \text{ mm/s}$ . Les traits continus représentent les lignes de courant, tandis que les pointillés retracent la position des maxima de température.

Les lignes de courant de l’écoulement oxydant traversent le lieu des maxima de température, dénommé ici flamme par abus de langage. Ces lignes s’approchent par la suite de la zone où se trouve le combustible, puis traversent de nouveau la zone de flamme. Pour les deux vitesses d’écoulement considérées, les lignes de courant de l’oxydant traversent la flamme pour  $x < 120 \text{ mm}$ . Cette constatation numérique correspond bien aux observations expérimentales à partir des émissions visibles réalisées lors des travaux antérieurs [Brahmi 1998, Vietoris 1998, Legros 2003]. Cette constatation est également confirmée dans cette étude (*cf.* figure 2.7) par la localisation du bord de fuite de la zone bleue, quasiment insensible à la vitesse de soufflage oxydant.

Au bord d’attaque du brûleur, il existe une région où la composante verticale de la vitesse est négative près de la surface. Juste à l’aplomb se trouve une zone dans laquelle l’écoulement est fortement accéléré. Une analyse numérique détaillée de la structure de l’écoulement dans cette région de la flamme a été réalisée précédemment par Rouvreau *et al.* [Rouvreau 2002b]. La cartographie de la figure 4.5 a/ montre qu’aux faibles vitesses de convection, l’accélération verticale est faible et induit un temps de séjour important dans cette zone, ce à distance de la zone de flamme. De fait, le bord d’attaque de la flamme se caractérise par des températures plus basses. A l’opposé, pour des vitesses élevées, la cartographie de la figure 4.5 b/ décrit une zone d’accélération verticale relativement prononcée, à faible distance de la flamme. Le temps de séjour est alors plus court mais les températures plus élevées. A partir de ce raisonnement, le temps caractéristique global de production de suie doit être quasiment insensible à la vitesse de soufflage oxydant. Ceci semble alors en contradiction avec les observations expérimentales qui soulignent une augmentation de la fraction volumique des suies avec celle de la vitesse du soufflage oxydant [Legros 2006a, Legros 2003].

Toutefois, une observation plus fine des figures 4.5 a/ et b/ permet de constater que la différence d’importance entre les deux régimes de vitesse est en fait une augmentation

importante avec  $V_{OX}$  de la composante verticale de la vitesse à la traversée de la zone de flamme en son bord de fuite. Cette augmentation de la vitesse  $W$  contraint les éventuelles particules de suie à passer à travers la région de haute température plus rapidement, réduisant d'autant le temps caractéristique d'oxydation des suies. Ceci pourrait être l'une des raisons majeures de l'augmentation de la fraction volumique des suies avec la vitesse du soufflage oxydant constatée par Legros *et al.* [Legros 2006a, Legros 2003].

Pour autant, l'influence de la vitesse du soufflage oxydant sur l'échelle des températures induites dans la flamme doit à présent être analysée, ne serait-ce que pour valider la potentialité de la production de suie dans la flamme.

### 4.2.2 Vitesse caractéristique de formation des suies

La figure 4.6 présente le maximum de la température de la phase gazeuse (la zone de réaction) porté en fonction de la coordonnée longitudinale  $x$ , toujours pour les mêmes vitesses de soufflage oxydant.

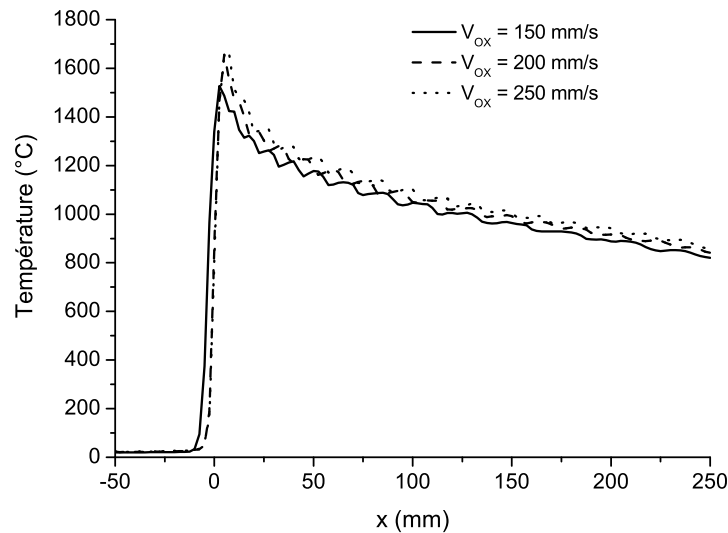


Figure 4.6 – Evolution des maxima de température de la zone réactionnelle dans le plan de symétrie en fonction de l'abscisse  $x$  pour différentes vitesses de soufflage de l'oxydant.

On constate ainsi que la flamme atteint des températures maximales comprises entre 1 400 et 1 600°C à l'aplomb de la zone du brûleur poreux. Ce niveau de température confirme que le processus de formation des suies peut avoir lieu tandis que le combustible est transporté vers la flamme [Glassman 1988, Glassman 1998]. Le gradient de température, qu'il soit positif ou négatif, le long du brûleur est peu sensible à la vitesse du soufflage oxydant. En revanche, le maximum des courbes augmente à mesure que  $V_{OX}$  croît, validant par là-même l'analyse effectuée plus haut sur l'influence de la zone d'accélération verticale. Une fois ce maximum dépassé, le transport du combustible à la flamme se fait plus difficile du fait de l'augmentation de la *stand-off distance*. Dans le même temps, les pertes thermiques induisent une diminution de la température de flamme. Les deux tendances contribuent alors à amenuiser la vitesse de réaction, dont la puissance ne contrebalance plus suffisamment les pertes thermiques.

L'extinction peut ainsi intervenir. Il faut remarquer que la température de queue de flamme est également peu sensible à la vitesse de soufflage oxydant.

La figure 4.7 présente la trajectoire d'une particule injectée dans la moitié amont du poreux ( $x = 11,25$  mm) et le lieu du maximum de la température le long de l'axe  $x$ , ce pour les trois vitesses de soufflage oxydant précédentes. Le premier pic de température que la particule rencontre (*cf.* figure 4.8 a/) se rapproche légèrement du bord d'attaque du brûleur lorsque la vitesse du soufflage oxydant croît. Cette constatation est en accord avec les observations faites sur la flamme visible qui montrent un léger déplacement vers l'amont de la zone "jaune" de la flamme et donc du début de l'oxydation des suies (*cf.* figure 2.7).

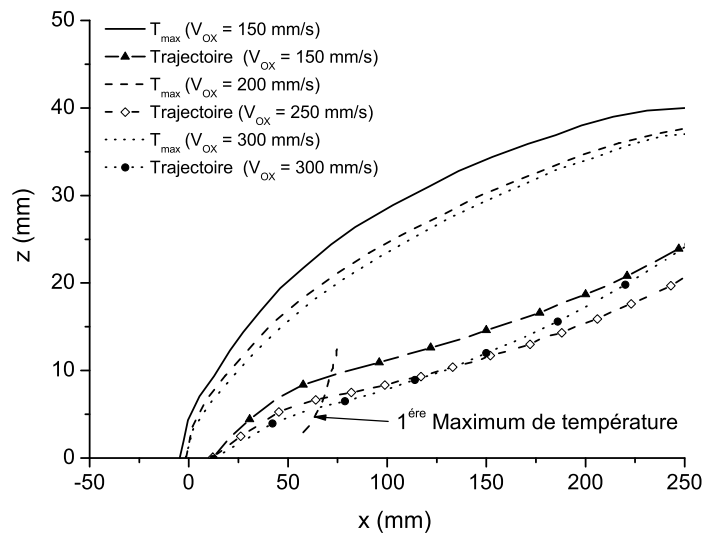


Figure 4.7 – Trajectoires des particules injectées en ( $x = 11,25$  mm,  $y = 100$  mm,  $z = 0$ ) et lieu des maxima de température en fonction de l'abscisse  $x$  pour différentes  $V_{OX}$ .

Il faut également noter que lorsque la vitesse du soufflage oxydant augmente, les particules et la flamme se rapprochent de la surface du brûleur. Toutefois, la distance entre la zone des particules et la zone de flamme ne change pratiquement pas tant que les particules n'ont pas rencontré le premier pic de température. Soulignons qu'après avoir atteint le premier pic de température, les particules se déplacent pratiquement parallèlement à la zone de flamme. Cela dit, pour les vitesses de soufflage oxydant plus élevées, il semble que les particules soient légèrement déviées vers la zone réactionnelle par l'accélération verticale en queue de flamme décrite plus haut.

Les figures 4.8 a/ et b/ présentent l'historique de particules fictives injectées à travers les moitiés amont et aval respectivement du poreux carré ( $y = 100$  mm ;  $z = 0$  mm) à  $t = 9$  s, lorsque l'état stationnaire a été atteint (*cf.* figure 4.2). La fin de chaque trajectoire correspond à l'instant auquel la particule a atteint l'extrémité du domaine de calcul. Jusqu'à  $t = 10$  s, la température des particules introduites en  $x = 11,25$  mm augmente fortement et quasiment linéairement jusqu'à  $420^{\circ}\text{C}$ . Une fois ce pic atteint, la température demeure pratiquement constante jusqu'à ce que les particules atteignent les limites du domaine de calcul, ce d'autant plus que  $V_{OX}$  diminue. Ceci correspond au fait que les particules circulent parallèlement à la zone de flamme (*cf.* figure 4.7).

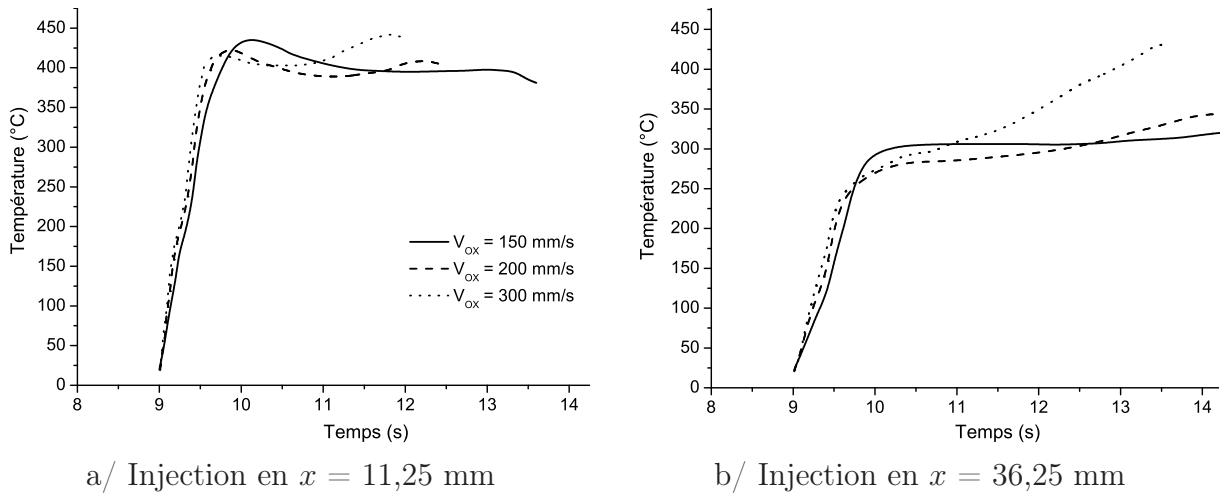


Figure 4.8 – Historique de la température des particules fictives injectées à travers le poreux ( $y = 100 \text{ mm}$  ;  $z = 0 \text{ mm}$ ) à  $t = 9 \text{ s}$  en fonction de différents  $V_{\text{OX}}$ .

Ces résultats montrent également que la vitesse du soufflage oxydant influence de façon minimale le niveau du premier pic de température de la particule. Toutefois, l'augmentation de la vitesse induit une accélération de l'élévation en température, constatation qui étaye de nouveau l'analyse faite sur les temps de séjour à partir des cartographies de vitesse verticale.

Les échelles de temps relatives aux particules injectées près du bord de fuite du poreux sont semblables aux précédentes mais le pic de température atteint est bien inférieur de  $120^\circ\text{C}$  puisque les particules concernées circulent plus loin de la zone de flamme (*cf.* figure 4.5 b/). Après que ce pic initial de température a été atteint, la température des particules continue de croître mais beaucoup plus lentement. Le premier pic est, ici aussi, faiblement influencé par la vitesse du soufflage oxydant. En revanche, la deuxième phase voit la vitesse d'augmentation de température s'accroître de façon significative avec l'augmentation de la vitesse de l'oxydant. Cette dernière constatation est vraisemblablement liée à la déflexion des particules vers la zone de flamme à la limite du domaine de calcul (*cf.* figure 4.7).

La littérature [Glassman 1998] montre que même au pic de température de  $420^\circ\text{C}$ , la cinétique de formation des suies ne peut pas se développer. Néanmoins, les résultats expérimentaux [Legros 2006a, Legros 2003] montrent que la suie est bien présente juste à l'aplomb de la zone d'injection des particules. Ceci tend à confirmer que la formation des suies est limitée et donc gouvernée par l'étape de craquage du combustible, elle-même pilotée par la diffusion moléculaire de ce même combustible gazeux vers la flamme. En d'autres termes, le temps caractéristique de la formation des suies  $\tau_f$  dépend de  $1/V_D$  où  $V_D$  est la vitesse de diffusion [Legros 2003].

Or la propension d'une flamme à produire des suies peut être évaluée par l'évolution du rapport  $\tau_f/\tau_{\text{ox}}$  à travers la flamme, où  $\tau_{\text{ox}}$  est le temps caractéristique de la formation des suies [Faeth 2002, Legros 2003]. C'est alors l'histoire de la composition chimique rencontrée par une particule suivant l'apport de l'oxydant à la suie qui doit permettre de cerner le temps caractéristique d'oxydation de ces suies.

### 4.2.3 Vitesse caractéristique d'oxydation des suies

Le graphe de la figure 4.9 présente les évolutions de la fraction volumique des espèces et de la température rencontrées par les particules fictives injectées dans le courant oxydant en  $z = 3,75$  mm ( $x = 0$  mm ;  $y = 100$  mm) pour  $V_{OX} = 250$  mm/s (*cf.* figure 4.5 la localisation des lignes de courant).

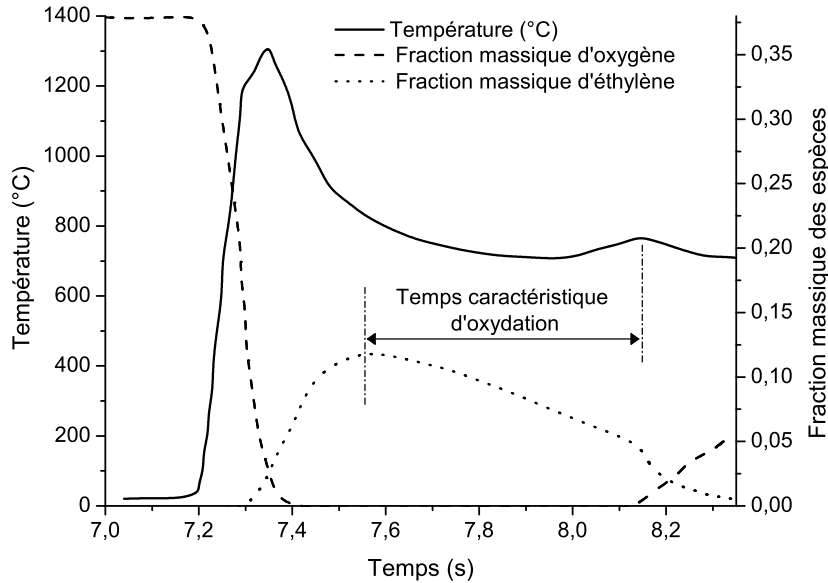


Figure 4.9 – Température et fraction massique des espèces en fonction du temps rencontrées par des particules injectées en  $z = 3,75$  mm ( $x = 0$  ;  $y = 100$  mm) dans l'écoulement oxydant pour  $V_{OX} = 250$  mm/s et  $V_F = 5$  mm/s.

A la traversée de la flamme, c'est-à-dire au niveau du pic de température, l'oxygène de l'oxydant est totalement consommé. Une fois ce premier pic de température passé, la trajectoire de la particule trouve une concentration d'éthylène croissante qui atteint un maximum. On peut alors légitimement penser que c'est à l'endroit de ce maximum que se trouve la plus grande probabilité pour la convection d'emporter les éventuelles particules de suie formées dans la région chaude riche en combustible. Revenant vers la zone réactionnelle (localisation du deuxième pic de température), la trajectoire amène la particule dans une région plus pauvre jusqu'à ce qu'elle atteigne le second pic de température. A cet endroit, la particule peut alors être soumise à l'oxydation en se déplaçant vers l'oxydant frais. Vu sous cet angle, le temps caractéristique d'oxydation des suies  $\tau_{ox}$  peut être défini comme l'intervalle de temps entre l'instant auquel la particule formée est emportée depuis la zone riche et celui auquel elle atteint les conditions propices à son oxydation (*cf.* figure 4.9). Considérant les lignes de courant de la figure 4.5, cet intervalle de temps doit être piloté par la vitesse  $V_{OX}$  dans la direction  $x$ , puisque la composante verticale  $W$  de la vitesse est négligeable devant  $V_{OX}$ .

C'est pour cette raison qu'est reportée sur le graphe de la figure 4.10, en fonction de la hauteur initiale  $z_{injection}$  à laquelle la particule est injectée, la vitesse moyenne calculée

comme le rapport du chemin  $l$  parcouru par la particule pendant le temps caractéristique d'oxydation  $\tau_{\text{ox}}$  défini plus haut. Du fait de la trajectoire en couche-limite, la vitesse moyenne décroît avec la hauteur initiale d'injection de la particule, à  $V_{\text{OX}}$  donnée. A cause du nombre limité de trajectoires par le maillage du domaine de calcul utilisé, le maillage selon l'axe  $z$  a été affiné afin de valider ces observations en trois points pour  $V_{\text{OX}} = 250$  mm/s. On constate ainsi définitivement que le temps caractéristique d'oxydation, tel que choisi plus haut, est piloté par l'allure de la vitesse en couche-limite et donc par la vitesse  $V_{\text{OX}}$  elle-même, ce indépendamment de la vitesse de diffusion  $V_D$  [Rouvreau 2002b].

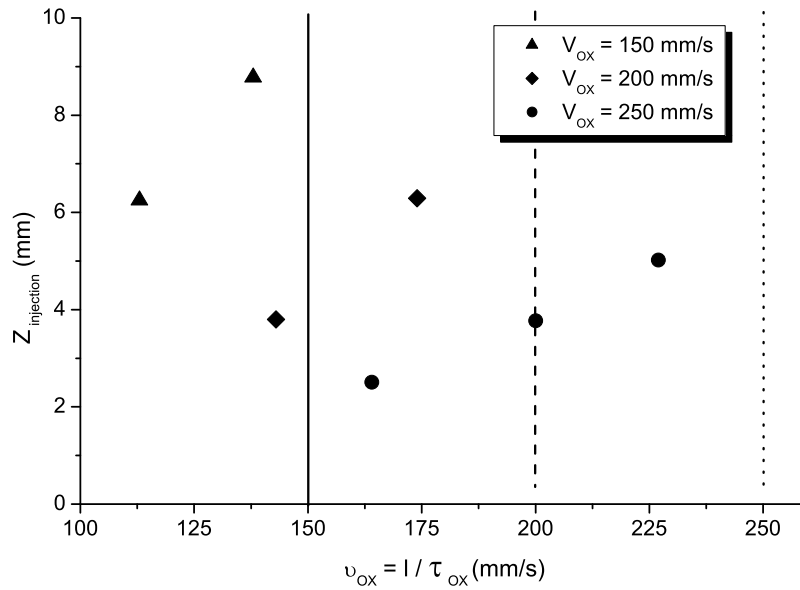


Figure 4.10 – Vitesse caractéristique d'oxydation  $v_{\text{ox}}$  définie comme le rapport entre la longueur de la trajectoire de la particule sur le temps caractéristique d'oxydation  $l/\tau_{\text{ox}}$ .

### 4.3 Conclusions intermédiaires

Ce chapitre a été consacré à l'étude numérique réalisée par l'auteur de ce mémoire. Il est important de remarquer que le but a toujours été d'apporter une validation aux observations expérimentales produites à partir de la flamme de diffusion en condition de micropesanteur. Dans un premier temps, un effort important a été réalisé pour mettre en évidence l'influence des transferts radiatifs sur le phénomène d'extinction de la zone réactionnelle. Une première validation a été rendue possible par la comparaison entre la zone de réaction numérique et celle de l'émission spontanée des radicaux  $\text{CH}^*$ .

La seconde partie a produit une analyse des trajectoires de particules fictives approchant ou traversant la flamme. Le code n'étant actuellement pas validé pour simuler la production de suie proprement dite, c'est l'histoire des particules fictives, placée en parallèle des champ de vitesse et de la localisation de la flamme, qui a permis de quantifier le rapport  $\tau_f/\tau_{\text{ox}}$

gouvernant la propension de la flamme à la production de suie. Il a notamment été démontré qu'en dépit d'un temps de résidence global plus court, une augmentation de la vitesse du soufflage oxydant  $V_{OX}$  conduit localement à une augmentation de la fraction volumique de suie par le biais d'une diminution du temps caractéristique d'oxydation  $\tau_{ox}$  qui l'emporte sur un temps caractéristique de formation  $\tau_f$  inversement proportionnel à la vitesse de diffusion  $V_D$ . Ceci constitue alors une explication approfondie des résultats obtenus par Legros et qui constataient l'augmentation de la présence des suies avec  $V_{OX}$  à l'aplomb du poreux [Legros 2006a, Legros 2003].

Reste alors à proposer une explication des observations expérimentales réalisées en queue de flamme visible, soulignant l'augmentation de la luminosité de la flamme et l'allongement de cette dernière avec  $V_{OX}$ . Si l'augmentation de la luminosité est maintenant partiellement comprise, bien que non quantifiée, il n'en va pas de même pour l'allongement de la flamme, dont la tendance contraste avec les travaux menés sur des brûleurs axisymétriques [Lin 1999a, Lin 1999b]. Le code, dans sa version actuelle, ne permet notamment pas de reproduire la consommation de la suie. La simulation de la queue de flamme, et donc de l'allongement de la flamme visible, reste par conséquent inaccessible. Ce sont alors des mesures expérimentales en aval du poreux qui doivent permettre de rendre compte de l'évolution des différents temps caractéristiques, ce afin de comprendre la structure de la flamme dans sa globalité.

# Approche expérimentale



# Chapitre 5

## Mesures quantitatives

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Incandescence Induite par Laser (LII)</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>5.2</b>	<b>Principe de l'Incandescence Induite par Laser (LII)</b> . . . . .	<b>70</b>
<b>5.3</b>	<b>Théorie de l'Incandescence Induite par Laser</b> . . . . .	<b>71</b>
5.3.1	Bilan d'énergie et évolution de la température des particules . . . . .	71
5.3.2	Le signal de LII et sa relation avec la concentration en particules . . . . .	74
<b>5.4</b>	<b>Technique expérimentale</b> . . . . .	<b>76</b>
5.4.1	Mise en œuvre de la LII . . . . .	76
5.4.2	Excitation du signal . . . . .	78
5.4.3	Détection du signal . . . . .	81
<b>5.5</b>	<b>Etalonnage de la LII</b> . . . . .	<b>85</b>
5.5.1	Fraction volumique de suie ( $f_{suie}$ ) . . . . .	86
5.5.2	Etalonnage dans une flamme cible . . . . .	89
5.5.3	Etalonnage <i>in situ</i> . . . . .	94
<b>5.6</b>	<b>Corrections du signal de LII</b> . . . . .	<b>101</b>
5.6.1	Atténuation de l'incandescence . . . . .	101
5.6.2	Distribution de l'énergie laser dans la nappe excitatrice . . . . .	102

---

### 5.1 Incandescence Induite par Laser (LII)

La première mise en évidence du phénomène dit d'Incandescence Induite par Laser (LII) a été effectuée par Weeks et Duley en 1974 [Weeks 1974] lors de l'observation de la réponse temporelle d'aérosols de noir de carbone et d'alumine ayant été la cible d'une excitation laser. Cependant, l'intérêt pour le signal LII émis par une particule de suie est initialement consécutif à la présence d'un signal d'interférence lors d'une mesure de concentration d'espèces par diffusion Raman [Eckbreth 1977]. Par la suite, les travaux de Melton [Melton 1984] et de Dasch [Dasch 1984a, Dasch 1984b] ont mis en évidence le potentiel de la LII à évaluer la fraction volumique de suie et la taille de ces particules. A ce jour, la LII est utilisée comme un puissant diagnostic permettant de remonter de manière quantitative à la concentration en particules de suie. Cette technique est appliquée à une large panoplie d'études

expérimentales de combustion, au coeur des flammes aussi bien laminaires [Shaddix 1996] que turbulentes [Vander Wal 1997a, Xin 2005], autour de réseaux de gouttelettes ou encore dans les moteurs à combustion interne [Zhao 1998, Ni 1995], rendant compte de la naissance, du grossissement et de l'oxydation des suies à la gravité terrestre [Vander Wal 1997b] comme en micropesanteur [Vander Wal 1997c, Fuentes 2006a].

## 5.2 Principe de l'Incandescence Induite par Laser (LII)

La LII consiste tout d'abord à chauffer les particules de suie jusqu'à leur température d'incandescence par excitation laser. L'émission radiative des suies incandescentes est alors mesurée à l'aide d'un détecteur approprié, à savoir un photomultiplicateur ou une caméra intensifiée. Par un filtrage spectral et un temps d'exposition adapté, le signal d'incandescence peut être différencié de l'émission naturelle des suies et des gaz chauds. Une représentation schématique des échanges d'énergie mis en jeu lors de l'interaction laser-particule est proposée en figure 5.1

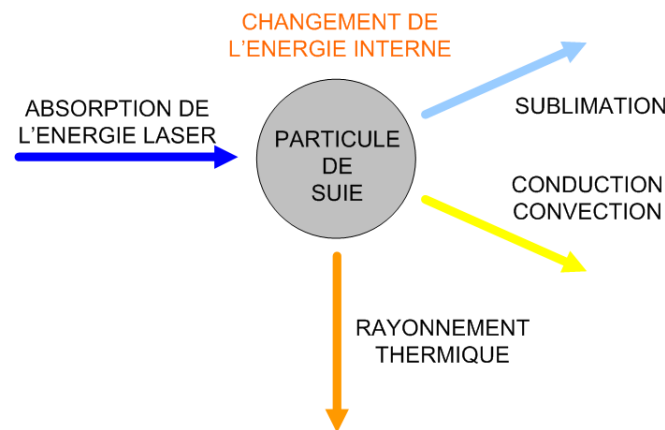


Figure 5.1 – Interaction laser-particule de suie

Les particules de suies absorbent les photons incidents. L'énergie interne de ces particules cibles augmente alors par accumulation de chaleur, ce qui se traduit par une augmentation très brutale de la température des particules. La suie se refroidit ensuite pour revenir à l'équilibre thermique par trois modes concurrents de transferts thermiques :

- par rayonnement thermique ;
- par conduction vers le milieu extérieur ;
- par sublimation.

Aux faibles densités d'énergie surfacique d'excitation laser ( $<0,1 \text{ J/cm}^2$  pour 532 nm), l'absorption et la conduction sont les modes principaux de transferts [Michelsen 2003a]. En revanche, la sublimation et l'absorption sont prépondérantes pour les hautes densités d'énergie surfacique d'excitation laser.

## 5.3 Théorie de l'IncanDESCENCE Induite par Laser

Dans le cadre de la présente étude, seul le modèle développé par Hofeldt [Hofeldt 1993] sera détaillé. Néanmoins, il faut souligner ici que des recherches poursuivent encore à l'heure actuelle des efforts visant à un raffinement du traitement théorique de la LII et à la validation expérimentale inhérente [Smallwood 2001, Michelsen 2003b, Kock 2005].

### 5.3.1 Bilan d'énergie et évolution de la température des particules

De manière générale, toute modélisation du signal de LII est fondée sur deux bilans couplés en régime transitoire, appliqués à une particule isolée, voire à un agrégat. Le bilan de masse permet de quantifier le transfert de masse depuis la particule entrant en sublimation vers les gaz ambiants. Le bilan d'énergie rend compte, quant à lui, des transferts de chaleur entre la particule et les gaz ambiants ainsi que de l'interaction entre la particule et le rayonnement laser incident. Cet ensemble de bilans permet de prédire l'évolution de la température des particules.

Ce bilan peut être transcrit de la manière suivante :

$$m_s \frac{d(C_s T_s)}{dt} - \frac{H_v dm_s}{M_v dt} = q C_{abs} - h A_s (T_s - T_\infty) - \int_0^\infty A_s \epsilon_{s,\lambda} I_{b,\lambda}(T_s) d\lambda + \int_0^\infty C_{abs} \epsilon_{w,\lambda} I_{b,\lambda}(T_w) d\lambda \quad (5.1)$$

avec :

- $m_s$  : masse de la particule de suie (kg) ;
- $C_s$  : capacité calorifique massique (J/kg/K) ;
- $T_s$  : température de la particule de suie (K) ;
- $H_v$  : enthalpie de sublimation (J/mol) ;
- $M_v$  : masse molaire de la particule vaporisée (J/mol) ;
- $q$  : puissance surfacique du laser (W/m<sup>2</sup>) ;
- $C_{abs}$  : surface absorbante de la particule (m<sup>2</sup>) ;
- $h$  : coefficient d'échange thermique convectif (W/m<sup>2</sup> K) ;
- $A_s$  : surface de la particule (m<sup>2</sup>) ;
- $T_\infty$  : température ambiante (K) ;
- $\epsilon_{s,\lambda}$  : émissivité spectrale de la particule ;
- $I_{b,\lambda}$  : Luminance spectrale du corps noir (W/m<sup>2</sup>/μm) ;
- $\epsilon_{w,\lambda}$  : émissivité spectrale des parois que voit la particule.

Les termes de gauche de l'équation (5.1) représentent dans l'ordre : (1) la vitesse d'accumulation de chaleur interne de la particule, (2) la perte d'énergie de la particule due à l'éventuelle vitesse de sublimation. Les termes de droite quantifient quant à eux les phénomènes suivants : (1) la vitesse d'accumulation d'énergie apportée par le laser, (2) la puissance thermique transférée par convection/conduction (3) le rayonnement thermique émis par la

particule (4) l'absorption par la particule des émissions radiatives de l'environnement. De façon générale, ce dernier terme est négligé lorsque la température des surfaces environnantes est basse en comparaison de la température atteinte pendant la durée de l'impulsion laser. En assimilant la particule à une sphère de propriétés homogènes, l'équation (5.1) peut alors s'écrire comme suit :

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{qA_{abs}}{C_s} - \frac{6h(T_s - T_\infty)}{\rho_s C_s D_s} - \frac{6N_v H_v}{\rho_s C_s D_s N_{av}} - \frac{3}{2\rho_s C_s D_s} \int_0^\infty Q_{abs} E_{b,\lambda}(T_s) d\lambda \quad (5.2)$$

avec :

- $\rho_s$  : masse volumique de la particule (kg/m<sup>3</sup>) ;
- $A_{abs}$  : surface absorbante de la particule par unité de masse (m<sup>2</sup>/kg) ;
- $N_v$  : densité de flux moléculaire par diffusion (1/m<sup>2</sup>/s) ;
- $N_{av}$  : nombre d'Avogadro (1/kmol) ;
- $Q_{abs}$  : efficacité absorbante de la particule.  $Q_{abs}$  est égale à l'émissivité spectrale  $\epsilon_{s,\lambda} = 4C_{abs}/\pi D^2$ .

L'équation de conservation de la masse appliquée à l'interface solide/gaz de la particule est utilisée pour transformer le terme (2) du membre de gauche dans l'équation (5.1). Cette relation suppose que la sublimation est stationnaire et que les transferts de masse portant les gaz à distance de la particule sont dominés par la diffusion. La vitesse de sublimation s'exprime ainsi par la forme suivante :

$$\frac{dm_s}{dt} = -\frac{N_v \pi D_s^2 M_v}{N_{av}} \quad (5.3)$$

L'équation (5.2) montre que le changement de température au sein de la particule de suie est affecté par le diamètre de la particule. L'évolution de cette dimension doit être prédite lorsque la sublimation devient importante. Le diamètre d'une sphère de propriétés homogènes peut être déterminé par la relation suivante :

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{\pi}{2} \rho_s D_s^2 \frac{dD_s}{dt} \quad (5.4)$$

En combinant l'équation (5.3) et l'équation (5.4), on obtient une équation différentielle pour  $D_s$  :

$$\frac{dD_s}{dt} = -\frac{2N_v M_v}{N_{av} \rho_s} \quad (5.5)$$

La densité de flux par diffusion moléculaire  $N_v$  dépend alors du rapport entre les densités de flux par diffusion moléculaire en milieu raréfié  $N_{v\kappa}$  (dite de Knudsen, lorsque  $\kappa \gg 1$ ) et par diffusion moléculaire en milieu continu  $N_{vC}$  (dite de Fick) :

$$\frac{1}{N_v} = \frac{1}{N_{v\kappa}} + \frac{1}{N_{vC}} \quad (5.6)$$

Ces densités de flux diffusif peuvent être évaluées à partir de la théorie cinétique des gaz [Chapman 1970] et des relations de transport de masse [Bird 1960] :

$$N_{v\kappa} = \beta \left( \frac{RT_s}{2\pi M_v} \right)^{\frac{1}{2}} (x_{vs} - x_{v\infty}) \quad (5.7)$$

$$N_{vC} = 2n \frac{D_{AB}}{D_s} \frac{(x_{vs} - x_{v\infty})}{(1 - x_{vs})} \quad (5.8)$$

avec :

- $\beta$  : coefficient d'évaporation ( $\beta = 0.6 - 1.0$ ) [McCoy 1973];
- $R$  : constante universelle des gaz parfaits (J/mol/K);
- $n$  : nombre de densité moléculaire ( $1/m^3$ );
- $x_{vs}$  : fraction molaire du carbone vaporisé à la surface de la particule de suie;
- $x_{v\infty}$  : fraction molaire du carbone vaporisé dans l'atmosphère ambiante;
- $D_{AB}$  : diffusivité moléculaire du carbone gazeux dans le milieu ambiant ( $m^2/s$ ).

Etant donné que le terme de débit massique n'est important que lorsque la sublimation est considérable, la fraction molaire  $x_{vs}$  dans la phase vapeur peut être obtenue par la relation de Clausius-Clapeyron :

$$x_{vs} = e^{\frac{H_v}{R} \frac{(T_s - T^*)}{T_s T^*}} \quad (5.9)$$

Il faut noter que cette relation n'est plus valable si la particule est surchauffée au-delà de la température de sublimation  $T^*$  et pour des températures bien différentes de  $T^*$ .

Ainsi, la résolution de l'équation (5.2) revient-elle en fait à celle du système de deux équations différentielles couplées du premier ordre en  $T_s$  et  $D_s$ .

Pour résoudre ce système, restent à évaluer l'efficacité de l'absorption,  $Q_{abs}$ , et le coefficient d'échange thermique convectif  $h$  (cf. équation (5.2)). Bien que l'évaluation rigoureuse de  $Q_{abs}$  puisse être effectuée par un code de calcul basé sur la théorie de Mie, deux régimes asymptotiques rendent la valeur de  $Q_{abs}$  aisément accessible. Pour des petites particules de suie correspondant au régime de Rayleigh ( $(D_s \ll \lambda)$  cf. annexe D),  $Q_{abs}$  est une fonction linéaire du diamètre de la particule  $D_s$  (cf. equation (5.2)) :

$$Q_{abs} = 4L \operatorname{Im} \left( \frac{\tilde{m}_\lambda^2 - 1}{\tilde{m}_\lambda^2 + 2} \right) \quad (5.10)$$

où  $\tilde{m}_\lambda$  est l'indice spectral de réfraction (cf. paragraphe 5.5.1).

Pour de très grandes particules ( $D_s \gg \lambda$ ),  $Q_{abs}$  est cette fois indépendante de la dimension de la particule. En revanche, lorsque la dimension de la particule est comparable à la longueur d'onde du rayonnement, il existe un rapport plus complexe entre  $Q_{abs}$  et le diamètre de la particule.

Lorsque la dimension de la particule de suie est tout au plus de l'ordre du libre parcours moyen dans le gaz ambiant, le coefficient d'échange thermique convectif  $h$  est donné par la relation suivante [McCoy 1973] :

$$h = \frac{2k_\infty}{D_s(1 + GK_n)} = \frac{2k_\infty}{D_s + G\lambda_{mfp}} \quad (5.11)$$

où  $K_n$  est le nombre de Knudsen et  $\lambda_{mfp}$  est le libre parcours moyen dans le gaz.  $G$  représente un facteur qui dépend de la géométrie de la surface d'échange :

$$G = \frac{8f}{\alpha(\gamma + 1)} \quad (5.12)$$

Dans cette relation,  $f$  est le facteur d'Eucken [Chapman 1970] et  $\alpha$  le facteur d'accommodement thermique ( $\alpha = 0,9$ ).

D'après l'équation (5.2), lors d'une impulsion laser courte mais très intense, la température de la particule de suie augmente pendant la durée de l'impulsion. En effet, étant donné que les particules absorbent rapidement l'énergie provenant du laser, les pertes thermiques par conduction (second terme du membre de droite) et les pertes radiatives vers le milieu ambiant (dernier terme du membre de droite) sont beaucoup plus petites que l'absorption de la puissance laser (premier terme du membre de droite). A mesure que la température de la particule de suie se rapproche du point de sublimation de la suie ( $\approx 4000$  K), la montée en température est affectée de manière significative par la puissance requise par la sublimation de la particule de suie. Une fois l'impulsion laser passée, la température des particules diminue graduellement, principalement sous l'influence de la convection et des pertes radiatives, ces dernières se révélant notamment sous forme d'incandescence.

### 5.3.2 Le signal de LII et sa relation avec la concentration en particules

Le rayonnement d'une particule de suie peut être évalué à partir de la fonction de Planck. Le signal  $S_{LII}$  récupéré par un photodétecteur à travers un angle solide donné  $\Omega$ , peut être écrit de la manière suivante :

$$S_{LII} = V_{vm} \frac{\Omega}{4\pi} \int_{t=0}^{\tau} C_n(t) W(t) \int_{D_s=0}^{\infty} N(D_s) \int_{\lambda=0}^{\infty} C_{abs} I_{b,\lambda}(T_s) d\lambda dD_s dt \quad (5.13)$$

avec :

- $V_{vm}$  : volume de mesure ( $\text{m}^3$ );
- $C_n(t)$  : nombre de densité de particules de suie ( $\text{m}^{-3}$ );
- $W(t)$  : fonction de échantillonnage du signal;
- $N(D_s)$  : distribution normalisée de la taille des particules  $\left( \int_{D_s=0}^{\infty} N(D_s) dD_s = 1 \right)$ .

La fonction de Planck est donnée par la relation (*cf.* équation (B.4)). L'émissivité de la particule de suie peut être assimilée à l'efficacité d'absorption  $Q_{abs}$  (*cf.* équation (5.10)). Pour évaluer la température  $T_s$  des particules de suie et leur diamètre  $D_s$ , il est possible

d'intégrer numériquement et de façon couplée le système (cf. équation (5.1)). Pour simplifier cette résolution, les variations temporelles de l'intensité laser sont généralement négligées et toute fluorescence des molécules produite pendant la sublimation des particules de suie est supposée minimale dans le domaine spectral étudié.

Le temps est introduit de façon à tenir compte des pulsations du laser, qu'une fonction créneau périodique traduit en général de manière satisfaisante. De la même façon, la fonction d'intégration du signal par le photodétecteur est modélisée par la fonction  $W(t)$ .  $W(t)$  peut incorporer pour facteur une fonction  $\delta(t)$  de Dirac par exemple, ce qui permettra d'évaluer le signal  $S_{LII}$  à n'importe quel  $t = \tau$ , même en dehors de la fenêtre de mesure du photodétecteur.

Toute mesure réelle résultant d'une intégration temporelle du signal, le temps d'exposition de la caméra (c'est-à-dire la durée d'accumulation du signal sur la matrice CCD) doit être ajusté en fonction de la puissance de l'excitation laser, du temps caractéristique de la réponse de la particule et de la vitesse de déplacement de cette particule. De plus, il faut tenir compte du temps de réponse du détecteur et du niveau de bruit engendré. Dans certains cas, il est alors judicieux de procéder à un étalonnage indépendant afin de déterminer la fenêtre d'exposition optimale rendant la mesure quasiment insensible à la dimension de la particule [Ni 1995]. Pour autant, le profil temporel du signal permet de déduire des informations sur la distribution de taille des particules de suie. Dans la mesure où ce dernier attrait de la LII fera l'objet des développements futurs de la technique au sein du LCD, la mesure n'a pas été rendue insensible à la dimension des particules.

A partir d'une excitation laser idéale de type créneau, Melton [Melton 1984] a proposé un calcul approché du signal LII fondé sur la loi de Planck d'émission du corps noir et le bilan d'énergie traduit par l'équation (5.2). Lorsque la particule atteint une température proche du point de sublimation de la suie et que sa taille initiale  $D_s$  est inférieure à la longueur d'onde de détection  $\lambda_{détéc}$ , la température  $T_s$  peut être calculée par la relation approchée suivante :

$$\frac{1}{T_s} \approx \frac{1}{3915} \left[ 1 - \frac{1}{23.9} \log \left( I_0 \frac{\pi D_s}{\lambda_{détéc}} \operatorname{Im} \left[ \frac{\tilde{m}_{\lambda_{détéc}}^2 - 1}{\tilde{m}_{\lambda_{détéc}}^2 + 2} \right] \right) \right] \quad (5.14)$$

En introduisant cette expression de la température dans l'équation (5.13), Melton obtient une formulation approchée du signal LII :

$$S_{LII} = C_{étal} \int_{t=0}^{\tau} C_n(t) W(t) \int_{D_s=0}^{\infty} N(D_s) \int_{\lambda=0}^{\infty} D_s^x d\lambda_{détéc} dD_s dt \quad (5.15)$$

avec :

- $C_{étal}$  : coefficient d'étalonnage ;
- $x$  : facteur exponentiel de la dépendance de  $S_{LII}$  en  $D_s$  :

$$x = 3 + 0,154 \lambda_{détéc}^{-1} \quad (5.16)$$

Lorsque la détection s'effectue à des longueurs d'onde comprises entre 0,4 et 0,6  $\mu\text{m}$ , le signal LII est proportionnel au diamètre moyen de la particule de suie élevé à une puissance comprise entre 3,38 et 3,25 respectivement. En d'autres termes, le signal LII est approximativement proportionnel à la fraction en volume de la suie  $f_{suie}$  ( $f_{suie} \approx \pi/6 C_n D_s^3$ ) :

$$S_{LII} \propto C_{\text{étal}} f_{\text{suie}} \quad (5.17)$$

*A priori*, un étalonnage unique et indépendant du montage expérimental doit donc permettre de rendre la technique quantitative.

## 5.4 Technique expérimentale

L'intensité détectée du signal LII dépend de facteurs inhérents au montage expérimental choisi mais également intrinsèques à la technique. Parmi ces derniers, le facteur dominant est la température de la suie chauffée par le laser. Cette température dépend évidemment de la perte de chaleur associée aux transferts conductifs et radiatifs, ainsi que de l'énergie nécessaire à la sublimation de la suie mais ces phénomènes sont relativement indépendants de la technique elle-même. En revanche, la température des particules est déterminée en particulier par le taux d'absorption par la particule de l'énergie produite par le laser. L'excitation laser influence alors le niveau d'intensité du signal  $S_{LII}$  principalement selon trois caractéristiques du laser : sa longueur d'onde, sa fluence et la distribution d'énergie dans une section orthogonale à sa propagation. En outre, la longueur d'onde de détection affecte fortement le rapport signal/bruit. La mise en œuvre de la LII nécessite par conséquent une analyse approfondie non seulement du montage expérimental mais également de l'influence des facteurs sus-cités sur la mesure.

### 5.4.1 Mise en œuvre de la LII

En dehors du contexte contraignant des expérimentations en micropesanteur, la mise en œuvre de la LII est, de manière générale, relativement simple. La figure 5.2 représente le schéma du dispositif expérimental mis en place autour d'une flamme non-prémélangée établie sur une plaque plane.

L'adaptation de chacun des éléments nécessaires à la LII a été effectuée selon des pratiques devenues conventionnelles. Un laser Nd :Yag puissant libère 230 mJ à la longueur d'onde fondamentale de 1064 nm au cours d'une impulsion de 5 ns, et ce à une fréquence de 10 Hz. Le faisceau libéré à la longueur d'onde fondamentale passe tout d'abord par un dédoubleur ( $2\omega$ ) puis par un quadrupleur ( $4\omega$ ) de fréquence, générant la quatrième harmonique, de façon à obtenir en sortie un faisceau laser à la longueur d'onde de 266 nm et d'une énergie nominale de 120 mJ.

Une petite partie de ce faisceau (5 % de la puissance) est alors réfléchi par une lame séparatrice et renvoyée directement sur un puissance-mètre (en l'occurrence, une thermopile), pour quantifier les fluctuations d'énergie du laser en cours de mesure. L'autre portion du faisceau (95 % de la puissance) passe, elle, au travers d'un jeu de lentilles sphériques et cylindriques, formant ainsi une nappe laser. Cette dernière est à son tour réfléchi vers le brûleur par une lame dichroïque. Une telle lame permet en effet de réfléchir la longueur d'onde incidente à 266 nm tout en piégeant par transmission la longueur d'onde incidente résiduelle à 532 nm. C'est à ce stade de la mise en œuvre que la contrainte ergonomique du contexte expérimental entre en jeu. Du fait de l'accès optique restreint à l'aplomb du brûleur, il est nécessaire de laisser à la nappe laser une certaine divergence, de sorte à exciter

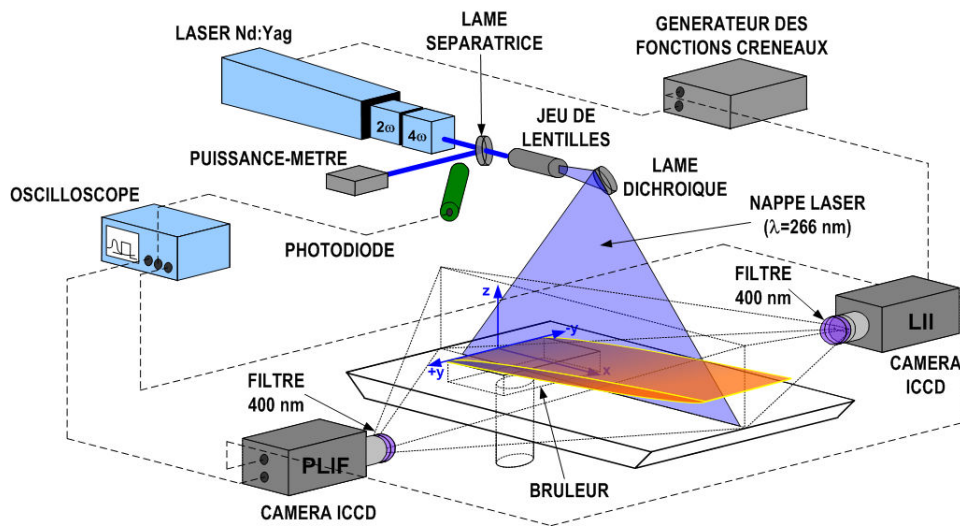


Figure 5.2 – Schéma du dispositif expérimental de la LII mis en œuvre autour d'une flamme non-prémélangée, établie sur une plaque plane.

une longueur suffisante dans la flamme. La nappe finalement générée possède les dimensions suivantes à la surface de la plaque plane :

- largeur (suivant  $y$ ) :  $250 \mu\text{m}$  ;
- longueur (suivant  $x$ ) :  $160 \text{ mm}$ .

Ainsi mise en œuvre, la LII doit permettre l'obtention du champ bidimensionnel de la concentration en suie  $f_{\text{suie}}(x, z)$  à coordonnée transverse  $y$  donnée.

Le signal d'incandescence de la LII est détecté par un photodétecteur adapté à l'objectif de l'étude. Dans le cadre des présents travaux, une caméra à capteur CCD intensifié (ICCD), à savoir une PRINCETON PIMAX, a été utilisée. Cette caméra permet la capture d'un niveau appréciable de signal pour un temps d'exposition descendant jusqu'à la nanoseconde. A la définition maximale de  $1024 \times 1024$  pixels et pour une dynamique de sortie de 16 bits, la fréquence nominale d'acquisition des images par la caméra est de 2 Hz. Cette fréquence peut être accélérée par une réduction de la définition et/ou une dégradation de la dynamique de 16 à 8 bits. Les fluctuations temporelles de la structure de la flamme établie en micropesanteur étant *a priori* réduites, c'est la définition spatiale de la technique qui a été privilégiée, plutôt que sa définition temporelle. C'est donc dans sa configuration nominale que la caméra a été employée :

- définition :  $1024 \times 1024$  pixels ;
- dynamique de sortie : 16 bits ;
- fréquence d'acquisition des images : 2 Hz.

En outre, le capteur CCD de la caméra présente une sensibilité de détection relativement constante dans un domaine spectral compris entre 200 nm et 500 nm. Son efficacité quantique moyenne  $\eta$  est de 20%.

Avant d'impacter le capteur CCD, les photons issus de l'incandescence passent tout d'abord au travers d'un filtre interférentiel puis par un objectif sélectionné pour obtenir

la résolution optimale. La plupart des manipulations a été effectuée en utilisant un objectif de focale 25 mm et d'ouverture 0,95 ( $f/0.95\ 25$ ). La résolution de la caméra produit alors une définition de  $0,22 \times 0,22 \text{ mm}^2$  par pixel. Le filtre propose, quant à lui, le meilleur compromis entre niveau d'intensité absolue du signal de LII et niveau de bruit provenant de la flamme. Le paragraphe 5.4.3 démontre que le meilleur rapport signal/bruit est obtenu pour une longueur d'onde de détection d'approximativement 400 nm.

La synchronisation entre le laser et la caméra est gérée par un générateur de fonctions créneaux. Ce dispositif permet de contrôler à la fois le délai entre le Q-Switch et les flash-lampes du laser, et le début de l'exposition du capteur CCD. Une fonction interne à la caméra permet en outre de retarder la fenêtre d'ouverture par rapport au signal du générateur. L'impulsion laser est repérée par une photodiode tandis que le créneau représentant l'exposition du capteur CCD est enregistré directement à partir du signal de retour émis par la caméra. Le délai entre impulsion laser et acquisition de chaque image est ainsi relevé par un oscilloscope.

## 5.4.2 Excitation du signal

### Longueur d'onde d'excitation

Une large gamme de longueurs d'onde peut être employée pour exciter le volume de mesure. Le choix dépend fondamentalement de la capacité de la suie à absorber l'énergie laser à la longueur d'onde envisagée ainsi que des éventuelles interférences avec d'autres phénomènes d'excitation induite.

L'équation (5.10) montre que l'efficacité d'absorption  $Q_{abs}$  varie de manière inversement proportionnelle à la longueur d'onde d'excitation  $\lambda$ , à indice de réfraction et taille de particule fixés. Ainsi une courte longueur d'onde d'excitation est-elle préférable pour chauffer les particules. Cependant, une excitation dans le domaine ultraviolet peut provoquer la fluorescence des Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP), perturbant alors le signal de LII. De fait, lorsque la quatrième harmonique ( $4\omega$ ) du laser Nd :Yag est employée (266 nm), une bande intense de fluorescence des HAP est détectée autour de 400 nm, produisant de fortes interférences avec le signal de LII [Vander Wal 1996a]. Dans ces conditions, l'emploi de la seconde harmonique ( $2\omega$ ) à 532 nm est un bon compromis en termes d'efficacité d'absorption et de rapport signal/bruit.

Pour autant, il faut ici rappeler que la fluorescence des HAP possède une durée de vie très courte à températures élevées [Ossler 2001a, Ossler 2001b]. L'interférence avec le signal de LII n'apparaît donc de manière flagrante qu'en fin d'impulsion laser, après quoi le signal de fluorescence décroît rapidement. C'est cette différence de comportement temporel qui a finalement déterminé le choix de la longueur d'onde excitation propre aux présents travaux. A partir d'une unique nappe excitatrice à 266 nm (*cf.* figure 5.2), on peut simultanément chauffer les particules de suie pour détecter l'incandescence mais également exciter la fluorescence des HAP, précurseurs des particules dans l'histoire de la formation des suies. L'emploi de deux photodétecteurs ICCD permet alors d'élaborer une stratégie de sélection de la résolution temporelle de détection propre à distinguer fluorescence et incandescence. Le détail de cette stratégie est exposé au paragraphe 5.4.3.

### Fluence du laser

La densité d'énergie surfacique du laser, souvent appelée par anglicisme *fluence du laser*, a un impact significatif sur l'intensité du signal LII. Que le signal de LII soit temporellement intégré ou bien mesuré à résolution temporelle donnée, sa dépendance en la fluence est toujours importante dans la mesure où les mécanismes des transferts thermiques dominant le processus de LII diffèrent fortement en fonction du niveau initial d'énergie introduite et donc de la *fluence du laser*. Normalement, l'efficacité d'absorption est inversement proportionnelle à longueur d'onde. En effet, une première approximation, pour une longueur d'onde d'excitation à 1064 nm requière deux fois plus d'énergie que pour une à 532 nm lorsqu'il s'agit de faire monter la température des particules au même niveau, en ignorant toute variation de la fonction d'absorption.

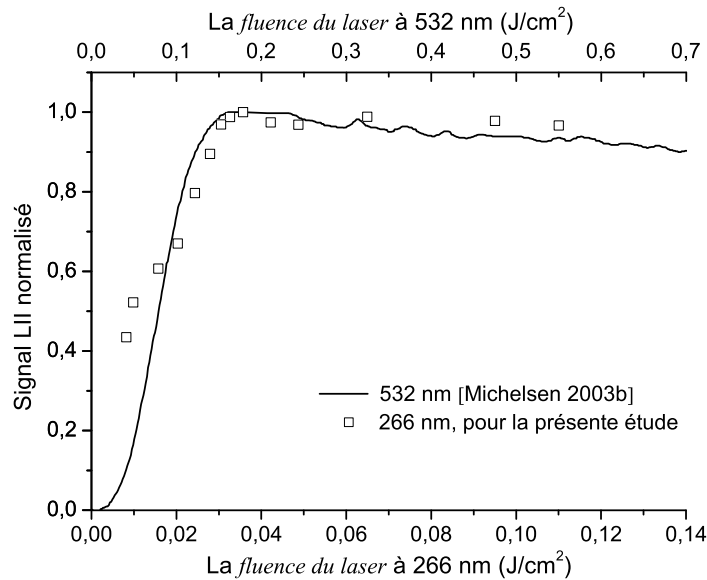


Figure 5.3 – La *fluence du laser* en fonction de  $S_{LII}$  normalisé pour deux longueurs d'onde d'excitation différentes : à 532 nm sur l'abscisse haute [Michelsen 2003b] et à 266 nm sur l'abscisse basse (résultat obtenu sur la flamme de diffusion établie en micropesanteur).

Sur ce sujet, la littérature montre que pour des fluences laser autour de  $0,2 \text{ J/cm}^2$  à 532 nm ([Dasch 1984a, Michelsen 2003b] par exemple) ou de  $0,4 \text{ J/cm}^2$  à 1064 nm ([Shaddix 1996, Vander Wal 1996b] par exemple), les particules de suie commencent à se vaporiser. Pour des fluences en-deça de ce seuil, l'énergie laser absorbée est uniquement transmise sous forme d'énergie interne sensible et se traduit donc directement par une augmentation de la température de la particule. Dans ce cas de figure, les faibles signaux  $S_{LII}$  obtenus manifestent une forte dépendance en la *fluence du laser*. Ce comportement s'exprime sur le graphe de la figure 5.3, qui montre un profil typique du signal  $S_{LII}$  normalisé en fonction de la fluence d'un laser émettant à 532 nm [Michelsen 2003b] et à 266 nm (résultats obtenus pour cette étude). Quand la fluence se rapproche du niveau du seuil ( $\approx 0,04$

J/cm<sup>2</sup> pour l'excitation à 266 nm), la suie commence à se vaporiser. Au-delà de ce seuil, le surplus d'énergie laser sert directement au phénomène de sublimation, n'augmentant que légèrement la température de la suie et influençant très peu le niveau de signal de LII. Dans la littérature, cette zone est souvent appelée zone de *plateau*. L'excitation de l'incandescence dans cette gamme de fluence laser est préférée lorsque l'objectif est clairement de mesurer la fraction volumique de suie puisque la mesure devient alors quasiment insensible aux variations de la puissance du laser. Cet argument est d'autant plus valable dans le cas d'une flamme présentant une atténuation certaine le long du chemin du signal d'excitation, cas de figure typique d'une flamme de diffusion.

### Effets de la forme du faisceau laser sur le signal $S_{LII}$

L'expression usuelle de *forme du faisceau* renvoie à la distribution d'énergie dans une section orthogonale à la propagation de ce faisceau. Le profil spatial du faisceau laser traversant le volume de mesure doit en effet retenir une attention particulière.

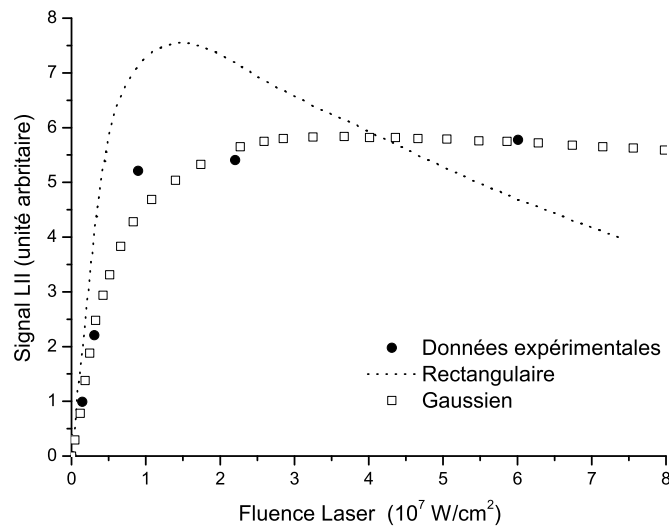


Figure 5.4 – Effet du profil laser sur le niveau du signal LII [Tait 1993].

Dans le cas où la LII fournit un champ de mesure suivant deux dimensions de l'espace, la littérature montre que les profils de faisceau les plus employés sont les suivants :

- gaussien bidimensionnel ;
- carré ou rectangulaire ;
- gaussien monodimensionnel (gaussien suivant l'épaisseur de la nappe et uniforme par ailleurs).

En regard de la modélisation préalable à toute analyse des résultats, la configuration la plus simple est le profil carré (ou rectangulaire). Dans pareil cas, toutes les particules du volume de mesure subissent la même fluence du laser et sont donc portées à la même température

pour peu que la température initiale puisse être considérée comme homogène dans l'épaisseur de la nappe. La figure 5.4 illustre l'effet de la fluence laser sur le signal  $S_{LII}$  émis par une particule de suie de rayon 100 nm. On retrouve la tendance linéaire initiale décrite dans le paragraphe précédent. Aux fluences élevées, le signal diminue uniquement pour un profil laser rectangulaire. Une fois l'énergie de sublimation atteinte, les particules de suie perdent effectivement une certaine masse qui ne contribue ensuite plus au signal. Pour autant, les profils expérimentaux s'écartent de ce modèle idéal. Un exemple de profil, pourtant quasiment carré, est exposé en figure 5.5(a). L'intégration de ce profil sur sa largeur permet alors de définir une largeur équivalente du faisceau laser par comparaison à l'intégrale du faisceau à profil carré. L'effet du niveau d'énergie laser incidente sur la largeur équivalente du faisceau est illustré par le graphe de la figure 5.5(b). Alors que l'élévation de ce niveau n'a pas d'effet sur la largeur d'un profil strictement carré, la largeur équivalente du profil expérimental est doublée lorsque le niveau d'énergie passe de 2 mJ à 15 mJ, ce du fait de la contribution croissante des ailes (limites spatiales) du profil laser. Dans le cas des profils autres que strictement carrés, la diminution de masse incandescente au centre de la nappe est ainsi compensée aux ailes de la nappe, où l'élévation de l'énergie d'excitation permet une augmentation de la température des particules et donc de leur incandescence, sans toutefois les porter à sublimation. Dans le cadre des présents travaux, le profil gaussien monodimensionnel de la nappe laser a été constaté et le domaine de fluence a été restreint à la naissance du plateau (entre 15 et 30 MW/cm<sup>2</sup>), considérant que la sublimation n'intervient pas dans ce domaine.

Ce profil gaussien unidimensionnel est obtenu en étalant le faisceau laser initial dans une direction par l'intermédiaire d'une lentille cylindrique (*cf.* figure 5.2), créant par là-même une nappe. La zone de mesure se situe alors, dans la mesure du possible, dans la région centrale de la nappe, où la distribution de la fluence est essentiellement constante dans la direction de l'étalement.

En tout état de cause, la distribution d'énergie dans le sens de l'étalement du faisceau (selon l'axe  $x$ ) devra être analysée de manière à porter des corrections fonction de  $x$  si nécessaire. Cet aspect de la mesure fait l'objet du paragraphe 5.6.2.

### 5.4.3 Détection du signal

L'écart de température entre particules chauffées par la nappe laser et particules non-excitées permet de soustraire *a posteriori* au signal d'incandescence l'émission naturelle de la suie dans le volume de mesure. Pour autant, une optimisation préalable du rapport signal/bruit n'est jamais superflue.

#### Longueur d'onde de détection

De façon générale, la température des particules de suie produites par des flammes de diffusion ou dans un moteur diesel est approximativement de 2000 K [Zhao 1998], alors que la température de ces mêmes particules chauffées par la nappe laser peut atteindre 4000 K. Si l'on suppose que la loi du rayonnement du corps noir régit l'émission radiative de la surface des particules, il est possible de comparer *a priori* le rayonnement des particules à 2000 K à celui des particules portées à 4000 K. Le résultat est exposé sur la figure 5.6, en supposant que l'épaisseur de la nappe laser est d'un ordre de grandeur deux fois supérieure

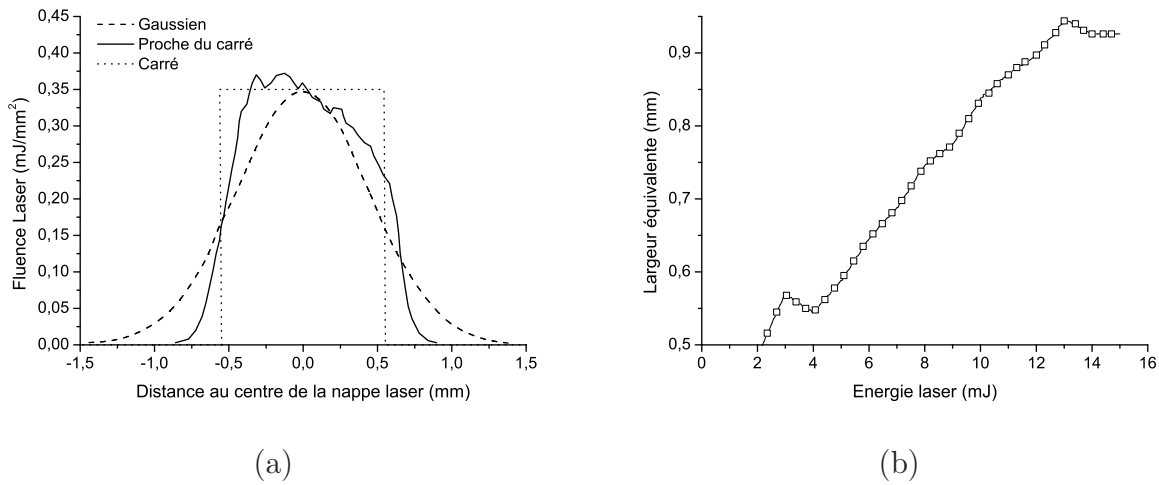


Figure 5.5 – (a) Comparaison en terme de fluence de différents profils de nappe laser et (b) impact de la largeur équivalente du profil sur l'énergie laser globale [Snelling 2005].

au diamètre des particules. On peut ainsi observer que le rapport entre l'intensité émise par une particule de suie chauffée à 4000 K et celle d'une particule à 2000 K augmente à mesure que la longueur d'onde décroît. En conséquence, la détection du signal de LII aux courtes longueurs d'onde est préférée pour s'affranchir au mieux de l'émission naturelle.

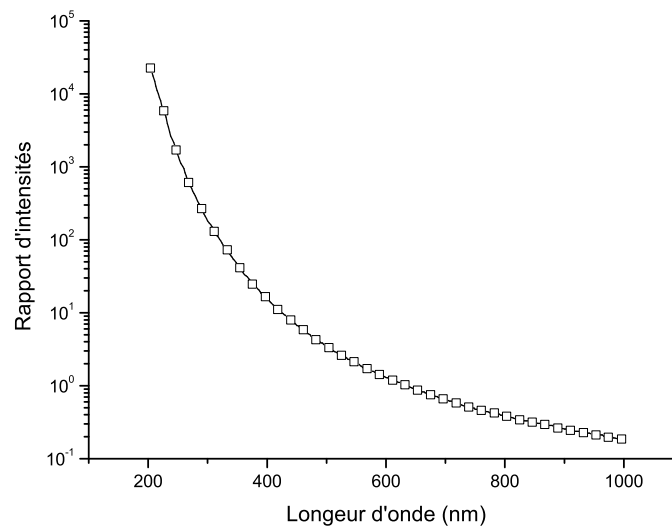


Figure 5.6 – Evolution du rapport entre l'intensité d'une particule de suie chauffée à 4000 K et celle d'une particule à 2000 K, en fonction de la longueur d'onde [Zhao 1998].

Le signal de LII est alors couramment détecté à 400 nm par l'intermédiaire d'un filtre présentant une bande passante de  $\pm 35$  nm [Vander Wal 1996a, Shaddix 1996, Cignoli 1994].

Qui plus est, ce filtrage autour de 400 nm permet de s'affranchir des raies de Swan du  $C_2$ , qui s'expriment fortement dans ce type de flamme [Shaddix 1996]. Comme le montre la figure 5.7, ces bandes d'émission sont effectivement filtrées lorsque l'on utilise des filtres centrés à 400 nm et une bande passante suffisamment étroite.

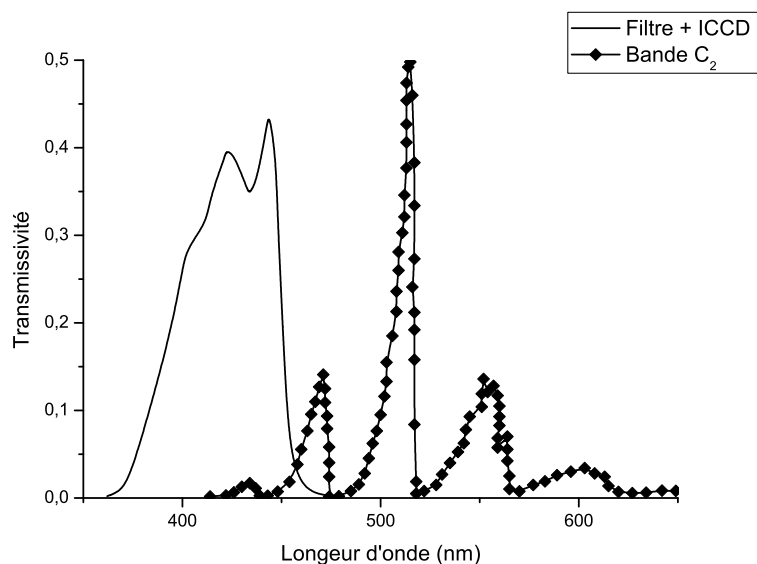


Figure 5.7 – Spectre de la bande de  $C_2$  dans une flamme de diffusion d'éthylène et choix du filtrage par le récepteur selon Shaddix et Smyth [Shaddix 1996].

### Choix de la résolution temporelle

L'évolution temporelle typique du signal d'incandescence est représentée sur le graphe de la figure 5.8 pour différentes fluences laser. On peut observer que pour des fluences intermédiaires (ici 0,140 et 0,270 J/cm<sup>2</sup>), la croissance du signal de LII est rapide alors que sa décroissance est relativement longue et peut aller jusqu'à quelques centaines de nanosecondes. Dans cette même gamme de fluence, le pic du signal de LII augmente avec la fluence. Cependant, aux basses fluences, la montée en intensité du signal est très lente et se fond à terme dans le bruit ambiant. Aux très hautes fluences, le phénomène de sublimation, et donc de réduction de la masse portée à l'incandescence, rend la montée en intensité plus lente et le pic moins élevé. Là encore, le domaine intermédiaire de fluence apparaît comme le plus adapté : la mesure y devient moins sensible à l'occurrence de la détection puisque l'occurrence du pic d'incandescence est évidente et stable par rapport à l'impulsion laser.

Le comportement temporel du signal est ainsi utilisé pour affiner la stratégie de détection. De manière générale, la détection du signal de LII peut être abordée suivant deux stratégies différentes en rapport à l'impulsion laser :

1. déclenchement immédiat de l'acquisition ;
2. déclenchement différé.

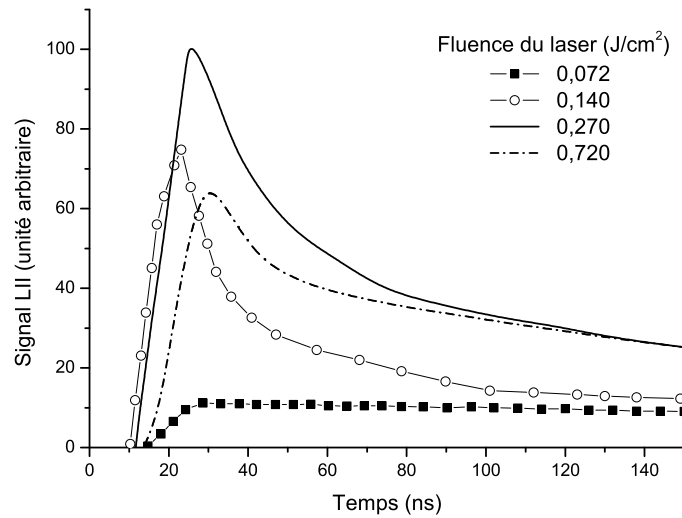


Figure 5.8 – Effet de la fluence du laser sur le profil temporel du signal de la LII [Ni 1995].

Dans la première approche, la capture du signal de LII s’effectue quasiment à l’évanescence de l’impulsion laser, avec un temps d’exposition pouvant varier de quelques nanosecondes (18 ns) [Ni 1995] à quelques dizaines de nanosecondes (85 ns) [Shaddix 1996]. Le principal avantage de cette approche est de minimiser l’influence de la taille des particules sur le signal de LII [Schulz 2006]. Cette influence s’exprime en effet dans le temps caractéristique de retour à l’équilibre thermique de la particule, et donc de décroissance du signal de LII, mais peu dans le pic d’incandescence, qui dépend, lui, essentiellement de la température d’incandescence. Toutefois, cette méthode présente un inconvénient majeur : des interférences à courte durée de vie mais relativement intenses, telle la fluorescence des HAP ou d’autres espèces vaporisées comme le  $C_2$ , peuvent être excitées et venir se superposer au signal d’incandescence.

La seconde stratégie permet alors de bien différencier le signal de LII de ce type d’interférences [Cignoli 1994, Vander Wal 1997b]. La figure 5.9 propose la comparaison des différentes stratégies en terme de signal induit par la nappe laser au sein d’une flamme de diffusion axisymétrique d’éthylène/air [Guignard 2005]. Ainsi, lorsque l’on retarde l’ouverture de la caméra sur l’impulsion laser, on peut obtenir le seul signal de LII et s’affranchir complètement de la fluorescence induite ou d’autres sources d’interférences à courte durée de vie.

Le dernier aspect important de la détection du signal est la durée d’ouverture de la caméra. Bien que le signal de LII puisse avoir un temps caractéristique de décroissance relativement long, à savoir de l’ordre de quelques centaines de nanosecondes, une ouverture de caméra courte reste préférable, minimisant certes le niveau d’intensité mesurée et donc la résolution de la mesure, mais également la sensibilité du signal de LII à la courbure du signal de décroissance et donc à la température ambiante. Cet avantage n’est alors pas des moindres lorsque la configuration d’étalonnage diffère des conditions d’expérimentations ou encore lorsque la flamme elle-même présente des fluctuations importantes de températures le long du domaine de mesure. Ni et al. [Ni 1995] estiment ainsi qu’une erreur de l’ordre de

10 % peut être commise dans leur flamme du fait de l'intégration temporelle du signal sur une ouverture de caméra de 50 ns.

Au final, dans le cadre de l'étude présentée ici, un retard de 85 ns entre l'impulsion laser et le début de la détection du signal a été utilisé, tandis que l'ouverture de la caméra possède une largeur de 50 ns.

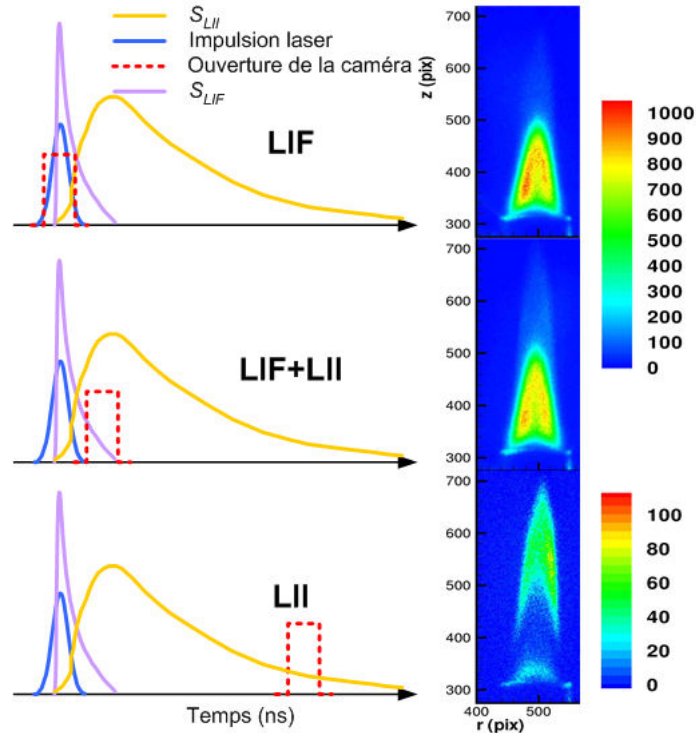


Figure 5.9 – Signal induit par la nappe laser dans le plan de symétrie d'un brûleur axisymétrique en fonction du retard de l'ouverture de la caméra sur l'impulsion laser [Guignard 2005].

## 5.5 Etalonnage de la LII

Dans l'optique de réaliser une étude phénoménologique de la production de suie par une flamme de diffusion, l'équation (5.17) montre qu'un étalonnage du signal de LII est un prérequis nécessaire à toute quantification par cette technique. Le signal de LII est évalué par des niveaux de gris obtenus par le photodétecteur qu'est la caméra ICCD dans le cas présent. La corrélation entre niveaux de gris et fraction volumique de suie dépend directement de la dynamique réelle du capteur CCD et de l'intensification du signal. Malheureusement, l'étalonnage dépend également très fortement de la configuration optique utilisée et de la structure de la flamme. C'est à partir de cette dernière remarque que la stratégie d'étalonnage de la LII a été élaborée.

Il existe *a priori* plusieurs façons de remonter à la fraction volumique de suie à partir du signal de LII. Les méthodes les plus citées dans ce domaine sont les suivantes :

1. mesure d'extinction d'un signal lumineux ;

2. cavité optique de type "ringdown" (CRDS) ;
3. technique de gravimétrie.

En pratique, la technique de gravimétrie n'est en effet pas appliquée lorsqu'il s'agit de mesurer des petites particules (diamètre < 100 nm) et ce à des concentrations supérieures à 1 ppm. De plus, cette technique requiert de longues durées de manipulation et sa mise en place est relativement ardue. Cette technique a en fait surtout été utilisée pour évaluer les propriétés optiques de la suie par couplage avec des mesure d'extinction [Choi 1995] et pour l'étalonnage de la LII à faibles concentrations de suie [Vander Wal 1996b].

Des trois techniques énumérées plus haut, la plus répandue est sans aucun doute la mesure par extinction d'un signal laser, principalement du fait de sa relative simplicité de mise en œuvre et de sa précision appréciable. Il est possible par ailleurs d'augmenter la sensibilité de cette technique d'étalonnage en réalisant l'extinction par plusieurs passages du faisceau dans la flamme, ce grâce à des miroirs à haute réflectivité. On glisse alors vers la technique dite de "Cavity Ring Down" [Vander Wal 1998]. Cependant, cette dernière n'est envisageable que pour une utilisation en conditions idéales de reproductibilité, comme cela peut être le cas dans un laboratoire à gravité normale. Sachant que le dispositif expérimental est, au final, embarqué dans des conditions contraignantes en termes d'espace dédié au matériel et de vibrations, la robustesse de la mesure a été privilégiée par rapport à sa sensibilité.

Cette partie expose la théorie de la mesure étalon par extinction laser. L'étalonnage à partir d'une flamme de laboratoire est ensuite proposé, montrant les limites de cette approche en regard de la dépendance de la mesure en la configuration expérimentale. C'est de fait un étalonnage *in situ* qui a finalement été développé.

### 5.5.1 Fraction volumique de suie ( $f_{suie}$ )

#### Principe de la mesure étalon par extinction laser

Des mesures d'extinction d'une source laser permettent de remonter à l'épaisseur optique spectrale  $K_\lambda(s)$ , grandeur qui quantifie la proportion absorbée d'une émission à la longueur d'onde considérée  $\lambda$  le long d'un chemin allant de 0 à  $s$ .

La loi de Bouguer s'énonce alors comme suit :

$$\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)} = e^{-K_\lambda(s)} \quad (5.18)$$

avec  $i_\lambda(0)$  l'intensité de la source à l'entrée du milieu étudié,  $i_\lambda(s)$  l'intensité de la source à une abscisse quelconque du milieu étudié et  $K_\lambda(s) = \int_0^s k_\lambda(s') ds'$ , où  $k_\lambda(s')$  le coefficient local d'extinction, sachant que ce terme d'extinction est la somme d'un terme de diffusion et d'un terme d'absorption. Dans le domaine de la combustion, la diffusion est fréquemment négligée face à l'absorption ([Choi 1995, Fuentes 2005a] par exemple).

La loi de Bouguer se réduit alors à l'équation ci-dessous, où  $a_\lambda(s')$  est le coefficient monochromatique local d'absorption :

$$\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)} = e^{-\int_0^s a_\lambda(s') ds'} = e^{-A_\lambda(s)} \quad (5.19)$$

L'extinction  $A_\lambda(s)$ , résultat de l'intégration de  $a_\lambda(s)$  le long du chemin optique, correspond alors à la mesure d'extinction effective :

$$A_\lambda(s) = -\ln\left(\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)}\right) \quad (5.20)$$

Il apparaît nécessaire de prendre en compte l'émission spontanée du milieu, afin de la soustraire aux mesures d'intensité. Il s'agit alors de pulser la source et d'obtenir ainsi des images "éclairées" suivies d'images "non-éclairées". Les dernières seront soustraites des premières pour ne pas entacher la mesure par l'émission spontanée de la zone de réaction et de celle des suies.

Dans de telles conditions, Dalzell et Sarofim [Dalzell 1969] montrent qu'une mesure d'extinction à une longueur d'onde unique donnée permet de passer de l'évolution spatiale du coefficient  $a_\lambda$  à celle de la fraction volumique de suie  $f_{sui}$  par l'intermédiaire de la théorie de Mie :

$$a_\lambda(s) = \frac{6\pi E(\tilde{m}_\lambda)}{\lambda} f_{sui} \quad (5.21)$$

où  $E(\tilde{m}_\lambda)$  est une fonction de l'indice spectral de réfraction du milieu  $\tilde{m}_\lambda$ . Cette fonction est donnée par la relation suivante :

$$E(\tilde{m}_\lambda) = -Im\left(\frac{\tilde{m}_\lambda^2 - 1}{\tilde{m}_\lambda^2 + 2}\right) = \frac{6n_\lambda k_\lambda}{(n_\lambda^2 - k_\lambda^2 + 2)^2 + 4n_\lambda^2 k_\lambda^2} \quad (5.22)$$

où  $n_\lambda$  et  $k_\lambda$  sont respectivement les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction du milieu  $\tilde{m}_\lambda$ . Ici encore, une hypothèse a été posée car l'équation (5.21), tirée de la théorie de Mie, est en effet une solution asymptotique de l'équation de dispersion, valable dans le cas des petites sphères [Legros 2006a]. Une vérification de la structure des particules de suie produites dans la flamme de diffusion en micropesanteur est présentée dans l'annexe D.

Une fois les composantes de l'indice de réfraction connues, la fraction volumique de suie peut être étalonnée.

## Indice de réfraction

Des nombreux efforts ont été déployés pour définir l'indice de réfraction de la suie. Chacune des études de référence montre, en préambule, que le choix de l'indice de réfraction proposé par des travaux antérieurs est souvent incorrect. Un exemple est l'usage fréquent des données produites par Chang et al. [Chang 1990] et en particulier de la valeur  $\tilde{m}=1.57 - 0.56i$ , associée à Dalzell et Sarofim [Dalzell 1969] qui provient apparemment d'une erreur typographique [Smyth 1996]. Faeth et ses collaborateurs ont proposé une synthèse détaillant les erreurs potentielles qui peuvent être commises lors de l'emploi de différents indices [Krishnan 2000]. Dans ce travail, les auteurs démontrent que l'évaluation de  $E(\tilde{m}_\lambda)$  ne requiert pas nécessairement la connaissance de l'indice de réfraction  $\tilde{m}_\lambda$ . En effet, une quantité considérable des travaux publiés sur le sujet est amenée à évaluer la dépendance spectrale de  $E(\tilde{m}_\lambda)$  et montre finalement que  $E(\tilde{m})$  reste approximativement constante autour de  $0,24 \pm 0,08$ , depuis le spectre du visible jusqu'à la région de l'infrarouge. Le graphe de la figure 5.10 synthétise cette constatation en présentant des valeurs de la fonction d'absorption obtenues à partir de différents travaux.

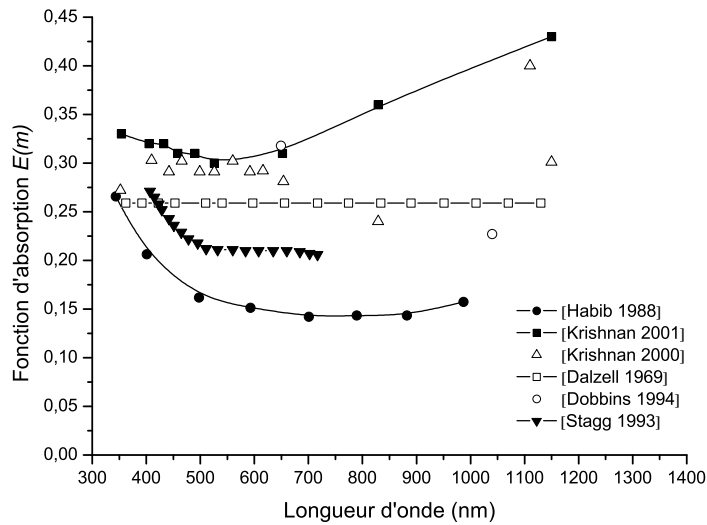


Figure 5.10 – Fonction d’absorption de la suie produite par des flammes de diffusion ou des moteurs diesel, depuis l’ultra violet jusqu’à l’infrarouge.

Bien que l’indice de réfraction soit ainsi à peu près indépendant de la nature de la suie produite, il est tout de même possible d’obtenir un écart d’un facteur deux en fonction du jeu d’indices choisis [Smyth 1996]. De fait, ce choix ne saurait s’affranchir d’une justification critique à partir de la configuration expérimentale ayant permis la mesure des dits indices.

Parmi l’ensemble des travaux, ce sont les mesures d’indices par Habib et Vervisch qui ont été préférées. La justification de ce choix est donnée par Legros [Legros 2003]. Les principales raisons de retenir ces données pour l’évaluation de la fraction volumique de suie sont les suivantes :

1. Ces auteurs ont étudié les suies d’éthylène ;
2. Ils utilisent la technique dite *Diffusion Broadening Spectroscopy* qui, elle, n’émet *a priori* aucune hypothèse sur les propriétés optiques des particules ;
3. Les mesures ont été réalisées *in situ* avec des températures de suie estimées à 1450 K, ce qui est sensiblement supérieur aux températures relevées pour le type de flammes étudiées ici [Legros 2003]. Toutefois, Habib et Vervisch constatent qu’une variation de quelques centaines de degrés modifie de moins de 3% les indices.

L’ensemble des données utilisées pour définir l’évolution spectrale du coefficient  $a_\lambda$  dans l’équation (5.21) est reporté sur le graphe de la figure 5.11. Ces courbes montrent qu’à la longueur d’onde d’étalonnage, à savoir  $\lambda = 532nm$  (*cf.* paragraphes 5.5.2 et 5.5.3), la valeur de l’indice de réfraction est  $\tilde{m}=1,86-0,47i$ . Pour cette valeur d’indice, la fonction d’absorption est égale à  $E(\tilde{m}) = 0,17$ .

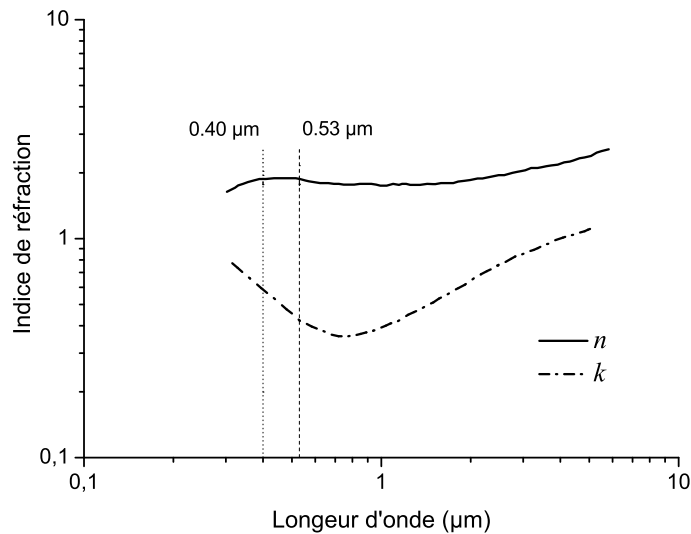


Figure 5.11 – Parties réelle et imaginaire de l’indice de réfraction des suies d’éthylène, tirées des données produites par Habib et Vervisch [Habib 1988].

## 5.5.2 Etalonnage dans une flamme cible

### Configuration retenue

Au sein de la communauté scientifique qui travaille sur la LII, trois types de flamme cible sont utilisés par les différents laboratoires, sous des conditions expérimentales identiques. Ce type de démarche permet alors une comparaison aisée des résultats en terme de reproductibilité de la technique. Dans les trois cas, l’éthylène est le combustible injecté dans le brûleur. Le brûleur de McKenna [Axelsson 2000] génère une flamme de type prémélangé, ce afin d’étudier en général de faibles concentrations de suie. Les flammes de diffusion établies par Santoro [Quay 1994] et Gülder [Snelling 1999] sont les plus citées. Toutes deux permettent de mesurer des concentrations importantes de suie de l’ordre du ppm.

Dans le cadre des travaux présentés ici, c’est le brûleur préconisé par Gülder qui a été retenu. Ce brûleur fournit en effet une flamme très stable et génère des résultats très reproductibles en terme de fraction volumique de suie. A l’inverse, le brûleur de Santoro requiert la mise en place d’une cheminée pour stabiliser la flamme, ce qui rend la reproductibilité plus ardue, notamment à cause du rôle de la paroi de la cheminée dans les échanges radiatifs au sein de la flamme.

Cette géométrie simple permet de connaître *a priori* la fonction d’intégration d’une mesure intégrale par extinction d’un faisceau laser à travers la flamme. Une déconvolution permet alors d’obtenir le champ local d’extinction [Guignard 2005]. Ce champ est transcrit en champ de fraction volumique de suie par l’intermédiaire de l’équation (5.21), ce afin d’étalonner le champ de LII obtenu dans la nappe laser.

Pour la présente étude, les conditions d’établissement de la flamme sont les suivantes :

Combustible	: éthylène;
Vitesse d'injection du combustible	: 3,88 cm/s;
Débit volumique de combustible	: 3,25 cm <sup>3</sup> /s;
Débit volumique de l'écoulement oxydant	: 700 - 1000 cm <sup>3</sup> /s;
Position de la mesure	: $\approx$ 40 mm (au-dessus de la base du brûleur);
Longueur de la flamme visible	: $\approx$ 60 mm.



Figure 5.12 – Flamme cible de diffusion de type Gülder [Snelling 1999] utilisée pour l'étalonnage de la LII.

### Montage expérimental

La figure 5.13 présente les dispositifs expérimentaux utilisés pour les mesures simultanées de LII et d'extinction. Pour la LII, un dispositif identique à celui embarqué lors des campagnes de vols paraboliques (*cf.* figure 5.2) a été mis en place. Ceci permet de générer une nappe excitatrice équivalente en termes de géométrie et de distribution d'énergie. La réception du signal est réalisée à paramètres constants également : la même caméra et la même synchronisation de l'acquisition des images ont été utilisées (50 ns d'exposition et 85 ns de délai).

Les mesures d'extinction sont effectuées à partir du signal émis à la longueur d'onde  $\lambda=532$  nm par un laser d'une puissance de 1 W. La source conique est obtenue par passage du faisceau à l'intérieur d'un filtre spatial et d'un diaphragme. Le filtre spatial est placé au foyer focal d'un miroir parabolique. Les rayons laser ainsi réfléchis sont parallèles entre eux, ce qui donne au faisceau une forme cylindrique de diamètre 150 mm traversant l'ensemble du domaine d'étude. Munie d'un filtre passe-bande de largeur à mi-hauteur 10 nm et centré à la longueur d'onde  $\lambda=532$  nm, la matrice CCD de la caméra numérique JAI CV-A33CL peut alors mesurer l'extinction du signal à travers la flamme. Le capteur CCD permet de coder les intensités sur 10 bits pour une fréquence d'acquisition des images allant jusqu'à 100 Hz. En outre, un obturateur mécanique, placé devant la tête du laser, permet d'obtenir approximativement 10 images rétro-éclairées suivies de 10 images non rétro-éclairées. La

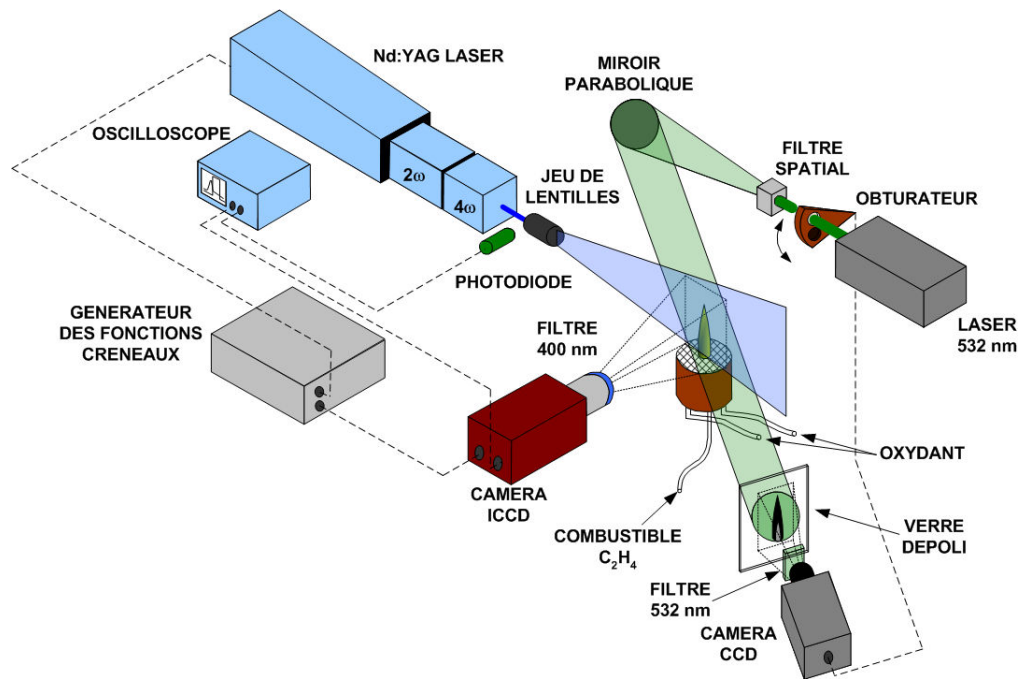


Figure 5.13 – Schéma du dispositif expérimental d'étalonnage de la LII à partir d'une flamme cible.

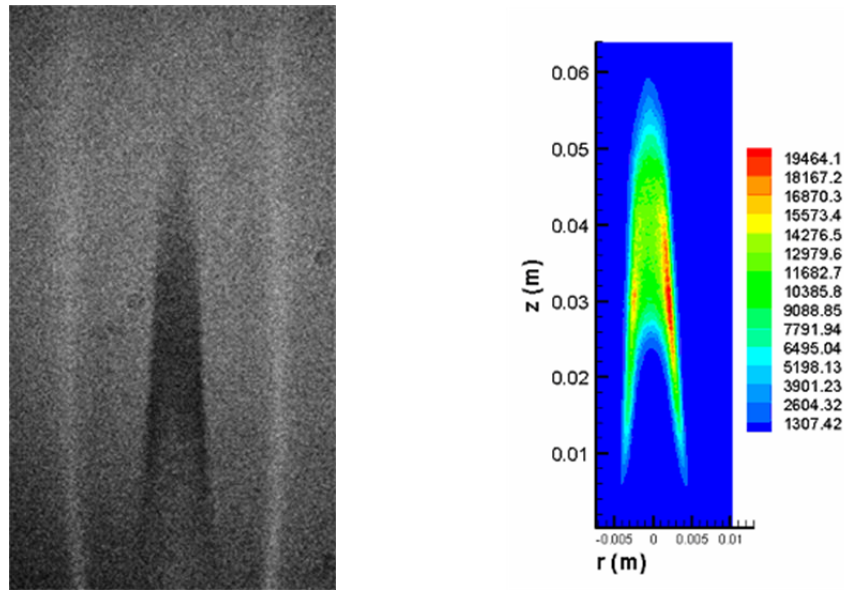
synchronisation de l'obturateur et de la caméra est effectuée par le biais d'un générateur de fonctions crénélées. Enfin, l'objectif de la caméra a été focalisé sur le plan d'un verre dépoli qui permet de matérialiser l'image d'extinction du faisceau cylindrique à travers la flamme.

## Méthodologie

Les figures 5.14 a/ et b/ offrent une comparaison entre, respectivement, une image instantanée d'extinction et une cartographie de l'intensité d'incandescence, pour une même flamme établie sur le brûleur axisymétrique. Sur l'image d'extinction, la zone assombrie du rétro-éclairage rend compte de l'extinction du faisceau laser par les particules de suie.

L'information apportée par la technique d'extinction laser est le résultat d'une intégration sur le chemin optique du faisceau et ne constitue donc pas une donnée à haute résolution spatiale, contrairement à l'information apportée par le signal de LII. L'objectif étant d'étalonner l'échelle d'intensités obtenues par la LII à partir du champ correspondant de fraction volumique de suie donné par la technique d'extinction, la méthodologie suivante a été appliquée aux images d'extinction pour parvenir au champ de concentration en suie dans le plan de mesure de la LII [Guignard 2005] :

1. Binning : Le binning est une technique qui permet de regrouper plusieurs pixels d'une matrice en un seul gros pixel, ce afin d'augmenter notablement la sensibilité au détriment de la résolution. Par exemple, un binning 2x2 sur la matrice du CCD utilisé (659x493 pixels pour une résolution de  $9,9 \mu\text{m}$ ) permet d'obtenir une taille résultante de pixel d'approximativement  $20 \mu\text{m}$ , divisant donc la résolution par 2 mais augmentant la sensibilité d'un facteur 4 [Shaddix 1996].



a/ Image obtenue par extinction laser b/ Cartographie du signal de LII

Figure 5.14 – Comparaison de la cartographie servant à l'étalonnage du signal de LII (b/) avec la technique d'extinction laser (a/).

2. Symétrisation : Après avoir évalué le facteur d'extinction  $\log \left( \frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)} \right)$  (cf. équation (5.20)), la symétrisation de la cartographie d'extinction par rapport à l'axe de la flamme est un prérequis nécessaire à la déconvolution ultérieure. Cette symétrisation a été développée en utilisant une méthode de transformée de Fourier rapide (FFT) appliquée à chaque ligne. On filtre alors du spectre obtenu les composantes antisymétriques et l'on procède ensuite à une transformée de Fourier inverse pour obtenir la ligne symétrisée.
3. Déconvolution : Dans l'hypothèse d'une symétrie radiale de la composition de la flamme, l'inversion d'Abel est un outil mathématique qui permet de remonter aux grandeurs locales à partir de leur mesure intégrale. En l'occurrence, en partant de l'extinction mesurée sur le CCD, l'inversion d'Abel permet ici le calcul du coefficient local d'absorption et donc de la fraction volumique de suie dans le plan de symétrie de la flamme.

## Résultats

L'objectif à atteindre est un coefficient de proportionnalité permettant de relier le signal obtenu par LII au coefficient local d'absorption et donc, par le biais de l'équation (5.20), à la fraction volumique de suie (cf. paragraphe 5.21). Pour ce faire, on peut tracer un histogramme en trois dimensions dans lequel on repère dans la dimension verticale le nombre de pixels, fonction de l'intensité de la LII sur un premier axe horizontal et du coefficient d'absorption sur un second axe horizontal. En pratique, on divise la gamme des intensités de la LII et celle du coefficient d'absorption présentes dans l'image en des intervalles de pas réguliers. On définit ainsi un maillage de l'espace intensité de la LII/coefficient d'absorption. On compte alors le nombre de pixels situés dans chacune des mailles de cet espace.

Le graphique de la figure 5.15 est un exemple d'histogramme obtenu pour un débit

oxydant de  $1000 \text{ cm}^3/\text{s}$  et une injection d'éthylène de  $3,88 \text{ mm}/\text{s}$ . L'axe vertical a ici été projeté sur une échelle de couleurs. Bien qu'encore peu lisible, ce type de représentation permet d'observer une tendance générale à la dépendance de l'intensité de la LII vis-à-vis du coefficient d'absorption. Un comportement linéaire, traduit par la droite continue, semble effectivement se dégager. Afin d'affiner cette observation, on peut encore simplifier une telle représentation en traçant l'évolution du maximum d'intensité de la LII à coefficient d'absorption fixé, soit à fraction volumique de suie fixée (*cf.* équation (5.21)). On aboutit alors au type de courbes de la figure 5.16. L'inverse de la pente de la régression linéaire obtenue représente de fait le facteur d'étalonnage moyen  $C_{etal}$  (*cf.* équation (5.17)).

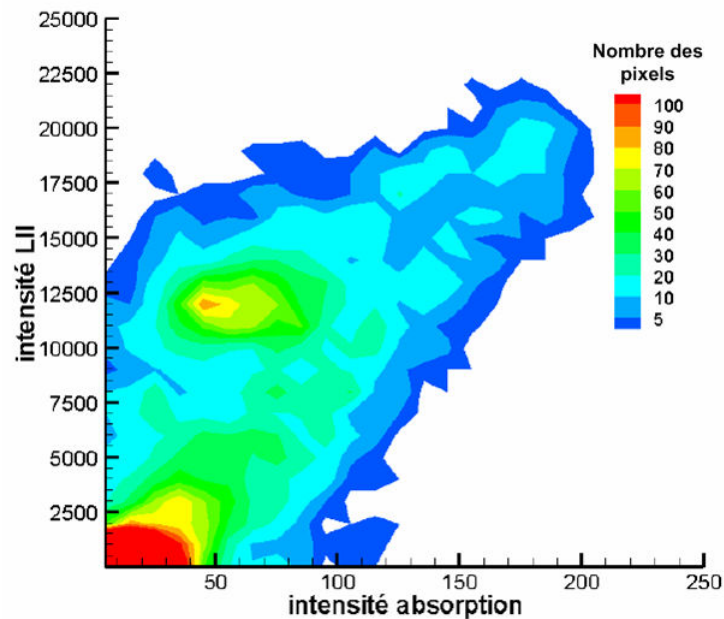


Figure 5.15 – Distribution des intensités de LII en fonction des coefficients d'absorption d'après des mesures effectuées dans la flamme de type Gülder pour une injection d'éthylène de  $3,88 \text{ cm}/\text{s}$  et un écoulement oxydant de  $1000 \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Par la même procédure, les coefficients d'étalonnage ont été calculés pour trois vitesses d'injection différents et un débit d'oxydant fixée (*cf.* figure 5.16). Ainsi, le  $C_{etal}$  moyen augmente avec la vitesse d'injection de l'éthylène. La dispersion de ces coefficients d'étalonnage prouve clairement que le coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$  est une fonction de la vitesse du combustible.

L'explication de cette dépendance réside notamment dans le fait que cette méthode d'étalonnage ne prend pas en compte l'atténuation des signaux d'incandescence par la suie elle-même, alors que la technique d'extinction se sert par essence de l'absorption du faisceau pour déterminer la concentration des particules de suie. Or, pour des concentrations en suie non-négligeables, cette atténuation est nécessairement dépendante de ces concentrations et donc du régime utilisé. En particulier, Markstein et de Ris [Markstein 1984] montrent la proportionnalité entre concentration de la suie et débit combustible au sein d'une telle flamme. De fait, le coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$  doit effectivement augmenter et la pente des régres-

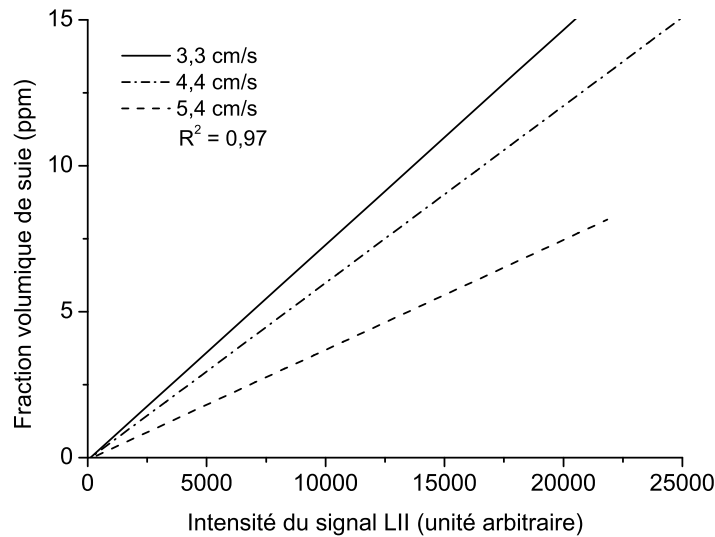


Figure 5.16 – Détermination du coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$  défini par l'équation (5.17) pour différentes injections d'éthylène et un écoulement oxydant fixé à  $1000 \text{ cm}^3/\text{s}$ .

sions linéaires  $f_{suie}(S_{LII})$  diminuer avec la vitesse d'injection du combustible. Une approche proposant une évaluation de l'atténuation des signaux de LII à travers la flamme est exposée au paragraphe 5.6.1.

Cependant, les régimes d'injection combustible et d'écoulement oxydant ainsi que la concentration en oxygène dans l'oxydant sont ici des paramètres de l'étude. La fraction volumique de la suie est alors amenée à varier de manière importante, menant à des fluctuations considérables de l'atténuation dans la flamme. Qui plus est, cette analyse critique ne doit pas épargner la dépendance du signal LII vis-à-vis du dispositif expérimental par le biais de l'agencement optique définissant des caractéristiques de l'excitation des particules (fluence du laser) et de la capture des signaux. Cette dernière dépendance n'est certes pas inhérente à la technique mais constitue un obstacle supplémentaire.

Or l'intérêt d'un étalonnage sur dispositif de référence tient principalement en l'indépendance du coefficient d'étalonnage vis-à-vis du régime utilisé. Ce n'est ensuite qu'une fois connue la dépendance en l'agencement expérimental que ce coefficient peut être appliqué à la technique sortie de son dispositif de référence. La première étape n'ayant pas été validée, il est ici finalement jugé préférable de procéder à un étalonnage dans les conditions d'expérimentations et avec la même la flamme que celle étudiée.

### 5.5.3 Etalonnage *in situ*

La figure 5.17 montre une vue latérale de la flamme de diffusion établie sur la plaque plane, obtenue par une caméra monochromatique intégrant l'ensemble des émissions visibles. L'écoulement oxydant, parallèle à la plaque, se dirige de la gauche vers la droite, tandis que l'injection d'éthylène est orthogonale au brûleur poreux situé sur la plaque. La différence

fondamentale par rapport à la flamme cible axisymétrique est le fait que cette flamme possède une géométrie complexe, où les techniques de déconvolution ou d'inversion sont difficilement applicables. Legros [Legros 2003] démontre en effet que la courbure de la flamme ramenant

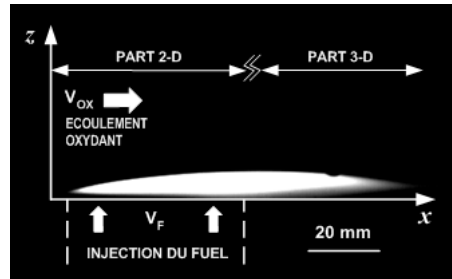


Figure 5.17 – Image visible d’une flamme de diffusion établie sur une plaque plane obtenue par un camera monochromatique.

cette dernière vers la plaque en aval du poreux génère des effets tridimensionnels qui rendent plus complexe encore l’application de techniques optiques intégrales. Une première approche pour sonder la zone bidimensionnelle (2D) met alors en œuvre une technique optique intégrale [Legros 2005]. Une technique innovante recourant à une méthode inverse complète l’approche pour recomposer le champ d’absorption dans la zone tridimensionnelle (3D) [Legros 2005]. Cependant, cette dernière technique reste encore un outil de laboratoire qu’il est nécessaire d’améliorer avant d’en faire un outil d’étalonnage fiable.

C’est à l’égard de ce comportement tridimensionnel de la flamme et en adoptant une technique plus appropriée à celui-ci, mais avec une incertitude connue, que l’on a décidé d’appliquer la méthode d’extinction dans la zone 3D de la flamme.

### Montage expérimental

La méthodologie de la technique d’extinction est détaillée au paragraphe 5.5.2 et reste valable pour la présente application. Le schéma de la figure 5.18 montre clairement que dans la zone 2D de la flamme, les dispositifs installés autour de cette flamme et de la flamme axisymétrique sont équivalents. Les données fournies par Legros [Legros 2003] seront d’ailleurs utilisées pour l’évaluation du coefficient d’étalonnage  $C_{etal}$  dans cette partie de la flamme. Il faut ici rappeler que Legros propose une correction aux effets de bords afin finalement de déterminer le champ de fraction volumique de suie dans le plan de symétrie de la flamme [Legros 2006a]. Cependant, cette correction n’est valable que dans la seule zone 2D. Une méthode d’étalonnage différente doit par conséquent être appliquée dans la partie 3D. De fait, la technique d’extinction, le long d’une direction orthogonale à la plaque cette fois-ci, a été mise en œuvre. Sur la figure 5.18, les deux techniques d’extinction, bien qu’utilisées chacune à leur tour, ont été représentées de façon à bien identifier les méthodes appliqués à chaque zone de la flamme.

Pour la nouvelle mesure d’extinction, une matrice de LED, d’une puissance de 6 W chacune et émettant à la longueur d’onde de 532 nm, est disposée sous le brûleur au niveau de la zone 3D. Pour obtenir une cartographie du champ d’absorption dans cette zone, la plaque du brûleur a été perforée, créant une matrice de 21x18 trous transmissifs qui sont disposés

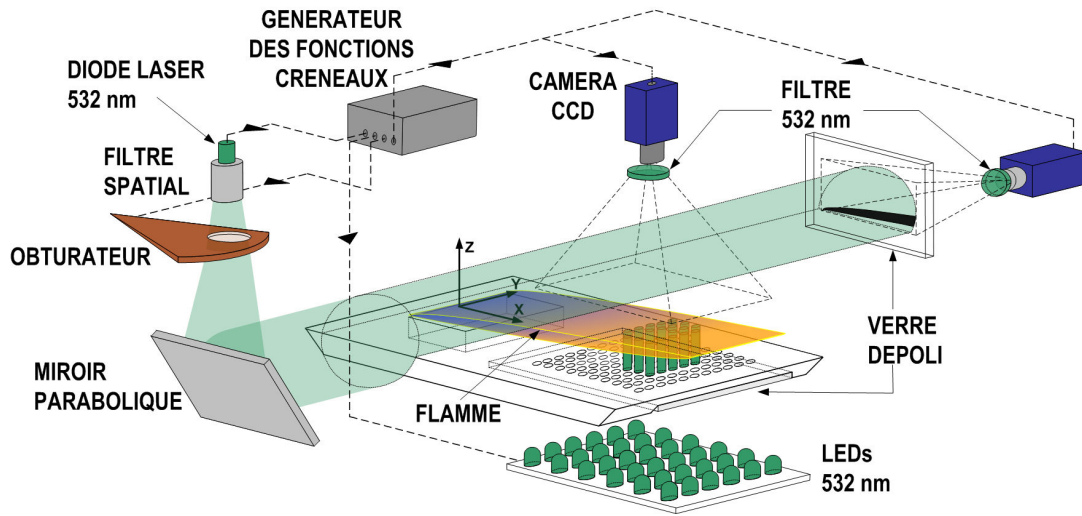


Figure 5.18 – Dispositif expérimental d'étalonnage mise en œuvre lors de campagne de vols paraboliques.

régulièrement sur toute la zone située en aval du poreux. Chaque trou a un diamètre  $\phi = 1$  mm permettant le passage de petits faisceaux, ce sans perturber les propriétés radiatives de la surface. La lumière émise par la matrice de LED passe tout d'abord à travers trois verres dépolis, garantissant une homogénéité certaine de l'éclairage par diffusion de la lumière, puis à travers une plaque en pyrex qui protège la flamme d'une alimentation parasite en oxydant provenant de dessous la plaque. Une cartographie discrète du champ d'absorption est ainsi obtenue le long d'un maillage défini par l'emplacement des trous

Une caméra numérique est positionnée à l'aplomb de la zone à explorer afin de mesurer chacune de ces absorptions. Cette caméra est progressive et monochromatique. L'échelle d'intensité est codée sur 10 bits et la fréquence d'acquisition à pleine résolution fixée à 100 Hz. Avant d'impressionner la matrice CCD, chaque petit faisceau qui traverse la flamme passe au travers d'un filtre interférentiel possédant une largeur de bande passante de 15 nm à mi-hauteur et centré à une longueur d'onde de 532 nm. La fréquence d'allumage des LED est calquée sur la fréquence d'acquisition de la caméra, toutes deux gérées par un générateur de fonctions crêteaux. Répétée tout au long du test, une séquence d'enregistrement des images est constituée de dix images avec les LED allumées, suivies de dix images avec les LED éteintes. La même séquence est réalisée avant l'allumage pour obtenir les images de référence nécessaires à la mesure d'extinction.

## Résultats

En utilisant la relation (5.21) et les propriétés optiques de la suie, on peut déterminer le champ de concentration des particules dans la flamme. Cependant, cette approche n'est applicable qu'en présence de champs de concentration uniformes dans la direction de propagation du signal dont on mesure l'extinction. Dans les autres cas, la mesure de l'extinction donne seulement accès à  $a_\lambda$  et  $f_{sui}$  intégrés sur le chemin optique parcouru.

Comme cela a été mentionné dans le paragraphe précédent, dans la région de la flamme

localisée entre  $x = 0$  mm et  $x = 50$  mm (zone 2D de la flamme), l'intégration à travers la dimension transverse de la flamme ( $y$ ) reste une approche viable [Legros 2006a]. Dans cette partie, il a en effet été vérifié que  $a_\lambda$  restait quasiment constant le long de la direction  $y$ . En conséquence,  $f_{suie}$  a été déduit de la relation (5.21) en utilisant l'extinction transverse dans la flamme [Legros 2006a].

Pour  $x > 50$  mm, l'extinction est mesurée le long d'un chemin vertical. Dans ce cas, supposer que  $a_\lambda$  est constant le long de la trajectoire du faisceau n'est pas justifié. Par conséquent, l'information donnée par la caméra numérique correspond à l'intégration de l'extinction sur l'épaisseur optique de la couche de suie. Cette information ne donne donc accès qu'à l'intégrale de  $f_{suie}$  le long du chemin traversé par la lumière. Cependant, cette information reste utile pour obtenir le coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$ . En effet :

$$\begin{aligned}
 f_{suie} &\propto C_{etal} S_{LII} \\
 \text{donc } \int_{l_z} f_{suie} dz &\propto C_{etal} \int_{l_z} S_{LII} dz \\
 \text{or } a_\lambda &\propto f_{suie} \\
 \text{donc } \int_{l_z} a_\lambda dz &\propto C_{etal} \int_{l_z} S_{LII} dz \quad (5.23)
 \end{aligned}$$

L'absorption laser apporte l'information  $\int_{l_z} a_\lambda dz$  au-dessus d'un trou donné. Le coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$  doit donc pouvoir se déduire de l'intégrale du signal de LII  $\int_{l_z} S_{LII} dz$  sur la verticale issue du même trou. Une fois  $C_{etal}$  déterminé, l'ensemble de la verticale du signal  $S_{LII}$  est alors étalonné.

La figure 5.19 permet la comparaison entre des profils verticaux de  $f_{suie}$  obtenus par extinction laser transverse [Legros 2006a] et ceux de  $S_{LII}$ , pour une condition de soufflage d'oxydant de  $V_{OX} = 250$  mm/s et une injection combustible de  $V_F = 5$  mm/s. Les graphiques 5.19 a/, b/ et c/ correspondent aux abscisses  $x = 25$  mm,  $x = 35$  mm, et  $x = 65$  mm respectivement. On observe alors un très bon accord entre le signal  $S_{LII}$  et le profil de  $f_{suie}$  pour les positions  $x = 25$  mm et  $x = 35$  mm. En revanche, les profils proposés par les deux techniques divergent fortement pour  $x = 65$  mm. A cette abscisse, la flamme présente en effet une structure tridimensionnelle (zone 3D) qui affecte la pertinence du champ de concentration de suie obtenu par extinction transverse. Le recours à la technique d'extinction à travers les trous transmissifs est ainsi pleinement justifié dans la zone 3D de la flamme.

Pour une même position  $y = 0$  mm (plan de symétrie de la flamme), la figure 5.19 d/ compare alors l'évolution selon l'axe  $x$  des résultats obtenus par intégration suivant la verticale de  $f_{suie}$  (c'est-à-dire la mesure intégrale d'extinction verticale elle-même) et de  $S_{LII}$ . Ce graphique montre un bon accord entre les deux grandeurs, justifiant la procédure employée dans la zone 3D.

Au final, la relation (5.23) montre que le rapport entre les deux intégrales aboutit à l'évaluation du coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$  [Fuentes 2006b].

## Analyse de l'erreur

A partir des mesures d'extinction, l'image de LII a été convertie en une distribution spatiale de  $f_{suie}(x, z)$  par le biais du coefficient d'étalonnage  $C_{etal}$ . L'incertitude sur la mesure de concentration de suie ainsi obtenue dépend de l'incertitude sur cette constante de proportionnalité. L'évaluation de cette précision est proposée ici .

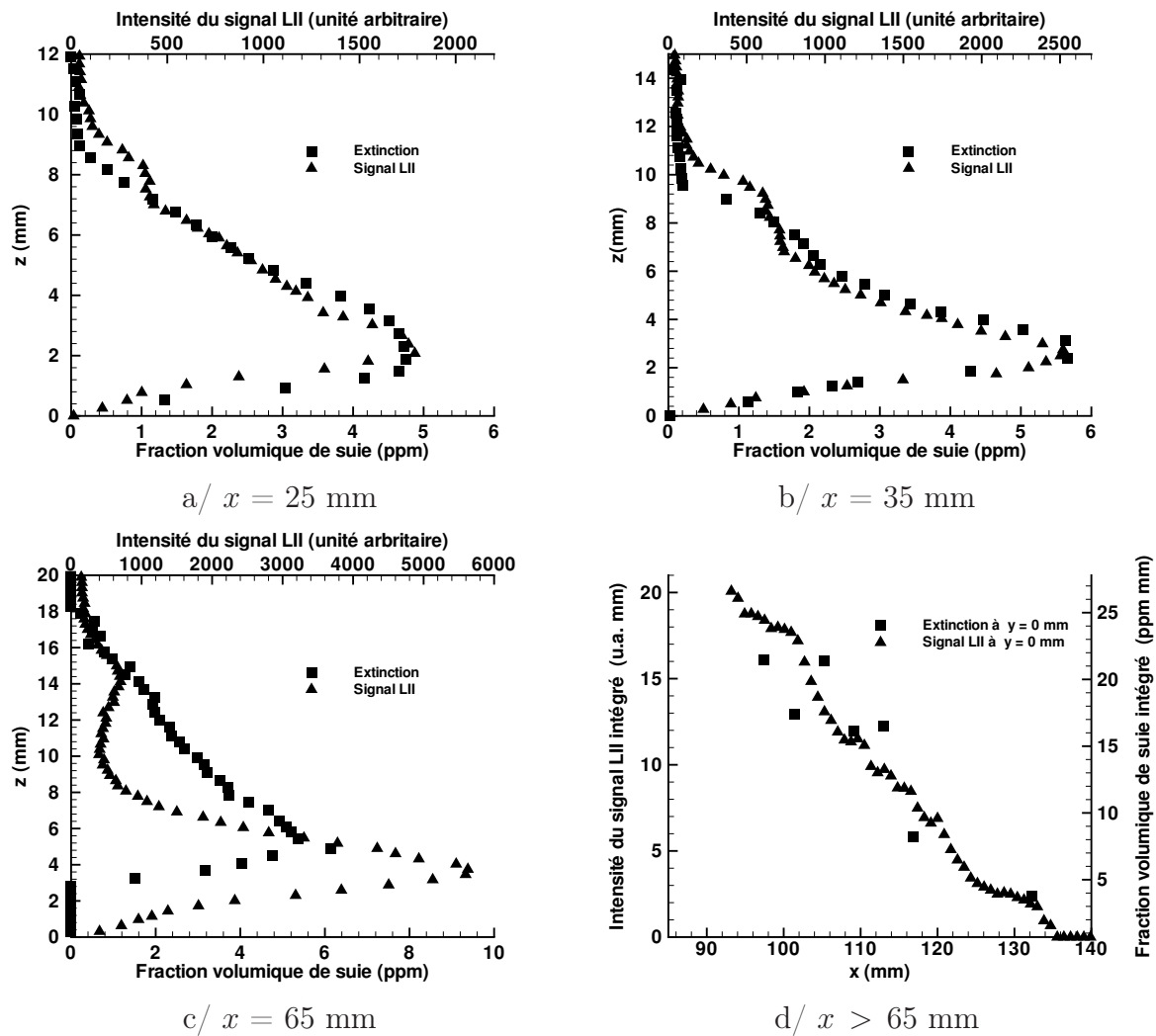


Figure 5.19 – Profils d’intensité LII en fonction des profils obtenus par extinction laser à différentes abscisses  $x$  pour  $V_{OX} = 250$  mm/s and  $V_F = 5.0$  mm/s [Fuentes 2006b].

La source d’erreur la plus évidente provient des variations de la pesanteur au cours des paraboles, en anglais *g-jitters* (cf. paragraphe 2.2.2). Rouvreau [Rouvreau 2005] a développé une méthodologie numérique afin d’évaluer l’impact de ces *g-jitters* sur la structure de la flamme. L’étude démontre alors que les hautes fréquences de variations de la gravité ont un impact négligeable sur la flamme. A l’inverse, les basses fréquences de forte amplitude peuvent affecter de façon importante la structure de la flamme. Pour autant, les effets réels de ces *g-jitters* sont très difficiles à quantifier expérimentalement. Pour éviter d’intégrer aux mesures l’effet des perturbations de gravité, chaque séquence d’images est choisie au sein d’une période de moindres variations de la gravité. L’identification de cette période est permise par la synchronisation de l’acquisition des images aux données fournies par un accéléromètre. Enfin, les résultats obtenus à partir de l’imagerie correspondent dans tous les cas à des valeurs moyennées sur la période d’acquisition, ce qui tend à filtrer d’autant mieux l’effet des *g-jitters*. Enfin, on supposera ici négligeable l’incertitude sur l’étalonnage liée aux

*g-jitters*.

L'incertitude sur  $C_{etal}$  découle de la relation (5.21). En effet, l'incertitude relative sur la fraction volumique de suie  $f_{suié}$  intégrée sur le chemin optique a été évaluée par la propagation des incertitudes relatives dans l'équation suivante :

$$\frac{\delta f_{suié}}{f_{suié}} = \frac{\delta a_\lambda}{a_\lambda} + \frac{\delta E(\tilde{m}_\lambda)}{E(\tilde{m}_\lambda)} + \frac{\delta \lambda}{\lambda} \quad (5.24)$$

En accord avec la loi de Bouger, l'incertitude relative sur  $a_\lambda$  est donnée par :

$$\frac{\delta a_\lambda}{a_\lambda} = \frac{1}{\ln(i_\lambda(0)/i_\lambda(s))} \left( \frac{\delta i_\lambda(0)}{i_\lambda(0)} + \frac{\delta i_\lambda(s)}{i_\lambda(s)} \right) \quad (5.25)$$

Les valeurs ont varié dans des gammes de  $\pm 2\%$  pour l'intensité de référence (en l'absence de flamme)  $i_\lambda(0)$  et de  $\pm 5\%$  pour l'intensité du signal partiellement éteint (en présence de flamme)  $i_\lambda(s)$ . Les incertitudes relatives sur  $a_\lambda$  ont été calculées pour un rapport  $i_\lambda(0)/i_\lambda(s)$  compris entre 0,5 à 0,7, résultant en une variation de  $\delta a_\lambda/a_\lambda$  de 10 à 20%. L'incertitude de  $E(\tilde{m}_\lambda)$  dépend de la précision des données de Habib et Vervisch [Habib 1988]. La contribution de cette dernière à l'incertitude relative totale a été évaluée, à 532 nm, par la relation suivante :

$$\delta E(\tilde{m}_\lambda) = \left| \frac{\partial E(\tilde{m}_\lambda)}{\partial n} \right| \delta n + \left| \frac{\partial E(\tilde{m}_\lambda)}{\partial k} \right| \delta k \quad (5.26)$$

Pour la diode laser utilisée la longueur d'onde correspondant au maximum d'intensité est assez stable, et toute variation de sa valeur est considérée comme négligeable, dans le cas de l'extinction transverse. Au contraire, pour les LED, la stabilité de la longueur d'onde centrale dépend de la stabilité de la température de jonction,  $T_J$ . Selon les spécifications du fabricant, il existe une variation de 0,04 nm/°C de  $T_J$  dans les conditions normales d'utilisation. Ainsi, une variation de  $\pm 5^\circ\text{C}$  induit seulement une variation de 0,2 nm de la longueur d'onde centrale.

Seule la composante statistique de l'erreur a été considérée jusqu'à présent (*cf.* équation (5.24)). Cependant, le type de source utilisé pendant les expériences induit aussi une composante systématique de l'erreur due principalement à la nature non-monochromatique de la lumière émise. Pour la diode laser, le problème n'existe pas, mais ce n'est pas vrai pour les LED dont le spectre a une largeur à mi-hauteur de 70 nm. Pour limiter l'erreur, un filtre spectral a été installé devant l'objectif de la caméra (*cf.* figure 5.18). Un bon compromis entre le bande passante et la transmittivité du filtre a été trouvé avec un filtre interférentiel d'une largeur à mi-hauteur de 10 nm. Malgré cela, il est important d'évaluer cette contribution due à l'usage d'une source non-monochromatique.

L'intensité  $I_{CCD}$  qui arrive sur la caméra (CCD) est donnée par :

$$I_{CCD} = \int_0^{+\infty} i_0(\lambda) \exp(-K_m L) \tau(\lambda) \mathcal{R}(\lambda) d\lambda \quad (5.27)$$

où  $K_m$  est le coefficient d'extinction moyen à travers la distance parcourue par la lumière ( $K_m = \int_L K_a(s, \lambda) ds/L$ ).  $\tau(\lambda)$  représente la transmittivité du filtre et de l'optique de la

caméra et  $\mathcal{R}(\lambda)$  est l'efficience quantique du capteur CCD. Si on développe  $K_m(\lambda)$  autour d'une valeur  $\lambda_0$ , on peut écrire :

$$I_{\text{CCD}} \simeq \exp[-K_m(\lambda_0) L] \int_0^{+\infty} i_0(\lambda) \mathcal{R}(\lambda) \tau(\lambda) \times \exp \left[ -K_m(\lambda_0) L \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \right] d\lambda \quad (5.28)$$

Si la transmittivité  $\tau(\lambda)$  est suffisamment étroite, il y a une valeur différente de zéro seulement dans un petit intervalle  $[\lambda_0 - \delta\lambda, \lambda_0 + \delta\lambda]$ , et on a  $\exp[-K_m(\lambda_0) L (1 + \delta\lambda/\lambda_0)] \leq I_{\text{CCD}}^{\text{on}}/I_{\text{CCD}}^{\text{off}} \leq \exp[-K_m(\lambda_0) L (1 - \delta\lambda/\lambda_0)]$ .

$I_{\text{CCD}}^{\text{on}}$  et  $I_{\text{CCD}}^{\text{off}}$  correspondent au signal reçu par le photodétecteur respectivement quand il y a une flamme dans la trajectoire de la source et quand il n'y en a pas. Ces inégalités permettent d'estimer les erreurs faites par l'emploi d'une source non-monochromatique. L'incertitude relative du rapport d'intensité est donnée par :

$$\frac{\delta (I_{\text{CCD}}^{\text{on}}/I_{\text{CCD}}^{\text{off}})}{I_{\text{CCD}}^{\text{on}}/I_{\text{CCD}}^{\text{off}}} = \left[ \frac{I_{\text{CCD}}^{\text{on}}}{I_{\text{CCD}}^{\text{off}}} \right]^{-\delta\lambda/\lambda_0} - \left[ \frac{I_{\text{CCD}}^{\text{on}}}{I_{\text{CCD}}^{\text{off}}} \right]^{\delta\lambda/\lambda_0} \quad (5.29)$$

et la composante systématique de l'incertitude relative sur  $a_\lambda$  est ainsi obtenue en utilisant l'équation 5.25.

Les valeurs de chaque composante de l'incertitude sont présentées dans le tableau 5.5.3. Le facteur d'étalonnage  $C_{\text{etal}}$  entre la zone 2D et 3D a été calculé par ajustement linéaire sur une droite ( $f_{\text{suie}}$  vs  $I_{\text{LII}}$  or  $\int f_{\text{suie}}$  vs  $\int I_{\text{LII}}$ ). Finalement, un  $C_{\text{etal}}$  de  $0,002 \pm 0,0005 \cdot 10^{-6}/\text{a.u.}$  a été obtenu.

Grandeur	Incertitude (%)	Incertitude étendue
$n_\lambda$	5	
$k_\lambda$	17	
$E(\tilde{m})$	-	24 (%)
$i_0$	2	
$i$	5	
$i_0/i$	7	
$a_\lambda^\dagger$	-	10-20 (%)
$a_\lambda^\ddagger$	< 2	
$T_j$	20	
$\lambda_{\text{LED}}$	0.04	
$\lambda_{\text{Laser}}$	-	
$\delta f_{\text{suie}}/f_{\text{suie}}$ :		34-44 (%)

†composante statistique.

‡composante systématique (cf equation 5.29).

Tableau 5.1 – Composantes de l'incertitude sur chaque paramètre qui contribue à l'incertitude étendue sur la fraction volumique de suie  $f_{\text{suie}}$ .

## 5.6 Corrections du signal de LII

### 5.6.1 Atténuation de l'incandescence

Le signal de LII effectivement généré dans le plan médian de la flamme a été atténué par le milieu intermédiaire et principalement par la suie qui s'y trouve. Le signal a ensuite traversé l'optique montée sur la caméra, avant d'impacter finalement l'intensificateur (*cf.* figure 5.2) qui en transcrit l'intensité. L'atténuation globale pondère alors le signal effectif  $S_{\text{LII}}^0$  pour donner le signal atténué  $S_{\text{LII}}^{\text{ICCD}}$  :

$$S_{\text{LII}}^{\text{ICCD}} = \tau_{\text{objectif}} \times \tau_{\text{filtre}} \times S_{\text{LII}}^0 \times e^{-\int_0^s k_\lambda ds} \quad (5.30)$$

Si l'on considère que la transmittivité du filtre  $\tau_{\text{filtre}}$  et celle de l'objectif  $\tau_{\text{objectif}}$  restent invariables lors des expérimentations, elles n'affecteront l'évaluation de  $f_{\text{suie}}$  qu'en incorporant le coefficient d'étalonnage  $C_{\text{etal}}$ .  $\tau_{\text{filtre}}$  et  $\tau_{\text{objectif}}$  seront donc omises par la suite. Seule l'atténuation dans la flamme  $\int_0^s k_\lambda ds$  doit ainsi être quantifiée.

Une première approche pour déterminer cette atténuation consiste à considérer le coefficient d'extinction homogène dans la flamme pour une longueur d'onde de 400 nm. La forme simplifiée de l'atténuation devient  $e^{-k_{\text{ext}} L}$ , où  $L$  représente la demi-largeur de la flamme traversée par le signal ( $\approx 2,5$  cm). La proportion absorbée  $s_{\text{ABS}}$  de  $S_{\text{LII}}^0$  est alors donnée par la relation suivante :

$$s_{\text{ABS}} = 1 - \frac{S_{\text{LII}}^{\text{ICCD}}}{S_{\text{LII}}^0} = 1 - e^{-k_\lambda L} \quad (5.31)$$

En assimilant de nouveau l'extinction à l'absorption, on peut modéliser cette proportion en fonction de la fraction volumique de suie (*cf.* équation (5.21)). La valeur de  $E(\tilde{m}_\lambda)$  retenue ici est également issue des données de Habib et Vervisch [Habib 1988], pour une longueur d'onde de  $\lambda = 400$  nm cette fois (*cf.* figure 5.11).

Le graphe de la figure 5.20 illustre la sensibilité de  $s_{\text{ABS}}$  à la longueur d'onde de détection. Ce graphe montre l'évolution de cette proportion en fonction de  $f_{\text{suie}}$  pour deux longueurs d'onde différentes. On constate clairement qu'à fraction volumique de suie donnée, l'absorption augmente lorsque  $\lambda$  diminue. L'extinction du signal peut même être totale lorsque  $f_{\text{suie}}$  dépasse 20 ppm pour  $\lambda = 400$  nm. Pour autant, dans la gamme de fractions volumiques de suie mesurées au cours des présents travaux (*cf.* paragraphe 7.3), glisser vers de plus grandes longueurs d'onde de détection n'apporterait pas une diminution suffisante d'absorption du signal pour contrebalancer les arguments qui ont abouti à la sélection de la longueur d'onde de 400 nm. Si la sensibilité du rapport signal/bruit à la longueur d'onde de détection peut, elle aussi, être quantifiée (*cf.* paragraphe 5.4.3) et donc éventuellement compenser celle de l'absorption, la détection de la fluorescence des PAH, plus évidente aux faibles longueurs d'onde visibles (*cf.* paragraphe 6.1), n'a pas à ce jour offert de modèle permettant des mesures quantitatives. Le choix de la longueur d'onde de détection reste par conséquent subjectif.

Un facteur de correction devient alors en revanche nécessaire. Ce facteur a été déterminé à partir des mesures obtenues par extinction transverse et a été appliqué à chacune des intensités de LII.

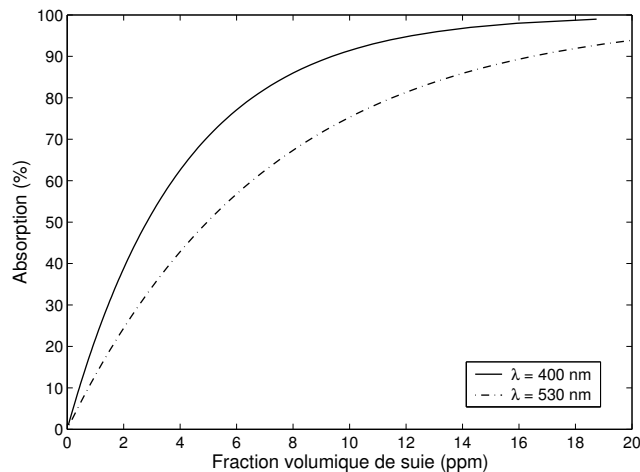


Figure 5.20 – Absorption du signal effectif  $S_{\text{LII}}^0$  en fonction de la fraction volumique de suie contenue dans la flamme.

### Evolution de l'absorption avec les conditions de flamme

La procédure décrite dans le paragraphe précédent peut être réitérée pour chaque régime ( $V_F, V_{OX}$ ). On peut ainsi définir un facteur de correction associé à chaque régime de sorte à rendre  $C_{etal}$  indépendant des conditions de débit.

Le graphe de la figure 5.21 a/ propose l'évolution de l'extinction et de l'absorption de  $S_{\text{LII}}^0$  en fonction de la vitesse d'injection d'éthylène, à vitesse découlement oxydant fixée. Comme prévu, l'absorption augmente avec  $V_F$  du fait de l'augmentation de la production de suie dans la flamme. Pour chaque vitesse de l'écoulement oxydant, une régression linéaire apparaît justifiée : l'équation de la droite représente alors la loi de variation du facteur de correction à appliquer dans l'équation (5.31) lorsque  $V_F$  varie. De la même manière, on peut évaluer ce facteur lorsque  $V_{OX}$  varie. Le graphe de la figure 5.21 b/ propose, cette fois, l'évolution de l'extinction et de l'absorption de  $S_{\text{LII}}^0$  en fonction de la vitesse de lécoulement oxydant, à vitesse d'injection d'éthylène fixée, pour  $V_{OX}$  variant entre  $V_{OX} = 100$  mm/s et  $V_{OX} = 300$  mm/s. On observe une tendance moins intuitive mais similaire à la précédente : l'absorption augmente également avec la vitesse de l'écoulement oxydant, mais la pente dans ce cas est plus faible. Cette observation reste en accord avec l'évolution de la concentration en suie dans la flamme avec  $V_{OX}$  évaluée par Legros [Legros 2003]. La loi d'évolution avec  $V_{OX}$  du facteur de correction a été approchée par une fonction affine, écartant le point de  $f_{suie}$  nul ( $V_{OX} = 50$  mm/s) qui correspond à une condition d'extinction de la flamme.

### 5.6.2 Distribution de l'énergie laser dans la nappe excitatrice

Lorsque le faisceau laser à 266 nm passe à travers le jeu de lentilles, il est transformé en une nappe (*cf.* figure 5.2) redirigée vers la plaque du brûleur. Ainsi, le réglage effectué sur l'ensemble des trois lentilles a pour objectif l'optimisation de la nappe générée selon deux caractéristiques. L'épaisseur produite doit en effet être la plus petite possible de manière à maximiser la résolution spatiale mais également la plus homogène possible le long du volume d'étude afin d'homogénéiser au mieux l'énergie volumique d'excitation.

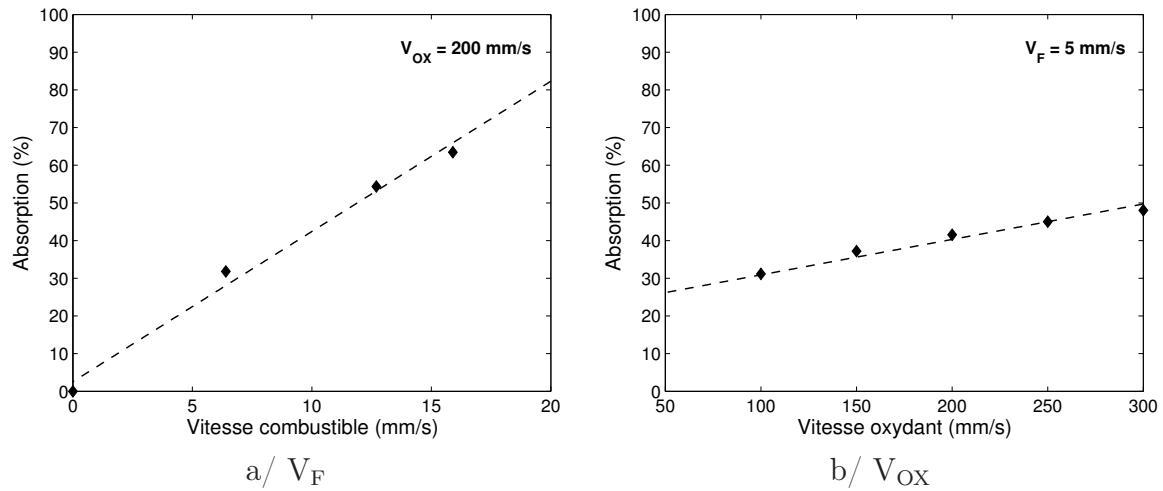


Figure 5.21 – Evolution de l’absorption et de l’extinction du signal LII à travers la flamme pour 400 nm.

Cependant, par nature, la distribution de l’énergie au sein d’une section de la nappe excitatrice n’est pas homogène et doit être connue pour pouvoir corriger *a posteriori* les intensités du signal d’incandescence en fonction de l’énergie volumique d’excitation qui leur a donné naissance.

### Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF) de l’acétone

La fluorescence induite par plan laser (*cf.* paragraphe 6.1) de l’acétone a été très largement étudiée et tend à devenir aujourd’hui une technique à la fois robuste et précise. De façon générale, le but principal de cette technique est l’étude des couches de mélange par un traceur fluorescent. Dans des écoulements non réactifs, Lozano *et al.* [Lozano 1992] ont montré que la PLIF sur  $\text{CH}_3\text{COCH}_3$  peut conduire à des mesures quantitatives de grandeurs scalaires comme certaines fractions massiques. Dans le cas de mélanges réactifs, ces mesures de concentration de grandeurs scalaires peuvent être réalisées moyennant quelques précautions afin de prendre en compte la dépendance du signal de fluorescence avec la température, avec la pression, avec la longueur d’onde et avec la composition du milieu. De plus, sous l’effet de la chaleur, la molécule  $\text{CH}_3\text{COCH}_3$  peut être pyrolysée et il est fréquemment admis que ce traceur ne se trouve plus dans les écoulements à température supérieure à 1000 K.

L’utilisation de la PLIF de la molécule d’acétone comme traceur de la distribution d’énergie dans la nappe est alors possible car l’acétone possède une large bande d’absorption dans l’ultra-violet (250 nm → 350 nm). Ainsi la nappe de longueur d’onde 266 nm peut-elle servir aussi d’excitation de la fluorescence de cette molécule.

Le montage expérimental nécessaire à cette mise en œuvre reste exactement le même que celui utilisé pour la LII, sans aucune modification géométrique. L’excitation et la capture des signaux s’effectuent à la même longueur d’onde que pour la LII (266 nm et 400 nm respectivement). Le début d’ouverture de la caméra ICCD a évidemment été synchronisé avec l’impulsion du laser du fait de la courte durée de vie du phénomène de fluorescence. Un ajustement du gain de la caméra et du temps d’exposition du CCD est nécessaire pour éviter

la saturation en intensité de l'image. Avant chaque série de mesures, un brouillard d'acétone est introduit dans la chambre de combustion et dilué de façon homogène par une ventilation entretenue. Une séquence de 100 images de fluorescence est alors enregistrée pour ensuite évaluer une moyenne représentative de l'intensité de fluorescence de l'acétone.

### Correction de la distribution d'énergie

Un exemple de résultat obtenu est exposé en figure 5.22. La représentation bidimensionnelle  $(x, z)$  associée de la distribution de l'énergie dans la nappe excitatrice est représentée sur la figure 5.22 a/ en fonction de la hauteur  $z$  et d'abscisse le long de la plaque normalisée par la taille du poreux  $L_P = 50$  mm. L'échelle des intensités a également été normalisée par le maximum d'intensité trouvé dans chaque image.

Les coupes à  $z$  fixée donnent des profils d'intensité tout à fait similaires, ce qui tend à prouver que malgré la divergence de la nappe au cours de sa propagation vers les  $z$  décroissants, l'épaisseur de cette nappe et son extension selon  $x$  restent constantes dans le domaine d'étude ( $0 \leq z \leq 20$  mm). L'hypothèse d'une fluence indépendante de la hauteur -en l'absence de suie- est donc validée.

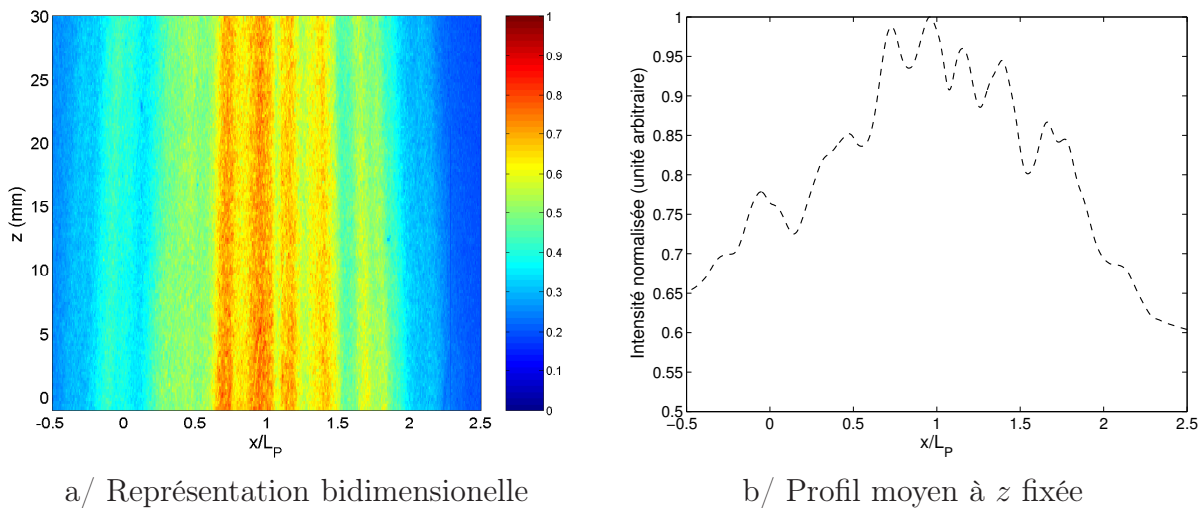


Figure 5.22 – Distribution de l'énergie contenue dans la nappe excitatrice, normalisée par le maximum des intensités mesurées dans l'image.

Par ailleurs, cette image illustre bien le positionnement minutieux de la nappe par rapport au domaine d'étude. En effet, la flamme se forme entre  $x/L_P > 0$  et  $x/L_P < 2$ , où se situe également le maximum d'énergie volumique d'excitation.

En revanche, la variation d'énergie le long de la flamme est notable, passant de 0,65 au bord d'attaque du poreux à 1 juste au bord de fuite du poreux pour enfin revenir à une valeur autour de 0,65 à l'emplacement approximatif de la queue de flamme. Une correction de cette variation d'énergie volumique d'excitation a alors été effectuée à partir d'un profil moyen représentatif de la variation de l'énergie dans une section à  $z$  fixée de la nappe. Sur le graphe de la figure 5.22 b/, on peut ainsi observer l'évolution de ce profil en fonction de

la coordonnée  $x/L_P$ . Chaque ligne d'une image de LII a alors été corrigée par pondération avec l'inverse du profil moyen normalisé.



# Chapitre 6

## Mesures qualitatives

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF)</b>	<b>107</b>
6.1.1	Les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP)	108
6.1.2	Excitation et détection des HAP	110
<b>6.2</b>	<b>Chimiluminescence des radicaux</b>	<b>111</b>
6.2.1	Le phénomène de chimiluminescence	111
6.2.2	Spectre de bande des radicaux CH* et OH*	112
6.2.3	Traceurs de la zone de réaction	112
6.2.4	Méthode de visualisation	113

---

### 6.1 Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF)

La Fluorescence Induite par Laser (LIF) est une technique optique non intrusive permettant de déterminer certaines propriétés scalaires (concentration, température et pression) d'un fluide, réactif ou non. Lorsque la mesure est effectuée dans un plan, on parlera de PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence).

La figure 6.1 schématise le phénomène de la LIF. Lorsqu'une molécule est excitée par une source laser, elle atteint un niveau d'énergie supérieur et instable. Elle revient alors à un état stable par émission spontanée de lumière : c'est la fluorescence induite par laser. Lorsque l'écoulement étudié ne contient pas de l'espèce fluorescente, une espèce extérieure, appelée dopant (par exemple, de l'acétone pour visualiser la nappe laser au paragraphe 5.6.2), y est injectée à travers un dispositif d'ensemencement. Le signal de fluorescence ainsi émis est notamment proportionnel à la concentration en l'espèce fluorescente. Du fait de cette capacité à la mesure de concentration, la LIF est très largement répandue dans des configurations expérimentales non réactives, visant par exemple à la caractérisation du mélange, de la dispersion de polluants ou de la topologie d'écoulements complexes [Thurber 1998, Kelman 2004], ou réactives, tendant en particulier à la mesure de concentrations en espèces chimiques, tels les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques dans les flammes [Vander Wal 1997a, Ossler 2001b].

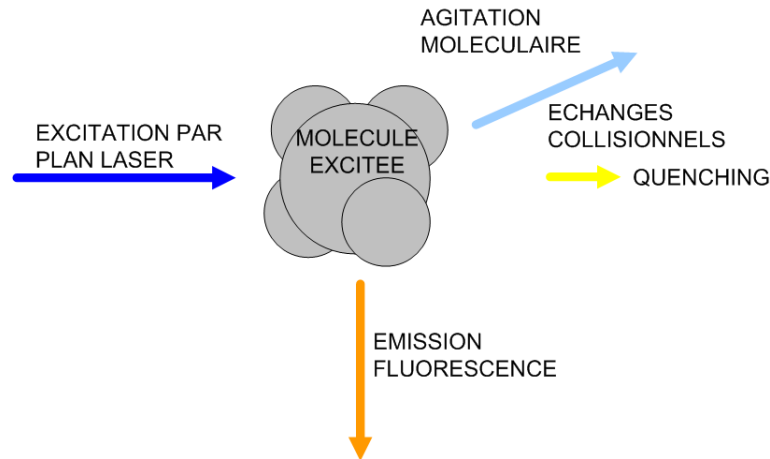
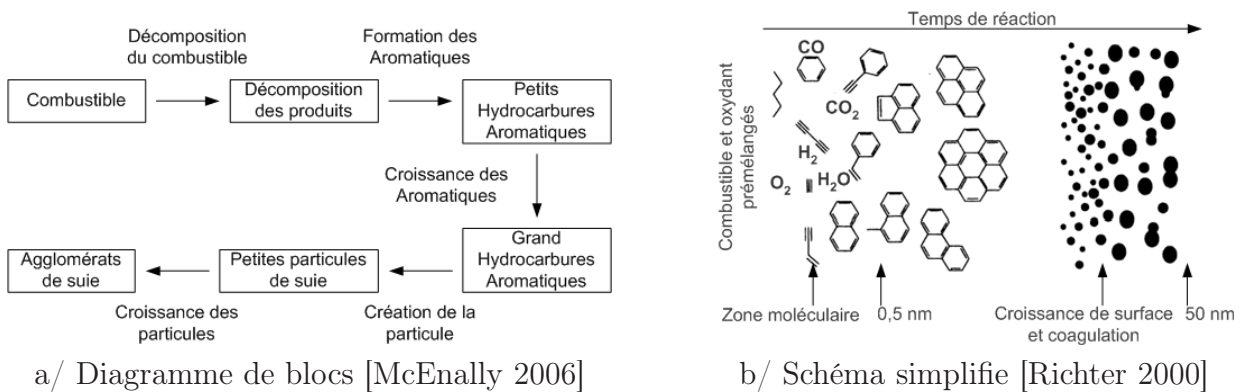


Figure 6.1 – Interaction laser-molécule, induisant notamment la fluorescence.

### 6.1.1 Les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP)

Les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques sont formés dans la plupart des systèmes de combustion en milieu riche et dans les flammes de diffusion. Cette famille de molécules, à fort potentiel chimique du fait de la disponibilité de leurs électrons des couches extérieures, joue un rôle important dans le processus de la formation des suies [Kennedy 1997]. Bien que ce processus reste à l'heure actuelle un domaine de recherche à part entière, tant d'un point de vue physique que chimique, il est maintenant établi que la suie est composée d'un noyau dense de carbone d'arrangement de type graphitique et d'une périphérie de HAP (*cf.* figures 6.2).



a/ Diagramme de blocs [McEnally 2006]

b/ Schéma simplifié [Richter 2000]

Figure 6.2 – Représentation du processus de formation de la suie.

Les espèces comportant un cycle aromatique comme le benzène, le radical phényle, le radical cyclopentadiényle  $C_5H_5$  ([Marinov 1996],[Castaldi 1996]) participent de façon prépondérante à la formation des composés lourds lors de la combustion des mélanges riches d'hydrocarbures. Suite aux nombreux travaux parus sur le processus de formation des composés aromatiques polycycliques, deux voies réactionnelles se dégagent. La première fait intervenir les radicaux  $C_5H_5$  qui permettent, après réarrangement, l'addition d'un nouveau cycle aroma-

tique sur le composé initial. La seconde voie de formation des HAP s'effectue par abstraction de l'hydrogène et addition de l'acétylène sur un cycle aromatique, mécanisme couramment nommé HACA (en anglais Hydrogen Abstraction Carbon Addition) [Frenklach 1990]. Notons que l'addition de deux cycles aromatiques permet également la formation de composés polyaromatiques.

La figure 6.2 b/ présente la formation de la suie dans un milieu homogène (flamme prémélangée) à partir des hydrocarbures légers, jusqu'à la formation des HAP, puis de la suie. A partir des espèces lourdes, le processus de formation des HAP s'effectue principalement par le mécanisme HACA. Une fois le premier cycle aromatique produit, les réactions de croissance des HAP sont réalisées en phase gazeuse par les processus d'addition des cycles aromatiques, de mécanisme HACA et de réactions avec les radicaux cyclopentadiényles. Cette croissance des HAP permet d'atteindre des composés très lourds qui réagissent entre eux et forment de petites particules (à l'état solide), par nucléation. Cette étape de transition entre la phase gazeuse et la phase solide est le processus le moins connu dans l'histoire de la formation de la suie. Frenklach et Wang [Frenklach 1990] ont décrit un modèle de nucléation : le composé HAP ayant atteint une certaine taille, celui-ci commence à se fixer à un autre HAP par collision, pour former un HAP-dimère. Ce HAP-dimère se fixe à un HAP-molécule pour former un HAP-trimère puis HAP-tétramère, et ainsi de suite. Par ce processus chimique, les HAP-groupés évoluent en augmentant leur volume, atteignant la phase solide. Cette étape de nucléation est donc représentée par une croissance des HAP gazeux et, simultanément, par une accumulation de ces composés jusqu'à atteindre l'état solide.

Ces particules solides se condensent ensuite entre elles, par réaction de coagulation, permettant ainsi d'augmenter le diamètre de la particule produite. Notons que la symétrie sphérique est conservée au cours de cette étape. Ce phénomène de coagulation est régi par la taille des particules et la pression. Le processus suit un régime qualifié de moléculaire aux basses pressions et de continu à partir des pressions moyennes [Frenklach 1990, Frenklach 1994]. Parallèlement, les réactions de croissance de surface absorbent les gaz sur la particule de suie (notamment par le mécanisme HACA). Le diamètre de celle-ci, et donc sa fraction volumique, augmentent. Par coagulation et croissance de surface, la particule peut atteindre un diamètre de 70 à 120 nm. La contribution relative de chacun de ces deux processus varie en fonction des conditions expérimentales [Frenklach 1994].

Une dernière étape permet enfin une croissance rapide de la suie par agglomération entre particules et par condensation des HAP, augmentant la dimension caractéristique de la structure résultante (similaire à un chapelet de perles) qui passe de quelques nanomètres à quelques millimètres. Cette structure, souvent appelée agglomérat, contient alors  $10^3$  à  $10^5$  atomes de carbone [Frenklach 1994]. Notons qu'au sein d'un même agglomérat, la distribution de taille des particules possède généralement un caractère polydisperse.

Rappelons enfin que le processus global de formation des suies ne se réalise qu'en milieu riche en combustible et à haute température ( $T > 1400$  K). De plus, à chaque étape de croissance des molécules, des réactions d'oxydation peuvent intervenir en présence des réactifs  $\text{OH}^*$  et  $\text{O}_2$  (*cf.* paragraphe 6.2.3).

### 6.1.2 Excitation et détection des HAP

Les HAP formés dans les flammes sont généralement caractérisés *ex situ* par spectrométrie de masse et chromatographie. Des analyses *in situ* peuvent également être effectuées par LIF avec des longueurs d'onde d'excitation situées dans l'ultraviolet ou le visible [Beretta 1985]. Le signal de fluorescence émis dépend de la nature des HAP. Un décalage du signal vers le rouge est généralement observé pour les HAP de plus grande dimension [Coe 1981]. Cette propriété peut alors être utilisée comme moyen de sélection des différents types de HAP. La sensibilité de la durée de vie de l'état excité à la taille des HAP est parfois employée en complément de la discrimination spectrale pour mettre en évidence les différents HAP en présence.

Le graphique de la figure 6.3 rend compte de la corrélation entre la masse molaire des HAP et leur bande d'absorption [Leipertz 2002]. Les HAP présentent des spectres d'absorption à large bande dont le maximum s'étend de l'ultraviolet (UV) jusqu'au visible. L'excitation dans la région UV est alors souvent utilisée en vue d'obtenir un signal de PLIF des HAP [Cignoli 1992, Böhm 2001].

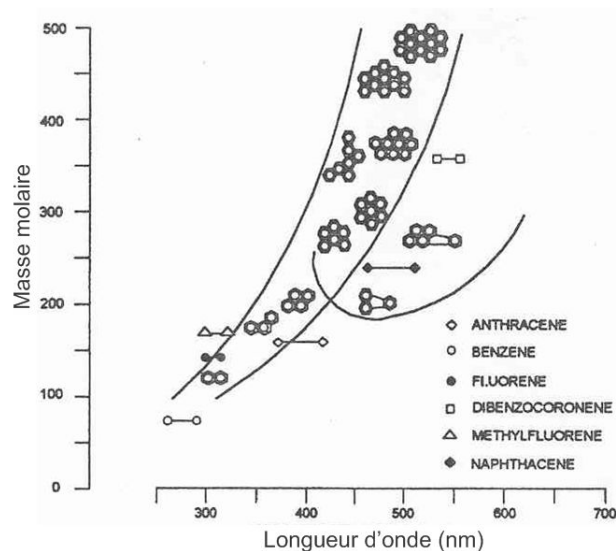


Figure 6.3 – Bande spectrale d'absorption des HAP selon leur masse molaire [Leipertz 2002].

Soucieux de comprendre, ne serait-ce que qualitativement, l'influence des paramètres du régime sur l'histoire de la formation des suies dans la flamme établie en couche-limite, les présents travaux se sont inspirés de la technique de détection des HAP proposée par l'équipe de Vander Wal. Une partie des études de cette équipe menées autour de la LII a en effet été dédiée à l'analyse simultanée des champs de HAP et de suie. L'équipe de Vander Wal a alors mis en œuvre de façon couplée LII et PLIF, aussi bien dans des flammes de diffusion axisymétriques en régime laminaire [Vander Wal 1996a, Vander Wal 1997b] que sur des flammes prémélangées turbulentes [Vander Wal 1997a]. Dans l'ensemble de ces configurations, le principe expérimental est similaire.

Le même dispositif sert à l'excitation et de la suie et des HAP au sein d'une nappe laser à 266 nm (*cf.* figure 5.2). La stratégie de détection adoptée est fonction de la méthodolo-

gie présentée dans le paragraphe 5.4.3. Le dispositif de détection reste inchangé de sorte à maintenir un maximum de paramètres constants et de limiter ainsi les incertitudes liées au recoupement spatial des informations fournies par l'une et l'autre des techniques. En particulier, l'ensemble des signaux est collecté à la même longueur d'onde de 400 nm. Seul le délai entre impulsion du laser et début d'exposition du CCD est modifié. De fait, le créneau d'exposition a été centré sur l'impulsion laser lorsqu'il s'agit d'écarter l'incandescence provenant de la suie au profit de la fluorescence des HAP [Cignoli 1994].

## 6.2 Chimiluminescence des radicaux

### 6.2.1 Le phénomène de chimiluminescence

L'émission spontanée d'une flamme résulte d'une superposition de rayonnements non-cohérents, auxquels contribuent de façon prépondérante l'ensemble des radicaux et les suies présents dans la flamme [Gaydon 1957]. La structure de la flamme peut alors être caractérisée par étude du rayonnement global, en particulier sur le spectre visible, ou par spectroscopie d'émission spontanée.

Du fait de la disponibilité d'une large gamme de photodétecteurs dans le domaine visible, une étude du spectre visible est souvent l'étape préalable à une analyse plus poussée. Les caractéristiques géométriques de la flamme visible sont alors issues non seulement du rayonnement émis par la zone de réaction chimique mais également du "fond" radiatif dû aux suies. Répondant à la loi d'émission du corps noir, le spectre d'émission des suies s'exprime en effet comme un continuum. Par un filtrage spectral des émissions, il est ensuite possible d'isoler l'émission spontanée des seuls radicaux produits très localement dans la zone de combustion. Ainsi la structure de la flamme peut-elle être détaillée.

Pour visualiser ces zones réactives, il est effectivement préférable de ne détecter que les émissions de photons issus de la désexcitation de radicaux libres, tels que  $\text{CH}^*$  ou  $\text{OH}^*$  [Mokkadem 1994], dans la mesure où ces espèces ont une durée de vie extrêmement courte et sont produites au coeur de la combustion. De fait, elles sont les fidèles traceurs des zones de combustion. Ce processus d'émission lumineuse due à la relaxation radiative spontanée d'espèces chimiquement créées sur des états excités est appelé chimiluminescence.

Les études spectroscopiques ont permis de répertorier les différents spectres des bandes émis par les radicaux présents dans la plupart des flammes et ont montré que les principales bandes  $\gamma$  sont émises par les radicaux  $\text{CH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$  et  $\text{OH}^*$ . Nombre de ces études ont été réalisées dans les années 1970 pour déterminer les chemins réactionnels passant par la formation et la destruction de ces espèces émissives [Gaydon 1957]. Les chemins les plus fréquemment mentionnés menant à la formation des radicaux  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  dans les flammes d'hydrocarbures sont respectivement les suivants [Walsh 1998] :



Les spectres émis par ces deux radicaux lors du processus de chimiluminescence sont de type spectre de bandes. Ils sont en effet composés de raies se groupant par paquets et formant

une bande. En général, la tête de bande est nette alors que la queue de bande est floue ou estompée du fait de l'amortissement collisionnel (*cf.* figures 6.1). De fait, le filtrage spectral de l'émission d'un tel radical est souvent centré sur la tête de bande.

Le radical  $C_2^*$  se prête, lui, plus difficilement aux mesures par chimiluminescence car la tête de bande dans le domaine visible s'exprime à 514 nm (*cf.* figure 5.7). Au sein des flammes "suiteuses", cette bande est alors fréquemment noyée dans l'émission jaune résultant du continuum des suies.

### 6.2.2 Spectre de bande des radicaux $CH^*$ et $OH^*$

Les bandes d'émissions du radical  $CH^*$  s'observent dans toutes les flammes de composés organiques. La bande la plus intense se situe à 431 nm. Cette dernière bande est retenue pour cette étude car elle se trouve dans un domaine spectral où la détection par un capteur CCD classique est optimale. La figure 6.1 a/ présente le spectre d'émission du radical  $CH^*$  relatif à sa transition  $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$  ( $\nu' = 0, \nu'' = 0$ ) au sein d'une flamme de prémélange propane-air.

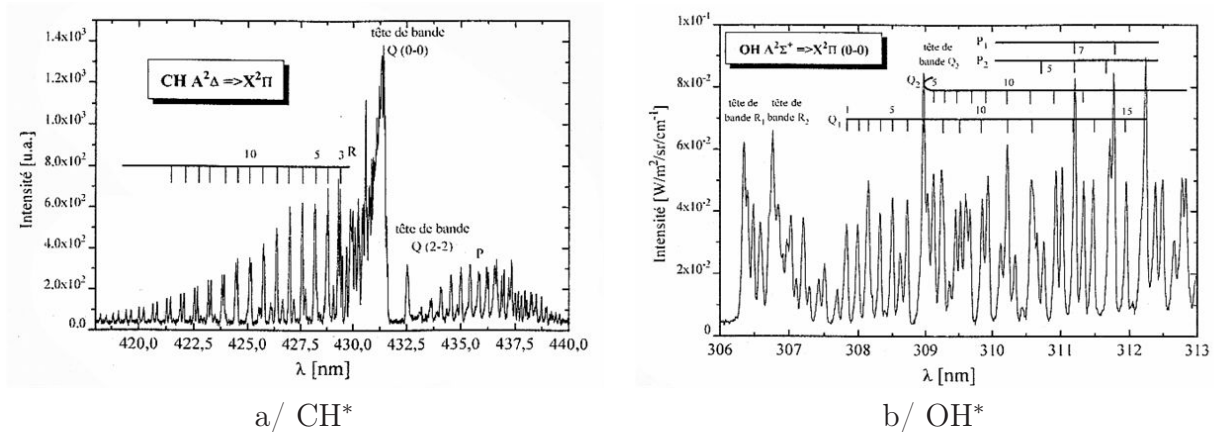


Figure 6.4 – Spectres d'émission des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  centrés sur le domaine d'intérêt des présents travaux.

Le spectre d'émission du radical  $OH^*$  apparaît dans toutes les flammes dès qu'il y a présence simultanée d'atomes d'hydrogène et d'oxygène. Une synthèse des données relatives à ces bandes a été publiée par Dieke et al. [Dieke 1962]. La figure 6.1 b/ présente le spectre d'émission du radical  $OH^*$  relatif à la transition  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$  ( $\nu' = 0, \nu'' = 0$ ) pour une flamme de prémélange propane-air. C'est la bande située à 310 nm qui a retenu l'attention des présents travaux dans la mesure où l'intensificateur de la caméra PRINCETON, couplé à un objectif UV, produit des niveaux de détection appréciables de cette bande.

### 6.2.3 Traceurs de la zone de réaction

La chimiluminescence des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  a été étudiée lors de nombreuses expérimentations mettant en jeu des flammes de diffusion [Walsh 1998, Norton 1991] ou de prémélange [Docquier 2000]. Si l'on examine plus précisément les résultats relatifs aux flammes

de diffusion, il ressort que les radicaux  $\text{OH}^*$  sont produits sur une zone d'extension spatiale plus large que celle des radicaux  $\text{CH}^*$ . Les radicaux  $\text{OH}^*$  peuvent également se répandre par diffusion et persister au-delà du front de flamme, dans le domaine des gaz brûlés. Il faut encore remarquer que le champ de concentration des radicaux  $\text{OH}^*$  recouvre le domaine de température maximale dans la flamme alors que celui des radicaux  $\text{CH}^*$  est légèrement décalé du côté du combustible.

Certains auteurs ont alors relié directement les mesures de la chimiluminescence des radicaux  $\text{CH}^*$  à la puissance volumique dégagée par la combustion au sein de flammes de prémélange [Higgins 2001, Berg 2000, Blevins 1999]. En particulier, McManus *et al.* [McManus 1995] ont supposé que la puissance volumique  $\dot{\omega}$  libérée par la réaction était proportionnelle à l'intensité  $i$  émise par chimiluminescence des radicaux  $\text{CH}^*$ .

$$\dot{\omega} = \beta i \quad (6.2)$$

Il s'agit par la suite de définir  $\beta$  pour obtenir l'étalonnage de cette quantification.

Une certaine prudence est cependant de mise quant à l'extrapolation de cette méthode aux flammes de diffusion. Néanmoins, certains résultats laissent à penser que cette extrapolation est justifiée. En particulier, Berg [Berg 2000] et Higgins [Higgins 2001] remarquent que la chimiluminescence augmente lorsque l'on approche les conditions expérimentales du coefficient d'équivalence stœchiométrique. Cette tendance est d'autant plus notable que la pression ambiante converge vers la pression atmosphérique. Ces éléments contribuent alors à la relative confiance en l'application de la technique à la flamme de diffusion établie en micropesanteur. En effet, le rapport du signal au bruit doit être élevé. Qui plus est, la pression étant ici atmosphérique, la zone réactive, propre à une flamme de diffusion, est étroite et caractérisée par un coefficient d'équivalence proche de la stœchiométrie.

Enfin, les études sus-citées se plaçaient dans le cas idéal d'un combustible produisant peu de suies. Malgré cela, Blevins *et al.* [Blevins 1999] jugent nécessaire d'appliquer au signal une correction afin de soustraire à l'intensité de la chimiluminescence une partie de l'émission considérée comme provenant de l'oxydation des suies. Toutefois, les suies sont ici l'objet principal de l'étude. De fait, aucune correction à l'encontre de leur oxydation n'a été effectuée. En tout état de cause, la superposition des profils de concentration en suie, déterminés par la LII, aux profils de chimiluminescence permet de commenter cette hypothèse.

Les radicaux  $\text{OH}^*$  participent, quant à eux, activement aux processus de production (au sens algébrique) des suies. Il est en effet reconnu que le dioxygène  $\text{O}_2$  et les radicaux  $\text{OH}^*$  sont enclins à réagir avec les particules des suies lorsque les conditions d'oxydation sont réunies, modifiant ainsi la fraction volumique des suies [Kennedy 1997].

Pour cet ensemble de raisons, l'émission spontanée des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  a été sélectionnée dans l'optique de comprendre qualitativement la corrélation entre composition de la zone réactive et structure de la zone de présence des suies.

#### 6.2.4 Méthode de visualisation

La visualisation directe, applicable uniquement au cas des écoulements réactifs, est un des diagnostics qualitatifs les plus simples à mettre en œuvre. Le seul matériel indispensable consiste alors en une caméra muni d'un objectif et d'un filtre adaptés au traceur. Ce matériel permet de capturer l'émission spontanée provenant de la flamme observée.

Pour la visualisation de la chimiluminescence, un dispositif identique à celui décrit dans le paragraphe 5.4.1 a été mis en place. L'objectif étant d'étudier l'interaction entre zone réactionnelle et champ de concentration de la suie, chaque expérimentation passe par une synchronisation entre la caméra mesurant la chimiluminescence et la caméra dédiée à la LII, de façon à obtenir des cartographies quasi-simultanées, décalées tout au plus de quelques nanosecondes. Ces quelques nanosecondes ont été jugées préférables pour s'affranchir de façon certaine de tout phénomène parasite de fluorescence qui pourrait apparaître dans la bande passante des filtres isolant la chimiluminescence.

Le tableau suivant recense les éléments utilisés lors de ce genre d'expérimentations :

	CH*	OH*
Caméra :		
Type	ICCD	ICCD
Modèle	PRINCETON PIMAX	PRINCETON PIMAX
Dynamique	16 bit	16 bit
Durée d'ouverture	~ 500 $\mu$ s	~ 500 $\mu$ s
Fréquence	~ 2 Hz	~ 2 Hz
Objectif :		
Type	GOYO	CERCO
Ouverture/Focale	$f/0.95$ 25 mm	$f/1.8$ 45 mm
Spectre	Visible	200-900 nm
Filtre :		
Type	Interférentiel	Interférentiel
Longueur d'onde	430 nm	310 nm
FWHM <sup>†</sup>	8 nm	12 nm
Pic de transmission	50 %	17 %

<sup>†</sup>Largeur à mi hauteur

Tableau 6.1 – Caractéristiques du matériel utilisé pour la chimiluminescence des radicaux CH\* et OH\*.

# Chapitre 7

## Présentation des résultats expérimentaux

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Méthodologie de l'analyse d'images</b>	<b>116</b>
7.1.1	Le traitement des images	116
7.1.2	Conventions et symétrie du problème	116
<b>7.2</b>	<b>La zone réactionnelle</b>	<b>117</b>
7.2.1	Structure de la zone de réaction primaire	117
7.2.2	Stand-off distance	120
7.2.3	Intensité intégrée des émissions spontanées	125
7.2.4	Interaction entre OH* et CH*	130
<b>7.3</b>	<b>Le champ de concentration des suies</b>	<b>133</b>
7.3.1	Les précurseurs de formation de la suie	133
7.3.2	Distribution de la fraction volumique de suie ( $f_{suie}$ )	137
7.3.3	Interaction entre la formation/oxydation de la suie et sa fraction volumique	143
<b>7.4</b>	<b>La longueur de la flamme</b>	<b>147</b>

---

Le chapitre précédent met en évidence la capacité des diagnostics laser à, d'une part, déterminer la production de suie dans la flamme par l'intermédiaire de la LII, et d'autre part à identifier la zone de formation des suies par le biais de la PLIF en excitant les HAP. Par ailleurs, le potentiel de la chimiluminescence à identifier l'évolution de la zone réactionnelle a été démontré.

Dans un souci de modélisation ultérieure du pouvoir "suinteux" de la flamme d'éthylène, il apparaît fondamental de comprendre la globalité de la structure de la flamme. C'est tout particulièrement en queue de flamme, là où se consomment les suies, que subsiste la zone d'ombre laissée par l'analyse numérique de la structure de la flamme. Il s'agit alors de quantifier l'influence des paramètres du problème, que sont la vitesse de soufflage oxydant  $V_{OX}$ , la vitesse d'injection combustible  $V_F$  et la teneur en oxygène  $X_{O_2}$ , sur les traceurs de la zone de réaction, depuis ses prémices jusqu'à son extinction. Pour lever les verrous restants, cette analyse doit en particulier cibler la production -au sens algébrique- de suie tout au long de la flamme.

Pour ce faire, la démarche qu'adopte ce chapitre se veut classique : une approche qualitative de l'influence des paramètres sur les profils des principaux traceurs de la structure de

flamme ouvre la voie à une analyse quantitative devant aboutir à une compréhension fine de la physique gouvernant la structure globale de la flamme.

## 7.1 Méthodologie de l'analyse d'images

### 7.1.1 Le traitement des images

Dans le chapitre précédent, on a souligné que la plupart des images ont été obtenues à l'aide de caméras intensifiées ICCD. Ces caméras sont capables de numériser une image sur une échelle d'intensité codée à une précision maximale de 16 bits. La gamme d'intensité sur chaque pixel s'étend ainsi en pratique de 0 à 65 535 niveaux.

Pour transcrire chaque image en une matrice d'intensité, un logiciel programmé sous MATLAB a été développé. Ce logiciel est capable de lire le fichier image fourni par le programme qui gère la caméra et d'allouer à chaque image une matrice. Chaque élément de la matrice représente alors un pixel de la caméra et prend pour valeur le niveau d'intensité correspondant.

La procédure suivante a été appliquée à chaque test pour obtenir une image (matrice) représentative de chaque régime stationnaire analysé dans cette étude :

1. identification des séquences d'images correspondant à une amplitude de variation du niveau de gravité (g-jitters) faible ;
2. transcription sous forme matricielle de chacune des images choisies ;
3. évaluation de l'image représentative du test par calcul de la moyenne arithmétique sur l'ensemble des matrices ;
4. soustraction du bruit de fond à chaque image moyenne. La matrice du bruit de fond a été évaluée au préalable comme la moyenne arithmétique sur un ensemble d'images enregistrées avant et après le test ;
5. dans le cas des séquences tirées des techniques laser, il faut ici intercaler les étapes suivantes :
  - correction de l'image par le profil d'intensité laser de la nappe excitatrice ;
  - correction des images pour contrebalancer l'absorption du signal depuis sa zone d'émission jusqu'à son lieu de réception (applicable seulement aux images de la LII) ;
  - soustraction du signal PLIF par le signal LII.

Les différentes grandeurs, introduites et analysées au long de ce chapitre, ont été déterminées à partir de chaque image moyenne par des algorithmes développés eux-aussi sous MATLAB.

### 7.1.2 Conventions et symétrie du problème

L'origine du repère cartésien lié aux images analysées dans cette étude se trouve à l'intersection du bord amont de la section efficace du poreux et du plan de symétrie  $(x, y)$  du brûleur (*cf.* figures 2.2 et 5.2). Ainsi le poreux est-il défini par le domaine  $\{ 0 \leq x \leq 50 \text{ mm} ; 25 \text{ mm} \leq y \leq 25 \text{ mm} ; z = 0 \text{ mm} \}$ .

L'axe longitudinal est alors systématiquement normalisé par la longueur du poreux ( $L_P = 50$  mm). L'injection du combustible s'opère donc pour  $\{0 \leq x/L_P \leq 1\}$  selon l'axe longitudinal.

En outre, le terme de "largeur" d'une courbe est à entendre par la suite comme la largeur à mi-hauteur.

Enfin, l'ensemble des courbes est présenté dans le plan de symétrie du brûleur en raison des comparaisons effectuées avec des modèles bidimensionnels permettant de dégager des grandeurs caractéristiques de la flamme [Vietoris 1998, Rouvreau 2005].

## 7.2 La zone réactionnelle

Il est amplement reconnu et accepté par la communauté scientifique que la zone réactionnelle peut être identifiée à partir des concentrations des espèces intermédiaires produites lors de la combustion.

Les principaux radicaux considérés pour identifier la zone de réaction sont CH, OH, et CO en passant par des mesures de fluorescence induite par laser ([Kohse-Höinghaus 1994, Renard 1999, Rehm 2000, Berg 2000, Frank 2002, Singla 2006] par exemple) et les CH\*, OH\*, C<sub>2</sub>\* et CO<sub>2</sub>\* lorsque leur chimiluminescence est utilisée comme indice de leur présence dans la région de la combustion ([Walsh 1998, Mohammed 1998, Docquier 2000, Luque 2000, Berg 2000] par exemple).

À l'heure actuelle, les techniques de fluorescence induite par laser sont répandues et maîtrisées mais elles exigent, pour l'application aux radicaux, l'utilisation d'un laser accordable afin d'exciter le radical cible à une longueur d'onde d'absorption bien définie. Ceci implique, d'une part l'emploi de moyens techniques onéreux, et d'autre part un dispositif relativement encombrant.

*A contrario*, la mesure de l'émission spontanée nécessite simplement une optique adaptée et une caméra permettant de capturer, éventuellement par intensification, le faible signal de chimiluminescence (*cf.* paragraphe 6.2).

En suivant les recommandations de Walsh [Walsh 1998] et en utilisant la méthode décrite dans le chapitre 6.2, des mesures d'émission spontanée des radicaux CH\* et OH\* ont été réalisées en vol pour cerner la zone réactionnelle de la flamme dans sa première moitié amont.

### 7.2.1 Structure de la zone de réaction primaire

Une image représentative de l'émission spontanée des radicaux CH\* est présentée en figure 7.1. Cette image a été obtenue pour une flamme alimentée par un écoulement oxydant de vitesse  $V_{OX} = 200$  mm/s et de teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$  et par une injection d'éthylène de vitesse  $V_F = 5$  mm/s. L'émission spontanée du radical est évaluée de manière qualitative par l'échelle de valeurs arbitraires positionnée à droite de l'image.

On peut ainsi aisément suivre l'évolution de l'émission radicalaire le long de la plaque. On constate alors que l'intensité de la chimiluminescence se concentre sur une région située entre le centre du poreux et son bord de fuite ( $0,5 \leq x/L_P \leq 1$ ), à quelque millimètres au dessus du brûleur.

Afin de poursuivre l'analyse, des profils de l'intensité en fonction de la hauteur  $z$  sont tracés pour différentes abscisses le long de la plaque, comprises entre  $x/L_P = 0,25$  et  $x/L_P = 2,0$ . L'ensemble des profils présente une allure similaire : à mesure que l'on descend depuis l'oxydant frais vers la zone de réaction primaire, l'intensité des  $CH^*$  augmente progressivement jusqu'à un pic relativement prononcé, puis décroît brusquement à l'approche du plan du brûleur ( $z = 0$ ) dans la zone très riche en combustible. En balayant cette fois les profils de l'amont vers l'aval, le niveau du pic d'intensité augmente, dans un premier temps, dans la région située au-dessus du brûleur poreux pour atteindre son maximum au bord de fuite du poreux ( $x/L_P = 1,0$ ). Une fois ce maximum passé, le niveau du pic diminue progressivement le long de la plaque pour se fondre quasi-complètement dans le bruit de fond en  $x/L_P = 2,0$ . Parallèlement, la largeur du profil d'intensité augmente, montrant un épaississement de la zone de réaction primaire au fur-et-à mesure que l'on se déplace le long de la plaque. La diffusion des conditions propices à la production de  $CH^*$  depuis la zone primaire élargit ainsi notablement la zone réactionnelle, aux dépens de son intensité locale. L'extinction de la zone réactionnelle relative aux radicaux  $CH^*$  est définitive en  $x/L_P = 2,0$ .

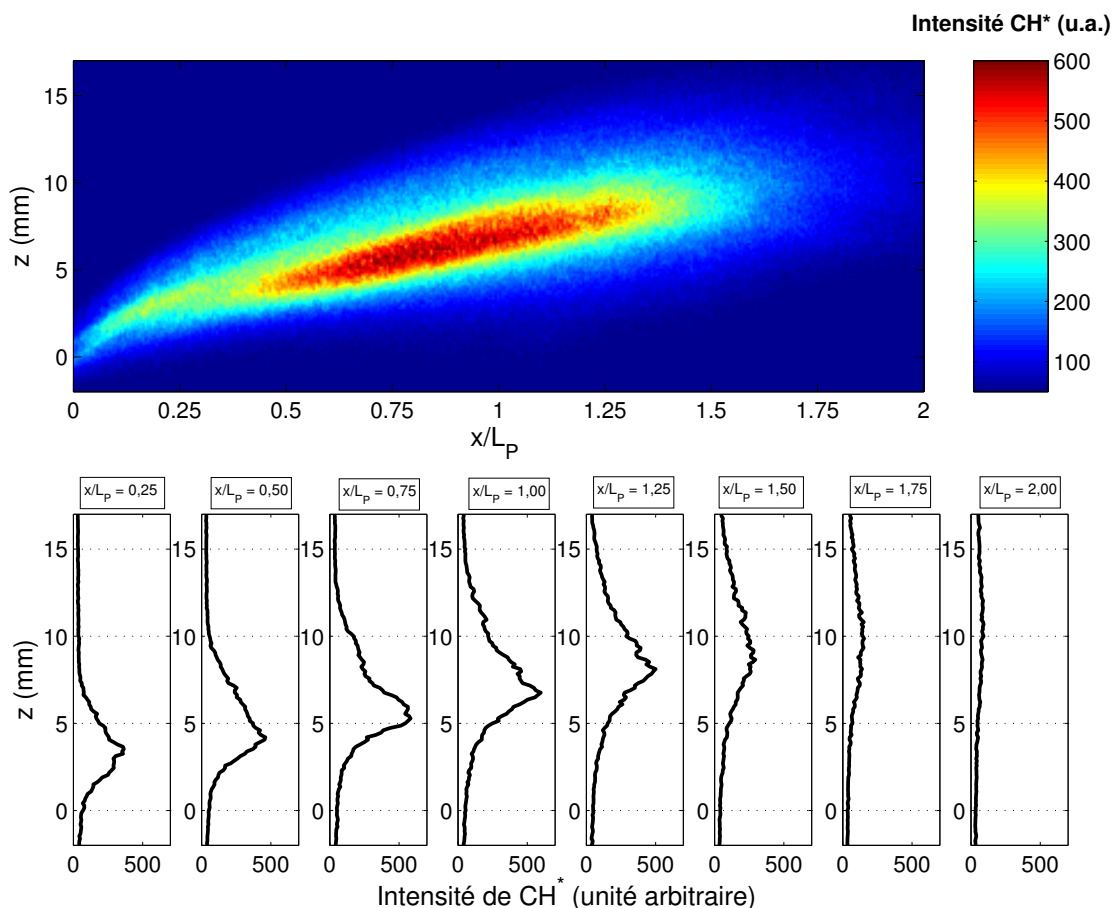


Figure 7.1 – Emission  $CH^*$  pour  $V_{OX} = 200$  mm/s et  $V_F = 5$  mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale  $z$  pour différentes abscisses adimensionnées  $x/L_P$  en bas.

Une image représentative de l'émission spontanée des radicaux  $\text{OH}^*$  cette fois est présentée en figure 7.2, pour une flamme établie dans les mêmes conditions. Ici également, des profils d'intensité en fonction de la coordonnée verticale  $z$  ont été représentés pour différentes positions le long de la plaque, comprises entre  $x/L_P = 0,25$  et  $x/L_P = 1,5$ . Au-delà, les profils sont définitivement plats.

Les profils présentent aussi une allure similaire entre eux mais légèrement différente de celle des profils de  $\text{CH}^*$  : à mesure que l'on descend depuis l'oxydant frais vers la zone de réaction primaire, l'intensité des  $\text{OH}^*$  augmente, brusquement cette fois, jusqu'à un pic relativement prononcé, puis décroît plus progressivement à l'approche du plan du brûleur ( $z = 0$ ) dans la zone très riche en combustible. En balayant également les profils de l'amont vers l'aval, le niveau du pic d'intensité augmente, dans un premier temps, dans la région située au-dessus de brûleur poreux pour atteindre son maximum juste en amont du bord de fuite du poreux ( $x/L_P = 0,75$ ). Une fois ce maximum passé, le niveau du pic diminue progressivement jusqu'à extinction complète en  $x/L_P = 1,75$ .

Il faut tout d'abord noter la différence de niveaux d'intensité atteint par les pics  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$ . En effet, la transmittivité de l'optique utilisée pour les deux diagnostics n'est pas exactement identique. La transmission optique globale est plus importante dans le cas des radicaux  $\text{CH}^*$ , laissant penser que leurs niveaux d'intensité s'étendront sur une plage plus large. Cependant, la sensibilité -ou efficacité quantique- de l'intensificateur augmente lorsque la longueur d'onde des photons incidents décroît. Ainsi la détection se fait-elle *in fine* plus sensible dans l'UV.

La distinction entre zone de  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  ne s'arrête pas à ce détail expérimental. En effet, la région de présence des radicaux  $\text{OH}^*$  est ostensiblement située au-dessus de celle des radicaux  $\text{CH}^*$ . Il est possible d'illustrer clairement l'interaction entre les deux zones en traçant sur un même graphique des contours d'isovaleurs d'intensité (dénommés par la suite isocontour)  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$ . Le graphe de la figure 7.3 est ainsi obtenu par superposition d'isocontours  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  dont la frontière correspond à une intensité égale à 20% du maximum d'intensité dans l'image. On observe bien le recouvrement entre des deux zones et le décalage géographique entre celles-ci. Les radicaux  $\text{CH}^*$ , formés dans la zone riche, sont plus proches de l'injection combustible. Les radicaux  $\text{OH}^*$ , formés dans la zone pauvre, se situent côté oxydant. L'aspect de cette zone de recouvrement explique alors la différence de dynamique, décrite plus haut, des profils au-dessus et en-dessous de leur pic :

- les radicaux  $\text{OH}^*$  sont brutalement formés lorsque les lignes de courant amènent l'oxydant frais à l'approche de la zone réactionnelle puis pénètrent l'épaisseur réactionnelle, où ils se forment plus difficilement et sont consommés plus aisément à mesure que les lignes de courant trouvent des conditions riches ;
- les radicaux  $\text{CH}^*$  sont brutalement formés lorsque les molécules du combustible, injectées vers le haut, approchent la zone réactionnelle puis pénètrent l'épaisseur réactionnelle, où ils se forment plus difficilement et sont consommés plus aisément à mesure que les conditions du mélange deviennent pauvres.

Les profils  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  ont en fait des allures symétriques lorsque l'on décrit la symétrie de leur formation.

Ces premières observations de la structure de la zone de réaction primaire rendent compte de l'écart entre cette flamme expérimentale et le modèle de flamme de diffusion infiniment mince inhérente au modèle de fraction de mélange [Burke 1928]. Il est alors légitime de

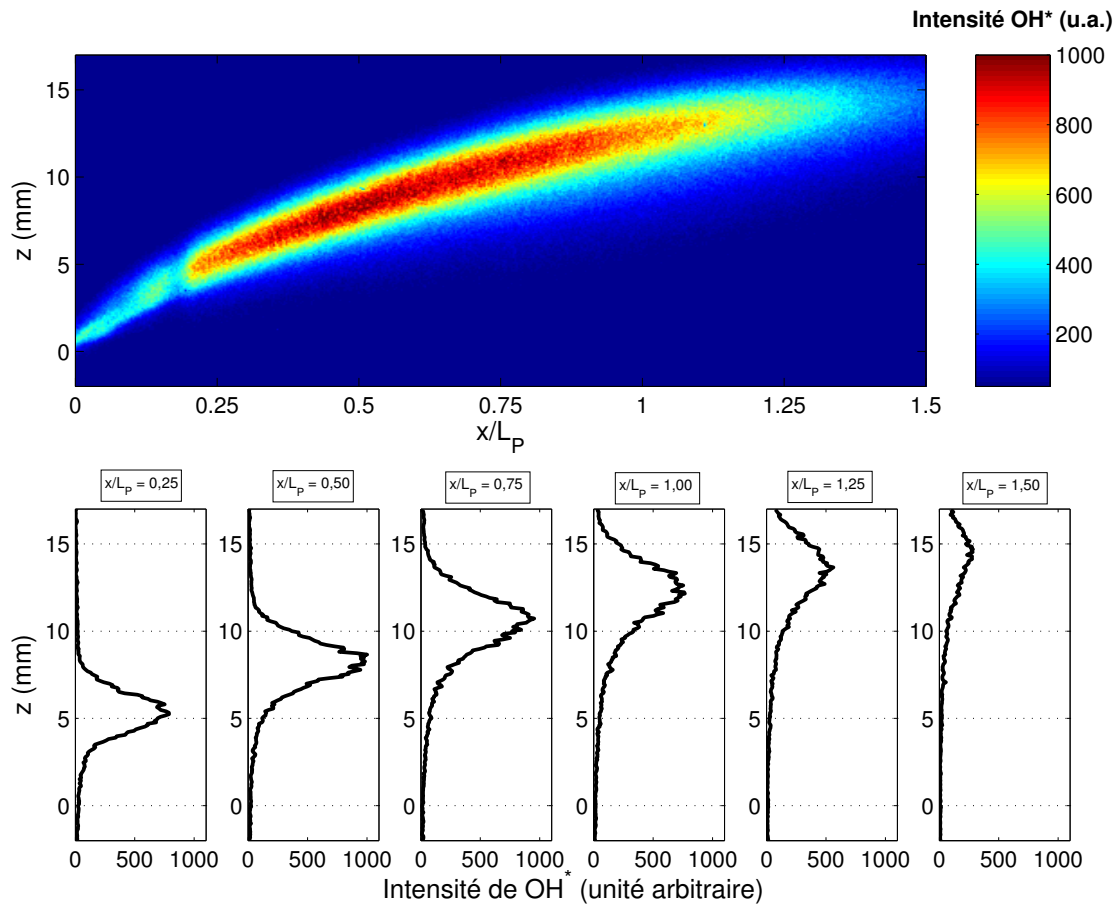


Figure 7.2 – Emission  $\text{OH}^*$  pour  $V_{\text{OX}} = 200 \text{ mm/s}$  et  $V_{\text{F}} = 5 \text{ mm/s}$  en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale  $z$ , pour différentes valeurs de la coordonnée longitudinale  $x/L_{\text{P}}$  en bas.

répercuter les questionnements consécutifs à cet écart sur la définition, théoriquement unique, de la *stand-off distance*.

## 7.2.2 Stand-off distance

Paramètre des plus importants du phénomène de propagation de flamme, la *stand-off distance* représente, rappelons-le, la distance entre la zone réactionnelle et la plaque du brûleur. Ce paramètre géométrique de la structure de la flamme est *a priori* relativement simple à extraire d'une imagerie de la flamme. Ainsi la *stand-off distance* a-t-elle fait l'objet de nombreuses études depuis les travaux théoriques originels d'Emmons [Emmons 1956]. Nombre de résultats ont, en effet, été obtenus sur les plans théorique et numérique [Pagni 1978, Annamalai 1979b, Fernandez-Pello 1984, Chen 1984, Frey 1979, Rouvreau 2002b, Shih 2003] mais également expérimental [Viotoris 2000, Brahmi 2005, Legros 2006b, Fuentes 2006a].

Dans la plupart de ces travaux expérimentaux, on se contente d'analyser la *stand-off distance* en observant la flamme visible, au sein de laquelle il est en particulier difficile, si

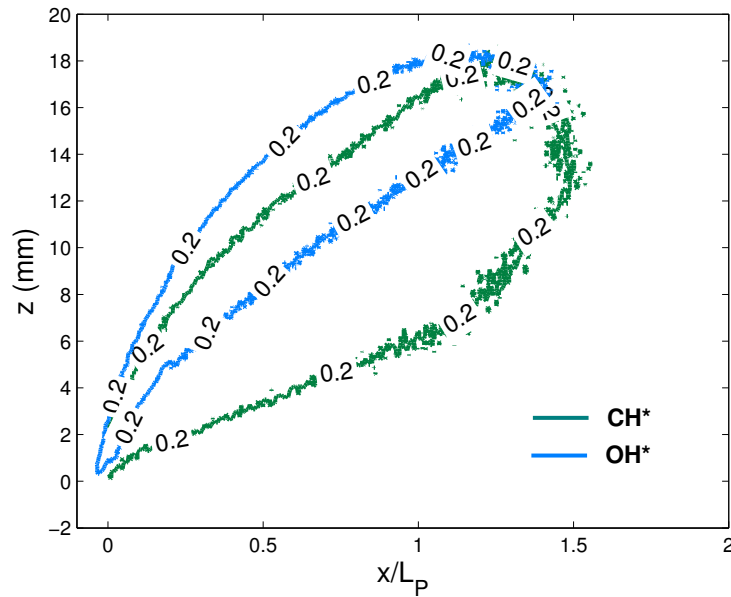


Figure 7.3 – Allure de la zone réactionnelle illustrée comme la superposition des régions d’émission des radicaux  $\text{CH}^*$  et radicaux  $\text{OH}^*$ . Les isocontours sont caractérisés par une intensité égale à 20% de l’intensité maximale, pour  $V_{\text{OX}} = 125 \text{ mm/s}$ ,  $V_{\text{F}} = 5 \text{ mm/s}$  et  $X_{\text{O}_2} = 0,35$ .

ce n’est impossible, de dissocier de façon précise la zone réactionnelle de la zone d’émission naturelle des suies (*cf.* paragraphe 6.2). En conséquence, il s’avère urgent de procéder à une analyse systématique de la sensibilité de la *stand-off distance*, définie relativement à chacun des traceurs de la zone de réaction primaire, aux différents paramètres de la présente étude. Or, les profils des figures 7.1 et 7.2 permettent de constater que le pic d’intensité suit le long de la plaque une évolution de type couche-limite. C’est en regard de ce comportement que le lieu des pics d’intensité des  $\text{CH}^*$  ou  $\text{OH}^*$ , le long de la plaque, peut être considéré comme représentatif de la *stand-off distance*.

### Influence de $V_{\text{OX}}$

Les graphes des figures 7.4 a/ et b/ montrent l’évolution de la *stand-off distance* en fonction de l’abscisse  $x/L_P$  pour le radical  $\text{CH}^*$  et le radical  $\text{OH}^*$  respectivement. Les courbes ont été tracées pour différentes vitesses de l’écoulement oxydant, dont la teneur en oxygène est fixée à  $X_{\text{O}_2} = 0,35$ . La vitesse d’injection du combustible est la même pour toutes ces courbes et égale à  $V_{\text{F}} = 5 \text{ mm/s}$ . On peut observer sur les deux graphiques l’influence considérable de  $V_{\text{OX}}$  sur l’ensemble des courbes. Lorsque la vitesse de l’oxydant augmente, la couche-limite s’amincit et la flamme se stabilise en se rapprochant de l’injection. Ainsi les courbes ont-elles tendance à s’affaisser à mesure que  $V_{\text{OX}}$  augmente. Des tendances analogues ont été observées expérimentalement par Hirano *et al.* [Hirano 1972] à partir de mesures des distributions de vitesse et de hauteurs de la flamme établie en couche-limite sur une plaque plane. Plus récemment, Rouvreau *et al.* [Rouvreau 2002a] ont retrouvé ces évolutions lors d’une approche numérique.

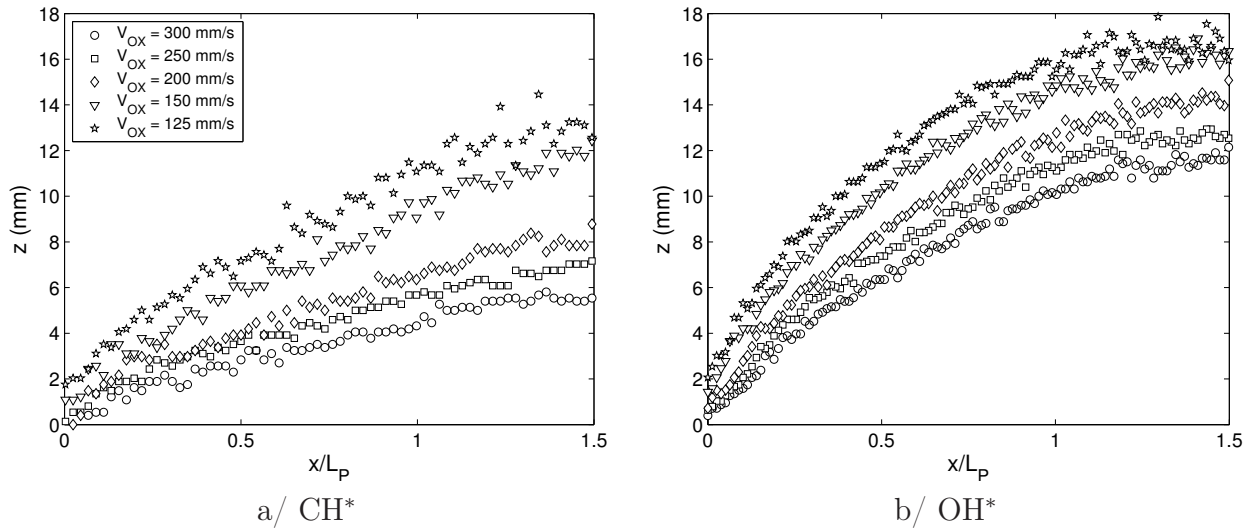


Figure 7.4 – Evolution de la position des pics d'intensité  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  en fonction de  $x/L_P$  pour différentes vitesses de l'oxydant et une vitesse d'injection de combustible  $V_F = 5 \text{ mm/s}$ .

La figure 7.5 présente une comparaison de l'épaisseur de la couche-limite, donnée par la théorie de Blasius [Schlichting 1979], avec les *stand-off distances* définies par les radicaux  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$ , pour une vitesse de l'oxydant  $V_{\text{OX}} = 250 \text{ mm/s}$ . L'épaisseur est déterminée par la relation  $\delta_{\text{Blasius}} = 5\sqrt{\nu x/V_{\text{OX}}}$ . Pour ce calcul, on a considéré que la masse volumique est constante le long de la plaque. Les courbes montrent ainsi que les deux zones suivent bien l'évolution de l'épaisseur de la couche limite.

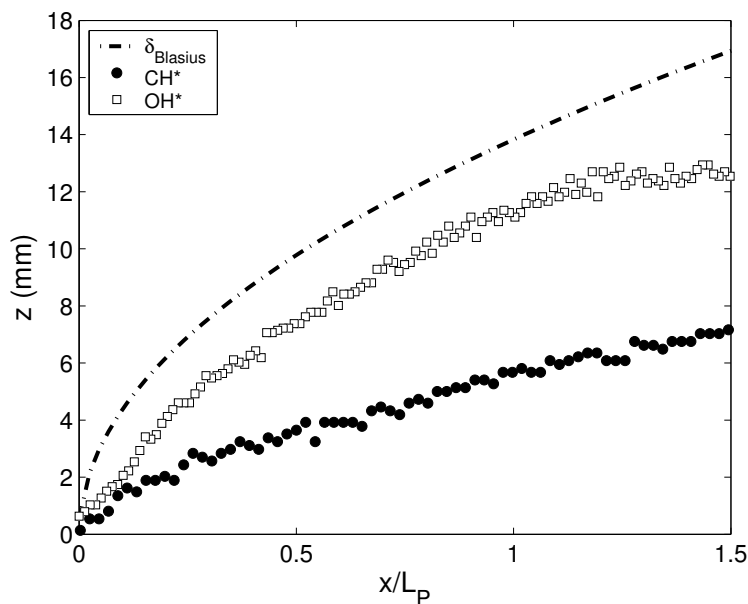


Figure 7.5 – Comparaison des *stand-off distances* définies par les radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  avec l'épaisseur de la couche-limite théorique de type Blasius pour  $V_{\text{OX}} = 250 \text{ mm/s}$ .

Il est alors intéressant de savoir si l'évolution le long de l'axe longitudinal du scalaire pic d'intensité radicalaire répond à une loi de similarité. Pour ce faire, on a adimensionné en chaque abscisse  $x/L_P$  les *stand-off distances* par la hauteur de la couche-limite. Les résultats obtenus pour les  $\text{CH}^*$  et les  $\text{OH}^*$  sont exposés sur les graphes des figures 7.6 a/ et b/ respectivement.

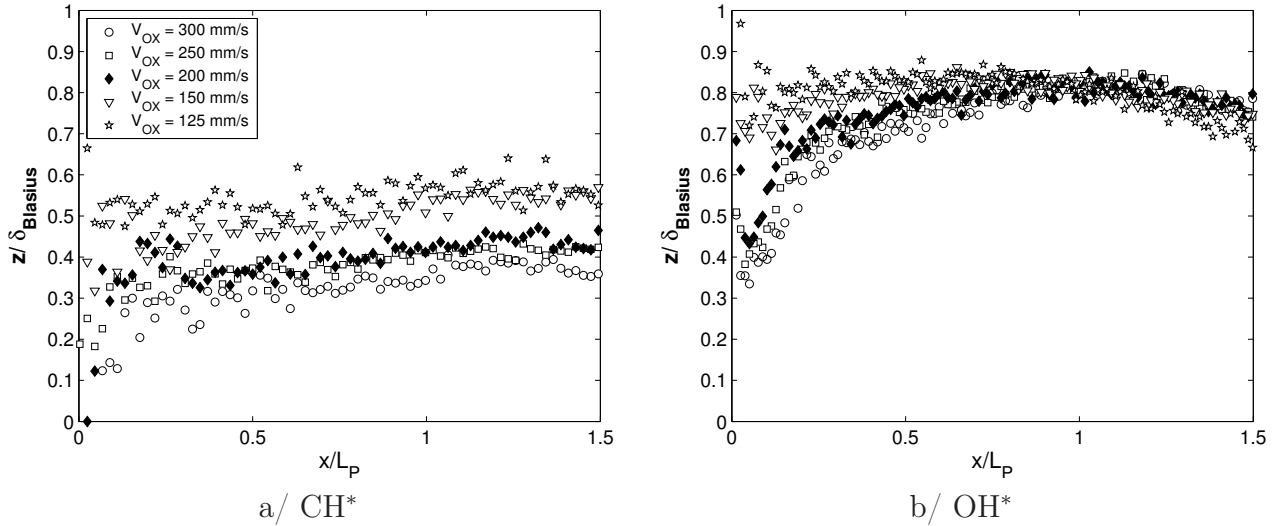


Figure 7.6 – Evolution le long de la plaque de la *stand-off distance* adimensionnée.

Tout d'abord, les deux graphiques montrent qu'à  $V_{\text{OX}}$  fixée, la *stand-off distance* adimensionnée est relativement constante le long de la plaque, la couche des radicaux  $\text{OH}^*$  s'établissant au-dessus de celle des radicaux  $\text{CH}^*$ . La grandeur *stand-off distance*, qu'elle soit définie à partir des radicaux  $\text{OH}^*$  ou  $\text{CH}^*$ , est donc bien gouvernée par une loi d'évolution de type couche-limite. Cette constatation est d'autant mieux vérifiée que la valeur de la constante est effectivement inférieure à l'unité, même pour les radicaux  $\text{OH}^*$ , démontrant encore une fois, si besoin en était, que la flamme se développe au sein d'une couche-limite de plaque plane.

Toujours à  $V_{\text{OX}}$  fixée, il faut ensuite remarquer que l'écart à la valeur constante de la *stand-off distance* adimensionnée est relativement conséquent au bord d'attaque de la flamme, c'est-à-dire pour  $0 \leq x/L_P \leq 0,25$ . Cet écart peut s'expliquer par le fait que la température a été considérée comme constante tout au long de la plaque pour le calcul de l'épaisseur de couche-limite, ce qui n'est pas le cas au sein de la zone réactionnelle, comme l'a démontré l'étude numérique au paragraphe 4.2.2. L'écart au bord d'attaque est par ailleurs plus notable pour les radicaux  $\text{OH}^*$ , dont la production dépend fortement de la convection amenée par les lignes de courant de l'écoulement oxydant. Or, l'analyse numérique a montré que l'augmentation de la vitesse oxydante provoquait l'épaississement et l'intensification de la zone d'accélération verticale au bord d'attaque (*cf.* figure 4.5), augmentant d'autant plus l'inhomogénéité de la zone réactionnelle. C'est effectivement à mesure que le soufflage oxydant augmente que s'accroît au bord d'attaque l'écart à la valeur constante de la *stand-off distance* adimensionnée pour les radicaux  $\text{OH}^*$ .

Lorsque  $V_{\text{OX}}$  varie, la *stand-off distance* adimensionnée définie par les radicaux  $\text{OH}^*$

reste inchangée. Ce constat est d'une importance considérable car il implique qu'à teneur en oxygène fixée, cette *stand-off distance* serait totalement caractérisée par la vitesse  $V_{OX}$ .

*A contrario*, la *stand-off distance* adimensionnée définie par les radicaux  $CH^*$  est sensible à la variation de  $V_{OX}$ . A mesure que la vitesse de soufflage oxydant augmente, la couche des radicaux  $CH^*$  s'enfonce dans la couche-limite. La pénétration dans la flamme des lignes de courant issues de l'écoulement oxydant se fait en effet plus profonde et provoque la production des radicaux plus tôt dans l'histoire de l'injection du combustible dans la flamme.

### Influence de $V_F$

Les graphes des figures 7.7 a/ et 7.7 b/ présentent l'évolution, en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ , des *stand-off distances* définies respectivement par les radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$ , ce pour une vitesse de l'oxydant  $V_{OX} = 150$  mm/s, une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$  et trois vitesses d'injection du combustible différentes. On peut constater que l'allure de l'ensemble des courbes est ici aussi de type couche-limite. En revanche, l'approche de type Blasius ne permet pas de rendre compte d'une influence de  $V_F$  sur l'épaisseur de couche-limite. En conséquence, les positions relatives des courbes adimensionnées sont celles des courbes initiales présentées ici. Sur les deux figures a/ et b/, on perçoit notamment une légère élévation de la *stand-off distance* avec l'accroissement de la vitesse d'injection. Cette élévation est, cette fois, plus marquée pour l'émission du radical  $OH^*$ . L'augmentation de l'apport en combustible permet en effet à la flamme de se stabiliser plus haut dans la couche-limite puisque le transport du combustible se fait moins limitant. De fait, l'obstacle que représente la flamme s'élève, provoquant une déflexion supplémentaire des lignes de courant et donc une élévation notable de la zone de production des radicaux  $OH^*$ . Qui plus est, la vitesse d'injection pariétale d'éthylène, même si elle est d'un ordre de grandeur inférieur à celle de l'écoulement forcé, constitue en elle-même une convection. Rouvreau [Rouvreau 2002a], à ce propos, a observé numériquement que la déflexion des lignes de courant de l'écoulement oxydant est légèrement sensible aux conditions aérodynamiques d'injection depuis le bord d'attaque du poreux jusqu'au bord de fuite. Ceci explique alors la sensibilité à la vitesse d'injection de la *stand-off distance* définie à partir des  $CH^*$ .

### Influence de la variation de la teneur en $O_2$

L'impact de la variation de la teneur en oxygène sur la géométrie est mis en évidence par les graphes des figure 7.8 a/ et b/ pour les  $CH^*$  et pour les  $OH^*$  respectivement. Les flammes analysées pour cette illustration ont été produites avec une vitesse d'injection d'éthylène  $V_F = 5$  mm/s et une vitesse de l'oxydant  $V_{OX} = 250$  mm/s. Pour les mêmes raisons que précédemment, les *stand-off distances* ne sont pas ici adimensionnées.

On observe clairement les mêmes tendances pour les deux radicaux. La *stand-off distance* n'est que peu affectée par la teneur en oxygène. A mesure que la fraction molaire en oxygène décroît, la flamme, à la recherche d'oxydant, monte dans la couche-limite. Cette tendance, bien que moins marquée, est donc symétrique à celle résultant d'une augmentation de la vitesse d'injection du combustible. Pour autant, la sensibilité de la structure de flamme ne saurait se résumer à cette faible tendance. Il est, en particulier, fort probable que le niveau d'intensité des pics d'émission radicalaire augmente considérablement avec la concentration

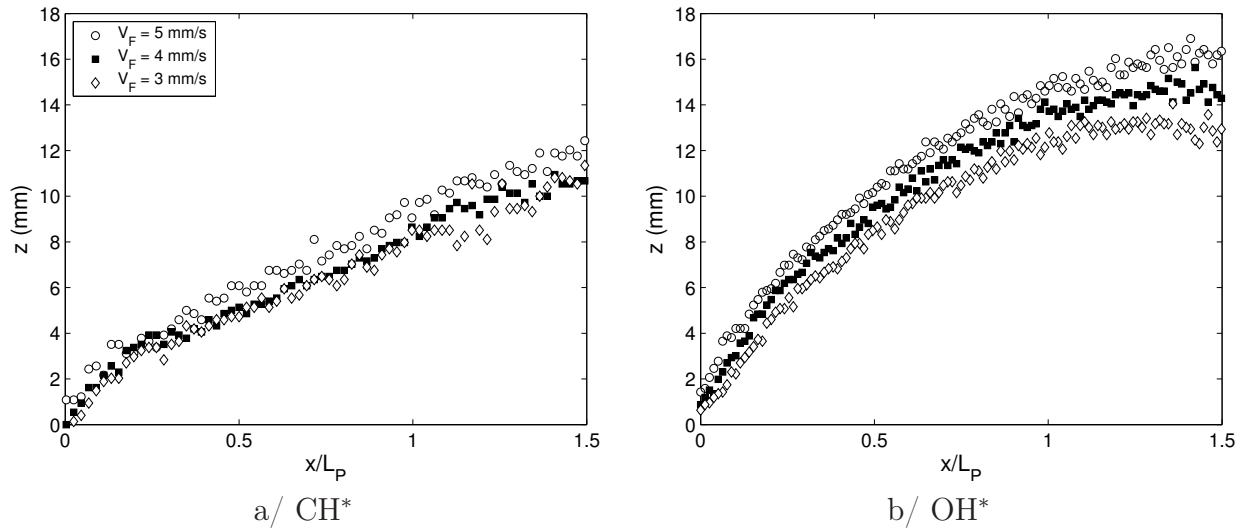


Figure 7.7 – Evolution de la position des pics d'intensité de  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  en fonction de  $x/L_p$  pour différentes vitesses d'injection du combustible, une vitesse d'écoulement oxydant  $V_{\text{OX}} = 150 \text{ mm/s}$  et une teneur en oxygène  $X_{\text{O}_2} = 0,35$ .

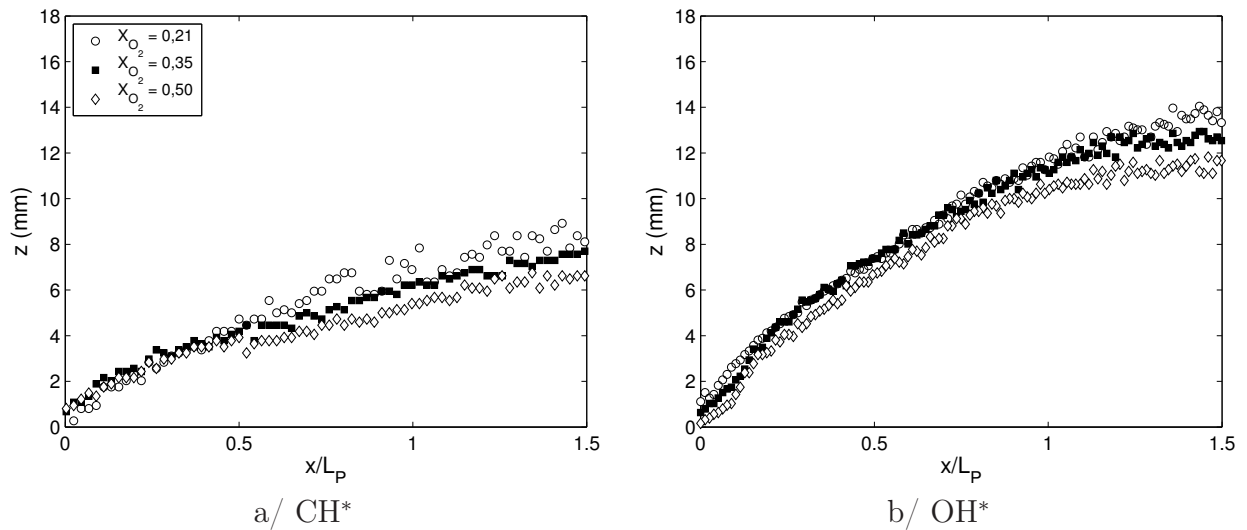


Figure 7.8 – Variation de la *stand-off distance* pour différentes teneurs en oxygène de l'écoulement forcé. Pour  $V_{\text{OX}} = 250 \text{ mm/s}$  et  $V_F = 5 \text{ mm/s}$ .

en oxygène. Afin de compléter l'analyse de la structure de la flamme, il s'avère donc judicieux de raisonner en terme d'intensité intégrée.

### 7.2.3 Intensité intégrée des émissions spontanées

Les figures 7.1 et 7.2 ont permis de constater que la largeur des profils d'intensité s'accroît depuis le bord d'attaque du poreux jusqu'à son bord de fuite. Cette largeur est partiellement

représentative de l'épaisseur de la zone de production des radicaux en question. En effet, il est clair que l'épaississement de la largeur s'accompagne d'une augmentation du niveau d'intensité du pic dans la zone située au-dessus du poreux, tandis que ce même épaississement voit décroître le niveau d'intensité du pic en aval du poreux. Les analyses de la sensibilité des deux paramètres que sont largeur et intensité du pic peuvent être réalisées de manière simultanée en intégrant l'intensité des émissions radicalaires à travers l'épaisseur de la zone réactionnelle. Pour réaliser ce bilan, on définit l'intensité intégrée  $I_{zr}$  :

$$I_{zr} = \int_{z=0}^{z_{zr}} i_{zr}(x, z) dz \simeq \Delta z \sum_{j=0}^n i_j(x) \quad (7.1)$$

où  $z_{zr}(x)$  est la hauteur de la zone de réaction en  $x$ .  $I_{zr}$  représente alors l'intensité radicalaire par unité de longueur longitudinale, à savoir l'intégrale de l'intensité radicalaire  $i_{zr}$  le long de l'axe vertical  $z$ , à  $x$  donnée. Cette intégrale peut être discrétisée en chaque  $x$  comme la somme des intensités  $i_j$  des pixels compris entre les positions  $z = 0$  et  $z_{zr}$ , pondérées par la taille réelle  $\Delta z$  de chaque pixel selon la direction  $z$ .

L'ensemble des résultats permettant de compléter l'analyse de sensibilité entamée est présenté sur la figure 7.9. Les évolutions le long de l'axe longitudinal de l'intensité radicalaire intégrée sont reportées sur les graphes de la colonne de gauche pour le radical  $\text{CH}^*$  et sur ceux de la colonne de droite pour le radical  $\text{OH}^*$ .

Contrairement aux sensibilités extraites de l'analyse effectuée à partir des *stand-off distances*, les tendances sont ici communes aux deux radicaux. On observe ainsi que l'augmentation de  $I_{zr}$  le long de la plaque est, dans tous les cas, pratiquement linéaire, tout au moins pour  $0 \leq x/L_P \leq 0,5$ . Après cette croissance quasi-linéaire de l'intensité intégrée, les courbes  $I_{zr}(x)$  s'infléchissent progressivement et tendent vers leur maximum respectif, avant de finalement décroître fortement en aval du bord de fuite du poreux.

Il est plausible que l'augmentation linéaire initiale soit le fait d'une accumulation locale de combustible. Au-dessus du poreux, la consommation du combustible par la flamme est en pratique contrôlée par la quantité d'oxygène disponible. A partir d'une hypothèse de cinétique chimique de vitesse infinie, la quantité d'oxygène consommée par la combustion et fournie par l'écoulement forcé peut être évaluée en tout  $x$  par l'intermédiaire du débit massique oxydant  $Q_{ox}^m(x)$  par unité de longueur transverse  $y$ . En supposant les lignes de courant de l'écoulement oxydant constamment parallèles à la plaque, ce débit est l'intégration sur l'épaisseur de la flamme en  $x$ ,  $\delta_f(x)$ , de la vitesse  $v_{ox}(x, z)$  pondérée par la masse volumique  $\rho_{ox}$  :

$$Q_{ox}^m(x) = \rho_{ox} \int_0^{\delta_f(x)} v_{ox}(x, z) dz \quad (7.2)$$

où  $\delta_f(x)$  est, par définition, la *stand-off distance*. La quantité d'éthylène  $Q_{comb}^m(x)$  associée à cette consommation d'oxygène est alors liée à  $Q_{ox}^m(x)$  par le coefficient stœchiométrique massique  $\phi_{st}$  de la réaction :

$$Q_{comb}^m(x) = \phi_{st} Q_{ox}^m(x) \quad (7.3)$$

Or, l'accumulation en  $x$  pour  $0 \leq x/L_P \leq 1$  du combustible imbrûlé est par définition la suivante :

$$A_{comb}(x) = \left( \rho_{\text{C}_2\text{H}_4} V_F \int_0^x dx' \right) - Q_{comb}^m(x) \quad (7.4)$$

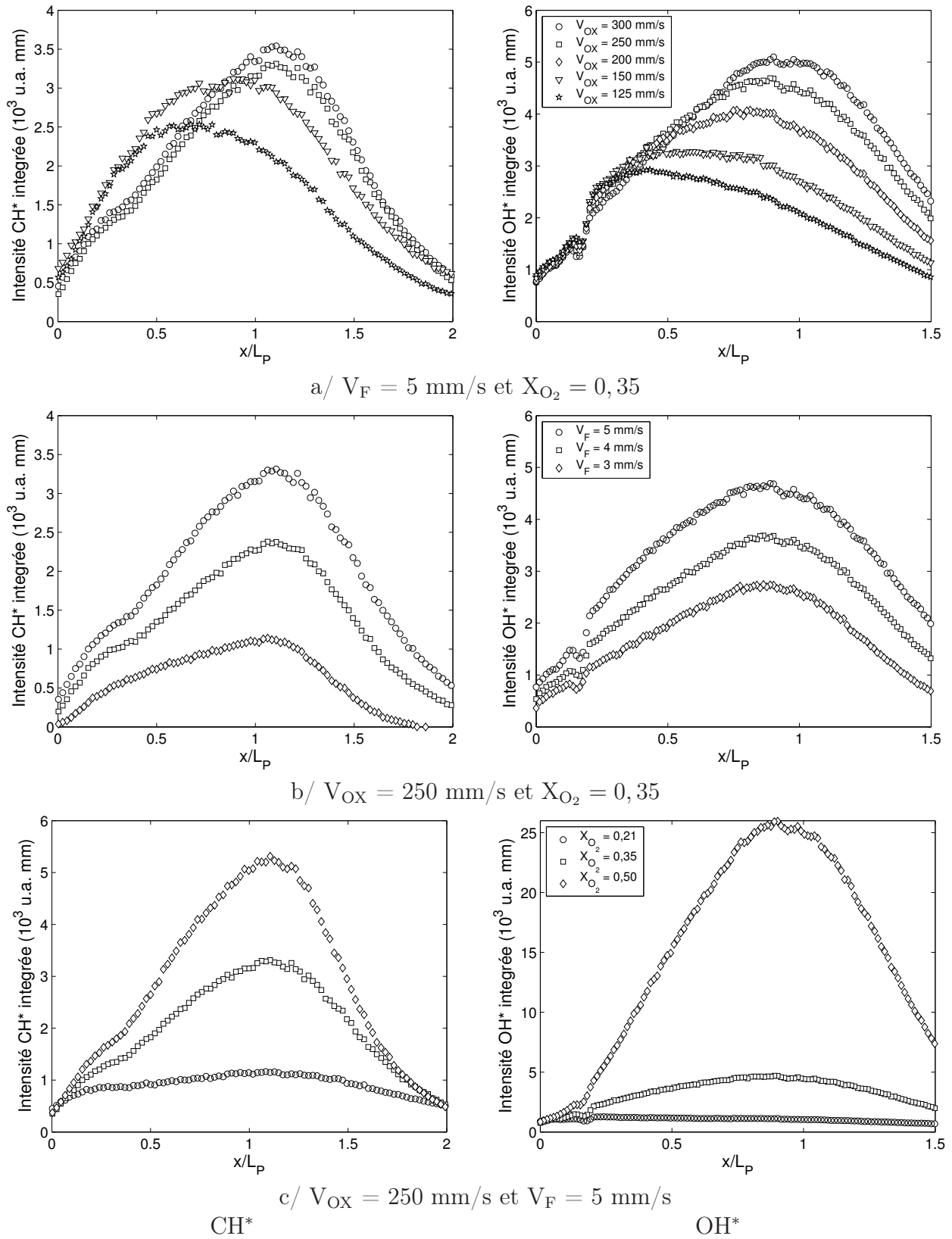


Figure 7.9 – Intensité intégrée le long de l'ordonnée  $z$  de l'émission  $CH^*$  et  $OH^*$ , en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ .

Avec les hypothèses précédentes, l'accumulation locale de combustible peut être estimée en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ , comme suit :

$$A_{comb}(x) \simeq \left( \rho_{C_2H_4} V_F \int_0^x dx' \right) - \left( \phi_{st} \rho_{ox} \int_0^{\delta_f(x)} v_{ox}(x, z) dz \right) \quad (7.5)$$

Afin d'évaluer l'importance relative de chacun des deux termes composant le bilan traduit par l'équation (7.5), le graphe de la figure 7.10 propose l'évolution pour  $0 \leq x/L_P \leq 1$  des deux termes suivants :

- le débit massique d'éthylène injecté de 0 à  $x/L_P$ , correspondant exactement au premier terme ;
- $\phi_{st} \rho_{oxydant} V_{OX} \delta_{Blasius}(x)$  qui est une majoration du second terme.

Le régime ici illustré est le cas limite d'apport maximal d'oxygène à la flamme (second terme) pour une injection d'éthylène minimale (premier terme).

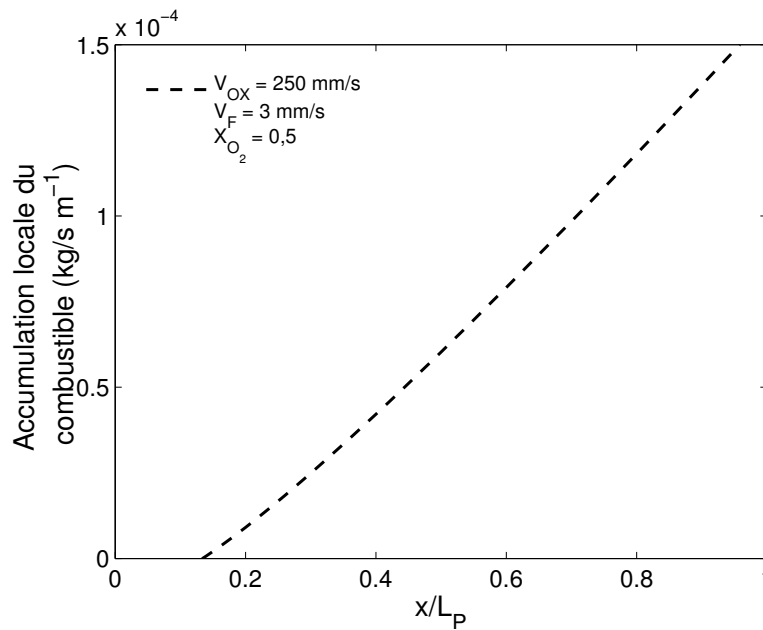


Figure 7.10 – Evolution le long du poreux de l'accumulation locale du combustible. Pour  $V_{OX} = 250$  mm/s,  $V_F = 3$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ .

On constate ainsi qu'à l'exclusion du tout début du poreux, l'accumulation du combustible se résume, à l'aplomb du poreux, au premier terme du bilan (*cf.* équation 7.5), évidemment linéaire en  $x$ . Le complément de cette accumulation, à savoir le débit d'éthylène effectivement consommé en  $x$ , sera par conséquent lui aussi linéaire en  $x$ .

La tendance linéaire en  $x$  commune au débit d'éthylène effectivement consommé et à l'intensité radicalaire  $CH^*$  intégrée tend alors à faire la preuve d'une cinétique chimique infinie dans la zone située au-dessus du poreux. A l'inverse, en aval du poreux, on a cette fois tendance à supposer que la réaction est sujette à une cinétique chimique finie.

### Influence de $V_{OX}$

Les graphes de la figure 7.9 a/ retracent l'évolution de l'intensité intégrée en fonction de  $x/L_P$ , pour différentes vitesses de l'oxydant. Ces données ont été obtenues pour une vitesse d'injection d'éthylène  $V_F = 5$  mm/s et une teneur en oxygène fixée à 35 %. Que ce soit pour les radicaux  $CH^*$  ou pour les radicaux  $OH^*$ , on constate que  $I_{zr}$  n'est pas, ou peu, affectée par la vitesse de l'oxydant au bord d'attaque, c'est-à-dire pour  $0 \leq x/L_P \leq 0,25$ . Ce constat semble étayer ici aussi l'hypothèse d'une cinétique chimique infinie où le débit de combustible injecté est, dans tous les cas, nettement supérieur au débit oxydant convecté nécessaire à sa combustion.

Ces graphiques montrent également que le maximum d'intensité intégrée augmente lorsque le temps caractéristique global de résidence diminue. Dans le même temps, ce maximum se trouve repoussé vers l'aval, de  $x/L_P = 0,5$  à  $x/L_P = 1$ . Ces éléments corroborent là encore l'hypothèse d'une accumulation de combustible au-dessus du poreux, consommé par une cinétique chimique d'autant plus rapide que la convection apporte l'oxydant nécessaire à sa combustion. Ces résultats sont en accord avec les tendances observées par Legros [Legros 2003] à partir de l'émission des radicaux  $CH^*$  dans la zone située au-dessus du poreux. Qui plus est, ces tendances confirment les observations obtenues par imagerie de la flamme visible (cf. figure 2.7), où l'augmentation de la vitesse de l'oxydant conduit à des flammes plus longues et plus stables. Enfin, l'accroissement le long de la plaque de l'intensité intégrée de ces radicaux, et donc de leur production, doit contribuer à la formation et à l'oxydation des suies au sein de la flamme.

Finalement, la réaction chimique présente en queue de la zone réactionnelle mène à la diminution de l'intensité des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  et à la complète disparition du signal au delà de  $x/L_P = 1,5$ . Cette diminution est d'autant plus lente que  $V_{OX}$  diminue.

### Influence de $V_F$

Les graphes de la figure 7.9 b/ retracent, quant à eux, les évolutions en fonction de l'abscisse  $x/L_P$  de l'intensité intégrée  $I_{zr}$ , pour différentes vitesses d'injection du combustible  $V_F$ . Ces données ont été obtenues pour une vitesse d'écoulement oxydant  $V_{OX} = 250$  mm/s et une teneur en oxygène fixée à 35 %.

On constate alors que l'augmentation de l'injection accroît de façon globale l'intensité radicalaire intégrée. A mesure que l'on augmente la convection à travers le poreux, celle-ci semble ainsi faciliter l'arrivée du combustible au contact de l'oxydant. En revanche, la variation de  $V_F$  ne provoque aucune fluctuation de la position du maximum d'intensité, dont l'occurrence ne dépend donc *a priori* que de l'apport oxydant.

### Influence de $X_{O_2}$

Les graphes de la figure 7.9 c/ retracent l'évolution de l'intensité intégrée en fonction de  $x/L_P$ , pour différents teneurs en oxygène. Ces données ont été obtenues pour une vitesse d'injection d'éthylène  $V_F = 5$  mm/s et une vitesse d'écoulement oxydant  $V_{OX} = 250$  mm/s. Les deux graphiques montrent un comportement relativement attendu : le maximum d'intensité radicalaire intégrée est d'autant plus important que la concentration en oxygène est élevée. En effet, comme cela a été montré au paragraphe 6.2 (cf. equation 6.1), la teneur en

oxygène joue un rôle prépondérant dans la formation des radicaux. Malgré cette nette sensibilité des niveaux des maxima à la concentration en oxygène, la position de ces maxima par rapport à la plaque ne varie pas. Cette observation est nettement marquée pour  $X_{O_2} = 0,35$  et  $X_{O_2} = 0,5$  mais moins évidente à repérer pour  $X_{O_2} = 0,21$ . Encore une fois, l'oxydant semble consommer d'autant plus d'éthylène au bord d'attaque qu'il convecte de l'oxygène, mais toujours en quantité négligeable, en regard de l'excès de combustible entraîné plus loin dans la flamme par les lignes de courant, qui, seules, influent sur la consommation ultérieure de l'excès, comme le montrent l'unique sensibilité de l'occurrence des maxima à  $V_{OX}$ .

La méthodologie développée ici autour de l'émission radicalaire est d'une extrême importance car elle établit ainsi un lien direct avec la définition de la longueur de la flamme, qui est souvent basée sur des critères d'extinction arbitraires. On constate ici que le pic d'intensité radicalaire, qui, lui, ne présente pas d'ambiguïté, suit des tendances analogues à celles constatées sur la flamme visible. Reste alors à corréliser ces observations à la longueur de la flamme au sens chimique du terme, c'est-à-dire à la longueur de zone réactionnelle.

#### 7.2.4 Interaction entre $OH^*$ et $CH^*$

L'analyse de l'interaction entre les zones d'émission radicalaire passe tout d'abord par celle de l'évolution de l'écart entre les *stand-off distances* définies plus avant. Cet écart a alors été déterminé comme la soustraction de la *stand-off distance* du radical  $CH^*$  à celle du radical  $OH^*$ . Les résultats obtenus sont exposés en figure 7.11 a/, b/ et c/, dont les graphes retracent l'évolution de l'écart en fonction de l'abscisse  $x/L_P$  lorsque l'on fait varier  $V_{OX}$ ,  $V_F$  et  $X_{O_2}$  respectivement. La figure 7.11 d/ synthétise, quant à elle, l'ensemble des évolutions.

Rappelons ici que le radical  $OH^*$  est un produit intermédiaire apparaissant au tout début de la chaîne de réactions du schéma cinétique, directement par réaction entre le  $CH^*$  et la molécule de dioxygène [Walsh 1998]. La présence du radical  $OH^*$  est fortement liée à celle de l'écoulement oxydant et, dans une moindre mesure, à celle du combustible. A l'inverse, la présence du radical  $CH^*$  augmente avec la concentration des réactifs et sa production est, par conséquent, fortement fonction de la concentration en l'éthylène mais également, dans une moindre mesure, de celle de l'oxygène. Ceci explique les positions relatives des deux zones d'émission radicalaires au sein de la flamme. Toutes les courbes de la figure 7.11 confirment en effet ce comportement puisque l'écart défini plus haut reste, dans chaque cas, positif.

On peut alors observer que sur l'ensemble des conditions balayées, l'écart augmente de façon quasi-linéaire dans la zone située à l'aplomb du poreux ( $0 \leq x/L_P \leq 1$ ). En aval du bord de fuite du poreux, cet écart semble stagner à son niveau maximal.

Les graphiques de la figure 7.6 ont permis de constater que les deux zones réactionnelles se trouvent à l'intérieur de la couche-limite et qu'elles suivent l'évolution de l'épaisseur de cette couche. Il est clair que le radical  $OH^*$  reflète de façon plus précise l'évolution de cette épaisseur du fait même de la nature de sa formation. La quantité d'oxygène s'introduisant dans la zone de réaction est d'autant plus importante que l'on se déplace vers le bord de fuite du poreux, comme l'ont montré les lignes de courant numériques (*cf.* figure 4.5). La production des radicaux  $CH^*$  se trouve simultanément augmentée tandis que la zone de cette production se stabilise par diffusion d'éthylène d'un côté et par convection oxydante de l'autre. Ainsi la position du maximum d'intensité radicalaire  $OH^*$  s'élève-t-elle plus fortement

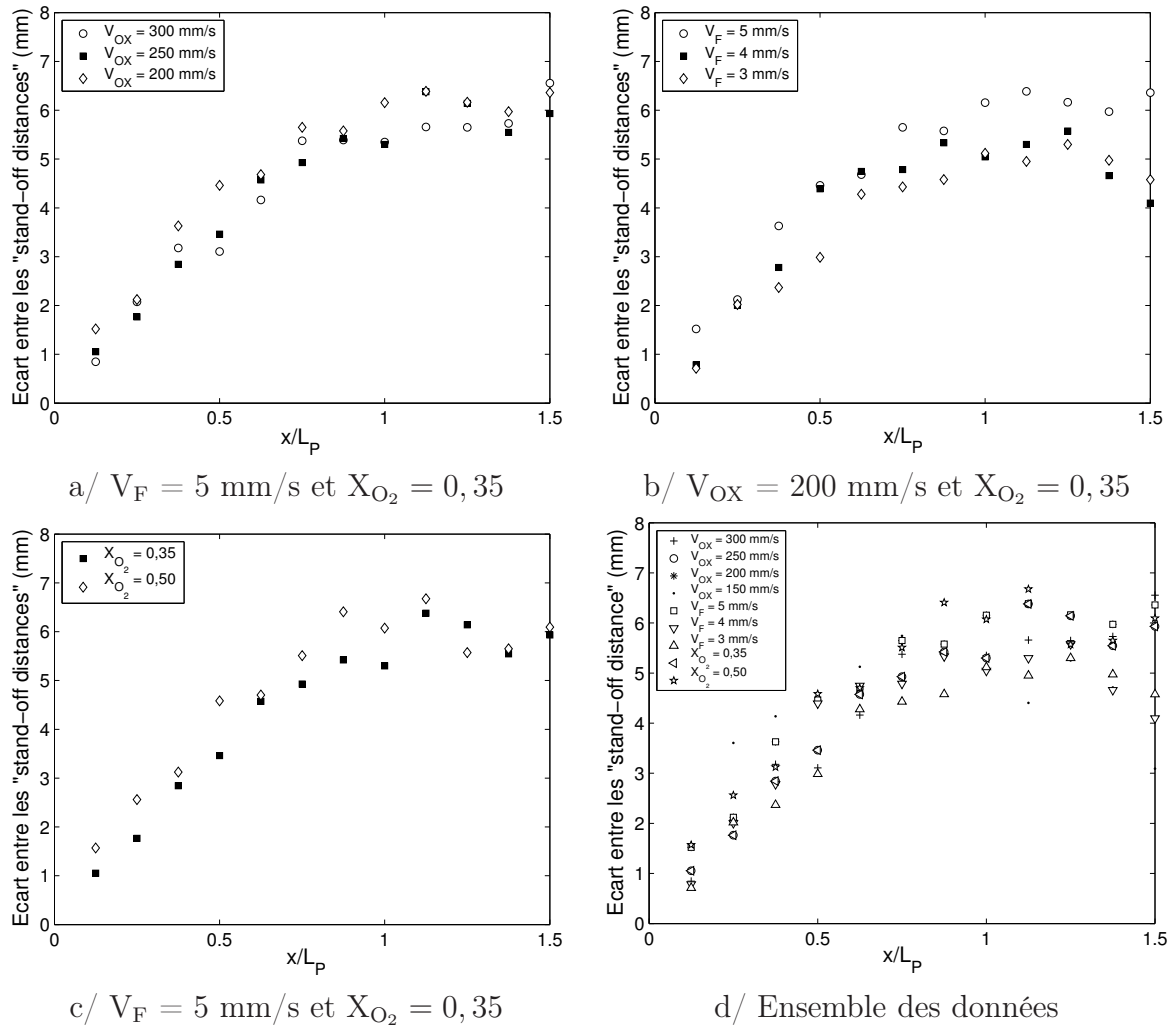


Figure 7.11 – Écart entre les *stand-off distances* définies par les radicaux  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  le long de la plaque.

que celle des radicaux  $\text{CH}^*$ , expliquant ainsi l'évolution de l'écart le long du poreux. A partir du bord du fuite du poreux, la zone d'émission des radicaux  $\text{CH}^*$  s'est estompée et il est fort probable que la concentration en  $\text{OH}^*$  diminue par réaction de ces radicaux avec la suie produite en amont. De fait, la position du pic d'intensité  $\text{OH}^*$  tend à s'affaïssir en direction de la plaque puisque la couche de suie, nous allons le voir, constitue alors la principale charge combustible consommable (*cf.* figure 7.15).

Afin de cerner plus précisément l'influence des différents paramètres de l'étude sur l'écart en question, les graphes des figures 7.12 a/, b/ et c/ montrent l'évolution de cet écart en fonction de  $V_{OX}$ , de  $V_F$  et de  $X_{O_2}$  respectivement, ce pour trois positions sur l'axe des abscisses ( $x/L_P = 0,5$ ,  $x/L_P = 1,0$  et  $x/L_P = 1,5$ ). Ces graphiques confirment le comportement décrit à partir de la représentation précédente, c'est-à-dire que l'écart augmente dans la région d'injection du combustible puis se stabilise pour  $x/L_P > 1,0$ . On constate ici clairement que l'écart se stabilise alors en une valeur asymptotique commune à tous les régimes ( $\approx 5,5 \text{ mm}$ ). Ce constat est d'importance puisqu'il semble ainsi exister une longueur-limite de

flamme radicalaire et ce quelle que soit la dynamique gouvernant l'interaction entre les zones radicalaires.

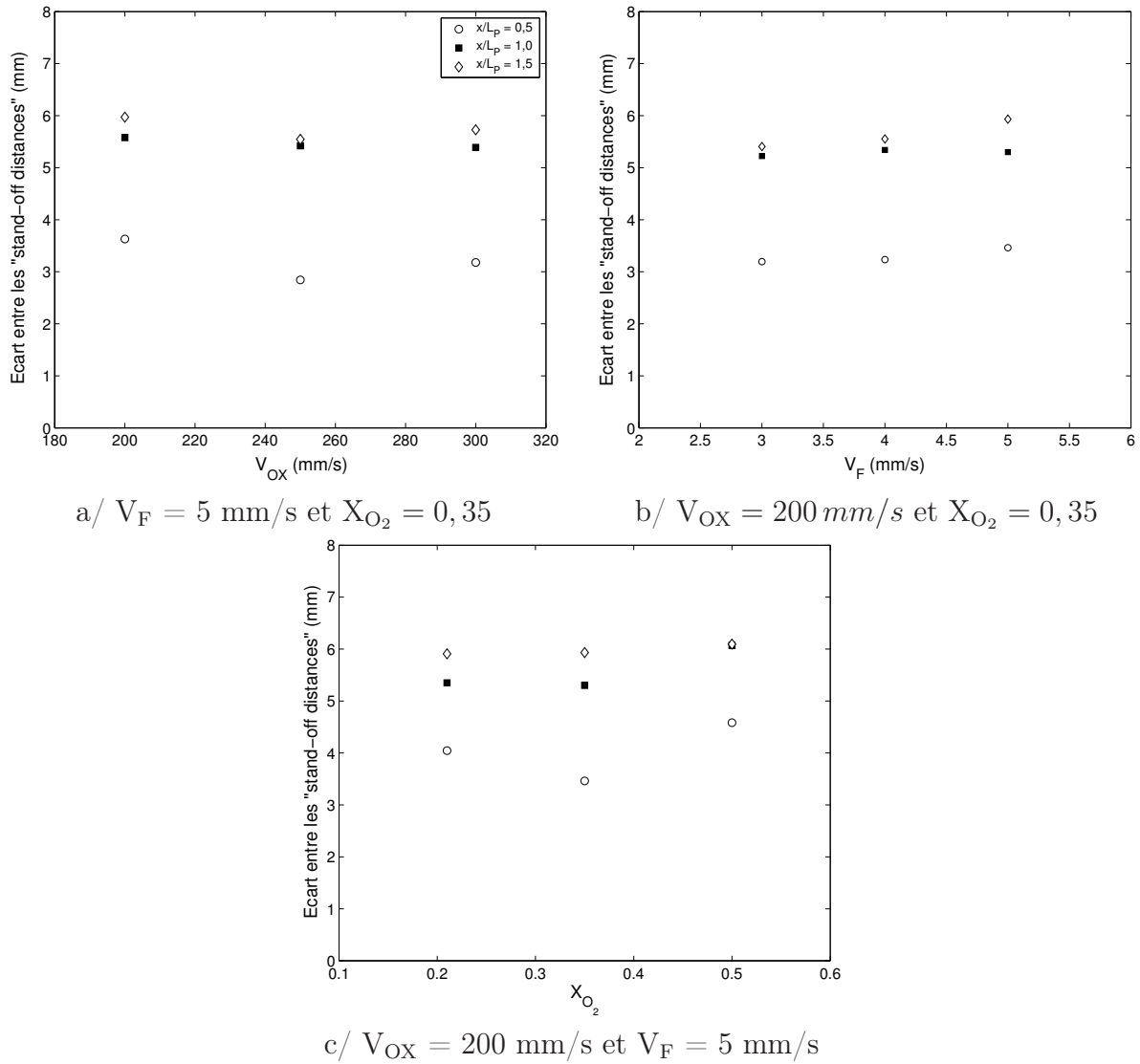


Figure 7.12 – Evolution de l'écart entre les *stand-off distances* définies par les radicaux  $OH^*$  et  $CH^*$  en fonction des paramètres de l'étude et pour différents endroits le long de la plaque.

## 7.3 Le champ de concentration des suies

Pour mener à bien l'étude de la structure du champ de concentration des suies au sein d'une flamme de diffusion, il est nécessaire de bien appréhender les mécanismes de formation et d'oxydation de celles-ci [Kennedy 1997]. Il est clair que ces derniers temps de grand progrès ont été réalisés par la communauté scientifique sur le plan de la modélisation, et ce malgré la difficulté et la complexité de ce type de phénomène ([Glassman 1988, Richter 2000] par exemple). Cependant, la plupart de ces efforts ont été fournis sur l'analyse des flammes de diffusion à gravité normale et très peu d'études ont été menées pour des flammes en conditions de micropesanteur. A ce sujet, notables sont les travaux réalisés par l'équipe de Faeth [Faeth 2002], toutefois, la flamme cible a été du type jet axisymétrique. En effet, à ce jour, il existe très peu d'études dans la littérature, concernant la production des suies dans le type de flamme abordée par la présente approche.

De manière générale les prochains paragraphes seront consacrés à l'analyse du champ de concentration de particules de suie au sein de la flamme. Tout d'abord, la formation des suies est étudiée, ensuite la concentration en particules de suie au sein de la flamme est abordée en analysant la compétition entre la formation et l'oxydation et les effets sur la production des particules au sein de la flamme.

### 7.3.1 Les précurseurs de formation de la suie

La suie est composé principalement du carbone, il y a aussi d'autres éléments tels que l'hydrogène et l'oxygène mais en très faible concentration. Comme cela a été montré dans le paragraphe 6.1, la suie est produite à partir de la décomposition du combustible hydrocarboné dans la zone riche où se forment des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) qui à leur tour génèrent la particule de suie par l'intermédiaire de trois processus, à savoir nucléation, croissance de surface et coagulation. Il est largement admis que les HAP jouent un rôle fondamental dans ces trois mécanismes et, par conséquent dans, la formation des suies [Kennedy 1997, Richter 2000, Richter 2005, McEnally 2006].

Actuellement, la formation de la suie dans les flammes de diffusion est modélisée dans la plupart des cas par une cinétique chimique finie à une seule étape avec une énergie d'activation globale [Kennedy 1997, Xu 2001]. L'identification spatiale de la présence de ces précurseurs au sein de la zone réactionnelle représente alors un objectif très important afin d'aboutir au développement ou à l'adaptation d'un modèle de formation des suies. La bonne identification de la zone de formation et notamment de sa localisation et de l'abondance des HAP devrait permettre *a posteriori* de valider le modèle.

Le prochain paragraphe est consacré à l'analyse du champ de formation des suies en fonction des différents paramètres considérés dans la présente étude.

### Cartographie des précurseurs de la formation des suies

La figure 7.13 représente une cartographie de la concentration des Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP) réalisée en utilisant la méthodologie précisée dans le paragraphe 6.1.2 du chapitre précédent. Cette image a été obtenue pour un débit de l'oxydant  $V_{OX} = 250$  mm/s et une vitesse d'injection pariétale de l'éthylène  $V_F = 5$  mm/s . L'échelle en couleur placée à côté de l'image illustre les différents niveaux d'intensité capturés par la

caméra intensifiée en unités arbitraires. Dans le chapitre 6 on a mentionné que seulement des mesures qualitatives ont été réalisées concernant les HAP. Bien que, le signal des HAP soit à l'heure actuelle très difficile à étalonner (*cf.* paragraphe 6.1.2), il est important de signaler que ces mesures donnent des informations précises sur la distribution spatiale des HAP et qu'elles permettent aussi d'effectuer des analyses comparatives, lorsque l'on réalise les études paramétriques.

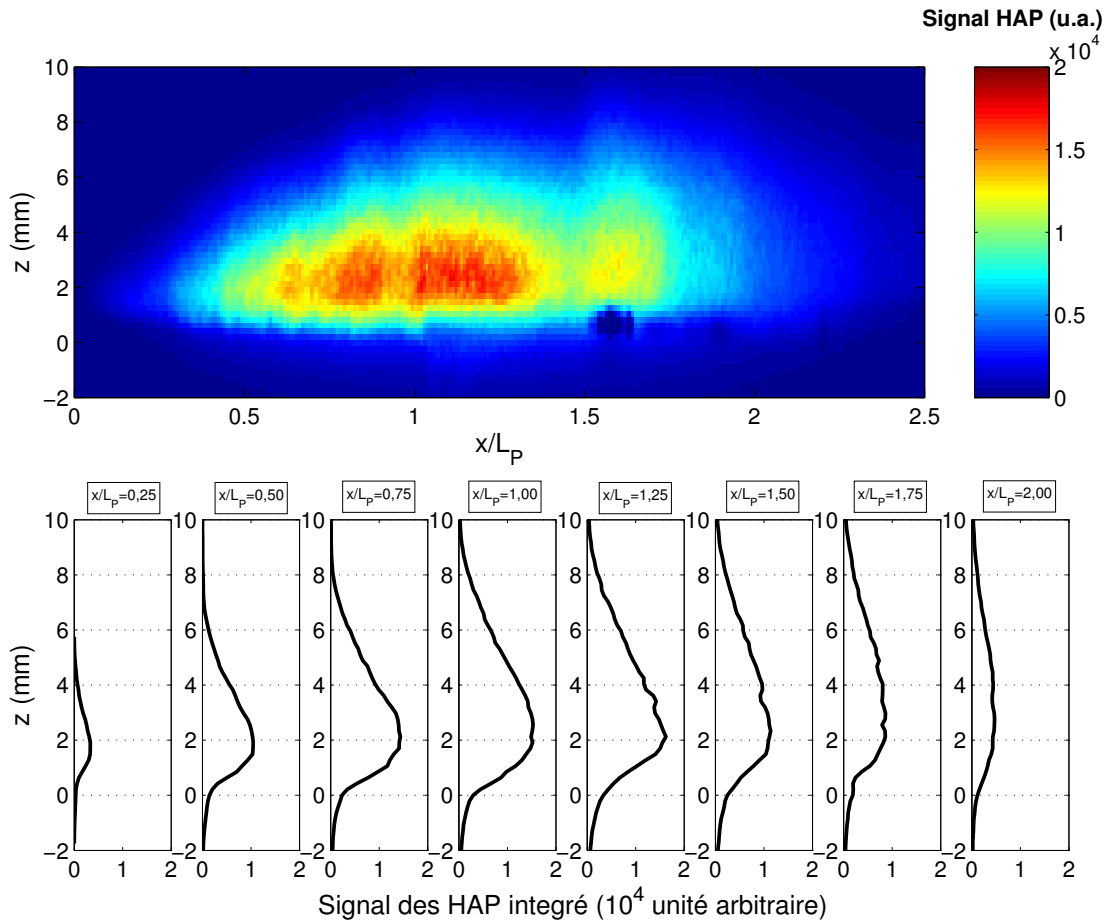


Figure 7.13 – Cartographie du signal HAP pour  $V_{OX} = 250$  mm/s et  $V_F = 5$  mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale  $z$  pour différentes valeurs de la abscisse  $x/L_P$  en bas.

On peut observer dans la cartographie de la figure 7.13, que dans ces conditions, le processus de formation des suies commence immédiatement après le bord d'attaque du poreux. Tout d'abord, en faible quantité, mais une concentration élevée apparaît pour  $x/L_P = 0,5$ . Il faut noter que les HAP proviennent directement de la décomposition du combustible, donc il est normal de retrouver beaucoup de signal dans la zone d'injection pariétale d'éthylène. Plus en aval, la concentration continue à croître pour atteindre une région à très forte concentration, entre  $1,0 < x/L_P < 1,25$ . Après, l'intensité des HAP diminue rapidement pour presque disparaître au bord de fuite de la plaque.

Dans la même figure 7.13 on a retracé les profils d'intensité des HAP à différentes abscisses

$x/L_P$ . Ceci permet de mieux percevoir la largeur, sur l'axe  $z$ , de la zone de formation de suie sur la plaque. Ces profils confirment l'analyse antérieure. Juste avant  $x/L_P = 0,5$  le signal des HAP devient important et on peut constater que la largeur des profils augmente aussi à partir de cet endroit. Le pic d'intensité et de largeur se trouve pour  $x/L_P \approx 1,25$ , ensuite la largeur et l'intensité des HAP diminuent le long de la plaque. Aux alentours de  $x/L_P \approx 2$  le signal des HAP est très faible. L'autre constatation que l'on peut faire sur ces profils concerne la position du pic du signal HAP qui est relativement constante le long de la plaque. En effet, il semble que, tout au début, le pic monte légèrement jusqu'à  $x/L_P \approx 0,25$  pour atteindre une hauteur  $z \approx 2$  mm. A partir de ce point la distance entre le pic et la plaque reste relativement constante, même lorsque il y a une faible émission des HAP pour  $x/L_P = 2$ .

Cette cartographie, permet donc de bien localiser spatialement les précurseurs de la formation des suies au sein de la flamme, information très utile lorsqu'il s'agit de valider des données issues d'un modèle numérique. L'ensemble des cartographies numérisées pour les différents régimes d'écoulement forcé se trouve en annexe H.

Reste encore à étudier le signal de façon à intégrer dans une seule mesure, intensité et épaisseur de la zone d'émission des HAP. Pour ce faire on a appliqué la même méthodologie que celle proposée pour l'émission radicalaire des  $CH^*$  et  $OH^*$  (cf. paragraphe 7.2.3), c'est-à-dire on a intégré le signal des HAP par unité de longueur longitudinale sur l'axe  $z$ .

### Signal intégré des HAP

La figure 7.14 illustre l'évolution du signal des HAP intégré le long de la plaque pour différents régimes. On constate pour l'ensemble des courbes des tendances identiques, d'une manière générale une augmentation du signal des HAP dans la région à la verticale du brûleur poreux. En fait, le maximum du signal intégré est atteint juste au bord de fuite du brûleur  $x/L_P = 1,0$ . Cela semble être tout à fait en accord avec la formation des HAP provenant de la décomposition de l'éthylène. Au-delà de la zone d'injection du combustible le signal commence à diminuer drastiquement de la même façon qu'il avait commencé à croître plus en amont. Il semblerait donc que l'équilibre entre génération des HAP et production des suies se trouve autour de  $x/L_P = 1,0$ . Plus en aval il n'y a plus de production possible des HAP, donc ces HAP se consomment probablement en formant des particules de suies.

La figure 7.14 a/ montre les évolutions obtenus lorsque la vitesse d'injection du combustible et la teneur en oxygène ont été maintenues stables à  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$  respectivement. On peut s'apercevoir que l'écoulement forcé a un effet important sur le signal intégré des HAP.

En fait, lorsque la vitesse du courant oxydant augmente le signal diminue. Il est possible de voir ici le rôle important de la zone réaction sur les précurseurs des suies. Comme cela a été montré auparavant la zone d'émission des radicaux augmente avec  $V_{OX}$  en intensité et en longueur, de plus cette zone radicalaire se rapproche de la plaque plane. Ceci implique que lorsque le temps de résidence diminue, la forte présence des radicaux spécialement celle du  $OH^*$ , conduit à ce que les HAP soient oxydés ou consommés de manière plus importante. Cela même si *a priori* le taux de concentration des HAP doit être le même du fait que la vitesse du combustible n'a pas été modifiée. La compétition entre formation et production est modifiée de façon importante par la vitesse d'écoulement forcé.

La vitesse d'injection de l'éthylène a été aussi modifiée en fixant les autres paramètres, à

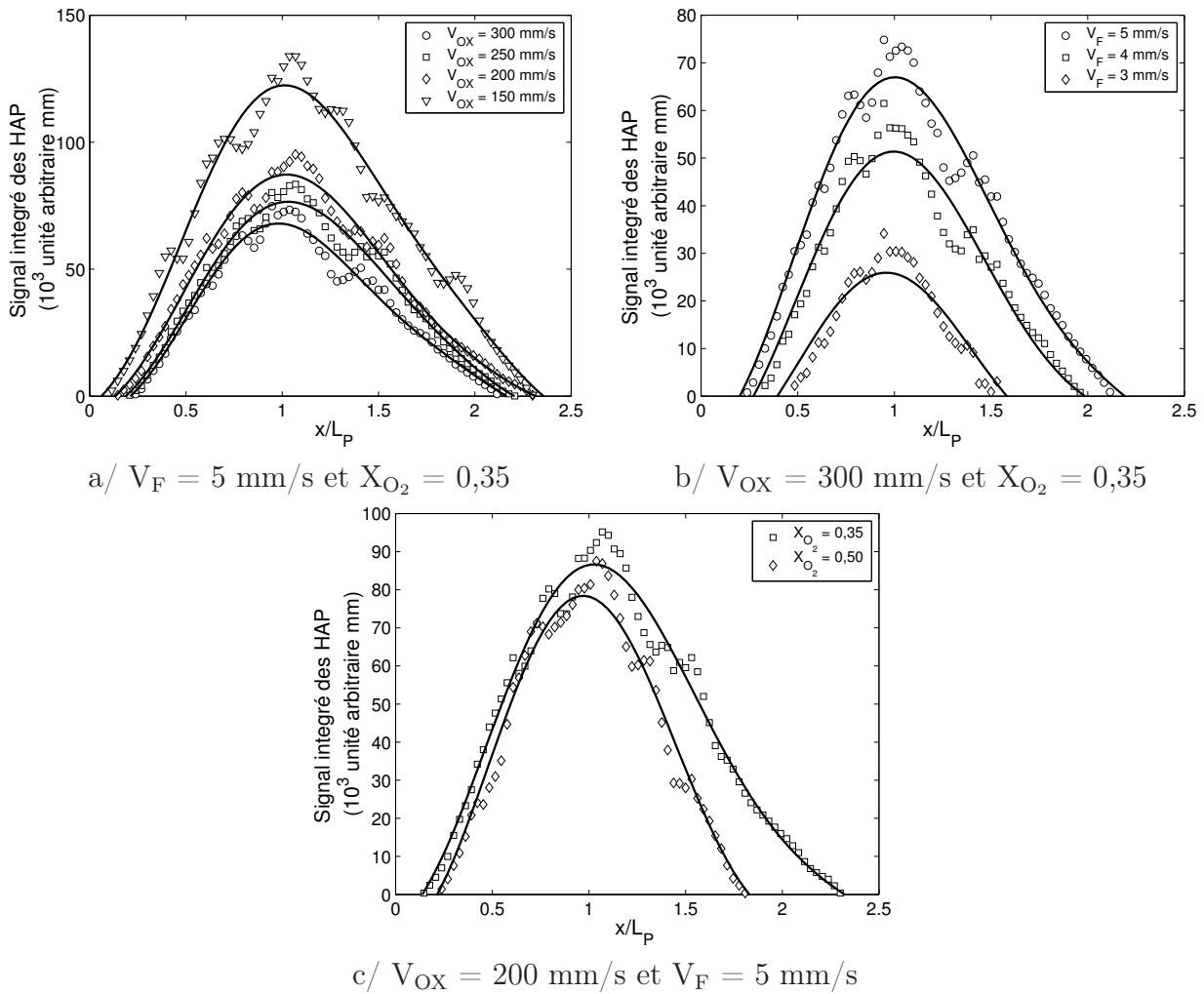


Figure 7.14 – Signal intégré des HAP en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ .

savoir  $V_{OX}$  et  $X_{O_2}$ . L'évolution des résultats le long de la plaque a été portée sur la figure 7.14 b/. Ici les courbes suivent un comportement tout à fait attendu. Etant donné le mécanisme de formation des HAP, lorsque l'injection pariétale augmente la concentration ou le signal dû aux HAP s'accroît. On observe que l'augmentation du pic du signal n'est pas proportionnelle entre chaque vitesse  $V_F$ . La différence lorsque  $V_F$  varie de 3 à 4 mm/s est plus grande que lorsque  $V_F$  varie de 4 à 5 mm/s.

Il est possible que lorsque la vitesse d'injection est plus importante les HAP soient entraînés par cette injection vers la zone réactionnelle, même si celle-ci est faible, favorisant ainsi l'oxydation et, par conséquent, diminuant le taux de présence des HAP.

Un autre point intéressant à noter sur ce graphique concerne le signal des HAP qui apparaît plus loin sur la surface du poreux lorsque  $V_F$  diminue et qui se rapproche du bord d'attaque du brûleur lorsque  $V_F$  augmente. *A contrario*, on constate l'effet inverse après que le pic du signal soit atteint. C'est-à-dire que la disparition du signal se décale vers le bord de fuite lorsque  $V_F$  s'accroît. Ce comportement est peut être dû à l'accumulation locale de combustible ( cf. paragraphe 7.2.3). Pour une vitesse d'injection  $V_F$  plus importante on aura

un apport volumique local plus important de combustible. Ce dernier ne réagit pas et par conséquent favorise la formation des HAP plus près du bord d'attaque du poreux. En même temps, comme la concentration des HAP est plus importante, leur destruction ou oxydation a lieu plus tardivement le long de la plaque.

Enfin, en faisant varier la teneur en oxygène on observe un comportement similaire à celui observé lorsque  $V_F$  a été modifiée. Les évolutions obtenues le long de la plaque sont présentées sur la figure 7.14 c/ pour  $V_{OX} = 200$  mm/s et  $V_F = 5$  mm/s. En effet, une variation de  $X_{O_2}$  résulte en une modification du pic de signal intégré. Lorsque  $X_{O_2}$  diminue le pic du signal augmente. Cependant, c'est en queue de flamme où l'oxygène joue un rôle plus important. En fait, dans la zone à la verticale du poreux il semble que la teneur en oxygène ne provoque pas une différence importante dans le signal intégré, comme c'est le cas pour le signal du aux HAP. Au-delà du bord de fuite du poreux, là où l'émission du radical  $OH^*$  est plus faible, l'oxygène montre sa capacité à oxyder les HAP et aussi à modifier leur concentration en queue de flamme.

En résumé, l'ensemble des graphiques de la figure 7.14 présente l'évolution du signal intégré des précurseurs de la formation des suies le long de la plaque, à savoir les HAP, pour différents régimes de l'écoulement oxydant et à différentes vitesses d'injection de l'éthylène. Ces, résultats associés aux cartographies du signal HAP exposées auparavant permettent d'agencer une première base de données concernant la formation des suies au sein de la flamme. Reste encore à utiliser ces informations pour analyser, de manière plus approfondie, l'interaction entre ces précurseurs et la production des suies au sein de la flamme.

Dans les paragraphes suivants on aborde d'abord l'étude de l'influence des différents paramètres sur la production des suies. Ensuite, on analyse l'interaction formation/production des suies et production/oxydation des suies pour tenter de comprendre la compétition entre ces deux phénomènes.

### 7.3.2 Distribution de la fraction volumique de suie ( $f_{suie}$ )

Le chapitre 5 de ce mémoire présente une description détaillée de la technique d'Incandescence Induite par plan Laser (LII). Au cours de ce chapitre le lecteur a pu se rendre compte du potentiel de cette technique pour évaluer la concentration des particules de suie au sein de la flamme. Elle offre un énorme avantage du point de vue de la résolution spatiale et elle permet aussi de sonder la queue de la flamme, objectif de la présente étude.

Il a été aussi explicité dans ce même chapitre la façon de procéder pour obtenir des mesures quantitatives de concentration de particules, en réalisant notamment un étalonnage, *in situ*, approprié aux conditions d'expérimentation.

La méthodologie de traitement des images employée a été similaire à celle utilisée pour la zone réactionnelle (*cf.* paragraphe 7.1). Toutefois, on a incorporé à cette méthodologie la procédure d'étalonnage et de correction décrite respectivement dans les paragraphes 5.5.3 et 5.6.

L'ensemble des images numérisées obtenues, après application de la procédure d'étalonnage et de correction, sont présentées en annexe G.

### Cartographie de la production des suies

Une image représentative de la fraction volumique des suies est présentée sur la figure 7.15. Cette image a été obtenue pour une flamme alimentée par un écoulement d'oxydant avec une vitesse  $V_{OX} = 250$  mm/s, une teneur en oxygène de  $X_{O_2} = 0,35$  et une injection d'éthylène  $V_F = 5$  mm/s. La fraction volumique de suie est évaluée de manière quantitative en considérant l'échelle positionnée à côté de l'image en ppm.

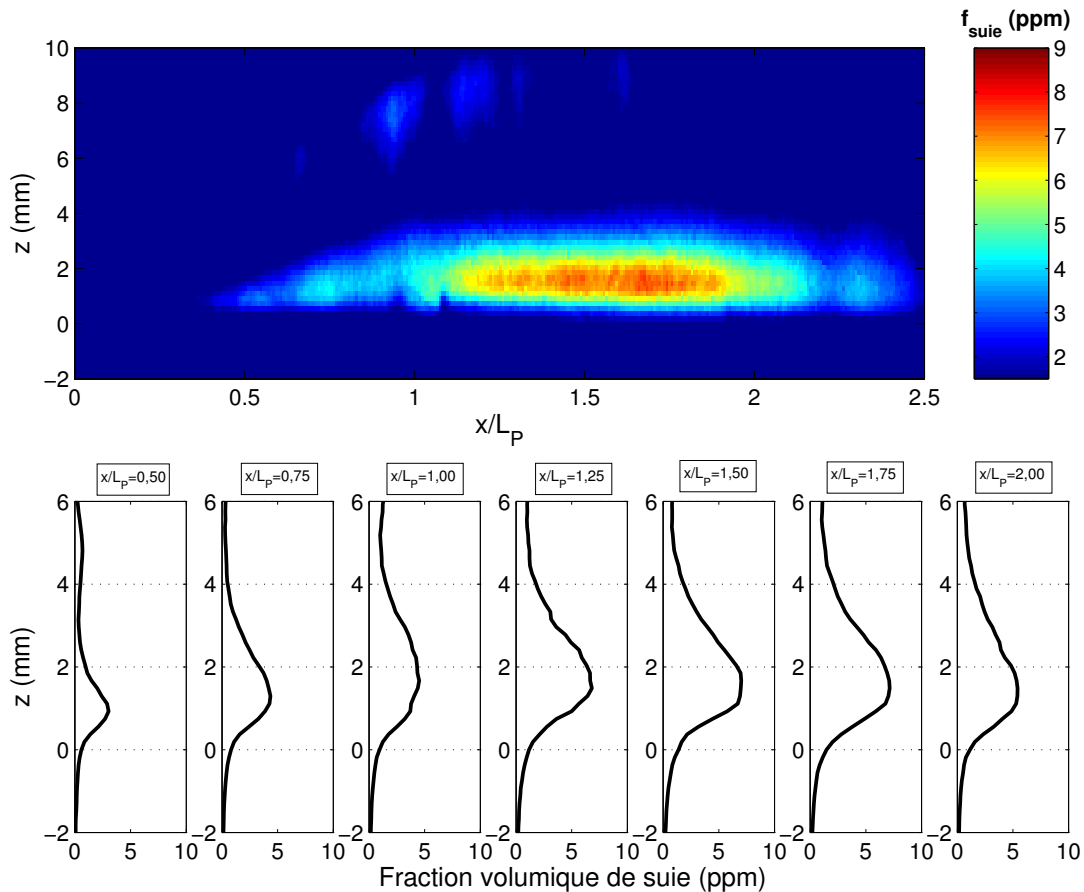


Figure 7.15 – Cartographie de la fraction volumique de suie pour  $V_{OX} = 250$  mm/s et  $V_F = 5$  mm/s en haut et évolution de l'intensité en fonction de la coordonnée verticale  $z$  pour différentes valeurs de la abscisse  $x/L_P$  en bas.

Avec cette cartographie on peut suivre l'évolution de la production en particules de suie le long de la plaque. En fait, la fraction volumique de suie se concentre sur une région qui se trouve au-delà du bord de fuite du poreux ( $1, 0 \leq x/L_P \leq 2, 0$ ), et très proche de la surface de la plaque. En aval la production en suie diminue pour finalement disparaître pour  $x/L_P \approx 2,2$ . Plus en amont, dans la zone à l'aplomb du poreux, on constate une faible concentration de particules. On note les premières particules de suie à  $x/L_P \approx 0,5$ .

Il faut remarquer que cette détection des particules tardive au bord de l'attaque est sans doute en partie liée à une limitation de la technique LII. En effet, le faisceau laser a été transformé en une nappe tout en faisant en sorte que l'étalement de l'énergie contenue dans

la nappe soit le plus homogène possible (cf. figure 5.22). L'objectif de cette étude étant de sonder la queue de la flamme (cf. paragraphe 1.4), on a donc privilégié une position de la zone la plus intense en énergie de la nappe, au-delà du bord de fuite du poreux. Ceci de façon à retrouver le signal d'incandescence des particules plutôt en queue de flamme que dans la zone d'injection combustible. Comme cela a été mentionné auparavant cette zone a fait déjà l'objet d'une étude au sein de l'équipe [Legros 2003].

Une autre constatation d'importance peut être faite en comparant les distributions de l'émission des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  (cf. figure 7.1 et 7.2 respectivement) avec la cartographie de la fraction volumique de suie. Notons que la zone de production des suies se trouve dans une région juste en-dessous de la zone réactionnelle.

Pour analyser en détail cette zone de production on a utilisé la même méthodologie que pour les cartographies précédentes. On retrace les profils de la fraction volumique de suie en fonction de l'ordonnée  $z$  à différentes position sur l'abscisse  $x/L_P$ .

Les profils en bas de la figure 7.15 illustrent les évolutions obtenues. Les trois premiers profils concernent la zone d'injection du combustible entre  $x/L_P \geq 0$  et  $x/L_P \leq 1,0$ , en fonction de l'ordonnée  $z$  et les autres la zone au-delà du bord de fuite du poreux pour  $x/L_P \geq 1,0$ .

On peut observer, d'une part que le pic sur les profils de  $f_{\text{suie}}$  augmente depuis  $x/L_P = 0,5$  pour atteindre son maximum aux alentours de  $x/L_P = 2,0$ . Plus en aval, le maximum diminue progressivement le long de la plaque pour disparaître quasi complètement lorsque  $x/L_P > 2,5$ . D'autre part, la largeur du profil d'intensité augmente aussi entre  $x/L_P = 0,5$  et  $x/L_P = 1,0$  pour rester relativement constante jusqu'à  $x/L_P = 1,75$ . A partir de cette position la largeur du profil commence à nouveau à se réduire.

A partir de ces profils, il est également possible d'analyser les trajectoires des particules le long de la plaque. Cette analyse est réalisée dans le paragraphe suivant.

### Evolution des particules le long de la plaque

Comme cela a été fait ci-dessus pour la localisation de la *stand-off distance* de la zone réactionnelle (cf. paragraphe 7.2.2), on a repéré le pic de la fraction volumique des suies sur l'ordonnée  $z$ . On a considéré que ce pic est représentatif de l'évolution des trajectoires des particules au sein de la flamme. Ensuite, on a retracé cette position en fonction de l'abscisse  $x/L_P$  sur l'ensemble des graphiques de la figure 7.16. Il faut préciser que la totalité des courbes présentées ici, a été obtenue par ajustement polynomial des données expérimentales.

La figure 7.16 a/ présente l'évolution de la *stand-off distance* évaluée à partir de la position du pic de  $f_{\text{suie}}$  pour différentes vitesses d'écoulement forcé. La vitesse d'injection du combustible et la teneur en oxygène sont  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{\text{O}_2} = 0,35$  respectivement. Les courbes montrent des tendances similaires. Dans un premier temps entre  $0 \leq x/L_P \leq 1,0$  cette distance commence à augmenter autour de  $x/L_P \approx 0,5$  pour atteindre son maximum juste au bord de fuite du poreux ( $x/L_P = 1,0$ ). Par la suite la trajectoire des particules est déviée vers la plaque plane, pour finalement rester relativement stable au-delà de ( $x/L_P = 1,5$ ).

On a pu constater auparavant sur la figure 7.14 que le maximum de la concentration des précurseurs de la formation des suies se trouve aux alentours du bord de fuite du poreux ( $x/L_P \approx 1$ ). Dans cette région, juste au-dessus de la surface du poreux, le rapport local entre la formation des suies et l'oxydation des suies augmente déplaçant alors les particules vers la

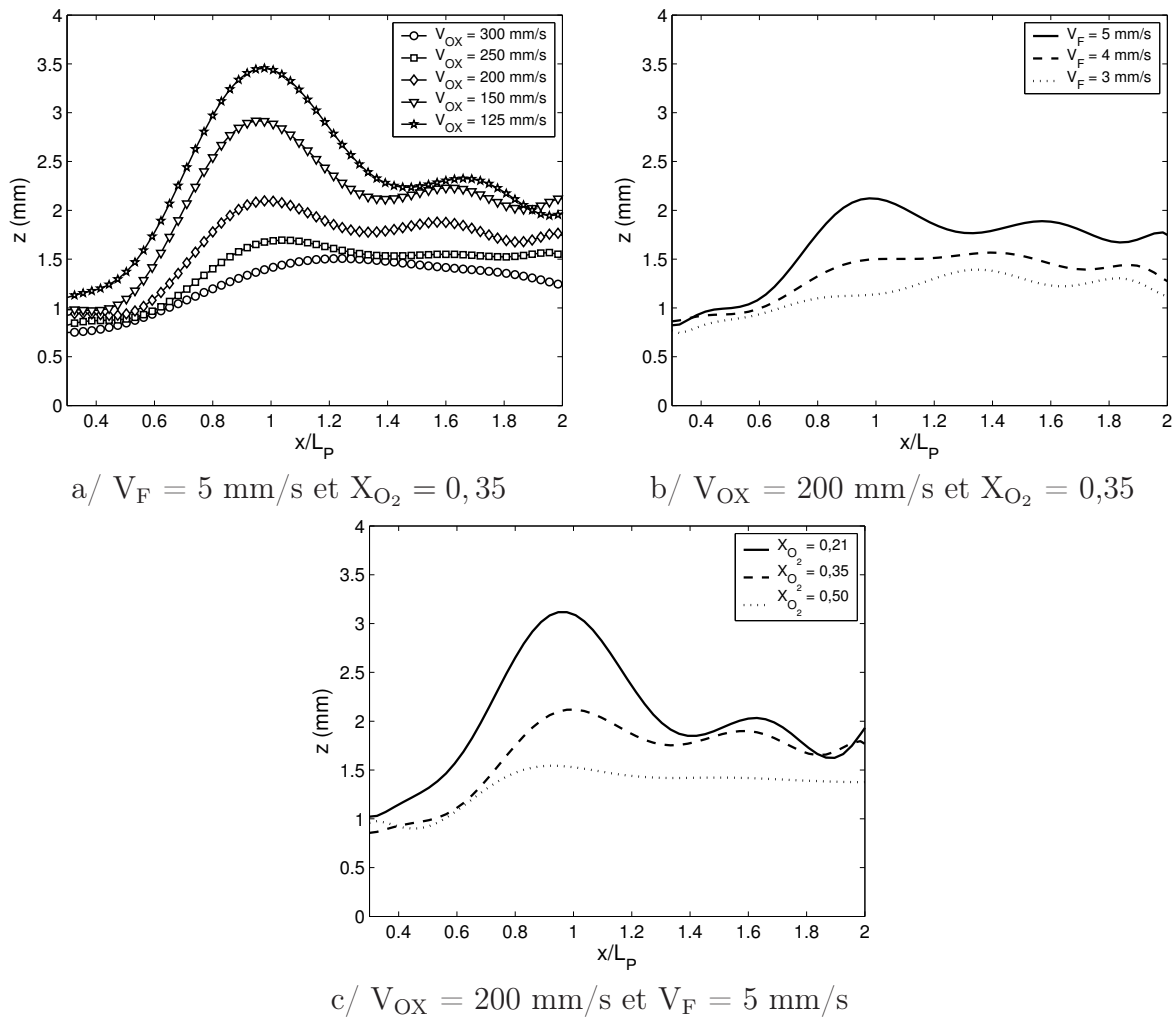


Figure 7.16 – Evolution de la position du pic de la fraction volumique de suie en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ .

zone réactionnelle. Ensuite les lignes de courants commencent à pénétrer plus efficacement à l'intérieure de la zone de réaction et l'oxydation devient un phénomène plus important. Ainsi le rapport local entre la formation et l'oxydation des suies diminue déviant les particules vers la plaque du brûleur.

A partir de la position ( $x/L_P \approx 1,5$ ) on peut observer que les particules de suies restent relativement sur une trajectoire stable. Ceci est peut être dû à l'extinction de la zone réactionnelle. En fait, on a constaté de manière générale que la zone réactionnelle disparaît ou que l'émission des radicaux diminue dans cette zone pour  $x/L_P \approx 1,5$  (cf. figure 7.9), donc le rôle oxydant des ces radicaux est affaibli. Alors les particules sont emportées par l'écoulement oxydant vers le bord de fuite de la plaque plane. Il est légitime de penser aussi que la molécule d'oxygène peut venir aussi réagir avec les particules de suies en modifiant leurs trajectoires. Toutefois il est reconnu par la communauté scientifique que l'oxydation des suies par cette molécule est moins importante que celle due aux radicaux, et tout spécialement celle due aux  $OH^*$  [Kennedy 1997, Faeth 2002]. Ceci tend à expliquer la position

relativement stable du pic au-delà de la position ( $x/L_P \approx 1,5$ ).

La figure 7.16 b/ représente les évolutions de la position du maximum de  $f_{suie}$  en fonction de l'abscisse  $x/L_P$  pour une vitesse de l'écoulement oxydant égal à  $V_{OX} = 200$  mm/s et une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$ . Lorsque la vitesse d'injection de l'éthylène  $V_F$  a été modifiée, on a retrouvé des tendances similaires aux précédentes concernant les trajectoires des particules le long de la plaque, pour une vitesse d'injection  $V_F = 5$  mm/s et 4mm/s. Cependant, pour  $V_F = 3$  mm/s cette tendance est moins évidente à constater. Il est clair que la production de suie diminue en fonction de  $V_F$ , le taux de formation des particules est moins important à faible vitesse d'injection (*cf.* figure 7.14) par conséquent, on a moins de particules produites à  $V_{OX}$  et  $X_{O_2}$  fixés. La production de suie d'une part, se concentre dans une zone moins large, et le pic se rapproche de la surface de la plaque plane. D'autre part, cette zone est moins affectée par l'écoulement oxydant et par la zone réactionnelle.

La même méthodologie a également été appliquée pour différentes  $X_{O_2}$ . La figure 7.16 c/ montre les variations de la position du pic, le long de l'abscisse  $x/L_P$  pour une vitesse de l'oxydant  $V_{OX} = 200$  mm/s et une vitesse d'injection combustible  $V_F = 5$  mm/s. Ici encore les particules suivent les mêmes tendances que sur les graphiques antérieurs. En effet, la teneur en oxygène provoque de manière générale un décalage de la position du pic, le long de la plaque, vers la zone réactionnelle lorsque  $X_{O_2}$  décroît.

Ce comportement est certainement dû au fait qu'une teneur en oxygène plus élevée conduit à des émissions donc à des concentrations plus intenses des radicaux  $OH^*$  (*cf.* figure 7.9) qui vont venir oxyder plus fortement, d'une part, les précurseurs de la formation des suies (*cf.* figure 7.14 c/) et, d'autre part, les particules de suies produites par ces HAP. En rencontrant un milieu plus riche en  $OH^*$  et  $O_2$  dans la zone de réaction et en queue de flamme, les particules de suie changent leurs trajectoires et tendent vers la plaque notamment quand  $X_{O_2}$  augmente.

### La fraction volumique de suie intégrée

Pour pouvoir étudier de manière intégrale la concentration des particules des suies le long de la plaque on a, à nouveau, appliqué la même méthodologie, c'est-à-dire en intégrant la fraction volumique de suies par unité de longueur longitudinale.

Les évolutions représentatives de la fraction volumique intégrée, sont présentées dans la figure 7.17. Les graphiques de la figure 7.17 a/ et b/ illustrent les courbes obtenues en faisant varier la vitesse de l'oxydant  $V_{OX}$ , en fixant la vitesse d'injection combustible à  $V_F = 5$  mm/s et la teneur en oxygène à  $X_{O_2} = 0,35$  et  $X_{O_2} = 0,5$

Les graphiques de la figure 7.17 c/ et d/ montrent les évolutions pour des vitesses d'injection d'éthylène variables pour une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$  sur la figure 7.17 c/ et  $X_{O_2} = 0,5$  sur la figure 7.17 d/. Dans le deux cas la vitesse de l'oxydant est identique, et égale à  $V_{OX} = 250$  mm/s.

Les figures 7.17 a/ et b/ montrent des tendances similaires. Une augmentation rapide de la fraction volumique de suie dans la zone juste au-dessus du poreux. Après le bord de fuite ( $x/L_P > 1,0$ ) la concentration continue de croître. Le pic est atteint dans une région comprise entre ( $1,25 < (x/L_P) < 1,75$ ) pour l'ensemble des courbes présentées sur les deux graphiques. Plus en aval, dans la queue de la flamme les courbes montrent une décroissance importante de la fraction volumique.

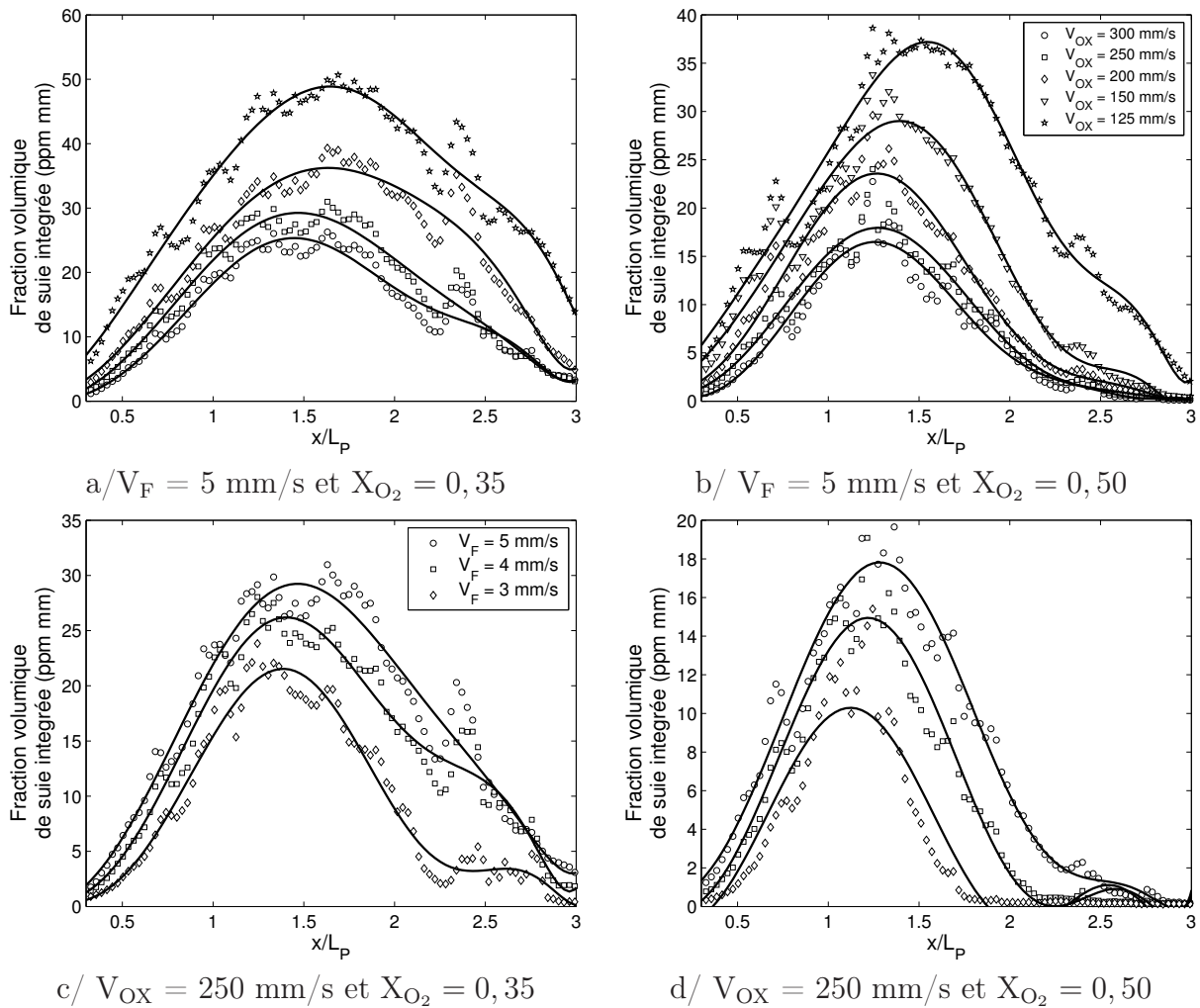


Figure 7.17 – La fraction volumique de suie intégrée en fonction de l’abscisse  $x/L_P$ .

Il est également important de noter que la position du maximum de la fraction volumique de suie intégrée, sur l’abscisse  $x/L_P$  représente l’équilibre local entre la formation et l’oxydation des suies. En amont de ce pic le rapport local entre la formation et l’oxydation des suies est plus important que celui en aval du pic.

Un autre élément important est la différence de  $f_{suie}$  intégrée lorsque la vitesse d’écoulement forcé varie. En fait, une diminution de  $V_{OX}$  provoque une augmentation de la fraction volumique des suies, comme illustré sur la figure 7.17. Ceci peut s’expliquer par deux phénomènes. D’une part on a montré sur le graphique de la figure 7.14 que la concentration des HAP, précurseurs de la formation des suies, diminue aussi avec  $V_{OX}$ . D’autre part, une augmentation de  $V_{OX}$  résulte en une augmentation des radicaux  $OH^*$ , un des principaux responsables de l’oxydation de la suie. Ces deux phénomènes s’associent pour modifier de manière importante la concentration des particules au sein de la flamme. Ceci est également valable lorsque la teneur en oxygène est modifiée, comme le montre le graphique de la figure 7.17 b/.

Sur les figures 7.17 c/ et d/ on a appliqué à nouveau la même méthodologie, à savoir on

a retracé  $f_{suie}$  intégrée en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ . Ici l'étude paramétrique a porté sur la vitesse d'injection d'éthylène  $V_F$ . La vitesse d'écoulement de l'oxydant n'a pas été modifiée entre les deux graphiques ( $V_{OX} = 250$  mm/s) et la teneur en oxygène a varié de  $X_{O_2} = 0,35$  sur la figure 7.17 c/ à  $X_{O_2} = 0,5$  pour le graphique de la figure 7.17 d/.

La constatation faite précédemment sur les figures 7.17 a/ et b/ est complètement extrapolable à ces deux graphiques, à savoir une augmentation importante de la concentration des particules de suie dans la zone au-dessus du poreux, avec un maximum atteint pour une position autour  $x/L_P \approx 1,5$ . Dans cette région le rapport local entre la formation et l'oxydation des suies semble atteindre un équilibre. En aval, l'oxydation devient prédominante sur la formation et la fraction volumique de suies décroît. On constate même la disparition des particules de suie, avant le bord de fuite de la plaque, lorsque le soufflage et la teneur en oxygène sont importants. (cf. figure 7.17 d/).

Sur les deux figures on peut aussi voir l'influence de la vitesse d'injection du combustible sur la concentration de la suie. Comme attendu, lorsque  $V_F$  augmente on retrouve systématiquement une concentration de suie plus élevée au sein de la flamme. En fait, les précurseurs de la formation des suies augmentent aussi avec  $V_F$  (cf. figure 7.14) et, par conséquent, conduisent à une production de suie plus importante, tous paramètres fixés par ailleurs.

Si maintenant on observe la position du maximum par rapport à la plaque on peut aisément voir que cette position ne varie pas en fonction de  $V_F$ . Cela est valable pour les deux graphiques 7.17 c/ et d/. La même tendance a été constatée pour les HAP (cf. figure 7.14) où le pic reste stable. Etant donné que les particules de suies sont formées à partir de ces HAP l'évolution de ces derniers n'a pas été modifiée au sein de la flamme.

Cependant, cette dépendance de la vitesse d'injection combustible est complètement différente lorsque s'agit de la vitesse de l'écoulement forcé. Sur les graphiques de la figure 7.17 a/ et b/ on peut voir que la position du maximum de  $f_{suie}$  intégrée, selon l'abscisse  $x/L_P$ , est modifiée par  $V_{OX}$ . En effet, lorsque le temps caractéristique de résidence diminue (accroissement de  $V_{OX}$ ), la position du pic se décale vers le bord de fuite du poreux. Ceci est valable pour les deux graphiques.

Ceci ouvre la voie à l'analyse de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur l'interaction entre la formation et l'oxydation de suies sur  $f_{suie}$ .

### 7.3.3 Interaction entre la formation/oxydation de la suie et sa fraction volumique

Tout comme le préconise Faeth [Faeth 2002], il est important de caractériser la formation et l'oxydation des suies à partir du rapport entre temps caractéristique de formation  $\tau_f$  et temps caractéristique d'oxydation des suies  $\tau_{ox}$ . Autrement dit, la production des suies est le résultat de la compétition entre ces deux phénomènes.

La comparaison entre ces temps caractéristiques a été entreprise sur la base des graphiques présentés ci-dessus. La confrontation entre les évolutions du signal intégrée lié au HAP, précurseurs de la formation des suies, et celles du signal lié à la fraction volumique des suies  $f_{suie}$  peut fournir des informations sur les phénomènes conduisant à la formation de ces suies au sein de la flamme.

La figure 7.18 a/ représente les évolutions du signal intégré des HAP, normalisée par la valeur du maximum, en pointillés, et celles de la fraction volumique de suies, normalisée par

la valeur du pic. Les deux courbes sont tracées en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ . Elles ont été obtenus pour un écoulement forcé d'une vitesse  $V_{OX} = 200$  mm/s, une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$ , et une vitesse d'injection maintenue à  $V_F = 5$  mm/s.

On peut aisément observer qu'il existe un décalage entre la position du maximum du signal intégré fourni pour les HAP et le signal intégré dû à la fraction volumique des suie. Cette différence peut s'expliquer par le fait que dans la zone réactionnelle, où les radicaux  $OH^*$  sont présents, comme on l'a vu, en abondance, ces derniers réagissent avec la suie en l'oxydant tout au long de la flamme. Cependant l'oxydation n'est pas la même partout (*cf.* figure 7.9 a/). En effet dans la première partie de la flamme, là où les deux courbes présentent une croissance importante, la pente de la courbe des HAP est supérieure à celle de  $f_{suie}$ . Le pic de concentration des HAP, comme prévisible, précède celle due aux suies. Au-delà de ce pic la décroissance des HAP est beaucoup plus rapide que celle de  $f_{suie}$ , notamment en queue de flamme. Cette décroissance de la fraction volumique de suie est éventuellement liée au phénomène d'oxydation, auquel correspond un temps caractéristique d'oxydation.

Si on repère les positions du pic sur les évolutions du signal intégré des HAP et du signal dû à  $f_{suie}$  pour différentes vitesses d'écoulement oxydant, on peut analyser l'influence d'écoulement forcé sur la formation et la production des suies. La figure 7.18 b/ illustre les positions relevées pour une vitesse d'injection du combustible  $V_F = 5$  m/s et une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$ . On peut observer que l'écoulement forcé n'a pratiquement pas d'influence sur la position du maximum des précurseurs de formation des suies. *A contrario* on observe une différence importante sur la position du maximum de la fraction volumique des suies.

On peut également utiliser la même logique et étudier l'influence de la vitesse d'injection pariétale et de la teneur en oxygène. Les figures 7.18 c/ et 7.18 d/ illustrent les évolutions lorsque la vitesse du combustible  $V_F$  et la teneur en oxygène  $X_{O_2}$  varient. Il est tout à fait prévisible qu'il n'existe pas d'évolution sur la position des HAP et de la  $f_{suie}$  en modifiant  $V_F$ . Auparavant une augmentation du débit de combustible provoque bien une augmentation importante des précurseurs de suies et de la concentration des particules (*cf.* figure 7.14 et 7.17). Toutefois, l'équilibre entre la formation et l'oxydation des particules est vraisemblablement atteint toujours à la même abscisse le long de la plaque.

Lorsque la teneur en oxygène est modifiée on observe qu'il y n'a pas de modification de la position du pic. Ici encore l'oxygène agit comme la vitesse d'injection combustible, mais dans le sens inverse. C'est-à-dire qu'une augmentation de la teneur en oxygène conduit à un accroissement de l'oxydation en modifiant la concentration des HAP et des particules de suies au sein de la flamme mais, ne vient pas modifier la position du pic, où le rapport local entre la formation et l'oxydation de suies atteint sa valeur maximale.

Partant des évolutions des signaux fournis par les précurseurs de formation des suies  $\tau_f$ , les HAP, on a essayé de valider les résultats fournis par le modèle numérique quant à l'évolution du temps caractéristique de formation des suies (*cf.* paragraphe 4.2.2).

En fait, la formation de suies est gouvernée par la décomposition du combustible qui elle-même est contrôlée par la diffusion moléculaire de ce même combustible vers la flamme. Autrement dit, le temps caractéristique de formation  $\tau_f$  dépend directement de  $1/V_D$  où  $V_D$  est la vitesse de diffusion [Legros 2003].

Considérant le graphique de la figure 7.18 b/ on observe une variation de la position du pic de  $f_{suie}$  lorsque  $V_{OX}$  est modifiée. Ceci semble être en accord avec les résultats obtenus pour

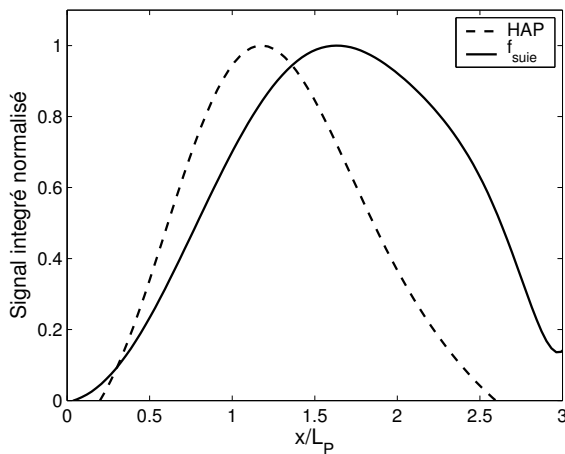
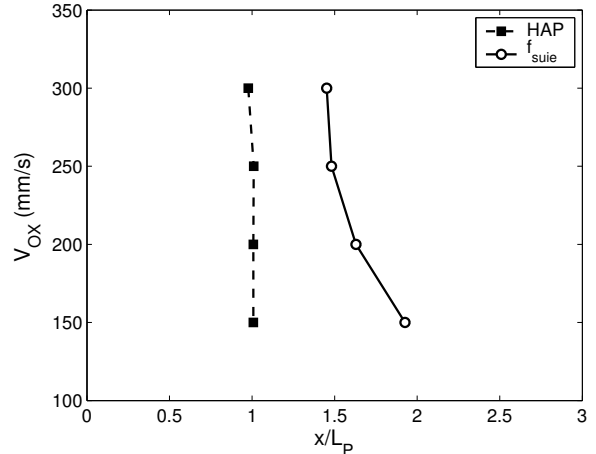
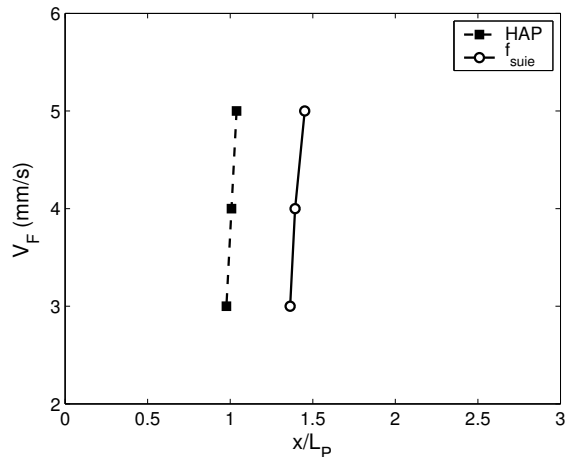
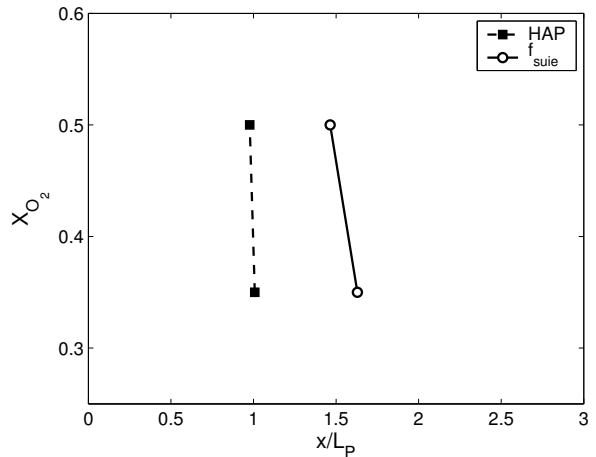
a/  $V_{OX} = 200$  mm/s,  $V_F = 5$  mm/s  
et  $X_{O_2} = 0,35$ b/  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ c/  $V_{OX} = 200$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ d/  $V_{OX} = 200$  mm/s et  $V_F = 5$  mm/s

Figure 7.18 – Comparaison entre la position du pic des HAP intégrés et de la fraction volumique de suie intégrée le long de la plaque.

la zone de réaction primaire, à savoir à une augmentation de  $V_{OX}$  résulte une augmentation de l'intensité et de la longueur de la zone d'émission des radicaux (*cf.* figure 7.9). Ceci conduit à des modifications au niveau de la concentration des suies et de la position du pic d'intensité.

Une analyse de l'influence de l'oxydation sur la production des particules s'avère nécessaire. Précisons que compte tenu des graphiques de la figure 7.18, seule l'influence de  $V_{OX}$  a été considérée, celle du  $V_F$  et  $X_{O_2}$  apparaissant négligeable.

Le graphique de la figure 7.19 a/ montre les évolutions de l'émission des radicaux  $OH^*$  et de la fraction volumique de suie intégrée. Chaque évolution a été normalisée par la valeur de son maximum. Ces courbes ont été tracées pour une vitesse de l'oxydant  $V_{OX} = 200$  mm/s, pour une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$  et une vitesse d'injection combustible  $V_F = 5$  mm/s. On peut aisément constater que le pic de la émission  $OH^*$  se trouve en amont du pic de  $f_{suie}$  et que la production des suies est bien modifiée par la présence des radicaux. Dans la zone à l'aplomb du poreux on observe une augmentation de concentration des radicaux.

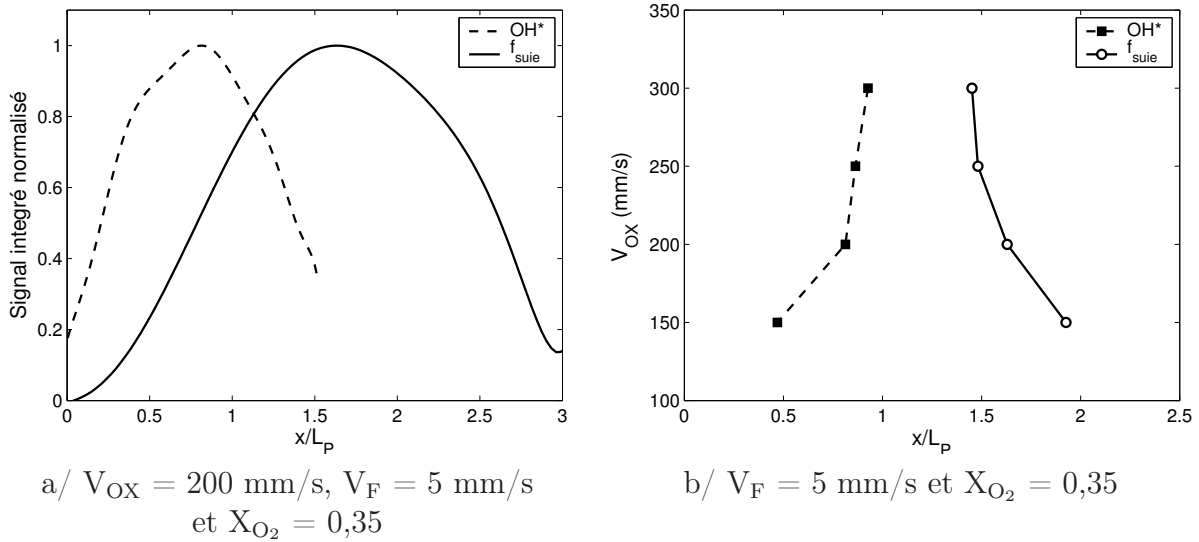


Figure 7.19 – Comparaison de la position du pic de l'émission des radicaux  $OH^*$  et de la fraction volumique de suie intégrée le long de la plaque.

En fait cette augmentation est plus rapide que celle de la fraction volumique des suies. La production de suies dans cette zone est ainsi complètement contrôlée par ces radicaux où probablement le rapport local entre la formation et l'oxydation de suies est moindre.

Après le pic d'émission des radicaux  $OH^*$  la production de suie continue à augmenter et le rapport local entre la formation et l'oxydation des suies atteint son maximum dans la zone où l'intensité intégrée de  $OH^*$  décroît brutalement. Enfin, la concentration des particules diminue aussi plus en aval. Toutefois, comme cela a été dit auparavant la décroissance de la concentration des particules est moins rapide que l'accroissement observé au bord d'attaque.

Il est intéressant alors d'analyser l'influence de la vitesse de l'oxydant  $V_{OX}$  sur la position du pic de l'intensité des radicaux  $OH^*$  et celle de  $f_{suie}$  intégrée. Le graphique de la figure 7.19 b/ montre l'évolution de la position du pic pour différentes vitesses de l'oxydant, pour une vitesse d'injection  $V_F = 5 \text{ mm/s}$  et une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$ . Ces courbes retracent deux tendances opposées. En effet, lorsque  $V_{OX}$  augmente la position du pic d'émission  $OH^*$  se décale vers le bord de fuite de la plaque, tandis qu'un soufflage plus important tend à rapprocher la position du pic de  $f_{suie}$  du bord d'attaque de la plaque plane.

Ces deux tendances ont été analysées de manière approfondie dans le paragraphe précédent. Rappelons qu'une augmentation de la vitesse de l'écoulement forcé résulte en un accroissement de l'émission des radicaux qui en même temps provoque une diminution de la production des suies. Il est légitime de penser alors que l'écart entre ces deux courbes peut permettre d'évaluer un temps caractéristique d'oxydation  $\tau_{ox}$  au delà de la zone radicalaire d'émission due à  $OH^*$  et  $CH^*$ . Pour déterminer ce temps caractéristique d'oxydation, on procède de la manière suivante : tout d'abord on détermine l'écart entre la position du pic de  $f_{suie}$  et celui du radical  $OH^*$  pour chaque vitesse de l'oxydant. Ensuite, on évalue ce temps caractéristique  $\tau_{ox}$  comme étant le rapport entre cet écart et  $V_{OX}$ .

Les résultats obtenus sont portés sur la figure 7.20. Ce graphique montre alors l'évolution du temps caractéristique d'oxydation  $\tau_{ox}$  en fonction de la vitesse d'écoulement forcé.

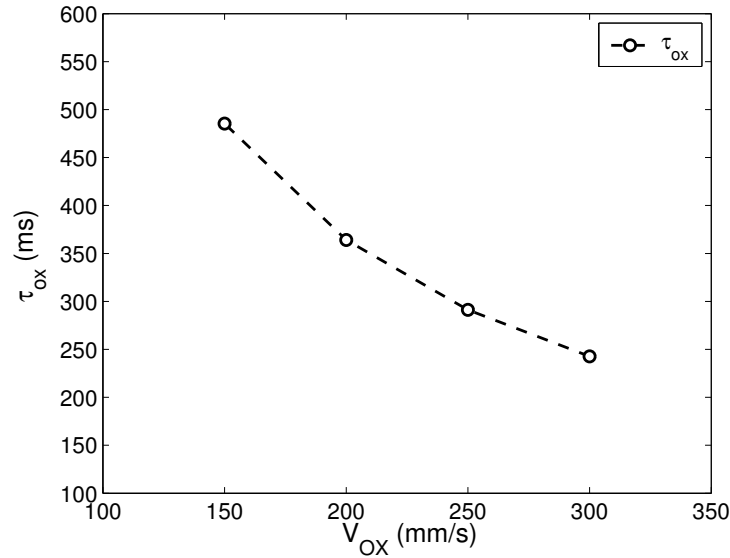


Figure 7.20 – Temps caractéristique d’oxydation  $\tau_{ox}$  de suies en fonction de la vitesse de l’oxydant  $V_{OX}$ . Pour  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ .

En fait, lorsque  $V_{OX}$  augmente le temps caractéristique d’oxydation  $\tau_{ox}$  diminue. Ceci tend à confirmer les tendances observées sur les courbes de  $f_{suie}$  intégrée de la figure 7.17. C’est-à-dire, une modification de la pente de décroissance de la production des suies en queue de flamme. En effet, pour une vitesse d’oxydant plus importante, le temps caractéristique d’oxydation diminue. En même temps ceci modifie le taux d’oxydation en changeant la pente de la courbe de production des suies  $f_{suie}$  dans la zone de décroissance, après le passage du pic.

L’interaction entre la zone de réaction primaire et la fraction volumique de suie analysée ci-dessus peut contribuer à expliquer au moins qualitativement le phénomène d’extinction de la réaction. On aboutit ainsi à une définition de la longueur de flamme.

## 7.4 La longueur de la flamme

Comme cela a été introduit dans les chapitre 1.3.2 de ce mémoire, une manière de caractériser le phénomène d’extinction passe par le nombre de Damköhler  $\mathcal{D}$ . Rappelons que ce nombre exprime le rapport entre le temps caractéristique de résidence  $\tau_r$  et le temps caractéristique chimique  $\tau_{ch}$  (cf. équation (1.3)). En effet, ce nombre  $\mathcal{D}$  présente une dépendance certaine vis-à-vis de la température de la zone réactionnelle, qui elle-même dépend de la concentration des suies via les pertes radiatives. En fait, il est intéressant de comparer l’émission des radicaux étudiés à celles de la fraction volumique de suies le long de la plaque. Le graphique de la figure 7.21 a/ présente les courbes de l’intensité des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  et de la fraction volumique de suie intégrée, normalisé par le maximum, le long de la plaque. Les résultats ont été obtenus pour une vitesse de l’oxydant  $V_{OX} = 250$  mm/s, une teneur en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$  et une vitesse d’injection de l’éthylène  $V_F = 5$  mm/s.

On peut aisément constater que la zone de décroissance d’intensité des radicaux se trouve

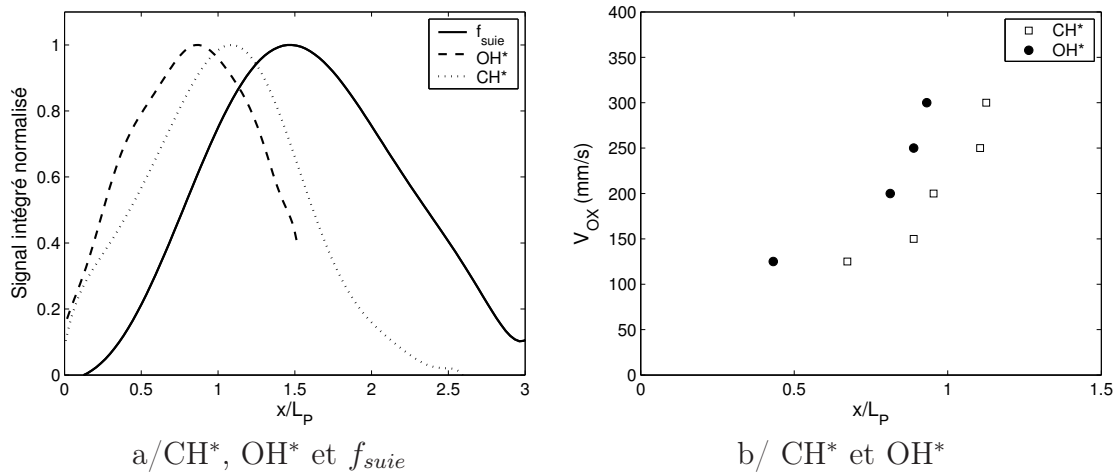


Figure 7.21 – a/ Evolution de l'intensité des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  et de la  $f_{suie}$  intégrée et b/ évolution de la position du pic d'intensité intégrée des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$ , en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ . Pour  $V_{OX} = 250$  mm/s,  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ .

aux alentours du maximum de la fraction volumique de suie intégrée. En fait, ce graphique montre clairement le rôle de la concentration en suie sur le phénomène d'extinction de la zone réactionnelle initiale. Il est important de remarquer que ce phénomène d'extinction de la zone de réaction par une concentration locale de suie, a déjà fait l'objet d'études théoriques. Citons à ce sujet les travaux de Markstein et DeRis [Markstein 1984] qui ont proposé un modèle d'extinction basé sur la production de suies mais qui jusqu'alors n'a jamais été validé expérimentalement.

Il reste maintenant à bien identifier l'endroit où l'on considère la réaction comme éteinte. Il faut remarquer que la longueur d'une flamme est normalement estimée à partir d'images obtenues dans le spectre du visible, où il est très difficile de dissocier la zone d'émission de la zone de réaction primaire avec l'émission des particules des suies. La littérature montre que dans la plus part des cas on utilise des critères arbitraires pour définir la zone d'extinction et, par conséquent, la longueur de la flamme [Lin 1999a, Lin 1999b]. C'est justement pour cela que la méthodologie utilisée au cours de ces travaux peut présenter un intérêt. En fait, l'évolution intégrale de l'intensité offre aussi la possibilité de déterminer la zone d'extinction. Par exemple, pourquoi ne pas considérer, en première approximation, la longueur de la zone de la réaction comme la distance comprise entre le bord d'attaque du poreux et la position où les courbes des intensités intégrées atteignent leurs maxima.

Lorsque l'on analyse l'intensité intégrée des émissions des radicaux (cf. figure 7.9) on s'aperçoit que le pic, sur l'ensemble des figures, correspond au début de la décroissance de l'émission de chaque radical et donc de leur présence au sein de la flamme.

La position de chaque pic  $I_{zr_{max}}$ , a été tracée sur la figure 7.21 b/ en fonction de l'abscisse  $x/L_P$ . Pour  $V_{OX} = 250$  mm/s,  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ . Tout d'abord, on observe la même tendance pour les deux radicaux, à savoir que la position de  $I_{zr_{max}}$  est toujours plus avale pour le radical  $CH^*$  que pour le radical  $OH^*$ .

Il est probable que cette différence soit la cause de deux phénomènes. Comme cela a déjà été évoqué le radical  $OH^*$  est un produit intermédiaire apparaissant au tout début de

la chaîne de réactions du schéma cinétique et sa présence est fortement liée à l'écoulement oxydant et plus faiblement à celle du combustible. A *contrario* le  $\text{CH}^*$  augmente avec la concentration des réactifs, fortement en fonction de la concentration de l'éthylène mais dans une moindre mesure, de celle de l'oxygène. Etant donné qu'il existe toujours un taux de combustible qui n'est pas consommé (*cf.* figure 7.10), il y aura toujours des réactifs capables d'agir et produire des radicaux  $\text{CH}^*$  le long de la plaque. Il est possible que l'autre effet soit dû à la concentration importante de précurseurs de suies et de particules de suies dans la zone au-dessus du poreux. Le radical  $\text{OH}^*$  réagit alors plus fortement dans cette zone en diminuant sa présence plutôt que celle du radical  $\text{CH}^*$ .

Dans ces conditions où la présence du radical  $\text{CH}^*$  est détectée plus en aval que celle du radical  $\text{OH}^*$ , il est alors logique de préférer comme représentative de la longueur de la zone réactionnelle l'émission du radical  $\text{CH}^*$ .

Sur le même graphique de la figure 7.21 b/ on peut constater aussi une évolution de la position de  $I_{zr_{max}}$  (position du pic) lorsqu'on fait varier  $V_{\text{OX}}$ . On observe les mêmes tendances pour les deux radicaux. Une augmentation de la vitesse de l'oxydant a pour conséquence des zones d'émission plus longues et, selon notre définition, des longueurs de flamme plus importantes quand  $V_{\text{OX}}$  croît. Ceci confirme les observations expérimentales faites sur des flammes visibles, à savoir des flammes plus longues et plus intenses lorsque la vitesse de l'écoulement forcé augmente (*cf.* figure 2.7) [Brahmi 1998, Vietoris 1998, Legros 2003, Fuentes 2007].

Cependant, il apparaît important d'affiner encore cette mesure de longueur de flamme. Si on observe la figure 7.21 a/, on s'aperçoit qu'il faut trouver un moyen pour essayer de caractériser l'extinction en aval de la position du pic  $I_{zr_{max}}$ , plus précisément dans la zone de décroissance de l'intensité. Pour cela, la technique des isocontours présentée dans le chapitre relatif au développement numérique (*cf.* figure 4.1) a été mise à profit. Rappelons que cette technique permet de déterminer une valeur seuil en-deçà de laquelle la réaction est considérée comme éteinte. Le détail de la méthodologie utilisée se trouve dans le paragraphe 4.1.1 de ce mémoire. En effet, si on applique la technique sur une image d'émission spontanée  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$ , on trouve les évolutions illustrées dans le graphique de la figure 7.22 a/, pour une vitesse de l'écoulement forcé  $V_{\text{OX}} = 250$  mm/s, une vitesse d'injection  $V_{\text{F}} = 5$  mm/s et une teneur en oxygène  $X_{\text{O}_2} = 0,35$ . L'ordonnée de ce graphique représente la somme des intensités normalisées par son maximum et pondérées par la taille du pixel réel, en fonction de chaque valeur seuil (*cf.* paragraphe 4.1.1).

On peut constater que pour les deux radicaux il y a une variation importante de la somme des intensités normalisées jusqu'aux alentours de 90% du maximum pour chaque radical. A cette position la somme des intensités reste relativement stable en définissant ainsi le seuil d'extinction, à savoir la valeur seuil qui correspond à une intensité globale égale à 10 % du maximum de la courbe.

Pour valider l'utilisation de cette méthodologie on a retracé un isocontour dont la valeur frontière correspond à 10 % du maximum d'intensité sur la cartographie du radical  $\text{CH}^*$ , représenté ici en niveau de gris, simultanément à l'intensité intégrée du même radical en fonction de l'abscisse  $x/L_{\text{P}}$ . La figure 7.22 b/ illustre le résultat obtenu pour une vitesse de l'oxydant  $V_{\text{OX}} = 250$  mm/s, une teneur en oxygène  $X_{\text{O}_2} = 0,35$  et une vitesse d'injection  $V_{\text{F}} = 5$  mm/s. On peut observer, d'une part que l'isocontour qui représente 90 % de la valeur  $I_{zr_{max}}$  cerne bien la zone réactionnelle définie ici par le radical  $\text{CH}^*$ , d'autre part, en comparant la courbe d'intensité intégrée à celle de l'isocontour on s'aperçoit que la position

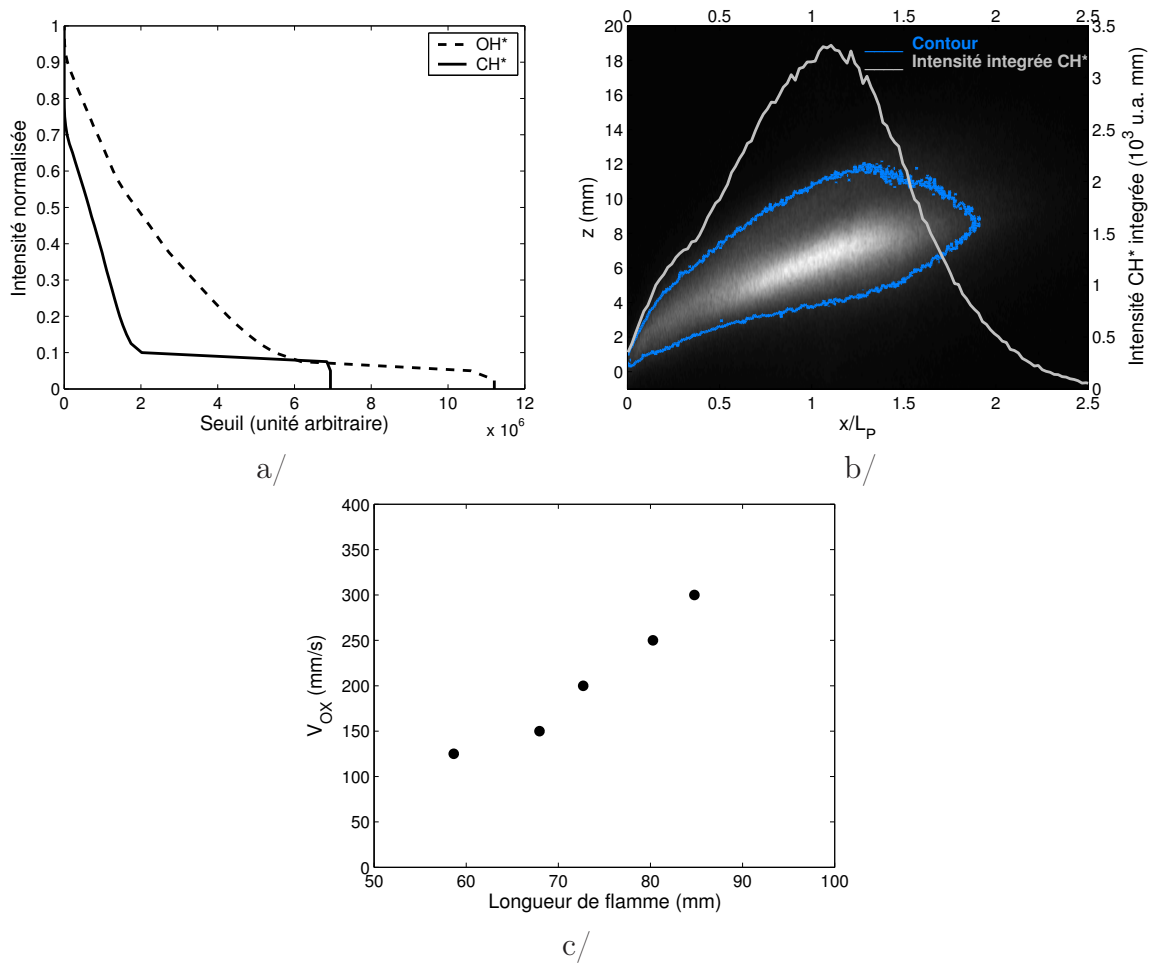


Figure 7.22 – a/ Evolution du seuil en fonction de l’intensité des radicaux normalisée, b/ comparaison des intensités intégrées avec des isocontours à 90 % du maximum du radical CH\* et c/ influence de l’écoulement forcé sur la longueur de la zone de réaction primaire. Pour  $V_{OX} = 250$  mm/s,  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ .

sur l’abscisse  $x/L_P$  marquant la fin de la réaction définie par la frontière de l’isocontour se trouve dans la zone de décroissance de l’intensité intégrée, validant ainsi la méthodologie proposée.

Reste maintenant à évaluer des isocontours, en utilisant la méthode proposée ci-dessus, et comparer celles-ci à l’évolution de l’intensité intégrée dans la zone de décroissance de l’émission pour différentes vitesses d’écoulement forcé  $V_{OX}$ . Ainsi la distance du début du poreux jusqu’à la valeur maximale de la frontière délimitée par l’isocontour projeté sur l’abscisse  $x/L_P$ , donne la longueur de la zone réactionnelle qui, dans notre cas, représente la longueur de la flamme. Le graphique de la figure 7.22 c/ illustre les résultats obtenus pour les longueurs de flammes à différentes vitesses de l’oxydant  $V_{OX}$ , pour  $V_F = 5$  mm/s et  $X_{O_2} = 0,35$ . Comme attendu, ces longueurs de flammes suivent les mêmes tendances que la position  $I_{zr_{max}}$ , à savoir des flammes plus longues lorsque  $V_{OX}$  croît.

# Chapitre 8

## Discussion et conclusion

Ce mémoire de thèse a comme objectif de contribuer à une meilleure description de la structure des flammes représentatives d'un incendie dans un environnement sous gravité réduite. Il tend à compléter la banque de données que constitue les résultats obtenus par les six précédentes thèses afin d'aboutir à terme à une détermination réaliste des critères de combustion et d'inflammation des matériaux dans leur utilisation spatiale. Les tests utilisés à ce jour pour essayer de déterminer les critères précités mettent souvent en jeu une configuration de type plaque plane : à savoir l'établissement d'une flamme de diffusion au sein de la couche limite réactive se développant au dessus de la surface combustible. Cette configuration pour être réaliste doit être étudiée dans les conditions qui prévalent dans un vaisseau en orbite, soit des écoulements forcés circulant aux vitesses générées par les systèmes de climatisation, 0,1 à 0,3 m/s, et des atmosphères contenant de l'air ou de l'air suroxygéné, et bien sûr sous gravité réduite.

Les travaux antérieurs effectués au laboratoire ainsi qu'un examen approfondi de la littérature ont montré qu'il était important de se préoccuper, entre autre, des phénomènes qui pouvaient conduire à l'extinction de l'incendie comme à son développement. Parmi ces phénomènes ceux ayant trait aux échanges radiatifs sont apparus à examiner prioritairement, c'est pour cela que ce travail a comme objectif d'évaluer l'importance de la contribution de la zone réactive à ces transferts. Plus précisément, il s'agit d'essayer d'évaluer comment la zone réactionnelle interagit avec le champ de concentration des suies, vecteur important du transport radiatif, notamment en fin de flamme, là où elle *s'éteint*.

Ce mémoire de thèse se place avant tout dans la continuité et s'appuie sur les acquis tant expérimentaux que théoriques. Il considère comme acquis que l'écoulement étudié est parfaitement laminaire et qu'il satisfait aux hypothèses du problème d'Emmons [Emmons 1956] comme cela a été vérifié antérieurement par Rouvreau [Rouvreau 2002a]. Il admet que la combustion gaz-solide peut être simulée par un système gaz-gaz, le combustible étant injecté à travers une paroi poreuse dans un écoulement oxydant parallèle à sa surface. Le code numérique utilisé correspond à une évolution de l'outil mis en œuvre par Legros [Legros 2003] et moi-même [Fuentes 2003]. Sur le plan expérimental l'installation utilisée au cours des vols paraboliques est une version améliorée, notamment sur le plan des méthodes de diagnostic de celle utilisée par Cordeiro [Cordeiro 2003] et réadaptée aux nouvelles normes par Legros [Legros 2003]. Notons que le gros travail de Cordeiro [Cordeiro 2003] sur la prise en compte de l'influence des *g-jitters* sur la validité et la fiabilité des mesures m'a été de la plus grande utilité quant à la sélection des données à analyser.

Dans ce travail je me suis efforcé d'atteindre deux objectifs :

- expliquer, au moins qualitativement, le phénomène d'extinction en queue de flamme ;
- prédire, de façon plus quantitative, la formation et l'oxydation des suies dans la flamme d'éthylène à travers une étude paramétrique de l'influence de la vitesse du courant oxydant, de la concentration en oxygène et de la vitesse d'injection du combustible, en vue de constituer une banque de données sur laquelle on pourrait s'appuyer pour valider une éventuelle modélisation numérique de la production des suies.

Sur le plan numérique on a adapté l'outil dérivé de FDS utilisé déjà par Rouvreau [Rouvreau 2002a] au sein de l'équipe. Ce code instationnaire, tridimensionnel, de simulation numérique directe, prenant en compte les changements importants de masse volumique, permet alors de simuler la flamme de diffusion en condition de gravité réduite. En fait deux éléments importants ont été insérés dans le code original permettant d'approfondir l'analyse de l'influence du rayonnement sur la structure de la flamme.

- le couplage des transferts radiatifs avec une combustion modélisée par une cinétique chimique finie à une seule étape et gouvernée par une loi de type Arrhénius et, ce dans le but de simuler le phénomène d'extinction en queue de flamme ;
- l'incorporation de particules fictives dans le domaine de calcul afin de suivre la trajectoire de ces particules et de reproduire l'histoire des conditions le long de ces trajectoires donnant éventuellement naissance aux particules de suie au sein de la zone réactionnelle.

En premier, les résultats numériques ont permis de mettre en évidence l'influence des transferts radiatifs sur le paramètre stand-off distance et ensuite sur le phénomène d'extinction en fin de zone réactionnelle, ou de queue de flamme. Une première validation a été effectuée à travers la comparaison entre l'emprise de la zone de réaction et celle correspondant à l'émission spontanée des radicaux  $\text{CH}^*$ . Néanmoins il reste encore à améliorer l'analyse afin de réduire l'écart entre résultats numériques et expérimentaux. L'étude paramétrique conduit aux bonnes tendances toutefois les longueurs diffèrent encore trop ( $> 50\%$ ).

En second l'étude numérique a fourni une analyse des trajectoires de particules fictives dans la zone réactionnelle. Le code n'est pas validé à ce jour pour simuler la production des suies, c'est l'histoire des particules fictives injectées dans le milieu qui a permis de quantifier le rapport ( $\tau_f/\tau_{ox}$ ) pilotant en quelque sorte la propension de la flamme à la production des suies. Il a été possible de confirmer qu'en dépit d'un temps de résidence global plus court, une augmentation de la vitesse du courant oxydant conduit localement à une augmentation de la fraction volumique de suie par le biais d'une diminution du temps caractéristique d'oxydation, dans la zone à l'aplomb du poreux, confirmant ainsi les tendances observées par Legros [Legros 2003]. Néanmoins le code dans sa version actuelle ne permet pas de simuler les phénomènes en queue de flamme et donc l'allongement de la flamme visible reste inaccessible. C'est cette constatation qui m'a poussé à entreprendre des mesures expérimentales en aval du poreux.

Des mesures quantitatives, sur notamment la fraction volumique des suies en queue de flamme, apparaissent nécessaires. Compte tenu des aspects géométriques tridimensionnelles de la flamme dans la zone en aval du poreux [Legros 2005] et de la impossibilité d'appliquer la technique d'extinction en queue flamme, on a dû opter pour une technique possédant une

---

résolution spatial importante. Compte tenu des travaux de la littérature j'ai jeté mon dévolu sur la technique dite de (LII) ou Incandescence Induite par Laser.

Hormis les difficultés habituellement rencontrées lors de la mise en œuvre des diagnostics optiques en milieu réactif, deux défis ont du être relevés :

- mettre en œuvre la LII sur une flamme plane et non axisymétrique ;
- mettre en œuvre la LII dans un environnement sous gravité réduite au sein de l'Airbus A300 de Novespace.

Comme un des principaux objectifs de ce travail consiste à prévoir les phénomènes d'extinction en queue de flamme au travers de l'interaction entre la zone réactionnelle initiale et le champ de concentration des suies, je me suis employé à caractériser la structure de la zone réactionnelle à travers le suivi des traceurs que sont les radicaux ( $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$ ) et les précurseurs de la formation des suies les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP).

Dans les deux cas seules des mesures qualitatives ont été réalisées. La Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF) a démontré être une technique adaptée à l'identification de la zone de formation des particules de suies en suivant la fluorescence des HAP. En s'appuyant sur les travaux de Vander Wal [Vander Wal 1997b], la LII et la PLIF ont été mises en œuvre de façon couplée. Avec le même dispositif expérimental on excite la suie et les HAP au sein d'une même nappe laser. Seul le délai entre impulsion du laser et le début d'exposition du capteur ICCD a été modifié.

Par ailleurs, on a aussi montré le potentiel de la chimiluminescence pour suivre l'évolution de la zone réactionnelle, le long de la plaque, à travers la capture de l'émission spontanée des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$ . Pour la visualisation de la chimiluminescence, un dispositif identique à celui de la LII a été utilisé. L'objectif étant d'étudier l'interaction entre zone réactionnelle et champ de concentration de la suie, chaque expérimentation se déroule en veillant à synchroniser les mesures des radicaux avec les mesures de LII, de façon à obtenir des cartographies quasi-simultanées, décalées tout au plus de quelques nanosecondes. Le suivi de l'émission spontanée des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$  permet de mieux appréhender qualitativement la corrélation entre la composition de la zone réactive et la structure de la zone où les suies sont présentes.

Un des résultats importants obtenus dans la partie dénommée "approche expérimentale" réside dans le fait d'être parvenu à réaliser un étalonnage du signal d'incandescence des particules des suies. Ceci a permis d'obtenir des mesures quantitatives de la concentration des particules au sein de la flamme. Comme cela a été mentionné dans le paragraphe 5.5.3 un effort important a été effectué pour identifier toutes les sources d'erreurs affectant la mesure de la fraction volumique de suie. Néanmoins, même en adoptant une procédure d'étalonnage in situ, l'incertitude est encore de l'ordre de 40%. Ceci est dû principalement aux incertitudes sur les indices de réfraction de la suie. En fait, la fonction d'absorption ( $E(\tilde{m})$ ) contribue à près de 24% à l'incertitude globale. Malgré les efforts de la communauté scientifique ces indices s'avèrent toujours très difficile à évaluer avec une précision acceptable. La preuve en est fournie par le graphique de la figure 5.10 où l'on constate la variation importante de la fonction  $E(\tilde{m})$  obtenue par différents auteurs.

Dans la première partie de ce mémoire consacrée à la présentation et à l'analyse des résultats expérimentaux, on se préoccupe de la caractérisation de la *stand-off distance*. En premier on a tenté de bien cerner la zone réactionnelle à travers l'émission spontanée des

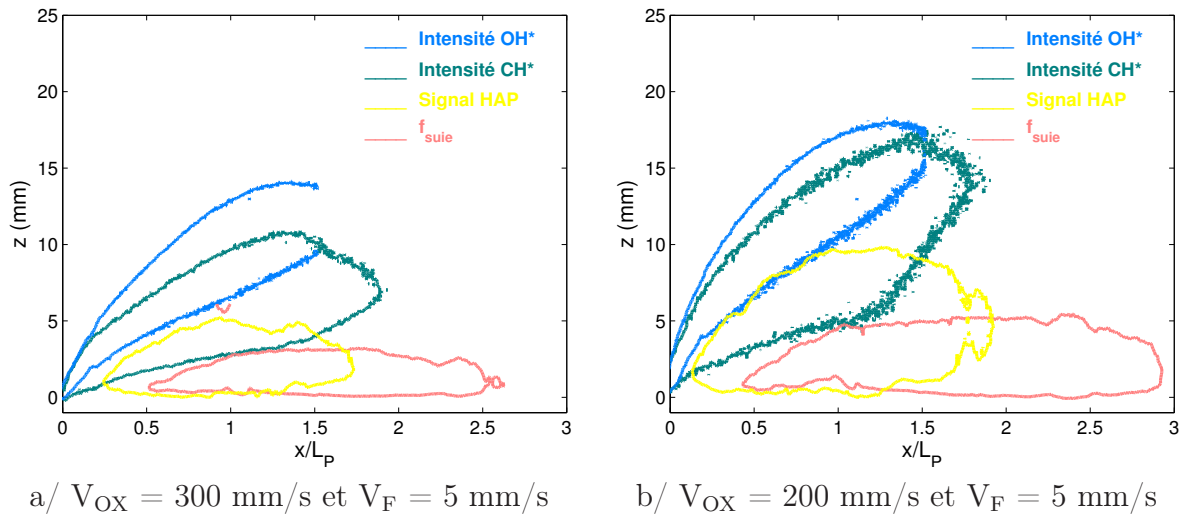


Figure 8.1 – Interaction entre la zone réactionnelle, formation de suies et le champ des concentration de suie par de isocontours à différents régimes et une concentration en oxygène  $X_{O_2} = 0,35$ .

radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$ . En analysant les cartographies d'intensité on s'aperçoit que la région de présence des radicaux  $OH^*$  est ostensiblement située au-dessus de celle des radicaux  $CH^*$ .

Les isocontours présentées sur la figure 8.1 montrent bien l'existence du recouvrement entre les deux zones et le décalage géographique entre celles-ci. Partant de là il est proposé que la position du pic d'intensité soit représentative de la *stand-off distance*, hypothèse validée en comparant la *stand-off distance* à l'épaisseur de la couche limite de type Blasius. L'influence des différents paramètres considérés dans cette étude est examinée. On a constaté alors la forte influence de la vitesse de l'écoulement oxydant sur cette distance. En fait une augmentation de  $V_{OX}$  conduit la zone réactionnelle à se rapprocher de la surface de la plaque plane. A nouveau il est facile de constater cette évolution à partir des isocontours de la figure 8.1.

L'influence de la vitesse d'injection du combustible  $V_F$  et de la teneur en oxygène  $X_{O_2}$  se traduit par un impact moindre sur cette distance. Enfin, on a étudié l'évolution du profil de l'intensité d'émission de ces radicaux le long de la plaque, de manière globale, à travers l'intensité intégrée le long de l'axe longitudinale  $z$ . On a à nouveau pu constater l'influence importante de la vitesse de l'oxydant sur la valeur de cette intensité intégrée.

En fait, on observe une augmentation d'intensité lorsque  $V_{OX}$  augmente. Ceci confirme les observations expérimentales faites sur les flammes dans le spectre du visible, à savoir des flammes plus intenses lorsque  $V_{OX}$  croît. De même on a observé que la position, le long de la plaque, du pic d'intensité intégrée se déplace vers le bord d'attaque lorsque  $V_{OX}$  diminue. A *contrario* aucun effet n'a été constaté, sur la position du pic d'intensité, lorsque  $V_F$  et  $X_{O_2}$  sont modifiées. Certes une augmentation de  $V_F$  et  $X_{O_2}$  conduit à des émissions plus intenses mais ne modifie pas la position du pic  $I_{zr_{max}}$ . Il est clair que c'est la variation de la vitesse de l'écoulement forcé qui provoque des modifications sur la structure de la flamme et plus précisément sur la *stand-off distance*. Ces résultats confirment les premières observations réalisées sur des flammes de diffusion visibles, établies en micropesanteur, par

---

Brahmi [Brahmi 1998] et Cordeiro [Cordeiro 2003] en configuration gaz-gaz, par Vietoris [Vietoris 1998] sur un brûleur solide et numériquement par Rouvreau [Rouvreau 2002a].

Dans la seconde partie de la présentation de l'analyse des résultats expérimentaux ce sont les champs de concentration des suies qui sont examinés. Tout d'abord ce sont les précurseurs de la formation des suies dénommés HAP qui ont été étudiés. Bien qu'à l'heure actuelle l'étalonnage de ces signaux reste très difficile à réaliser, ces mesures ont permis de bien localiser les précurseurs de la formation des suies le long de la plaque. De plus ils ont également permis une analyse comparative entre les différents régimes. Etant donné que ces HAP sont issus directement de la décomposition du combustible dans les zones riches. Il faut s'attendre à un signal des HAP de forte intensité dans la zone à l'aplomb du poreux. Notons également que la zone réactionnelle initiale borne la position géographique des HAP au sein de la flamme. Ceci est confirmé par la figure 8.1 où l'on peut constater que la localisation de la zone des radicaux  $\text{OH}^*$  limite la présence de ces HAP au sein de la flamme. La méthodologie intégrale a été utilisée pour comparer ces signaux aux différents régimes. De fait, la variation de la vitesse de l'oxydant modifie le signal des HAP. Lorsque  $V_{\text{OX}}$  augmente les signaux des précurseurs de la formation des suies décroissent et les HAP sont alors présents dans une région plus étroite (*cf.* figure 8.1). Ceci est liée au phénomène d'oxydation par le radical  $\text{OH}^*$ , en effet une augmentation de  $V_{\text{OX}}$  conduit à une intensité des radicaux  $\text{OH}^*$  plus importante, donc à un potentiel d'oxydation des HAP supérieur. Lorsque  $V_{\text{F}}$  varie on constate la tendance attendue; c'est-à-dire un accroissement des signaux avec  $V_{\text{F}}$ . Même tendance lorsque  $X_{\text{O}_2}$  est modifiée, une teneur plus faible en oxygène se traduit par une augmentation du signal HAP. En revanche la position du pic de l'intensité intégrée des HAP, n'est modifiée par aucun des trois paramètres. Dans tous les cas le maximum est atteint aux alentours de  $x/L_{\text{P}} = 1$ , soit au bord de fuite du poreux, ce qui confirme la forte dépendance de la formation des suies vis-à-vis du débit combustible.

Par la suite c'est la production des suie qui a été étudiée. La fraction volumique des suies au sein de la flamme a été évaluée en utilisant la technique d'Incandescence Induite par Plan Laser (LII) en combinaison avec la procédure d'étalonnage. En observant une cartographie de la concentration en suies on s'aperçoit que les particules de suie sont présentes au dessous de la zone réactionnelle et pratiquement au bord de fuite de la plaque. En tout cas la LII a détecté des signaux au-delà de la zone réactionnelle et cela sur toute la gamme des régimes étudiés (*cf.* figure 8.1).

Toutes ces observations qualitatives et quantitatives confirment le fait que les flammes analysées dans la présente étude sont du type *open-tip*. Une flamme ouverte dite *open-tip* correspond à une flamme qui présente une queue de flamme ouverte d'où sont alors éjectées les particules de suie. A *contrario* une flamme *closed-tip* présente une queue de flamme fermée. Dans ce dernier cas toute la charge combustible est complètement oxydée dans la zone réactionnelle et par conséquent il n'y pas de suies présentes au delà de la zone de flamme. Ce résultat est d'importance. Car si la littérature présente de nombreuses corrélations empiriques pour estimer la longueur des flammes de diffusion avec un très bon accord avec les résultats expérimentaux pour les flammes du type *closed-tip* il n'en va pas de même pour le type *open-tip* [Faeth 2002]. Par ailleurs on a étudié la fraction volumique intégrée et on constate alors que la vitesse de l'oxydant modifie la concentration en particules de suies. Un soufflage de l'écoulement forcé plus important conduit à une diminution de la concentration et de la répartition géographique des particules au sein de la flamme (*cf.* figure

8.1). Cette observation est en contradiction avec les résultats trouvés par Legros [Legros 2003] dans la zone au-dessus du poreux. En fait dans cette zone riche en combustible la formation des suies est le phénomène prépondérant face l'oxydation des particules. En aval du poreux, lorsque il n'a plus d'injection de combustible la formation de suies décroît très rapidement et c'est l'oxydation qui devient dominante face à la formation des suies (*cf.* figure 7.17), d'où cette modification de comportement en queue de la flamme.

Ce travail souligne également qu'une augmentation de la vitesse  $V_F$  conduit à un accroissement de la fraction volumique de suies. L'effet contraire a été observé lorsque la teneur en oxygène variée. Une diminution en  $X_{O_2}$  conduit à une augmentation de  $f_{suie}$ . Cependant, la position du pic de fraction volumique intégrée, n'est pas sensible aux variations de  $V_F$  et  $X_{O_2}$ . En fait, la position du pic est stabilisé aux alentours  $x/L_P = 1,5$ . A *contrario* la position du pic est complètement modifiée lorsque  $V_{OX}$  varie. Une vitesse de l'écoulement forcé plus importante conduit à déplacer le pic de la fraction volumique de suie intégrée, vers le bord d'attaque.

Sur la base de ces constatations une méthode pour essayer d'estimer le temps caractéristique d'oxydation ( $\tau_{ox}$ ) au-delà de la position du maximum de la fraction volumique de suie intégrée est proposée en s'appuyant sur les courbes d'intensité intégrée du radical  $OH^*$ . En effet dans cette zone une augmentation de  $V_{OX}$  provoque une diminution de ( $\tau_{ox}$ ) modifiant ainsi la pente de décroissance de la concentration des particules en queue de flamme.

L'objectif affiché au début de ce travail visant à tenter d'expliquer le phénomène d'extinction en queue de flamme. La question est de savoir s'il a été atteint !. Des progrès ont été réalisés mais objectivement beaucoup reste à faire. La méthodologie *intégrale* d'analyse des cartographies a été mise à profit. Notamment en comparant les courbes d'intensités intégrales des radicaux  $CH^*$  et  $OH^*$  avec celles de la fraction volumique de suie. On a constaté de manière qualitative que l'extinction de la zone réactionnelle apparaît dans la zone du maximum de concentration des particules de suie, validant ainsi en partie les travaux théoriques réalisés à ce sujet. A partir de ces courbes d'intensité intégrée on a proposé une méthodologie pour déterminer la longueur de la flamme. Cette mesure est alors considéré comme étant la distance entre le début de poreux et l'abscisse  $x/L_P$  où l'on considère que la réaction est terminée *flamme éteinte*, à savoir dans la zone de décroissance de l'émission du radical  $CH^*$  en se basant sur l'isocontour correspondant à 90% de l'intensité maximale.

Quelles perspectives peut on dégager pour l'avenir ? Ce travail s'est aventuré sur les chemins numérique et expérimental avec plus ou moins de bonheur. Et malgré des avancées significatives beaucoup reste à faire avant d'atteindre l'objectif final de détermination des critères de combustion et d'inflammation des matériaux dans leur utilisation spatiale. Il faut à la fois progresser sur le plan de la modélisation numérique et sur celui de la collecte de résultats expérimentaux susceptibles de soutenir le développement et la validation des modèles adaptés. Dans ce mémoire rien n'a été présenté concernant les mesures de température (des gaz et des suies) bien que nous ayons déjà effectué de telles mesures par Absorption Emission Modulée (MAE) à deux longueurs d'onde, ni concernant le suivi de la taille et la répartition des particules de suie alors que les outils expérimentaux et numériques existent (prélèvements, microscopie électronique à balayage, modèle cinétique formation/oxydation), ni concernant les mesures de vitesse par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV), ni non plus sur la comparaison gravité normale/microgravité sachant néanmoins que les banques de données des résultats de mesure existent au laboratoire, ni enfin sur les transferts vers

---

la surface et l'environnement (mesures de flux). A cela, il faut ajouter le travail numérique entrepris sur la production des suies en partant d'une cinétique chimie de la combustion de l'éthylène. Par conséquent la première des perspectives dans le temps va consister à exploiter les banques de données expérimentales et numériques constituées sur ce type de système puis de poursuivre l'expérimentation sur les systèmes gaz-solide en s'intéressant aux matériaux combustibles ayant une utilisation spatiale. Au niveau expérimental nous envisageons de plus de contribuer à améliorer les méthodes de diagnostic mises en œuvre et en implanter si besoin d'autres. Citons par exemple la LII à deux longueurs d'onde, le suivi de la décroissance du signal d'incandescence de la LII pour remonter au diamètre des particules de suie, le suivi par thermocouples fins de la vitesse de combustion des solides, de la vitesse de propagation des flammes, sans oublier également le suivi des concentrations des réactifs et produits de combustion ( $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,...) et si possible de celles des espèces intermédiaires tels que les radicaux et les HAP à différentes longueurs d'onde. Au niveau numérique, l'évaluation du bilan d'énergie à la surface, du nombre de transfert de masse  $B$  dans l'optique de la caractérisation des systèmes gaz-solide, passe par l'introduction d'un modèle réaliste de cinétique finie de formation/oxydation des suies afin d'évaluer la contribution radiative et notamment la fraction radiative. A terme l'objectif espéré réside dans la modélisation des conditions d'extinction et de propagation de la flamme par pertes ou gains radiatifs, donc dans celle de la détermination des critères de combustion des matériaux dans leur utilisation spatiale, à savoir sous gravité réduite. Néanmoins tout cela ne sera rendu possible que si le CNES et l'ESA continuent d'apporter leur soutien pour permettre au laboratoire d'effectuer les indispensables expériences à bord de l'Airbus A300 de Novespace, à la Tour de chute libre de l'Université de Brême en Allemagne ou à bord de fusées sonde (programme Texas).



# Annexe A

## Création de l'apesanteur

### A.1 Théorie

Il est possible d'expliquer la notion d'apesanteur en faisant le bilan des forces qui s'exercent sur un objet (M) qui se déplace. Pour cela nous utilisons deux référentiels (*cf.* figure A.1) :

- le référentiel terrestre (R,OXYZ) qui est considéré comme le référentiel absolu ;
- le référentiel relatif (R',oxyz) lié par exemple à l'avion (pour le cas des vols paraboliques).

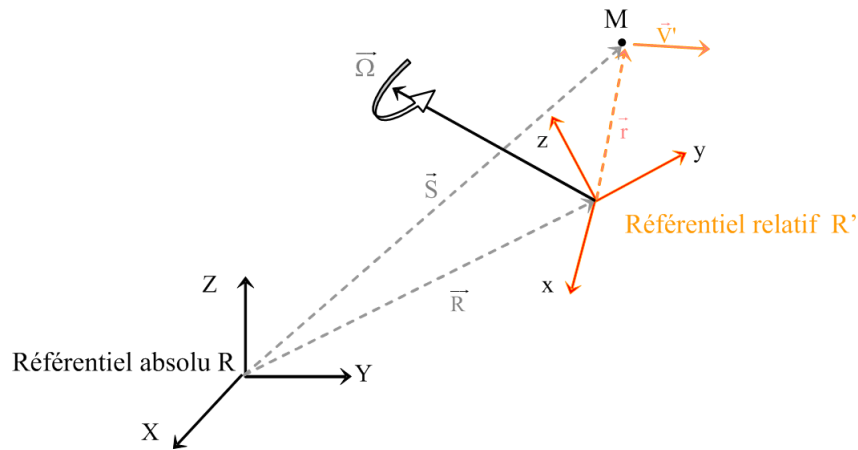


Figure A.1 – Définition des coordonnées et des vecteurs dans les référentiels absolu et relatif.

Nous considérons donc un objet (M) ayant une vitesse dans le référentiel relatif R', et R' est en mouvement par rapport au référentiel absolu R. En prenant le cas général où R' est à la fois en rotation et en translation par rapport à R, l'accélération du point M s'écrit dans le référentiel R, comme suit :

$$\vec{a}_R = \frac{d\vec{V}'}{dt} + \frac{d^2\vec{R}}{dt^2} + \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \vec{r} + \vec{\Omega} (\vec{\Omega} \times \vec{r}) + 2\vec{\Omega} \times \vec{V}' \quad (\text{A.1})$$

L'accélération de l'objet (M) dans le référentiel R est fonction de :

- l'accélération de (M) dans R' ;
- l'accélération linéaire de R'/R ;
- des deux termes d'accélération angulaire dus aux changements de vitesse de rotation de R'/R ;
- l'accélération de Coriolis.

### A.1.1 Cas de la tour de chute libre

L'expérience est fixe à l'intérieur de la capsule donc  $\vec{r} = cte.$  et  $d\vec{r}/dt = \vec{V}' = 0$ . On néglige la force de Coriolis et le mouvement de la capsule dans le référentiel terrestre est rectiligne (cf. figure A.2). On peut aussi négliger les forces de frottements car la pression résiduelle est de 10 Pa, donc :  $d^2R/dt^2 = g$  et  $\vec{\Omega} = \vec{0}$

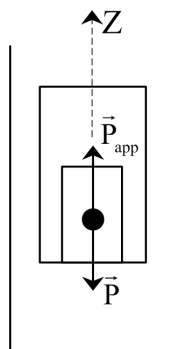


Figure A.2 – Equilibre des forces sur la partie d'un corps solide en mouvement libre.

Si l'on fait le bilan des forces on s'aperçoit que l'expérience n'est soumise qu'à son poids  $\vec{P}$  et à la réaction du support  $\vec{P}_{app}$  qui représente le poids apparent. En utilisant la loi de Newton  $\sum \vec{F} = m \vec{a}$  on peut écrire :

$$\vec{P}_{app} + \vec{P} = m \left( \frac{d\vec{V}'}{dt} + \frac{d^2\vec{R}}{dt^2} + \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \vec{r} + \vec{\Omega} (\vec{\Omega} \times \vec{r}) + 2\vec{\Omega} \times \vec{V}' \right) \quad (\text{A.2})$$

En utilisant les hypothèses précédentes et en projetant l'équation sur l'axe (0Z) on obtient :

$$P_{app} = mg - m \left( \frac{d^2R}{dt^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

d'où :

$$P_{app} = 0 \quad (\text{A.4})$$

On se retrouve donc bien en situation d'apesanteur. Dans les faits le niveau de gravité atteint est de l'ordre de  $10^{-5}g$ . Nous nous sommes ici placés dans la configuration de la tour de chute libre du ZARM (4,76 s) à Brême où un vide assez poussé est maintenu pendant la

chute de la capsule. En effet que ce soit dans le puits du JAMIC (10 s) au Japon ou à la tour de chute libre de la NASA (2,2 s), le vide n'est pas fait. Au JAMIC, des propulseurs ont été positionnés sur la capsule afin de compenser les forces de frottements. A la NASA, l'expérience est désolidarisée de la capsule au moment du largage. Ces dispositifs permettent d'obtenir des niveaux de gravité du même ordre de grandeur qu'à Brême.

### A.1.2 Cas des vols parabolique

Si le traitement de l'équation A.5 est relativement simple pour le cas des tours de chute libre, en revanche, en ce qui concerne les vols paraboliques, il faut prendre en compte la vitesse angulaire puisque l'avion décrit une trajectoire parabolique. L'équation à résoudre est du type :

$$\vec{P}_{app} = mg + m \left( -g + \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \vec{r} + \vec{\Omega} (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \right) \quad (\text{A.5})$$

Encore une fois on suppose que toutes les forces de surface s'annulent entre elles ; c'est-à-dire que la poussée compense exactement la traînée et que l'avion se trouve à l'incidence de portance nulle. En prenant une vitesse de rotation moyenne  $\Omega = 0,14 \text{ rad/s}$  [Ross 2002], le calcul montre que le niveau de gravité est de l'ordre de  $5 \times 10^{-2} g$ . Compte tenu des difficultés à ajuster la poussée et l'angle d'incidence, paramètres qui dépendent des pilotes et des conditions atmosphériques, des accélérations longitudinales ou transversales viennent perturber le niveau de gravité apparent. Dans la réalité le niveau de gravité va varier entre  $-5 \times 10^{-2} g$  et  $+5 \times 10^{-2} g$  comme on peut le voir sur la courbe représentant l'enregistrement de l'accélération verticale pendant une parabole dans la figure 2.5. En ce qui concerne les axes transversaux et longitudinaux, l'accélération résiduelle varie entre  $-10^{-2} g$  et  $+10^{-2} g$ .



# Annexe B

## L'Équation de Transfert Radiatif (ETR)

L'ETR traduit la conservation du rayonnement le long de son cheminement [Taine 1991]. Cette annexe est un complément au paragraphe 3.4

### B.1 Notations

Un milieu semi-transparent est a priori caractérisé optiquement par son indice complexe de réfraction  $\tilde{\eta}$ , composé de l'indice réel  $n$  et de l'indice d'extinction  $\kappa$  :

$$\tilde{\eta} = n + j\kappa \quad (\text{B.1})$$

avec  $j$  tel que

$$j^2 = -1$$

En règle générale, dans les gaz,  $\kappa$  est très petit devant  $n$  et il est possible de ne définir le chemin du faisceau qu'au travers de l'indice réel.

Le schéma de la figure B.1 décrit le chemin d'un rayon dans un milieu hétérogène entre deux points  $M_1(\mathbf{x}_1)$  et  $M_2(\mathbf{x}_2)$ .  $\mathbf{x}_i$  est le vecteur position du point  $M_i$ .  $\vec{n}_i$  est la tangente au chemin optique en  $M_i$  ainsi que la normale à la surface élémentaire  $d\mathcal{S}_i$ .  $d\Omega_i$  est l'angle solide élémentaire défini autour de la direction donnée par le vecteur  $\mathbf{s}_i$ . Ce vecteur fait un angle  $\theta_i$  avec la tangente  $\vec{n}_i$ .

L'indice  $n$  est alors défini comme le rapport entre la célérité de la lumière dans le milieu de l'onde considérée et sa célérité dans le vide :

$$n = \frac{c(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{c_0} \quad (\text{B.2})$$

On en déduit fort logiquement une relation entre longueur d'onde  $\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})$ , fréquence  $\nu$  et indice du milieu  $n$  :

$$\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \frac{c(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{\nu} = \frac{c_0}{\nu n(\mathbf{x}, \mathbf{s})} \quad (\text{B.3})$$

On note  $I'_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{s}, T)$  la luminance du rayonnement d'équilibre à la fréquence d'onde  $\nu$  :

$$I'_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{s}, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2(\mathbf{x}, \mathbf{s})} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = n^2(\mathbf{x}, \mathbf{s}) I'_\nu^o(T) \quad (\text{B.4})$$

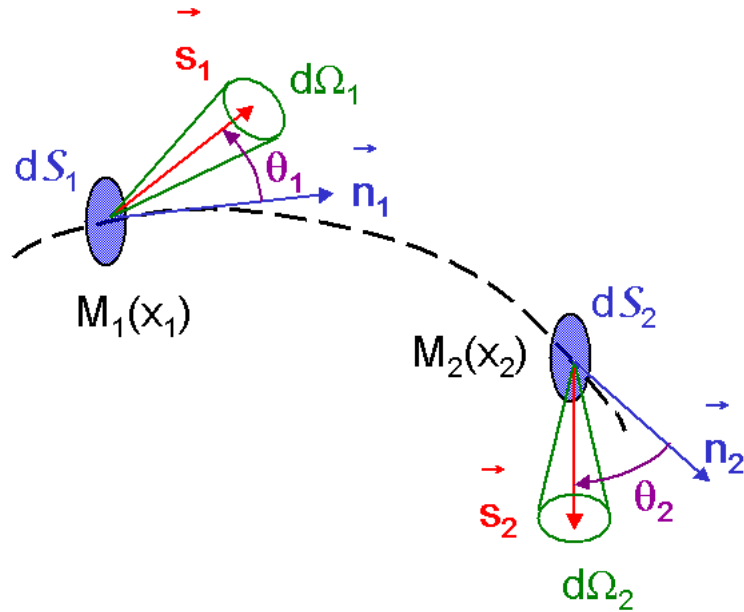


Figure B.1 – Chemin optique entre deux points quelconques d'un milieu hétérogène.

où  $h$  est la constante de Planck ( $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$  Js) et  $k$  celle de Boltzmann ( $k = 1,3806 \cdot 10^{-23}$  J/K).

$I_\nu^o(T)$  est ici la luminance isotrope du rayonnement à l'équilibre dans le vide.

Ainsi l'anisotropie de  $I'_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{s}, T)$ , consécutive à la distribution de température, peut-elle être influencée par un indice de réfraction du milieu éventuellement, lui aussi, anisotrope.

## B.2 Flux

Le flux élémentaire  $d^5\varphi'_\nu$  du rayon élémentaire se propageant dans  $d\Omega$  en  $\mathbf{x}$  normalement à la surface élémentaire  $dS$  est définie comme suit :

$$d^5\varphi'_\nu = I'_\nu dS d\Omega d\nu \quad (\text{B.5})$$

où  $I'_\nu$  est la luminance (et pas nécessairement la luminance du rayonnement d'équilibre) au point  $\mathbf{x}$ .

## B.3 Variation du flux

Considérons que  $\mathbf{x}_2 = \mathbf{x}_1 + d\mathbf{x}$ , c'est-à-dire que le point  $M_2$  est juste au voisinage aval du point  $M_1$  sur le chemin optique.

La variation du flux  $d^5\varphi'_\nu$  dans l'élément de volume  $dV = dS dx$  compris entre  $M_1$  et  $M_2$  est défini comme suit :

$$d^6\varphi'_\nu = d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) - d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x}) \quad (\text{B.6})$$

Or la relation de Clausius, qui traduit la conservation de l'étendue optique, s'écrit ici de la manière suivante :

$$n^2(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) = n^2(\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x}) \quad (\text{B.7})$$

Compte tenu de l'équation (B.5) ainsi écrite :

$$d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x}) = \frac{I'_\nu}{n^2}(\mathbf{x}) n^2(\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x}) d\nu \quad (\text{B.8})$$

il vient :

$$d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x}) = \frac{I'_\nu}{n^2}(\mathbf{x}) n^2(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\nu \quad (\text{B.9})$$

En écrivant l'équation (B.8) en  $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$  et en y retranchant l'équation (B.9), on obtient la variation du flux sous la forme suivante :

$$d^6\varphi'_\nu = \frac{d}{dx} \left( \frac{I'_\nu}{n^2} \right) n^2(\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x}) dV d\nu \quad (\text{B.10})$$

Notons que l'on a ici considéré la capacité thermique volumique radiative comme négligeable face à la capacité thermique volumique matérielle, ce qui sous-entend l'instantanéité de la propagation du rayonnement face aux autres modes de transferts thermiques.

## B.4 Absorption

Le flux absorbé  $d^6\varphi'_\nu{}^a$  par l'élément de volume  $dV$  compris entre  $M_1$  et  $M_2$  est a priori proportionnel à ce volume, à l'angle solide considéré, à la largeur élémentaire du spectre  $d\nu$  ainsi qu'à la luminance incidente  $I'_\nu$  :

$$-d^6\varphi'_\nu{}^a = -\kappa_\nu I'_\nu dV d\Omega d\nu \quad (\text{B.11})$$

Cette équation définit le coefficient monochromatique volumique d'absorption  $\kappa_\nu$  (homogène à l'inverse d'une longueur).

## B.5 Émission spontanée

Le milieu est notamment caractérisé par son coefficient monochromatique d'émission  $\xi_\nu(\mathbf{x})$ , défini comme suit :

$$d^6\varphi'_\nu{}^e = \xi_\nu dV d\Omega d\nu \quad (\text{B.12})$$

Dans l'hypothèse de l'équilibre thermique, la luminance dans toute direction et en tout point est la luminance de l'état d'équilibre  $n^2 I_\nu^o(T)$ .

De plus, en supposant l'équilibre thermique établi ou tout au moins le déséquilibre faible, le flux absorbé est égal au flux émis. Le coefficient monochromatique d'émission s'en déduit alors par référence aux équations (B.11) et (B.12) :

$$\xi_\nu(\mathbf{x}) = \kappa_\nu n^2 I_\nu^o(T) \quad (\text{B.13})$$

Finalement, le flux émis par le milieu dans le volume élémentaire  $dV$  et l'angle solide élémentaire  $d\Omega$  est donné par l'expression suivante :

$$d^6\varphi'_\nu{}^e = \kappa_\nu n^2 I_\nu^o(T) dV d\Omega d\nu \quad (\text{B.14})$$

## B.6 Diffusion

La diffusion est le phénomène qui dévie le rayonnement de sa direction initiale. La diffusion peut alors apporter une part à la fois négative et positive au flux  $d^5\varphi'_\nu$  (cf équation (B.5)) :

- elle peut dévier un rayon initialement dirigé dans la direction  $\mathbf{s}$  et ainsi participer à l'extinction de ce dernier entre  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$  ;
- elle peut dévier dans l'angle solide  $d\Omega$  un rayon initialement dirigé dans une autre direction que  $\mathbf{s}$ .

Le premier cas de figure, noté par l'indice  $d-$ , est analogue à l'absorption et peut donc être caractérisé par un coefficient monochromatique de diffusion  $\sigma_\nu$ , homogène lui aussi à l'inverse d'une longueur et défini par l'équation (B.15).

$$-d^6\varphi'_\nu{}^{d-} = -\sigma_\nu I'_\nu dV d\Omega d\nu \quad (\text{B.15})$$

Dans le second cas de figure, notons  $\mathbf{s}'$  la direction initiale du rayon atteignant le point en  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{s}$  la direction déviée du rayon sortant en  $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$ , comme précisé sur la figure B.2.

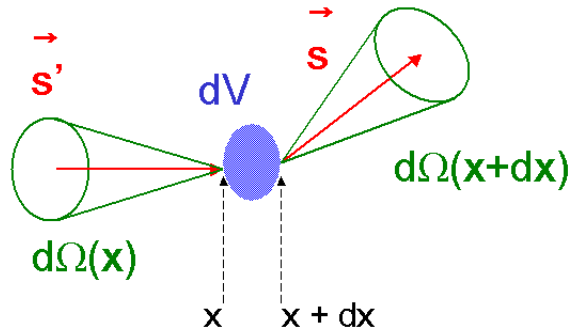


Figure B.2 – Diffusion du rayonnement par le volume élémentaire  $dV$

Le flux diffusé dans une direction quelconque est alors  $\sigma_\nu I'_\nu dV d\Omega' d\nu$ . On définit ensuite la fonction de phase  $\Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s})$  telle que la probabilité  $\mathcal{P}$  que le flux incident diffuse dans  $d\Omega$  soit la suivante :

$$\mathcal{P} = \frac{d\Omega}{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) \quad (\text{B.16})$$

Le flux  $d^6\varphi'_\nu{}^{d+}$  provenant de l'ensemble des directions de l'espace et diffusé constructivement par l'élément de volume  $dV$  dans l'angle solide  $d\Omega$  est alors défini par l'équation suivante :

$$d^6\varphi'_\nu{}^{d+} = \frac{\sigma_\nu}{4\pi} dV d\Omega d\nu \int_0^{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) I'_\nu(\mathbf{s}') d\Omega' \quad (\text{B.17})$$

## B.7 Bilan

En affirmant que la variation du flux à travers  $dV$  (*cf* équation (B.10)) est la somme du flux absorbé (*cf* équation (B.11)), du flux émis (*cf* équation (B.14)) et des flux diffusés (*cf* équations (B.15) et (B.17)), on obtient l'Équation de Transfert Radiatif :

$$n^2(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \frac{d}{dx} \left( \frac{I'_\nu}{n^2} \right) (\mathbf{s}, \mathbf{x}) = -(\sigma_\nu + \kappa_\nu) I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) + \kappa_\nu n^2(\mathbf{s}, \mathbf{x}) I_\nu^o(T) + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_0^{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) I'_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{x}) d\Omega' \quad (\text{B.18})$$



## Annexe C

# L'exécution du calcul parallèle au CINES

La communication avec le CINES a été réalisée via un serveur par un protocole SSH. Celui que nous utilisons est le serveur de calcul SGI, où l'on se connecte à Leda, frontal de connexion à la machine Minerve. La machine Minerve 2.4 est, en fait, une machine de marque SGI de la gamme SGI3800, dotée de 768 processeurs R14000 cadencés à 500 MHz et de 384 Go de mémoire centrale. Cet ordinateur est muni d'une architecture ccNUMA (cash coherent Non Uniform Memory Access).

Le lancement d'un calcul parallèle au CINES nécessite une certaine préparation. Le premier verrou technique venait du fait qu'il n'existait pas d'exécutable qui soit directement utilisable sur machine SGI. Cela nécessite donc de compiler les sources du code sur la machine, et ce de manière interactive.

Pour lancer un calcul parallèle, le fichier de données d'entrée du code doit se présenter sous une certaine forme. En effet, exécuter FDS en parallèle requiert que le domaine de calcul soit découpé en plusieurs sous-domaines afin que chaque processeur travaille sur un seul d'entre eux. Cependant, dès lors que l'on effectue un calcul *multiblocks*, que ce soit pour faire du calcul parallèle, avec un nombre de processeurs correspondant au nombre de sous-domaines, ou pour effectuer le calcul avec un seul processeur, un certain nombre de règles doivent être respectées lors du découpage [McGrattan 2004] :

1. Les sous-domaines doivent être entrés dans le fichier de données du plus petit au plus grand. FDS suppose que le premier sous-domaine introduit est prioritaire sur les suivants et ainsi de suite. Les sous-domaines peuvent se superposer, se jouxter ou n'avoir aucune frontière commune. Dans ce dernier cas, deux calculs séparés seront effectués sans aucune communication entre eux. Les obstacles et zones d'ouverture doivent être entrés en considérant le système dans sa globalité et ne doivent pas être définis pour un sous-domaine en particulier. FDS considère le système dans sa géométrie d'ensemble et analyse ensuite la façon dont cette géométrie est intégrée ou pas chaque sous-domaine.
2. On doit éviter de situer une frontière d'un sous-domaine là où de nombreux phénomènes sont supposés avoir lieu, en particulier tout phénomène de combustion. Certains phénomènes se propageant de sous-domaine en sous-domaine ne peuvent être évités, mais dans la mesure du possible, il vaut mieux laisser les limites communes de sous-domaines libres de tout phénomène complexe puisque l'échange d'information à travers les sous-domaines n'est pas aussi précis que celui entre les mailles d'un même sous-domaine.
3. Les informations ne sont reçues des autres sous-domaines que par les frontières exté-

rieures d'un sous-domaine donné. Cela signifie qu'un sous-domaine totalement inclus dans un autre en recevra des informations en ses frontières, mais le sous-domaine qui le contient n'en recevra aucune. En résumé, le plus grand sous-domaine (en général celui maillé plus grossièrement) fera sa propre simulation du scénario prévu et ne sera pas influencé par le plus petit (souvent plus finement maillé) qu'il contient. Dans ce genre de cas, il est préférable d'isoler le phénomène de combustion dans un sous-domaine et de mettre des sous-domaines plus grossiers aux limites extérieures de celui-ci. Ainsi, les échanges d'informations se feront mutuellement.

4. On peut forcer le pas de temps de tous les sous-domaines de façon à ce qu'il soit le même en ajoutant un paramètre de synchronisation dans le fichier d'entrée. Ainsi, tous les sous-domaines seront actifs à chaque itération.
5. Si un obstacle plat est proche du lieu où deux sous-domaines se jouxtent, il faut s'assurer que l'obstacle est bien réparti sur les deux sous-domaines afin que les informations soient transmises correctement de l'un à l'autre.
6. Des essais sur la configuration des sous-domaines doivent être effectués, jusqu'à ce que les informations transitent bien de sous-domaines en sous-domaines.

# Annexe D

## La structure des suies

La figure H.2 montre un schéma du système des prélèvements des suies utilisé constitué de grille en acier inoxydable. L'insertion rapide de ces grilles à différentes abscisses a permis de collecter des particules de suie par effet thermophorèse [Dobbins 1987].

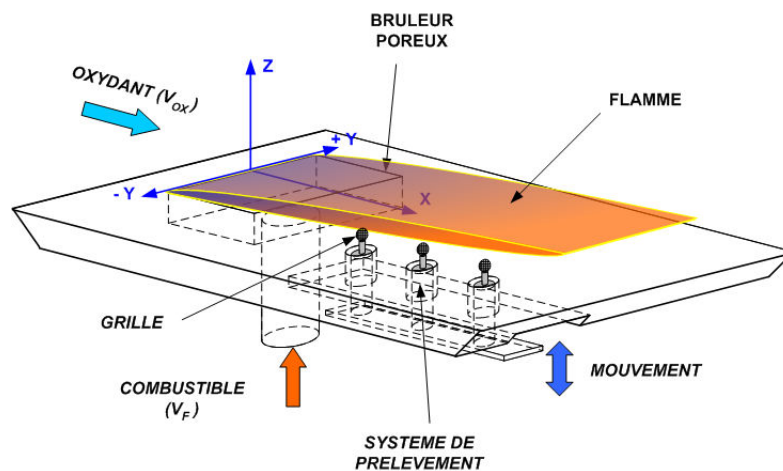


Figure D.1 – Schéma du système de prélèvement des suies à l'intérieur de la flamme.

En étroite collaboration avec D. Bertheau, Ingénieur de Recherche au Laboratoire de Mécanique et de Physique des Matériaux de Poitiers, les dépôts sur les grilles ont été analysés au microscope à balayage électronique. Afin de valider les hypothèses émises quant à la structure des particules de suie. Les figures D.2 a/ et D.2 b/ montrent deux photographies obtenues à différentes abscisses.

Les grilles ont été insérées à l'abscisse correspondant à la fin du poreux (*cf.* figure D.2 a/), et au bord de fuite de la plaque (*cf.* figure D.2 b/). Le temps de collection limité à 0,5 s est commandé par un système mécanique qui monte les grilles dans la couche de suie en passant sous la flamme.

La photographie D.2 a/, représentative des diverses observations et obtenue pour un grossissement de 10 000, montre une relative homogénéité du dépôt des particules de suie sur la grille, tandis que l'image D.2 b/, réalisée, elle, par un grossissement de 50 000, semble démontrer un aspect effectivement sphérique des particules.

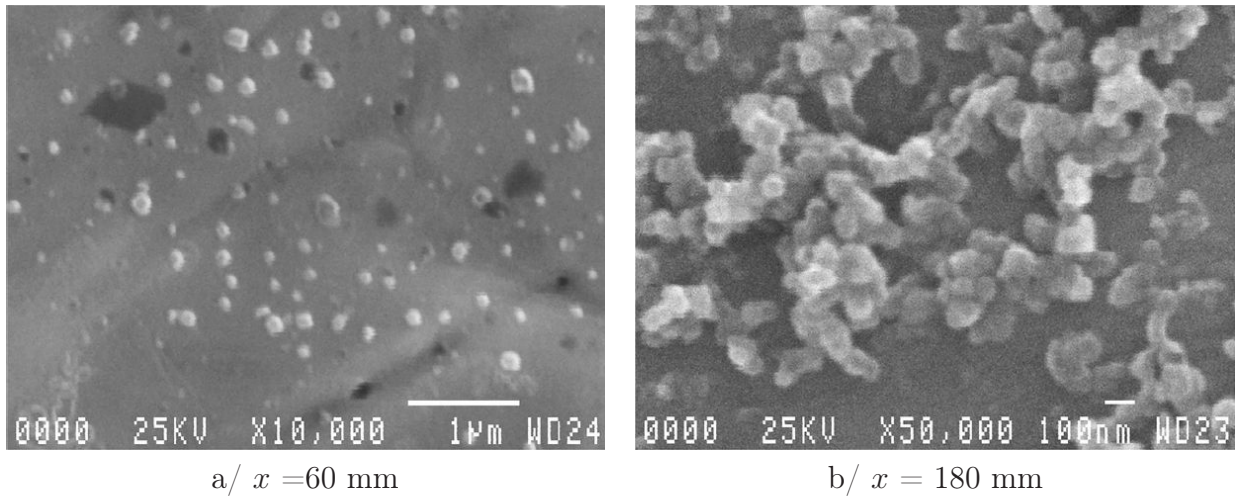


Figure D.2 – Photographies réalisées au microscope à balayage électronique sur une grille de prélèvement insérée à différentes positions sur la plaque. Les deux grilles collectent la suie pendant 0,5 s et à  $z = 12$  mm

Le critère qui permet de négliger la diffusion établie à partir de la théorie de Mie pour des petites particules sphériques est le suivant, :

$$\frac{\pi D_s}{\lambda} \leq 0,3 \quad (\text{D.1})$$

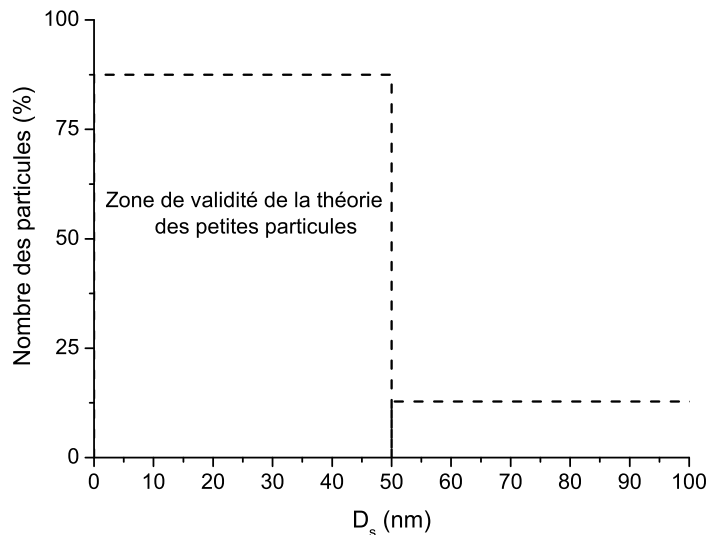


Figure D.3 – Distribution de la taille des particules de suie échantillonnées a  $x = 60$  mm.

La vérification du critère a été réalisée par une étude statistique sur le nombre de particules et leur diamètre. Cette étude a été effectuée sur l'image D.2 a/. Partant de la longueur

---

d'onde  $\lambda = 532$  nm on peut tracer le graphique illustré sur la figure D.3.

Le graphique montre clairement la zone de validité de la théorie de Mie. En fait, plus de 85 % des particules recensées vérifient le critère défini auparavant. Elles peuvent donc être considérées comme des petites particules du point de vue de leur comportement radiatif.

Enfin, la moyenne des diamètres, tirée de cette photographie, est approximativement de l'ordre de 30 nm. Or Mountain et Mulholland [Mountain 1988] montrent que la validité de l'approximation consistant à la fois à négliger la diffusion et à adopter la solution de Mie est conditionnée à l'inégalité suivante :

$$\frac{\pi D_g}{\lambda} \leq 0,7 \quad (\text{D.2})$$

où  $D_g$  est le diamètre de giration de la particule considérée, à savoir son diamètre dans la cas d'une sphère.

Le membre de droite de cette inégalité est, en considérant le diamètre moyen de la particule, égal à 0,2. Ainsi l'ensemble des hypothèses émises sur la morphologie des suies est finalement validé.



## Annexe E

Images numérisées d'émission spontanée  
CH\*

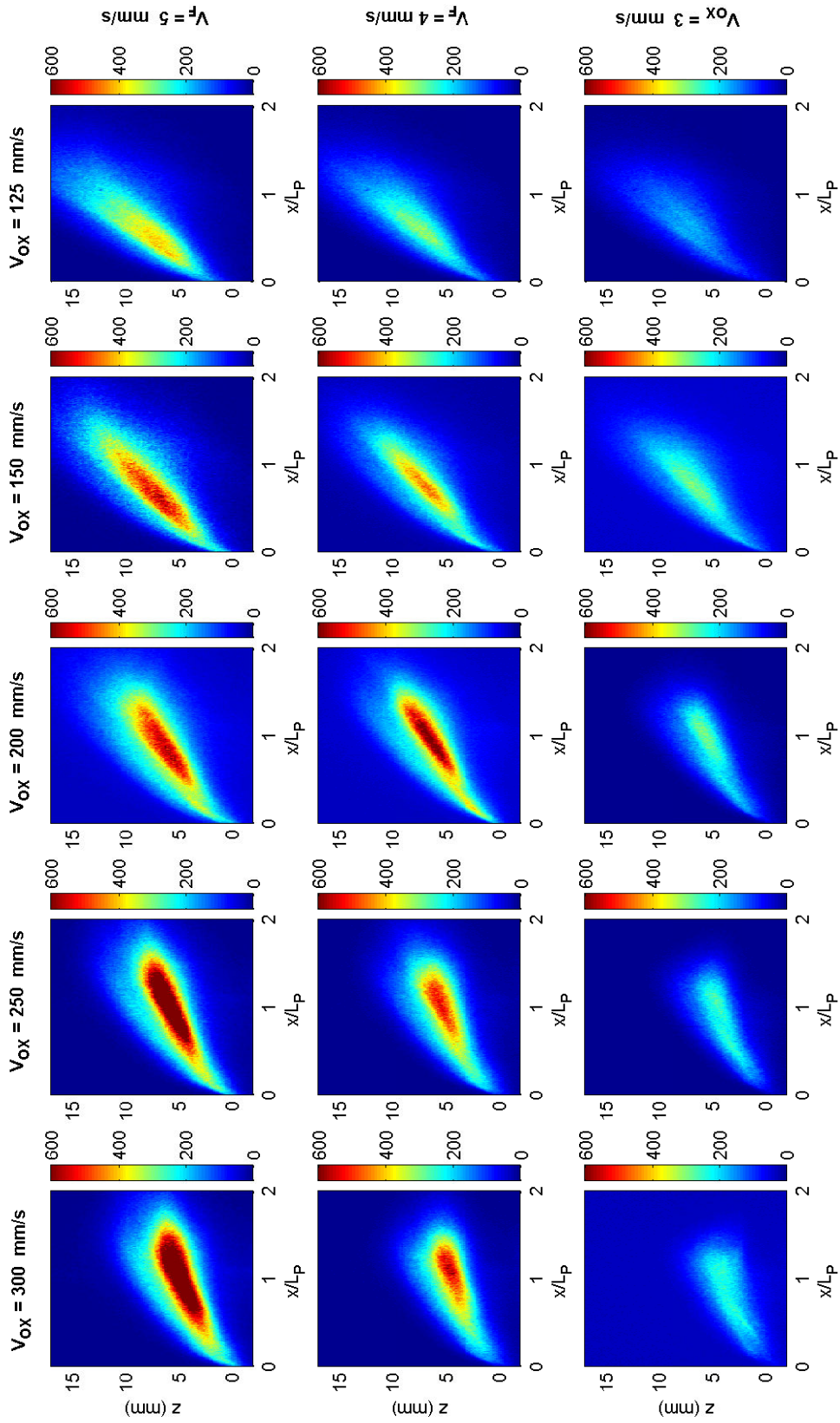


Figure E.1 – Images de  $CH^*$  pour  $X_{O_2} = 0,35$ .

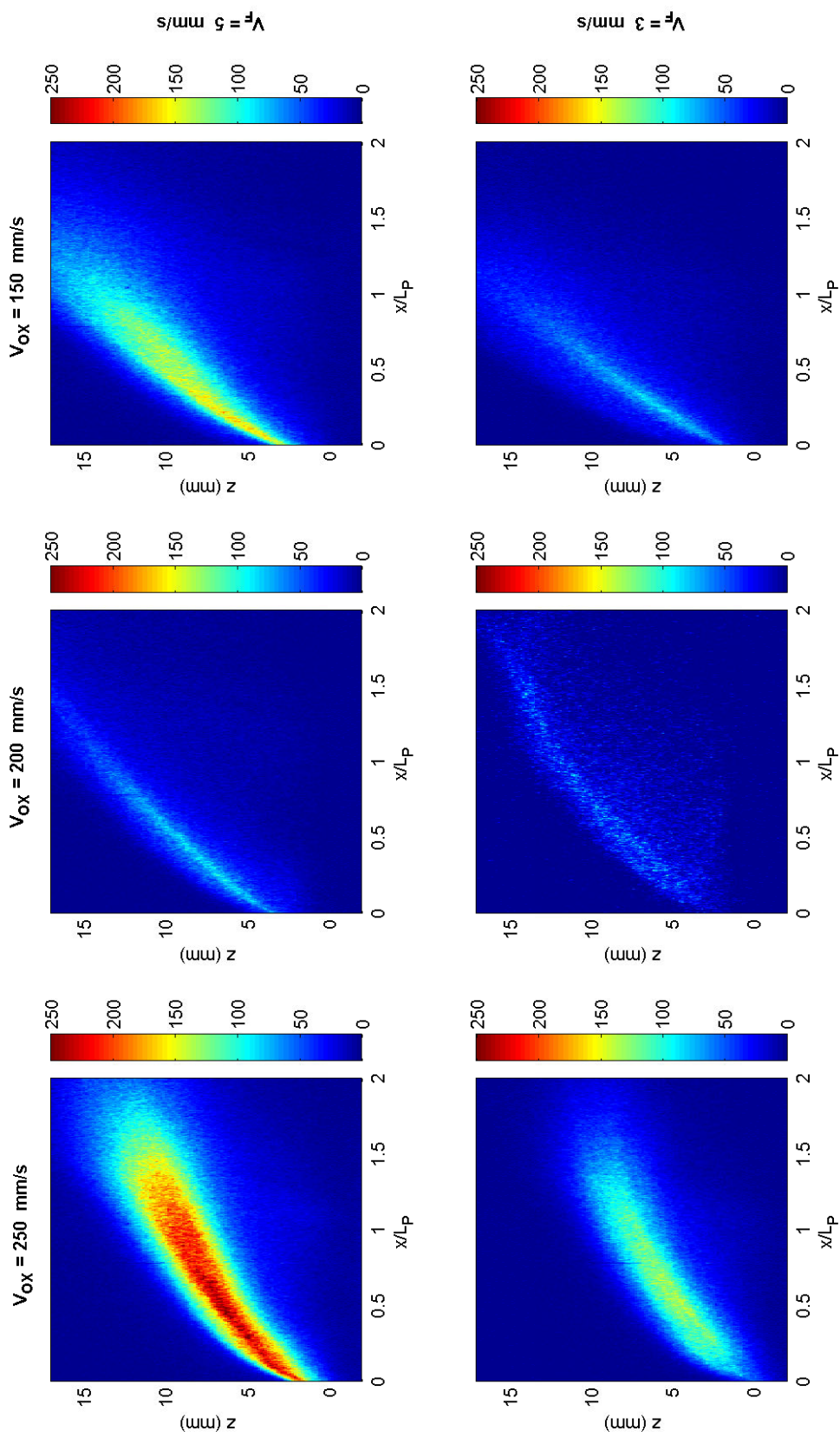


Figure E.2 – Images de  $\text{CH}^*$  pour  $X_{\text{O}_2} = 0, 21$ .

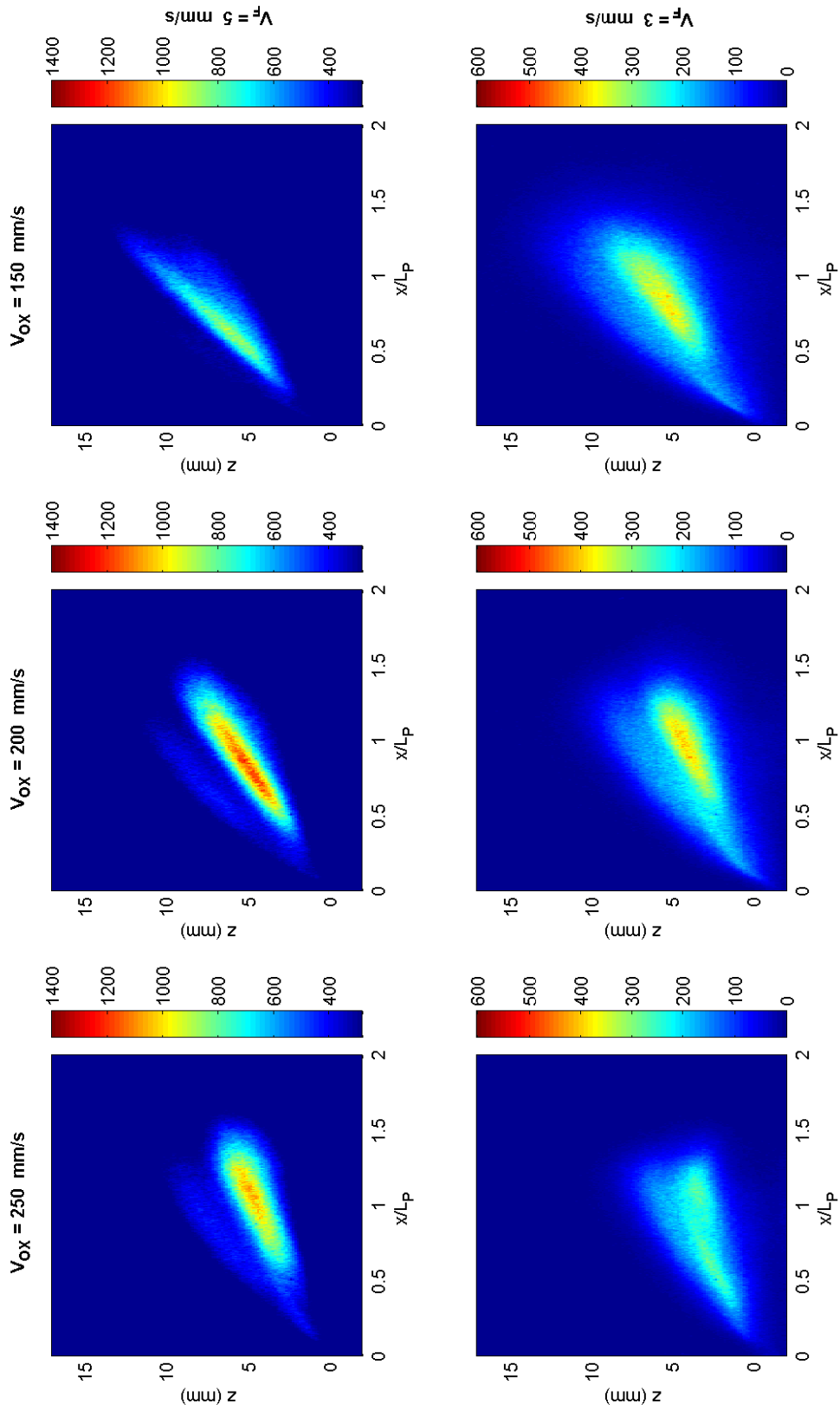


Figure E.3 – Images de  $CH^*$  pour  $X_{O_2} = 0, 50$ .

## Annexe F

Images numérisées d'émission spontanée  
 $\text{OH}^*$

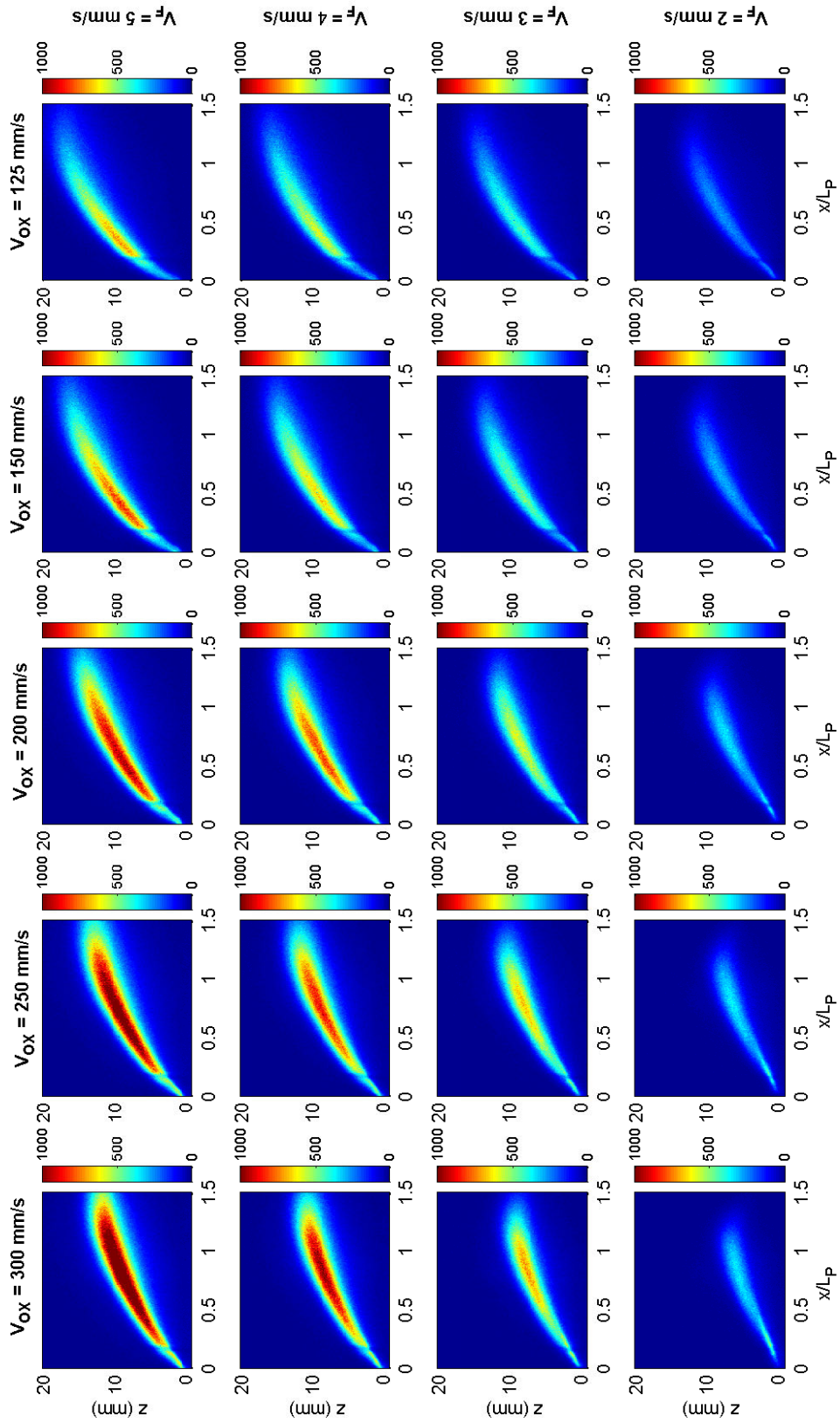


Figure F.1 – Images de  $OH^*$  pour  $X_{O_2} = 0,35$ .

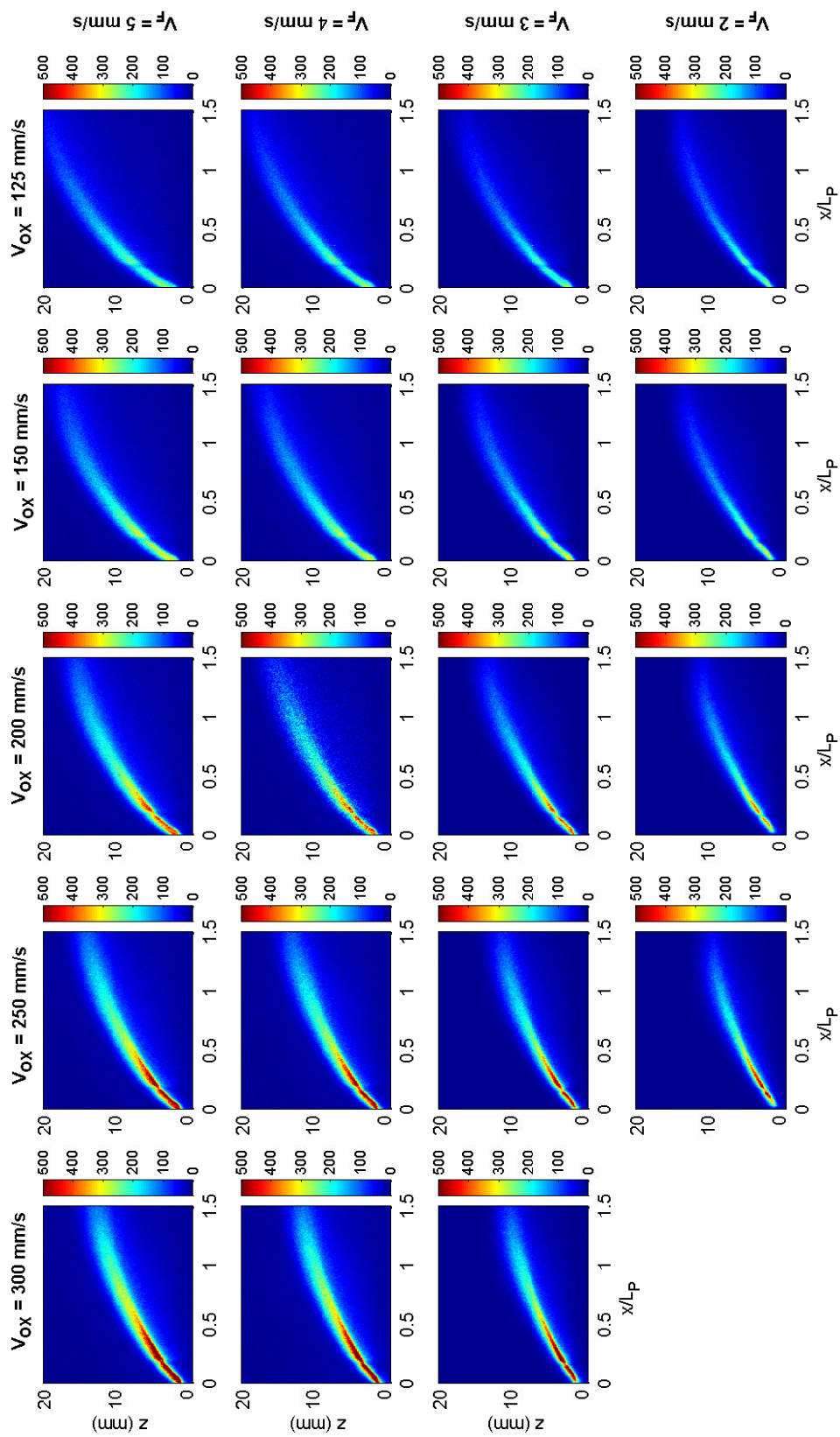


Figure F.2 – Images de  $\text{OH}^*$  pour  $X_{\text{O}_2} = 0, 21$ .

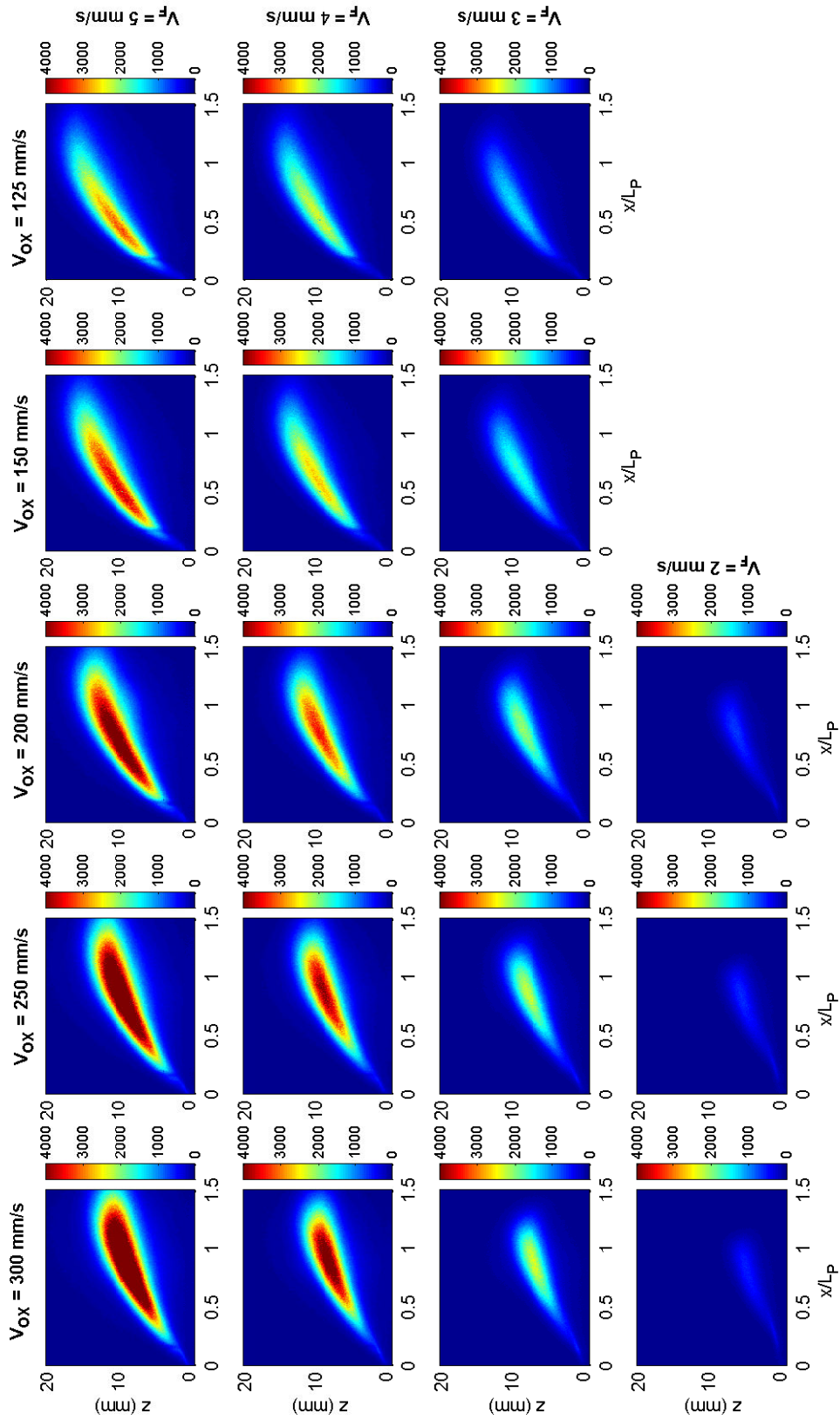


Figure F.3 – Images de  $OH^*$  pour  $X_{O_2} = 0,50$ .

## Annexe G

# Images numérisées de l'Incandescence Induite par Laser

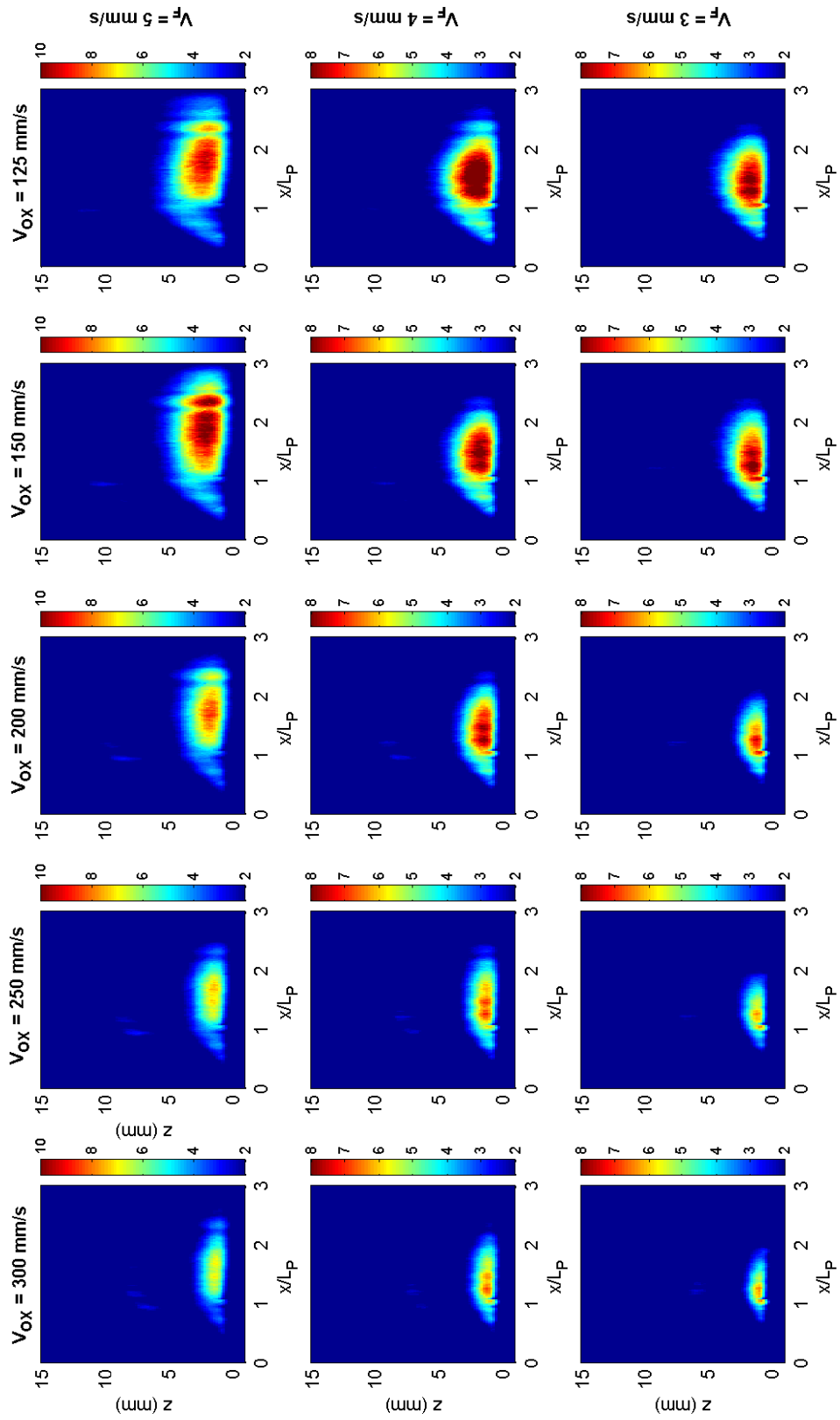


Figure G.1 – Images de la LII pour  $X_{O_2} = 0,35$ .

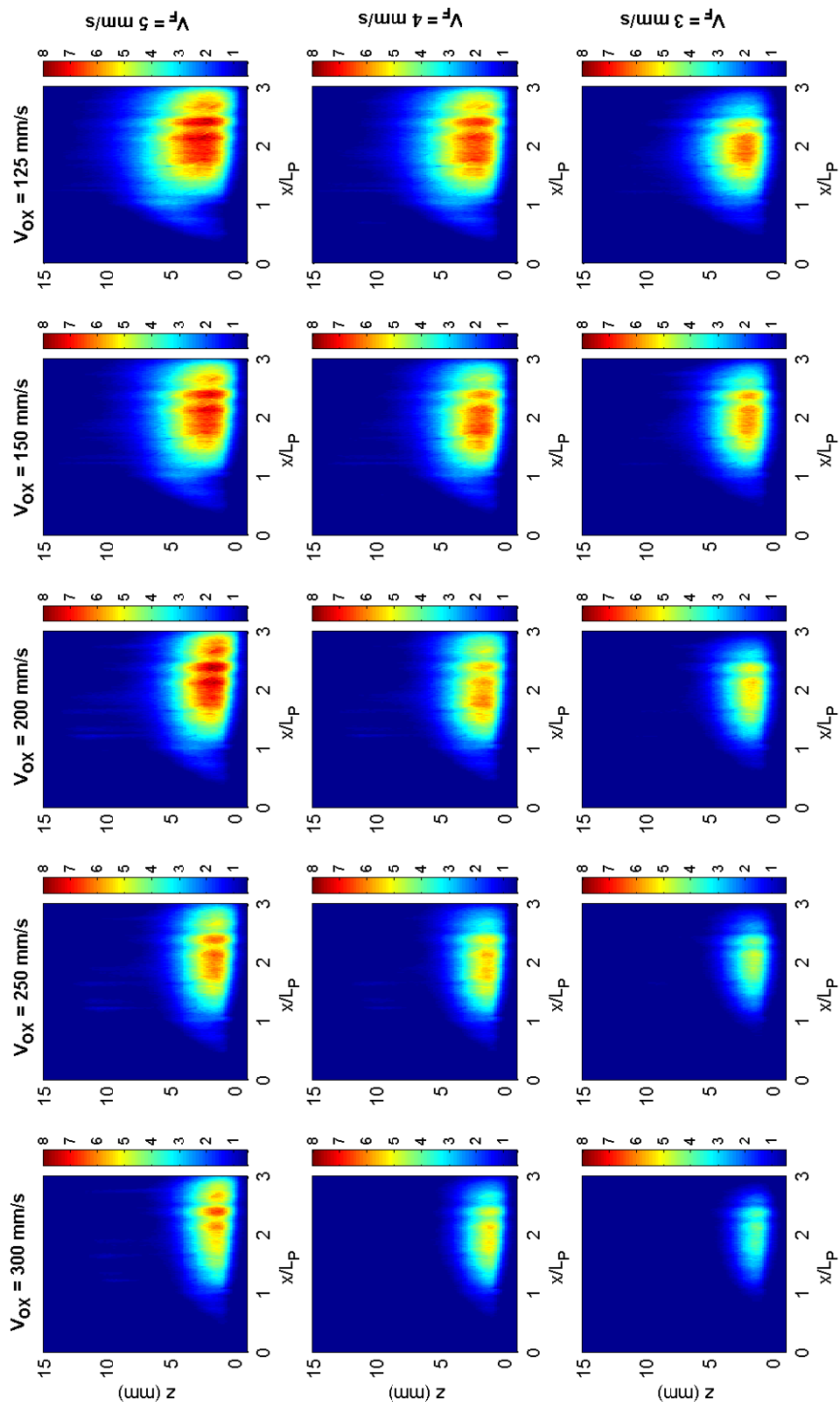


Figure G.2 – Images de la LII pour  $X_{O_2} = 0,21$ .

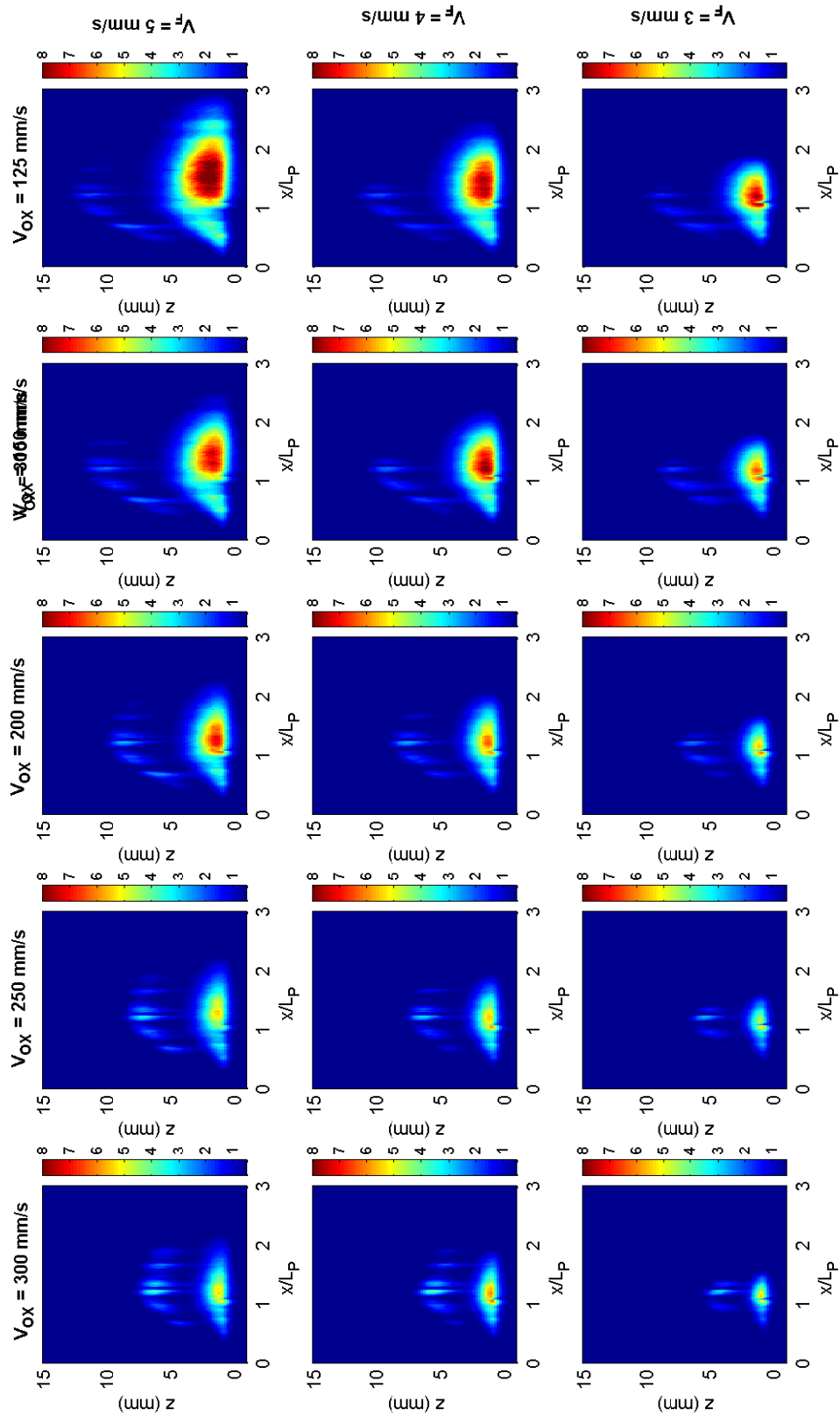


Figure G.3 – Images de la LII pour  $X_{O_2} = 0,50$ .

## Annexe H

# Images numérisées de la fluorescence des HAP

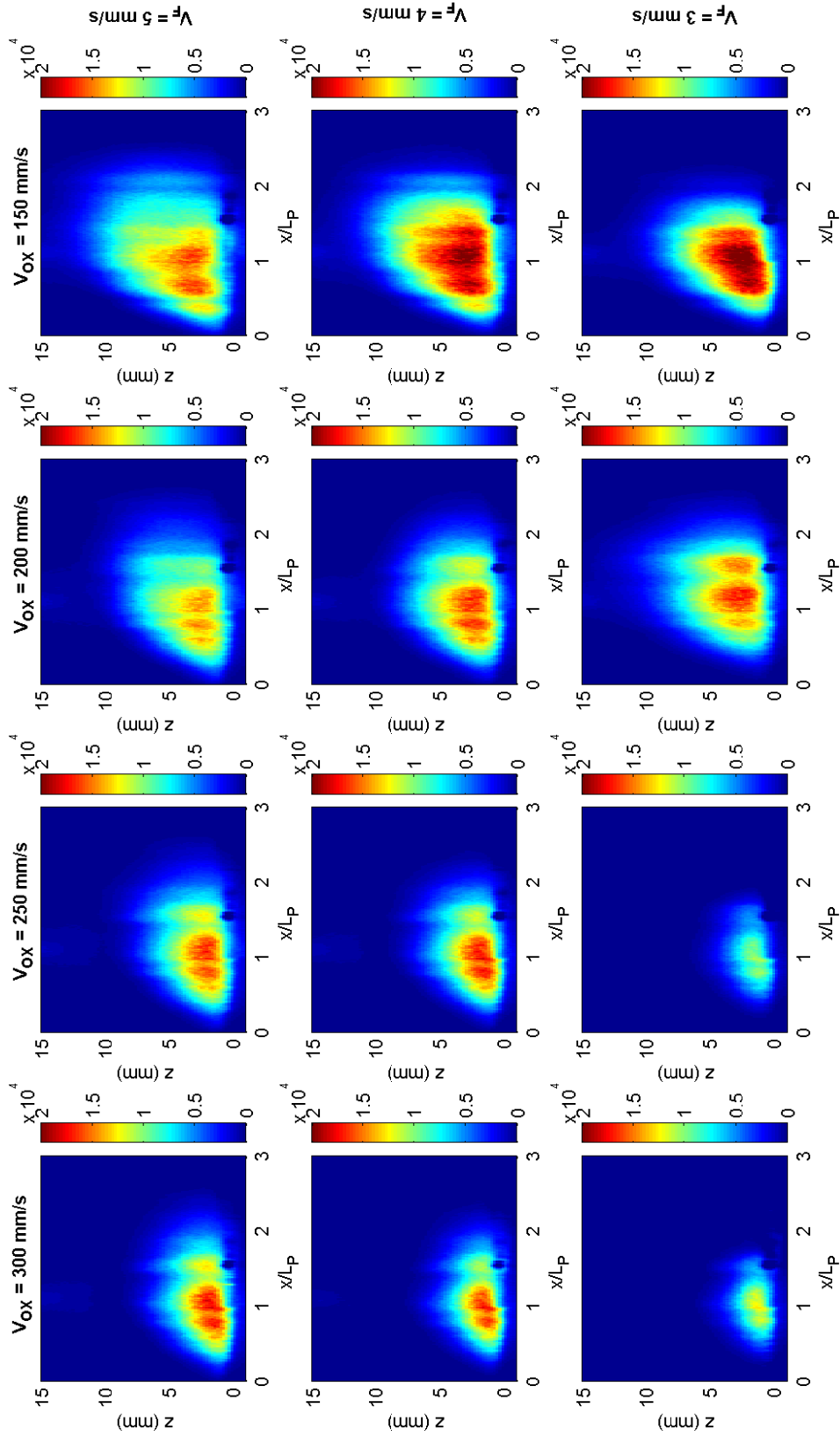


Figure H.1 – Images des HAP pour  $X_{O_2} = 0, 35$ .

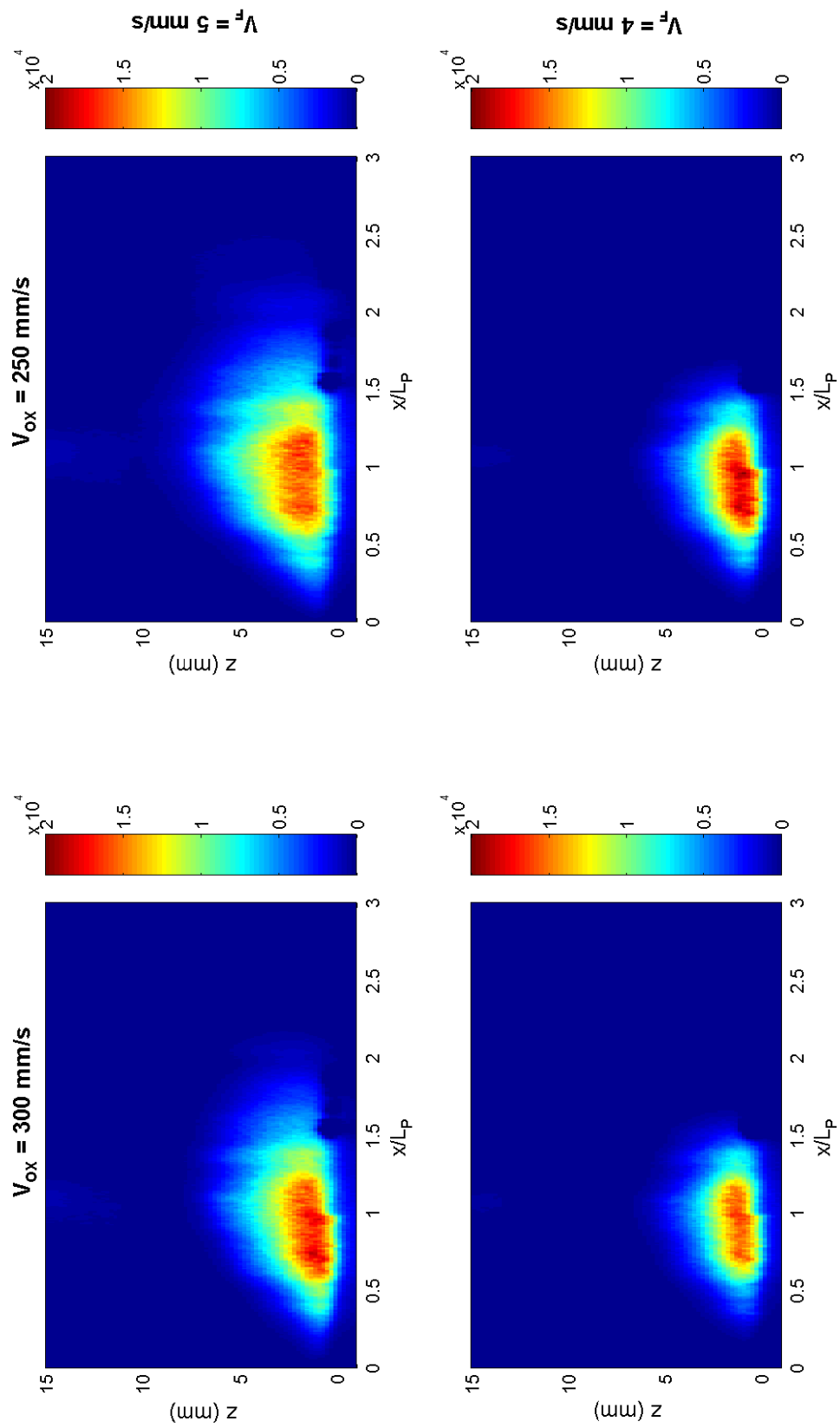


Figure H.2 – Images des HAP pour  $X_{O_2} = 0,50$ .



# Bibliographie

- [Atreya 1998a] A. Atreya et S. Agrawal, *Effect of Radiative Heat Loss on Diffusion Flames in Quiescent Microgravity Atmosphere*, Comb. and Flame **115**, p.372–382, 1998.
- [Annamalai 1979a] K. Annamalai et M. Sibulkin *Flame Spread Over Combustible Surfaces for Laminar Flow Systems, Part I : Excess Fuel and Fluxes of Heat and Mass*, Combust. Sci. Technol.**19**, p.167–183, 1979.
- [Annamalai 1979b] K. Annamalai et M. Sibulkin *Flame Spread Over Combustible Surfaces for Laminar Flow Systems, Part II : Flame Heights and Flame Spread Velocity*, Combust. Sci. Technol.**19**, p.185–193, 1979.
- [Axelsson 2000] B. Axelsson, R. Collin et P.E. Bengtsson, *Laser-Induced Incandescence for Soot Particle Size Measurements in Premixed Flat Flames*, Appl. Optics **39**, p.3683–3690, 2000.
- [Bhattacharjee 1990] S. Bhattacharjee et R. Altenkirch, *Radiation-Controlled, Opposed-Flow Flame Spread in a Microgravity Environment*, Proc. Combust. Inst. **23**, p.1627–1633, 1990.
- [Berg 2000] P.A. Berg, D.A. Hill, A.R. Noble, G.P. Smith, J.B. Jeffries et D.R. Crosley, *Absolute CH Concentration Measurements in Low-Pressure Methane Flames : Comparisons with Model Results*, Comb. and Flame **121**, p.223–235, 2000.
- [Beretta 1985] F. Beretta, V. Cincotti, A. D’Alessio et P. Menna, *Ultraviolet and Visible Fluorescence in the Fuel Pyrolysis Regions of Gaseous Diffusion Flames*, Comb. and Flame **61**, p.211–218, 1985.
- [Bird 1960] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, *Transport Phenomena*, John Wiley and Sons, New York, p.510,528 et 648, 1960.
- [Blasius 1908] H. Blasius, *Grenzschichten in Flüssigkeiten mit Kleiner Reibung*, Z.Math. Phys. **56**, 1908.
- [Blevins 1999] Blevins, M.G., Renfro, M.W., Lyle, K.H., Laurendeau, N.M., and Gore, J.P., *Experimental Study of Temperature and CH Radical Location in Partially Premixed Coflow Flames CH<sub>4</sub>/Air*, Comb. and Flame **118**, p.684–696, 1999.
- [Böhm 2001] H. Böhm, K. Kohse-Höinghaus, F. Lacas, J.C. Rolon, N. Darabiha et S. Candel, *On PAH Formation in Strained Counterflow Diffusion Flame*, Comb. and Flame **124**, p.127–136, 2001.
- [Brahmi 1998] L. Brahmi, *De la Structure d’une Flamme de Diffusion Soumise à un Ecoulement Forcé Laminaire*, Mémoire de Thèse Soutenue le 24 Mars 1998, Université de Poitiers, 1998.

- [Brahmi 2005] L. Brahmi, T. Vietoris, S. Rouvreau, P. Joulain, L. David et J.L. Torero, *Microgravity Laminar Diffusion Flame in a Perpendicular Fuel and Oxidizer Stream*, AIAA Journal **43**, p.1725–1733, 2005.
- [Brosmer 1985] M. Brosmer et C. Tien, *Infrared Radiation Properties of Methane at Elevated Temperatures*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **33**, p.521, 1985.
- [Burke 1928] S.P. Burke et T.E. Schumann, *Diffusion Flames*, Industrial and Engineering Chemistry **20**, p.998-1004, 1928.
- [Castaldi 1996] M.J. Castaldi et S.M.Senkan, *PAH Formation in the Premixed Flame of Ethane*, Combust. Sci. Technol.**116–117**, p. 167–181, 1996.
- [Choi 1995] M.Y. Choi, G.W. Mulholland, A. Hamins et T. Kashiwagi, *Comparisons of the Soot Volume Fraction Using Gravimetric and Light Extinction Techniques*, Combust. Flame **102**, p.161–169, 1995.
- [Chang 1990] H. Chang et T.T. Charalampopoulos, *Determination of the Wavelength Dependence of Refractive Indices of Flame Soot*, Pro. Roy. Soc. A **430**, p.577–591, 1990.
- [Chapman 1970] S. Chapman et T.G. Cowling, *Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, 3<sup>rd</sup> Ed., Cambridge University Press, p.249, 1970.
- [Chen 1984] C.H. Chen et J.S. T'ien, *Fire Plume Along Vertical Surfaces : Effect of Finite-Rate Chemical Reactions*, J. Heat Transfer **106**, p.713–720, 1984.
- [Chen 1986] C.H. Chen et J.S. T'ien, *Diffusion Flame Stabilization at the Leading Edge of a Fuel Plate*, Comb. Sci. and Technol. **50**, p.283–306, 1986.
- [Cignoli 1994] F.Cignoli, S. Benecchi et G. Zizak, *Time-Delayed Detection of Laser-Induced Incandescence For the Two-Dimensional Visualization of Soot in Flames*, Appl. Optics **33**, p.5578–5782, 1994.
- [Cignoli 1992] F.Cignoli, S. Benecchi et G. Zizak, *Simultaneous One-Dimensional Visualization of OH, Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Soot in a Laminar Diffusion Flame*, Optics Lett. **17**, p.229–231, 1992.
- [Coe 1981] D.S. Coe, B.S. Haynes et J.I. Steinfeld, *Identification of a Source of Argon-Ion-Laser Excited Fluorescence in Sooting Flames*, Combust. Flame **43**, p.211–214, 1981.
- [Cordeiro 2003] P. Cordeiro, *Etude Expérimentale d'une Flamme de Diffusion de Gaz en Microgravité sur une Plaque Plane Soumise à un Ecoulement d'air Parallèle à sa Surface*, Mémoire de Thèse Soutenue le 26 Septembre 2003, Université de Poitiers, 2003.
- [Daily 1997] J.W. Daily, *Laser Induced Fluorescence Spectroscopy in Flames*, Prog. Energy Combust. Sci. **23**, p.133–199, 1997.
- [Dasch 1984a] C.J. Dasch, *Continuous-Wake Probe Laser Investigation of Laser Vaporization of Small Soot Particles in a Flame*, Appl. Optics **23**, p.2209–2215, 1984.
- [Dasch 1984b] C.J. Dasch, *New Soot Diagnostics in Flames Based on Laser Vaporization of Soot*, Proc. Combust. Inst. **20**, p.1231–1237, 1984.
- [Dalzell 1969] W. Dalzell et A. Sarofim, *Optical Constants of Soot and their Application to Heat Flux Calculations*, J. Heat Transfer **91**, p.100, 1969.

- 
- [DeRis 1974] J. DeRis et L. Orloff, *The Role of Buoyancy Direction and Radiation on Turbulent Diffusion Flames on Surfaces*, Proc. Combust. Inst. **15**, p.175–182, 1974.
- [Dieke 1962] G.H. Dieke et H.M. Crosswhite, *The ultraviolet bands of OH*, J. Quant. Spectrosc. Transfer **2**, p.97–199, 1962.
- [Dobbins 1987] R.A. Dobbins et C.M. Megaridis, *Morphology of Flame-Generated Soot as Determined by Thermophoretic Sampling*, Langmuir **3**, p.254–259, 1987.
- [Docquier 2000] N. Docquier, S. Belhalfaoui, F. Lacas, N. Darabiha et J.C. Rolon, *Experimental and Numerical Study of Chemiluminescence in Methane/Air High-Pressure Flames for Active Control Applications*, Proc. Combust. Inst. **28**, p.1765–1774, 2000.
- [Eckbreth 1977] A.C. Eckbreth, *Effects of Laser-Modulated Particulate Incandescence on Raman Scattering Diagnostics*, J. Apply. Phys. **48**, p.4473–4479, 1977.
- [Emmons 1956] H. Emmons, *The Film Combustion of Liquid Fuel*, Z. Angews Math. Mech. **36**, p.60, 1956.
- [Faeth 2002] G.M. Faeth, *Laminar and Turbulent Gaseous Diffusion Flames*; in Microgravity combustion : fire in free fall, Ed. Howard D. Ross, Academic Press, 2002.
- [Fernandez-Pello 1984] A.C. Fernandez-Pello, *Flame Spread Modeling*, Comb. Sci. and Technol. **39**, p.119–134, 1984.
- [Frey 1979] A.E. Frey et J.S. T'ien, *A Theory of Flame Spread over a Solid Fuel Including Finite-Rate Chemical Kinetics*, Combust. Flame **36**, p.263–289, 1979.
- [Frank 2002] J.H. Frank, S.A. Kaiser, et M.B. Long, *Reaction-Rate, Mixture-Fraction, And Temperature Imaging In Turbulent Methane/Air Jet Flames*, Proc. Combust. Inst. **29**, p.2687–2694, 2002.
- [Frenklach 1990] M. Frenklach et H. Wang, *Detailed Modelling of Soot Particle Nucleation and Growth*, Proc. Combust. Inst. **21**, p.1559–1566, 1990.
- [Frenklach 1994] M. Frenklach et H. Wang, *Soot Formation in Combustion*, in : Soot Formation in Combustion : Mechanisms and Models ed. by H. Bockhorn, Springer Series in Chemical Physics S.,p. 165, 1994.
- [Fuentes 2003] A. Fuentes, *Etude numérique des transferts radiatifs au sein d'une flamme non-prémélangée établie en micropesanteur*, mémoire de Diplôme d'Études Approfondies soutenu le 26 Septembre 2003, Université de Poitiers, 2003.
- [Fuentes 2005a] A. Fuentes, G. Legros, P. Joulain, J.P. Vantelon et J.L. Torero, *Evaluation of the Extinction Factor in a Laminar Flame Established over a PMMA Plate in Microgravity*, Microgravity Sci. Technol. **17**, p.10–14, 2005.
- [Fuentes 2006a] A. Fuentes, G. Legros, A. Clavierie, P. Joulain, J.P. Vantelon et J.L. Torero, *Interactions Between CH\* and Soot in a Boundary Layer Type Diffusion Flame in Microgravity*, Proc. Combust. Inst. **31**, **In Press**, 2006.
- [Fuentes 2006b] A. Fuentes, G. Legros, H. El-Rabii, P. Joulain, J.P. Vantelon et J.L. Torero, *Laser-Induced Incandescence Calibration in a Three-Dimensional Laminar Diffusion Flame Established in Microgravity*, Expts. Fluids, **Submitted**, 2006.

- [Fuentes 2007] A. Fuentes, G. Legros, P. Joulain, J.P. Vantelon, J.L. Torero et A.-C. Fernandez-Pello, *Sooting Behaviour Dynamics of a Non-Buoyant Laminar Diffusion Flame*, Combust. Sci. Technol. **79**, In Press, 2007.
- [Fujita 1997] O. Fujita, K. Ito, H. Ito et Y. Takeshita, *Effect of Thermophoretic Force on Soot Agglomeration Process in Diffusion Flame under microgravity*, 4<sup>th</sup> NASA International Microgravity Combustion Workshop, 1997-5, p.217–222, 1997.
- [Gaydon 1957] A.G. Gaydon, *The spectroscopy of flames*, Chapman and Hall, London, p. 160, 1957.
- [Glassman 1988] I. Glassman, *Soot Formation In Combustion Processes*, Proc. Combust. Inst. **22**, p.295–311, 1988.
- [Glassman 1998] I. Glassman, *Sooting Laminar Diffusion Flames : Effect of Dilution, Additives, Pressure, and Microgravity*, Proc. Combust. Inst. **28**, p. 1589-1596, 1998.
- [Goody 1952] R.M. Goody, Quart. J. R. Meteorol. Soc. **78**, p.65, 1952.
- [Gray 1965] L. Gray et S. Penner, *Approximate Band Absorption Calculation for Methane*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **5**, p.611, 1965.
- [Grosshandler 1980] W. Grosshandler *Radiative Heat Transfer in NonHomogeneous Gases : a Simplified Approach*, Int. J. Heat and Mass Transfer **23**, p.1447–1459, 1980.
- [Grosshandler 1993] W. Grosshandler, *RADCAL : A Narrow-Band Model for Radiation Calculations in a Combustion Environment*, NIST Technical Note 1402, 1993.
- [Guignard 2005] J. Guignard, *Etude expérimentale par diagnostics laser de la production de suie au sein d'une flamme de diffusion*, mémoire de Projet de Fin d'Etudes, soutenu le 4 Avril 2005, ENSMA, 2005.
- [Habib 1988] Z.G. Habib et P. Vervisch, *On the Refractive Index of Soot at Flame Temperature*, Comb. Sci. and Technol. **59**, p.261–274, 1988.
- [Hanson 1986] R.K. Hanson, *Combustion Diagnostics : Planar Imaging Techniques*, Proc. Combust. Inst. **21**, p.1677–1691, 1986.
- [Higgins 2001] B. Higgins, M.Q. McQuay, F. Lacas et S. Candel, *An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames*, Fuel **80**, p.1583–1591, 2001.
- [Hirano 1972] T. Hirano, K. Iwai et K. Kanno, *Measurement of the Velocity Distribution in the Boundary Layer over a Flat Plate with a Diffusion Flame*, Astronautica Acta **17**, p.811–818, 1972.
- [Hofeldt 1993] D.L. Hofeldt, *Real-Time Soot Concentration Measurement Technique for Engine Exhaust Streams*, SAE Transactions **102**, J. Fuel Lubric., Sec **4**, p.45–57, 1993.
- [Huggett 1980] C. Huggett, *Estimation of the Rate of Heat Release by Means of Oxygen Consumption Measurements*, Fire and Materials **4**, p.61–65, 1980.
- [Ito 2000] K. Ito , O. Fujita et P. Joulain, *Soot Formation in Boundary Layer Type Diffusion Flamme*, Report on International Cooperation Research between CNES/CNRS France and NEDO/JAMIC Japan, NEDO PARIS, 2000.

- 
- [Joulain 2005] P. Joulain, G. Legros, A. Fuentes, S. Rouvreau, H.Y. Wang, C. Eigenbrod et J.L. Torero, *Combustion Criteria for Space Materials*, ESA Special Publication **1290**, p.234–247, 2005.
- [Kelman 2004] J. B. Kelman, D. A. Greenhalgh, E. Ramsay, D. Xiao, et D. T. Reid, *Flow Imaging by Use of Femtosecond-Laser-Induced Two-Photon Fluorescence*, *Opt. Lett.* **29**, p.1873–1875, 2004.
- [Kennedy 1997] I.M. B. Kennedy, *Models of Soot Formation and Oxidation*, *Prog. Energy Combust. Sci.* **23**, p.95–132, 1997.
- [Kim 1971] J.S. Kim, J. DeRis et F. William Kroesser, *Laminar Free Convective Burning of Fuel Surfaces*, *Proc. Combust. Inst.* **13**, p.949–961, 1971.
- [Kock 2005] B.F. Kock, C. Kanyan, J. Knipping, H.R. Orthner et P. Roth, *Comparaison of LII and TEM Sizing During Synthesis of Iron Particle Chains*, *Proc. Combust. Inst.* **30**, p.1689–1697, 2005.
- [Konsur 1999] B. Konsur, C.M. Megaridis et D.W. Griffin, *Fuel Preheat Effects on Soot-Field Structure in Laminar Gas Jet diffusion Flames Burning in 0-g and 1-g*, *Comb. and Flame* **116**, p.334–347, 1999.
- [Kosdon 1969] F.J. Kosdon, F.A. Williams and C. Buman, *Combustion of Vertical Cellulosic Cylinders in Air*, *Proc. Combust. Inst.* **12**, p.253–264, 1969.
- [Kohse-Höinghaus 1994] K. Kohse-Höinghaus, *Laser Techniques For The Quantitative Detection Of Reactive Intermediates In Combustion Systems*, *Prog. Energy Combust. Sci.* **20**, p.203–279, 1994.
- [Krishnan 2000] S.S. Krishnan, K.C. Lin et G.M. Faeth, *Optical Properties in the Visible of Overfire Soot in Large Buoyant Turbulent Diffusion Flames*, *J. Heat Transfer* **122**, p.517–524, 2000.
- [Krishnan 2001] S.S. Krishnan, K.C. Lin et G.M. Faeth, *Extinction and Scattering Properties of Soot Emitted From Buoyant Turbulent Diffusion Flames*, *J. Heat Transfer* **123**, p.331–339, 2001.
- [Lavid 1976] M. Lavid et A.L. Berlad, *Gravitational Effets on Chemical Reacting Boundary Layer Flows over a Horizontal Flat Plate*, *Proc. Combust. Inst.* **16**, p.1557–1568, 1976.
- [Law 1994] C.K. Law et G.M. Faeth, *Opportunities and Challenges of Combustion in Microgravity*, *Prog. Energy Combust. Sci.* **20**, p.65–113, 1994.
- [Leckner 1971] B. Leckner, *The Spectral and Total Emissivity of Carbon Dioxide*, *Comb. and Flame* **17**, p.27–44, 1971.
- [Lee 1964] R. Lee et J. Happel, *Thermal Radiation of Methane Gas*, *Ind. Eng. Chem. Fundamentals* **3**, p.167–176, 1964.
- [Legros 2003] G. Legros, *Etude du Comportement Radiatif d'une Flamme de Diffusion Etablie en Micropesanteur*, Mémoire de Thèse Soutenue le 9 Décembre 2003, Université de Poitiers, 2003.
- [Legros 2005] G. Legros, A. Fuentes, J. Baillargeat, P. Joulain, J.P. Vantelon, et J.L. Torero, *Three-Dimensional Recomposition of the Absorption Field Inside a Non-Buoyant Sooting Diffusion Flame*, *Opt. Lett.* **30**, p.3311–3313, 2005.

- [Legros 2006a] G. Legros, P. Joulain, J.P. Vantelon, D. Bertheau, A. Fuentes et J.L. Torero, *Soot Volume Fraction Measurements in a Three-Dimensional Laminar Diffusion Flame Established in Microgravity*, Combust. Sci. Tech. **178**, p.813–835, 2006.
- [Legros 2006b] G. Legros, A. Fuentes, B. Rollin, P. Joulain, J.P. Vantelon, et J.L. Torero, *Extinction Simulation of a Diffusion Flame Established in Microgravity*, J. Energ. Inst. **In Press**, 2006.
- [Leipertz 2002] A. Leipertz, F. Ossler et M. Aldén, *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Soot Diagnostics by Optical Techniques*, in : Applied Combustion Diagnostics ed. by K. Kohse-Höinghaus and J.B. Jeffries (Taylor and Francis, New York), p.359–383, 2002.
- [Lin 1999a] K.C. Lin, G.M. Faeth, P.B. Sunderland, D.L. Urban et Z.G. Yuan, *Shapes of nonbuoyant round luminous hydrocarbon/air laminar jet diffusion flames*, Comb. and Flame **116**, p.415–431, 1999.
- [Lin 1999b] K.C. Lin et G.M. Faeth, *Shapes of nonbuoyant round luminous laminar jet diffusion flames in coflowing air*, AIAA Journal **37**, p.759–765, 1999.
- [Liu 2002] F. Liu, H.Guo, G.J. Smallwood et Ö.L. Gülder, *Effects of Gas and Soot Radiation on Soot Formation in a Coflow Laminar Ethylene Diffusion Flame*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **73**, p.409–421, 2002.
- [Lozano 1992] A. Lozano, B. Yip et R.K. Hanson, *Acetone : A Tracer for Planar Concentration Measurements in Gaseous Flows by Planar Laser Induced Fluorescence*, Expts. Fluids **13**, p.369–376, 1992.
- [Ludwig 1973] C.B. Ludwig, W. Malkmus, J.E. Reardon et J.A. Thompson, *Handbook of Infrared Radiation from Combustion Gases*, NASA SP-3080, 1973.
- [Luque 2000] J. Luque, J.B. Jeffries, G.P. Smith, D.R. Crosley, K.T. Walsh, M.B. Long et M.D. Smooke, *CH(A-X) and OH(A-X) Optical Emission in an Axisymmetric Laminar Diffusion Flame*, Comb. and Flame **122**, p.172–175, 2000.
- [Malkmus 1963a] W. Malkmus, *Infrared emissivity of carbon dioxide (2.7  $\mu\text{m}$ )*, General Dynamics/Astronautics AE63-0047, 1963.
- [Malkmus 1963b] W. Malkmus, *Infrared emissivity of carbon dioxide (4.3  $\mu\text{m}$ )*, J. Opt. Soc. Am. **53**, p.951–961, 1963.
- [Malkmus 1961] W. Malkmus et A. Thomson, *Infrared Emissivity of Diatomic Gases for the Anharmonic Vibrating-Rotator Model*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. **2**, p.17, 1961.
- [Marinov 1996] N.M. Marinov, W.J. Pitz, C.K. Westbrook, M.J. Castaldi et S.M. Senkan, *Modeling of Aromatic and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Formation in Premixed Methane and Ethane Flames* Combust. Sci. Technol. **116–117**, p. 211–287, 1996.
- [Markstein 1984] G.H. Markstein et J. De Ris, *Radiant Emission and Absorption by Laminar Ethylene and Propylene Diffusion Flame*, Proc. Combust. Inst. **20**, p.1637–1646, 1984.
- [McEnally 2006] C.S. McEnally, L.D. Pfefferle, B. Atakan et K.Kohse-Höinghaus, *Studies of Aromatic Hydrocarbon Formation Mechanisms in Flames : Progress Towards Closing the Fuel Gap*, Prog. Energy Combust. Sci. **In Press**, p.1–48, 2006.

- 
- [McManus 1995] K. McManus, B. Yip et S. Candel, *Emission and Laser-Induced Fluorescence Imaging in Experimental Combustion*, Exp. Thermal and Fluid Science **10**, p.486–502, 1995.
- [McCoy 1973] B.J. McCoy et C.Y. Cha, *Transport Phenomena in the Rarefied Gas Transition Regime*, Chem. Engr. Sci. **29**, p.381–388, 1973.
- [McGrattan 2004] K. McGrattan, H. Baum, R. Rehm, A. Hamins, G. Forney, J. Floyd, S. Hostikka et K. Prasad, *Fire Dynamics Simulator (Version 4)*, Technical Reference Guide, p. 1–44, 2004.
- [McLintock 1968] I.S. McLintock, *The Effect of Various Diluents on Soot Production in Laminar Ethylene Diffusion Flames*, Comb. and Flame **12**, p.217–225, 1968.
- [Megaridis 1996] C.M. Megaridis, D.W. Griffin et B. Konsur, *Soot-Field Structure In Laminar Soot-Emitting Microgravity Nonpremixed Flames*, Proc. Combust. Inst. **26**, p.1291–1299, 1996.
- [Melton 1984] L.A. Melton, *Soot Diagnostics Based on Laser Heating*, Appl. Optics **23**, p.2201–2208, 1984.
- [Michelsen 2003a] H.A. Michelsen, P.O. Witze, D. Kayes et S. Hochgreb, *Time-Resolved Laser-Induced Incandescence of Soot : The Influence of Experimental Factors and Microphysical Mechanisms*, Appl. Optics **42**, p.5577–5590, 2003.
- [Michelsen 2003b] H.A. Michelsen, *Understanding and predicting the temporal response of laser-induced incandescence from carbonaceous particles*, J. Chem. Phys **118-15**, p.7012–7045, 2003.
- [Mohammed 1998] R.K. Mohammed, M.A. Tanoff, M.D. Smooke, A.M. Schaffer et M.B. Long, *Computational And Experimental Study Of A Forced, Timevarying, Axisymmetric, Laminar Diffusion Flame*, Proc. Combust. Inst. **27**, p.693–702, 1998.
- [Mokkadem 1994] K. Mokkadem, M. Perrin, J.C. Rolon et H. Levisky, *Front flame visualization by OH laser induced fluorescence and C<sub>2</sub> spontaneous emission in axisymmetric laminar methane-air premixed flames*, 7<sup>th</sup> International Symposium on Laser Techniques to Fluids Mechanics, 1994.
- [Mountain 1988] R.D. Mountain et G.W. Mulholland, *Light Scattering From Simulated Smoke Agglomerates*, Langmuir **4**, p.1321, 1988.
- [Ni 1995] T. Ni, J.A. Pinson, S. Gupta et R.J. Santoro, *Two-Dimensional Imaging of Soot Volume Fraction by the Use of Laser-Induced Incandescence*, Appl. Optics **34**, p.7083–7091, 1995.
- [Norton 1991] S.T. Norton et C.K. Smyth, *Laser-Induced Fluorescence of CH in a Laminar CH<sub>4</sub>/Air Diffusion Flame : Implications for Diagnostics Measurements and Analysis of Chemical Rates*, Combust. Sci. Tech. **76**, p.1–20, 1991.
- [Ossler 2001b] F. Ossler, T. Metz et M. Aldén, *Picosecond laser-induced fluorescence from gas-phase polycyclic aromatic hydrocarbons at elevated temperatures. II. Flame-seeding measurements*, Appl. Phys. B **72**, p.479–489, 2001.
- [Ossler 2001a] F. Ossler, T. Metz et M. Aldén, *Picosecond laser-induced fluorescence from gas-phase polycyclic aromatic hydrocarbons at elevated temperatures. I. Cell measurements*, Appl. Phys. B **72**, p.465–478, 2001.

- [Pagni 1978] P.J. Pagni et T.M. Shih, *Excess Pyrolyzate*, Proc. Combust. Inst. **16**, p.1329–1343, 1978.
- [Puri 1986] I.K. Puri et K. Seshadri. *Extinction of Diffusion Flames Burning Diluted Methane and Diluted Propane in Diluted Air.*, Combust. Flame **65**, p.137–150, 1986.
- [Quay 1994] B. Quay, T.W. Lee, T. Ni et R.J. Santoro, *Spatially resolved measurements of soot volume fraction using laser-induced incandescence*, Combust. Flame **97**, p.384–452, 1994.
- [Raithby 1990] G.D. Raithby et E.H. Chui, *A Finite-Volume Method for Predicting Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media*, J. Heat Transfer **112**, p. 415–423, 1990.
- [Rehm 1978] R.G. Rehm et H.R. Baum, *The Equations of Motion for Thermally Driven, Buoyant Flows*, Journal of Research of the NBS **83**, p.297–308, 1978.
- [Rehm 2000] J.E. Rehm et P.H. Paul, *Reaction Rate Imaging*, Proc. Combust. Inst. **28**, p.1775–1782, 2000.
- [Renard 1999] P.-H. Renard, J.C. Rolon, D. Thévenin et S. Candel, *Investigations of Heat Release, Extinction, and Time Evolution of the Flame Surface, for a Nonpremixed Flame Interacting with a Vortex*, Combust. Flame **117**, p.189–205, 1999.
- [Richter 2000] H. Richter et J.B. Howard, *Formation of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Their Growth to Soot - A Review of Chemical Reaction Pathways*, Prog. Energy Combust. Sci. **26**, p.565–608, 2000.
- [Richter 2005] H. Richter, S. Granata, W.H. Green et J.B. Howard, *Detail Modeling of PAH and Soot Formation in a Laminar Premixed Benzene/Oxygen/Argon Low-Pressure Flame*, Proc. Combust. Inst. **30**, p.1397–1405, 2005.
- [Rollin 2004] B. Rollin, *Couplage Transferts Radiatifs et Cinétique Chimique Finie au Sein d'une Flamme de Diffusion Etablie en Micropesanteur*, Mémoire de Rapport de Stage, soutenu le 5 Octobre 2004, ENSMA, 2004.
- [Ross 2002] D.H. Ross, *Basics of Microgravity Combustion*; in Microgravity combustion : fire in free fall, Ed. Howard D. Ross, Academic Press, 2002.
- [Rouvreau 2005] S. Rouvreau, P. Cordeiro, J. L. Torero et P. Joulain, *Influence of G-Jitter on a Laminar Boundary Layer Type Diffusion Flame*, Proc. Combust. Inst. **30**, p.519–526, 2005.
- [Rouvreau 2002a] S. Rouvreau, *Etude numérique d'une flamme de diffusion de gaz en microgravité sur une plaque plane soumise à un écoulement d'air parallèle à sa surface*, mémoire de thèse soutenue le 22 Février 2002, Université de Poitiers, 2002.
- [Rouvreau 2002b] S. Rouvreau, P. Joulain, H.Y., Wang, P. Cordeiro et J.L. Torero, *Numerical Evaluation of Boundary Layer Assumptions Used for the Prediction of the Stand-off Distance of a Laminar Diffusion Flame*, Proc. Combust. Inst. **29**, p.2527–2434, 2002.
- [Schlichting 1979] H. Schlichting, *Boundary layer theory*, Seventh edition, Mc Graw & Hill, 1979.
- [Schug 1980] K.P. Schug, Y. Manheimer-Timnat, P. Yaccarino et I. Glassman, *Sooting Behavior of Gaseous Hydrocarbon Diffusion Flames and the Influence of Additives*, Comb. Sci. and Technol. **2**, p.235, 1980.

- 
- [Shaddix 1996] C.R. Shaddix et K.C. Smyth, *Laser-Induced Incandescence Measurements of Soot Production in Steady and Flickering Methane, Propane and Ethylene Diffusion Flames*, Combust. Flame **107**, p.418–452, 1996.
- [Shih 1978] T.M. Shih et P.J. Pagni, *Laminar Mixed-Mode, Forced and Free, Diffusion Flames*, J. Heat Transfer **100**, p. 253–259, 1978.
- [Shih 2003] H.-Y. Shih et J.S. T'ien, *A Three-Dimensional Model Of Steady Flame Spread Over a Thin Solid in Low-Speed Concurrent Flows*, Combust. Theory Modelling **7**, p.677–704, 2003.
- [Siegel 1981] R. Siegel et J.R. Hottel, *Thermal Radiation Heat Transfer*, Second edition, Hemisphere Publishing Corporation, 1981.
- [Singla 2006] G. Singla, P. Scoufflaire, C. Rolon, S. Candel, *Planar Laser-Induced Fluorescence Of Oh In High-Pressure Cryogenic Lox/Gh2 Jet Flames*, Combust. Flame **144**, p.151–169, 2006.
- [Sivathanu 1990] Y.R. Sivathanu et G.M. Faeth, *Soot Volume Fractions in the Overfire Region of Turbulent Diffusion Flames*, Comb. and Flame **81**, p.133–149, 1990.
- [Smallwood 2001] G.J. Smallwood, D.R. Snelling, F. Liu et Ö.L. Gülder, *Clouds Over Soot Evaporations : Errors in Modeling Laser Incandescence of Soot*, J. Heat Transfer **123**, p.814–818, 2001.
- [Schulz 2006] C. Schulz, B.F. Kock, M. Hofmann, H. Michelsen, S. Will, B. Bougie, R. Suntz et G. Smallwood, *Laser-Induced Incandescence : Recent Trends and Current Questions*, Appl. Phys. B **83-3**, p.333–354, 2006.
- [Smyth 1996] K.C. Smyth et C.R. Shaddix, *The Elusive History of  $\tilde{m} = 1.57 - 0.56i$  for the Refractive Index of Soot*, Combust. Flame **107**, p.314–320, 1996.
- [Snelling 1999] D.R. Snelling, K.A. Thomson, G.J. Smallwood et Ö.L. Gülder, *Two-Dimensional Imaging of Soot Volume Fraction in Laminar Diffusion Flames*, Appl. Optics **38**, p.2478–2485, 1999.
- [Snelling 2005] D.R. Snelling, G.J. Smallwood, F. Liu, Ö.L. Gülder et W.D. Bachalo, *A Calibration-Independent Laser-Induced Incandescence Technique for Soot Measurement by Detecting Absolute Light Intensity*, Appl. Optics **44**, p.6673–6785, 2005.
- [Soufiani 1996] A. Soufiani et J. Taine, *Modèles Approchés de Rayonnement des Gaz*, Ecole de Printemps de Rayonnement Thermique du CNRS, Parent, France, 8–15 Juin 1996.
- [Spalding 1953] D.B. Spalding, *The Combustion of Liquid Fuels*, Proc. Combust. Inst. **4**, p.847–864, 1953.
- [Sunderland 2003] P.B. Sunderland, R.L. Axelbaum, D.L. Urban, B.H. Chao et S. Liu, *Effects of Structure and Hydrodynamics on the Sooting Behavior of Spherical Microgravity Diffusion Flames*, Comb. and Flame **132**, p.25–33, 2003.
- [Taine 1991] J. Taine, *Notion de Transfert Radiatif*, cours à l'École Centrale de Paris, 1991.
- [Tait 1993] N. Tait, D. Greenhalgh, *PLIF imaging of fuel fraction in practical devices and LH imaging of soot*, Ber. Bungsens. Phys. Chem. **97-12**, p.1619–1625, 1993.

- [Thurber 1998] M.C. Thurber, B.J. Kirby, et R.K. Hanson, *Instantaneous Imaging of Temperature and Mixture Fraction with Dual-Wavelength Acetone PLIF*, Paper AIAA-98-0397 at 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting, p.12–15, 1998.
- [T'ien 1990] J.S. T'ien, *The Possibility of a Reversal of Material Flammability Ranking from Normal Gravity to Microgravity*, Comb. and Flame **80**, p.355–357, 1990.
- [T'ien 2000] J.S. T'ien, Spacebound 2000 Conference, Vancouver, Canada, 2000.
- [T'ien 1975] J.S. T'ien, *A Discussion on the Extinction Condition Of a Diffusion Flame*, J. Fire Flammability **6**, p.101–104, 1975.
- [Torero 2002] J.L. Torero, T. Vietoris, G. Legros et P. Joulain, *Estimation of a Total Mass Transfer Number from the Stand-Off Distance of a Spreading Flame*, Comb. Sci. and Technol. **174**, p.187–203, 2002.
- [Urban 2000] D.L. Urban, Z.G. Yuan, P.B. Sunderland, K.C. Lin, Z. Dai et G.M. Faeth, *Smoke-Point Properties of Non-Buoyant Round Laminar Jet Diffusion Flames*, Proc. Combust. Inst. **28**, p.1965–1972, 2000.
- [Vander Wal 1996a] R.L. Vander Wal, *Soot Precursor Material : Visualization Via Simultaneous LIF-LII and Characterization Via TEM*, Proc. Combust. Inst. **26**, p.2269–2275, 1996.
- [Vander Wal 1996b] R.L. Vander Wal, Z. Zhou et M.Y. Choi *Laser-Induced Incandescence Calibration via Gravimetric Sampling*, Combust. Flame **105**, p.462–470, 1996.
- [Vander Wal 1996b] R.L. Vander Wal, *Laser-Induced Incandescence : Detection Issues*, Appl. Optics **35**, p.6548–6559, 1996.
- [Vander Wal 1997a] R.L. Vander Wal, *LIF-LII Measurements in a Turbulent Gas-Jet Flame*, Expts. Fluids **23**, p.281–287, 1997.
- [Vander Wal 1997b] R.L. Vander Wal, K.A. Jensen et M.Y. Choi, *Simultaneous Laser-Induced Emission of Soot and Polycyclic Hydrocarbons within a Gas-Jet Diffusion Flame*, Combust. Flame **109**, p.399–414, 1997.
- [Vander Wal 1997c] R.L. Vander Wal, *Laser-Induced Incandescence Measurements in Low-Gravity*, Micrograv. Sci. Technol. **10**, p.66–74, 1997.
- [Vander Wal 1998] R.L. Vander Wal, *Calibration and Comparison of Laser-Induced Incandescence with Cavity Ring-Down*, Combust. Flame **27**, p.59–67, 1998.
- [Vietoris 1998] T. Vietoris, *Etude de la Combustion Quasi-Stationnaire d'un Combustible Solide Soumis à un Ecoulement Parallèle à sa Surface*, Mémoire de Thèse Soutenue le 22 Juin 1999, Université de Poitiers, 1999.
- [Vietoris 2000] T. Vietoris, J. L. Ellzey, P.Joulain, S.N. Mehta et J.L. Torero, *Laminar Diffusion Flame in Micro-Gravity : The Results of the Mini-Texus 6 Sounding Rocket Experiment*, Proc. Combust. Inst. **28**, p.1265–1276, 2000.
- [Walsh 1998] K.T. Walsh, M.B. Long, M.A. Tanoff et M.D. Smooke, *Experimental and Computational Study of CH, CH\*, and OH\*, in Axisymmetric Laminar Diffusion Flame*, Proc. Combust. Inst. **27**, p.615–623, 1998.
- [Walsh 2005] K.T. Walsh, J. Fielding, M.D. Smooke, M.B. Long, et A. Liñan, *A Comparison of Computational and Experimental Lift-Off Heights of Coflow Laminar Diffusion Flames*, Proc. Combust. Inst. **30**, p.357–365, 2005.

- 
- [Weeks 1974] R.W. Weeks et W.W. Duley, *Aerosol-Particle Sizes from Light Emission During Excitation by TEA CO<sub>2</sub> Laser Pulses*, J. Apply. Phys. **45**, p.4461–4462, 1974.
- [Westbrook 1981] C.K. Westbrook et F.L. Dryer, *Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames*, Combust. Sci. Tech. **27**, p.31–43, 1981.
- [Williams 1981] F.A. Williams, *A Review of Flame Extinction*, Fire Safety Journal **3**, p.163–175, 1981.
- [Xin 2005] Y. Xin et J.P. Gore, *Two-Dimensional soot Distributions in Bouyant Turbulent Fires*, Prog. Combust. Inst. **30**, p.719–726, 2005.
- [Xu 2001] F. Xu et G.M. Faeth, *Soot Formation in Laminar Acetylene/Air Diffusion Flames at Atmospheric Pressure*, Combust. Flame **125**, p.804–819, 2001.
- [Zhao 1998] H. Zhao et N. Ladommatos, *Optical Diagnostics for Soot and Temperature Measurements in Diesel Engines*, Prog. Energy Combust. Sci. **24**, p.221–255, 1998.
- [Zhu 2000] J. Zhu, M.Y. Choi, G.W. Mulholland et L.A. Gritz, *Measurement of Soot Optical Properties in the Near-Infrared Spectrum*, Int. J. of Heat and Mass Transfer **43**, p.3299–3303, 2000.



## Résumé

La propagation co-courante d'une flamme de diffusion établie au sein d'une couche-limite a été étudiée. Résultant principalement des perturbations induites par les forces de flottabilité à gravité terrestre, la difficulté à générer un écoulement stationnaire à faible vitesse a conduit au développement d'un dispositif expérimental permettant d'effectuer des essais dans un environnement en apesanteur. Partant d'observations expérimentales antérieures, une première approche numérique originale a été développée, démontrant d'une part l'importance du transfert radiatif sur la structure de la flamme, et d'autre part le rôle prépondérant des suies sur le phénomène d'extinction en queue de flamme. L'influence de la vitesse de l'écoulement forcé, la teneur en oxygène de l'oxydant et la vitesse d'injection du combustible sur la géométrie de la flamme ont été examinées par imagerie de la chimiluminescence des radicaux  $\text{CH}^*$  et  $\text{OH}^*$ . L'Incandescence Induite par Laser (LII) a été adaptée au contexte de l'étude afin d'évaluer les champs de concentration de suies produites par la flamme. La formation des particules a également été corrélée à des mesures de concentration des hydrocarbures aromatiques polycycliques (HAP) par Fluorescence Induite par Laser (LIF). L'interaction entre la zone réactionnelle et le champ de formation/oxydation des suies a été caractérisée de sorte à analyser la longueur de la flamme résultante et à rassembler les premières données expérimentales permettant la validation complète d'une future modélisation numérique de la formation et de l'oxydation des suies au sein de ce type flamme.

**Mots-clés:** Combustion, Incandescence Induite par Laser, Fluorescence Induite par Laser, Chimiluminescence, Gravité réduite.

## Abstract

The concurrent spreading of a boundary layer type diffusion flame is studied. The impossibility of obtaining a low velocity laminar flow without any perturbation induced by buoyancy has led to the development of an experimental apparatus for use in micro-gravity facilities. Based on previous experimental observations, an original numerical approach has been developed showing, first the dominating role of the radiative heat transfer on the structure of the flame and second the major role of the soot on the extinction phenomenon at the flame trailing edge. The influence of the forced flow velocity, the fuel injection velocity and oxygen concentration on the geometry of the flame has been examined by imaging of  $\text{CH}^*$  and  $\text{OH}^*$  radicals spontaneous emission. Laser-Induced Incandescence (LII) is used to determine the soot field concentration in the flame. The soot formation has been studied by Laser Induced Fluorescence (LIF) of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs). The interaction between the reaction zone and the field of soot formation/oxidation is taken into account to analyze the flame length. These results can be used as the experimental input data for a future complete validation of numerical model simulating the soot formation and oxidation in this kind of flame.

**Keywords:** Soot, Reaction zone, Laser-Induced Incandescence, Laser-Induced Fluorescence, Diffusion flame, Microgravity.

