

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE de POITIERS

Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechniques
et Faculté des sciences fondamentales et appliquées

(Diplôme National – Arrêté du 25 avril 2002)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR
Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Guillaume LEGROS

ETUDE DU COMPORTEMENT RADIATIF D'UNE FLAMME DE DIFFUSION ETABLIE EN MICROPESANTEUR

Directeur de thèse : Pierre JOULAIN

Soutenue le 9 Décembre 2003
Devant la Commission d'Examen

JURY

—

M. SAULNIER	Professeur à l'ENSMA	président
M. PRUD'HOMME	Directeur de recherche au CNRS, Université PARIS VI	rapporteur
M. SACADURA	Professeur à l'INSA de Lyon	rapporteur
M. PORTERIE	Professeur à l'Université de Marseille	examinateur
M. TORERO	Professeur à l'Université d'Edinburgh	examinateur
M. JOULAIN	Directeur de recherche au CNRS, Université de Poitiers	examinateur
M. CHAMPION	Directeur de recherche au CNRS, Université de Poitiers	invité

Remerciements

Ce mémoire représente l'aboutissement de trois années de thèse, passées au sein du Laboratoire de Combustion et de Détonique où j'ai pu trouver un cadre propice au travail de chercheur. En cela, je remercie Michel Champion, Directeur de Recherche au CNRS et directeur du LCD.

J'exprime également ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse, Pierre Joulain, Directeur de Recherche au CNRS, qui a toujours su porter une oreille attentive à l'ensemble de mon travail tout en l'orientant au travers de sa propre expérience. Je le remercie en particulier pour le soin qu'il a pris de m'introduire dans le milieu de la recherche et de l'enseignement supérieur. Je tiens à placer ici également mon immense gratitude envers José Torero, Professeur à l'Université d'Edinburgh, qui m'a accueilli à plusieurs reprises en Ecosse et m'a accordé un temps et une patience difficilement imaginables. J'ose espérer que l'amitié qui me lie maintenant à José, Michelle, sa femme, Amalya et Santiago, ses enfants, restera.

Je ne saurais oublier à présent la contribution des différents permanents du Laboratoire, au premier rang desquels se trouve Jean-Pierre Vantelon, Directeur de Recherche au CNRS, dont le soutien n'a jamais failli. Au même titre, je remercie Catherine Breillat et Yves d'Angelo, Maîtres de Conférence au LCD. Les liens tissés, tant personnellement que professionnellement, avec Philippe Ben-Abdallah, Chargé de Recherche au CNRS, et Denis Bertheau, Ingénieur de Recherche au CNRS, sont, quant à eux, la meilleure illustration de l'investissement qu'ils ont su accorder à mes travaux.

L'accomplissement de cette thèse s'est également inséré dans différentes collaborations internationales et je souligne ici l'expérience que m'ont fait partager Vadim Knorr, Professeur à l'Institut de Chimie-Physique de Moscou, Osamu Fujita, Professeur à l'Université d'Hokkaido, et Takafumi Tsuiki, son étudiant.

Dans un contexte administratif, je tiens à remercier chaleureusement l'équipe des secrétaires : Jocelyne Bardeau, constamment soucieuse du bien-être de l'équipe microgravité en mission, mais également Françoise Astier, jamais désespérée à la lecture de mes ordres de mission, Monique Dupuis et Nathalie Adam.

J'aborde à présent les remerciements de l'ensemble du personnel technique avec l'inquiétude de ne pas suffisamment mettre en avant la reconnaissance que je dois à Jacques Baillargeat, Géo Trouve-Tout de tous les instants, et particulièrement des moments de turpitude en micropesanteur. Inlassable assistant-ingénieur au CNRS, ce Richard Gere poitevin restera un modèle d'esprit pratique à mes yeux.

Sur un plan *parabolique*, je remercie le CNES et l'ESA, au travers de leurs représentants que sont Bernard Zappoli, Denis Thiérion, Olivier Minster et Vladimir Pletser, pour leur soutien constant et les places qu'ils nous réservent à bord de l'A300-zéro-G. J'adresse également un immense merci à Frédéric Gai et Christophe Mora, de la société Novespace, pour leur aide continue au bon déroulement de nos campagnes de vols et leur convivialité.

Bien évidemment, l'ambiance entre étudiants contribue à l'épanouissement que permet une telle expérience. J'oublie malheureusement certains de mes collègues en ne remerciant que Pierre Cordeiro, Arnaud Dunand, Jacky Durand, Andres Fuentes, Amine Gourara, Simon Jallais, Gian-Filippo Leva, Thomas Rogaume et Sébastien Rouvreau. Je dois également reconnaissance au soutien indéfectible de mes amis, bien que "thermiciens", Jacques Salat (alias Jack du Cantal), Lionel Thomas (alias le Cantalou chantant), Olivier Skurtys (alias

le Picard hurlant), Stéphanie Derouineau (alias Maria) et Manuel Girault (alias le Poitevin poitevin).

Enfin, les mots ne peuvent traduire ici ce que je ressens en évoquant le soutien quotidien de mes proches, que sont ma mère, mon père, mon frère et ma compagne de tous les jours, Laure. Les amis qui m'ont appuyé jusqu'au jour-même de ma soutenance sont également nombreux mais je tiens tout particulièrement à nommer Gaga, Cyrille, Olive, Jacquot, Estelle, Fred, Pierrot, Seb et Flo.

Table des matières

Table des figures	ix
Nomenclature	1
Introduction générale	5

Motifs de l'étude	13
--------------------------	-----------

Introduction	15
Chapitre 1 Préambule expérimental	17
1.1 Création de la micropesanteur	17
1.1.1 Définition	17
1.1.2 Vols paraboliques	17
1.2 Banc expérimental	20
1.2.1 Brûleur à gaz	20
1.2.2 Chambre de combustion	21
1.2.3 Module de contrôle et d'acquisition	22
1.2.4 Structure embarquée	24
1.3 Justification de l'étude	27
1.3.1 Historique	27
1.3.2 Eléments bibliographiques	27

1.3.3	Originalité de l'étude	27
1.3.4	Déroulement des travaux	28
1.3.5	Choix des constantes de l'étude	28
1.3.6	Remarque	29
1.4	Observations expérimentales	30
1.4.1	Visualisations de la flamme	30
1.4.2	Mesures par fluxmètre	30
1.4.3	Mesures de la chimiluminescence des radicaux CH^*	32
1.4.4	Mesures de température par thermocouple	36
1.5	Directives	39

Approche numérique	41
---------------------------	-----------

Introduction	43
---------------------	-----------

Chapitre 2 L'Équation de Transfert Radiatif (ETR)	45
--	-----------

2.1	Couplage avec l'équation de conservation de l'énergie	45
2.2	Notations	46
2.3	Flux	47
2.4	Variation du flux	47
2.5	Absorption	48
2.6	Émission spontanée	48
2.7	Diffusion	48
2.8	Bilan	49
2.9	Perspectives	50

Chapitre 3 Le choix de l'outil numérique FDS	51
---	-----------

3.1	Généralités	51
3.2	La modélisation de la combustion	52
3.3	Le schéma numérique	55

Chapitre 4 La modélisation radiative sous FDS	57
4.1 Situation du problème	57
4.2 Propriétés radiatives des gaz	58
4.3 Discrétisation spatiale de l'ETR	58
4.4 Discrétisation spectrale de l'ETR	61
4.5 Termes de source	63
4.6 Coefficients d'absorption	63
4.7 Modèle à bandes étroites	63
4.7.1 Cas d'une cellule homogène et isotherme	64
4.7.2 Cas d'une cellule hétérogène et isotherme	65
4.8 Paramètres de calcul	65
4.8.1 Domaine de calcul	65
4.8.2 Conditions aux limites	66
4.8.3 Conditions initiales et temps d'établissement	67
4.8.4 Maillage et volume de la cellule	67
4.8.5 Temps de calcul	67
Chapitre 5 Développement du code de calcul	69
5.1 Discrétisation de la luminance	69
5.2 Résultats	71
5.2.1 Calcul de la puissance radiative	72
5.2.2 Validation des hypothèses	73
5.2.3 Confrontation des résultats	79
5.2.4 Avancée originale de l'étude	81
5.3 Conclusions	82

Approche expérimentale du rôle des suies	83
---	-----------

Introduction	85
---------------------	-----------

Chapitre 6 Choix des techniques de mesures	87
Chapitre 7 Tomographie transverse de la flamme	89
7.1 Principe général de la tomographie	90
7.1.1 Mesures d'extinction	90
7.1.2 Fraction volumique de suie	91
7.2 Principe de la correction de la tomographie	93
7.2.1 Chimiluminescence des radicaux CH^*	93
7.2.2 Reconstruction de la zone réactive par chimiluminescence	94
7.3 Mise en œuvre expérimentale	95
7.4 Détail de l'analyse tomographique proposée	97
7.4.1 Symétrie du problème	97
7.4.2 Structure de la zone réactive	97
7.4.3 Correction par analyse de la zone réactive	98
7.4.4 Structure de la zone de suie	99
7.4.5 Etalonnage de la fraction volumique de suies	100
7.4.6 Estimation de l'épaisseur optique	102
7.5 Discussion et résultats immédiats	102
7.5.1 Validité des hypothèses sur la structure des suies	103
7.5.2 Pouvoir absorbant de la couche de suie	104
Chapitre 8 Modèle phénoménologique	105
8.1 Analyse qualitative de l'évolution longitudinale des profils de suie et d'émission	105
8.1.1 Influence de V_{ox} sur la production de suie	107
8.1.2 Influence de V_{ox} sur l'émission spontanée	109
8.1.3 Remarque	114
8.2 Le "Smoke-Point"	117
8.2.1 Définition	117
8.2.2 Utilisation du concept	118
8.2.3 Application à l'étude	118
8.2.4 Analyse dimensionnelle	120
8.2.5 Fraction volumique de suie par unité de longueur longitudinale en fonction des paramètres du problème	126
8.3 Synthèse	128

Chapitre 9 Tomographie du bord de fuite	133
9.1 Le choix de la reconstruction par strate	133
9.2 Principe de la reconstruction par strate	134
9.3 Mise en œuvre expérimentale	134
9.3.1 Brûleur	136
9.3.2 Source d'émission	136
9.3.3 Réception	137
9.3.4 Post-traitement	138
9.4 Algorithme de reconstruction par strate	138
9.4.1 La notion de problème inverse	139
9.4.2 Situation du problème	140
9.4.3 Linéarisation du problème	141
9.5 Mise en œuvre numérique	142
9.5.1 Système réel	142
9.5.2 Maillages spatial et fréquentiel	143
9.5.3 Incertitudes expérimentales	144
9.5.4 Résolution	145
9.6 Validation	145
9.7 Application à l'étude	146
9.7.1 Validité de la théorie de Mie	147
9.7.2 Choix du cas-type	147
9.7.3 Paramètres de calcul	148
9.7.4 Résultats	149
9.8 Remarque	151
9.9 Conclusions	151
 Conclusion générale	 155
<hr/>	
Annexes	161
Annexe A Dimensionnement de la structure embarquée	161
Annexe B Traitement d'images de la tomographie tridimensionnelle	167
<hr/>	
Bibliographie	199

Table des figures

1	Schéma de principe d'une flamme établie sur un combustible solide soumis à un écoulement oxydant parallèle à sa surface [Fernandez-Pello 1984].	7
2	Schéma d'une flamme établie au sein d'une couche limite bidimensionnelle de plaque plane, telle que modélisée par Emmons [Emmons 1956].	8
1.1	Manœuvre effectuée par l'A300 zéro-G de Novespace pour décrire une parabole	18
1.2	Enregistrements des accéléromètres embarqués à bord de l'A300 zéro-G de Novespace	19
1.3	Vue de profil du brûleur.	21
1.4	Coupe dans le plan de symétrie $y = 0$ du brûleur.	21
1.5	Schéma de principe de la chambre de combustion.	22
1.6	Photographies du système d'injection du flux oxydant	23
1.7	Tomographie par nappe laser dans l'axe de symétrie du brûleur.	23
1.8	Plan de Marguerite.	25
1.9	Le banc Marguerite en configuration de vol à bord de l'A300 zéro-G de Novespace.	26
1.10	Influence des paramètres aérodynamiques sur l'émission visible de la flamme d'éthylène alimentée par un mélange oxydant composé de 35% O_2 et de 65% N_2	31
1.11	Schéma localisant le fluxmètre dans la chambre de combustion	31
1.12	Evolution du flux radiatif relatif de la flamme en fonction de V_{ox}	32
1.13	Evolution du flux radiatif de la flamme en fonction de Cq	33
1.14	Image instantanée en niveau de gris de la flamme d'éthylène donnée par la chimiluminescence des radicaux CH^* pour des vitesses $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$	33
1.15	Schéma assimilant la zone de réaction primaire à une surface émissive.	34
	a/ vue latérale	34
	b/ vue de dessus	34
1.16	Evolution du facteur de forme moyen en fonction du seuil appliqué aux images en niveau de gris données par les radicaux CH^* , pour $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$	35
1.17	Evolution du facteur de forme moyen relatif en fonction de V_{ox} pour $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$	36
1.18	Evolution de l'intensité globale moyenne relative de la chimiluminescence en fonction de V_{ox} pour $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$	37
1.19	Evolution de la vitesse combustible au cours d'une parabole.	38

1.20	Evolution de l'intensité de la chimiluminescence des CH^* en fonction de la température.	39
a/	$V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$	39
b/	$V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$	39
2.1	Chemin optique entre deux points quelconques d'un milieu hétérogène. . . .	46
2.2	Diffusion du rayonnement par le volume élémentaire dV	49
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	54
4.1	Système de coordonnées pour la discrétisation angulaire	59
4.2	Schéma représentant le domaine de calcul, les dimensions étant ici exprimées en mètre.	66
5.1	Discrétisation de la luminance au travers des hémisphères supérieur et inférieur	70
5.2	Visualisation par Smokeview de RADIATION LOSS B à $t = 5 \text{ s}$ dans le plan $y = 100 \text{ mm}$, pour des vitesses de soufflage $V_{OX} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$ et d'injection $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$	71
5.3	Sensibilité des puissances radiatives émises vers le haut et vers le bas à l'émissivité de la plaque.	73
5.4	Sensibilité de l'établissement de la puissance radiative totale émise par la flamme à la température de la plaque.	74
5.5	Sensibilité de la puissance radiative totale émise par la flamme à la taille du domaine de calcul.	74
5.6	Sensibilité de la puissance radiative émise par la flamme le long d'une verticale ($y = 0, 1 \text{ m}$ et $x = 0, 2 \text{ m}$) à la finesse du maillage.	75
5.7	Spectres infrarouges du méthane (à gauche) et de l'éthylène (à droite). . . .	76
5.8	Sensibilité de la puissance rayonnée aux bandes d'émission du combustible .	77
5.9	Evolution de la puissance rayonnée à V_F constant	77
5.10	Evolution de la puissance rayonnée à V_{ox} constant	78
5.11	Image de RADIATION LOSS à 5 s dans le plan $Y = 0, 1$, avec des vitesses de soufflage $V_{OX} = 0, 1 \text{ m/s}$ et $V_F = 0, 005 \text{ m/s}$	78
5.12	Puissance radiative relative en fonction de V_{ox}	79
5.13	Puissance radiative relative en fonction de V_F	80
5.14	Puissance radiative relative en fonction de Cq	80
5.15	Ecart entre perte et gain par rayonnement, relativement à la puissance radiative totale	81
1	Effet thermophorèse sur des particules de suie.	86
6.1	Schéma du brûleur objet de la tomographie	88
7.1	Image instantanée de la tomographie laser pour une vitesse de soufflage oxydant de 100 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection en éthylène de 10 mm.s^{-1} . . .	89
7.2	Schéma du montage expérimental vu depuis l'entrée du flux oxydant	96
7.3	Coupes de l'intensité de l'émission spontanée des CH^* à différentes abscisses x .	98

7.4	Rapport des intensités CH^* intégrées (<i>cf</i> equation (7.12)) fonction de l'abscisse x	99
7.5	Comparaison des évolutions de l'extinction et de l'émission des CH^* fonction de z à $x = 25 \text{ mm}$	100
7.6	Evolution de l'extinction en fonction de la coordonnée verticale z pour différentes valeurs de la coordonnée longitudinale x	101
7.7	Evolution de la fraction volumique de suies "absorbantes" en fonction de la coordonnée verticale z pour $x = 30 \text{ mm}$	102
7.8	Evolution le long du spectre du transfert radiatif de l'épaisseur optique d'une couche de suie formée par une flamme d'éthylène alimentée par une injection combustible de 5 mm.s^{-1} et un soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1}	103
7.9	Photographies réalisées au microscope à balayage électronique sur une grille de prélèvement insérée en $x = 50 \text{ mm}$	104
	a/ grossissement = x 1 000	104
	b/ grossissement = x 10 000	104
8.1	Evolution en fonction de z , pour différents débits oxydants et pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$, de la fraction volumique (en traits pleins) et de l'émission spontanée verte (en traits pointillés) en (a) $x = 25 \text{ mm}$, (b) $x = 35 \text{ mm}$ et (c) $x = 45 \text{ mm}$	106
8.2	Lignes d'émission spontanée maximale (en trait vert) et d'extinction maximale (en trait noir) pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$	106
8.3	Visualisation d'une flamme visible d'éthane et de l'écoulement autour de la flamme, pour $V_{ox} = 140 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_F = 7 \text{ mm.s}^{-1}$ [Cordeiro 2003].	107
	a/ flamme visible	107
	b/ lignes de courant autour de la zone de flamme	107
8.4	Visualisations dans le plan de symétrie $y = 0$ des lignes de courants numériques autour d'une flamme de propane, pour $V_F = 4 \text{ mm.s}^{-1}$ [Rouvreau 2002a].	108
	a/ $V_{ox} = 50 \text{ mm.s}^{-1}$	108
	b/ $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$	108
8.5	Visualisations dans un plan horizontal $z = 4 \text{ mm}$ des lignes de courants numériques autour d'une flamme de propane, pour $V_F = 4 \text{ mm.s}^{-1}$ [Rouvreau 2002a].	108
	a/ $V_{ox} = 50 \text{ mm.s}^{-1}$	108
	b/ $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$	108
8.6	Evolution le long de l'axe longitudinal des composantes RGB mesurées par la caméra numérique pour une flamme alimentée par une injection combustible de $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et un soufflage oxydant de $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$	109
8.7	Enveloppes de flammes visibles en fonction de V_{ox} pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$	110
8.8	Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 0,1$, pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$	112
8.9	Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 0,5$, pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$	112

8.10	Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 0,98$, pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$	113
8.11	Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 1,1$, pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$	113
8.12	Profils de température obtenus par absorption/émission modulée [Jenkins 2001] à $\lambda = 532 \text{ nm}$, pour deux vitesses $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$ et à $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$	116
8.13	Flammes d'hydrocarbures brûlant dans l'air et établies en micropesanteur sur un brûleur axisymétrique [Lin 1999a].	117
	a/ configuration dite "closed-tip"	117
	b/ configuration dite "opened-tip"	117
8.14	Evolution de l'absorption linéique le long de l'axe d'un brûleur axisymétrique pour différents débits d'éthylène et de propylène, à gravité terrestre [Markstein 1984].	119
8.15	Epaisseur de flamme h_f en fonction de la vitesse d'injection combustible V_F pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1}	123
8.16	Evolution de la loi de puissance donnant la dépendance de h_f en fonction de V_{ox} pour une vitesse d'injection combustible de 5 mm.s^{-1}	124
8.17	Schéma de l'influence supposée de V_{ox} sur la longueur de flamme l_f , à V_F fixée.	125
8.18	Evolution de la hauteur de flamme adimensionnée par la longueur de pyrolyse en fonction de B et r [Pagni 1978].	126
8.19	Evolution pour différentes vitesses combustibles de la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale.	127
	a/ données brutes	127
	b/ fraction à la vitesse combustible	127
8.20	Evolution pour différentes vitesses oxydantes de la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale.	128
	a/ données brutes	128
	b/ fraction rapportée à la racine carrée de la vitesse oxydante.	128
8.21	Evolution de la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale rapportée au produit $V_F \sqrt{V_{ox}}$	129
8.22	Profils schématiques de la flamme visible en fonction de V_{ox} , à V_F fixée.	130
9.1	Image instantanée d'une tomographie par extinction laser pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de 5 mm.s^{-1}	133
9.2	Visualisation latérale en niveaux de gris de la flamme visible pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de $3,3 \text{ mm.s}^{-1}$	134
9.3	Schéma de principe de la tomographie	135
9.4	Configuration géométrique de la tomographie par une source conique	135
9.5	Schéma du brûleur adapté à la technique de reconstruction	136
9.6	Photographie d'un balayage en cours dans la chambre de combustion.	137

9.7	Images instantanées d'extinction par la flamme de la source située sous le brûleur :	138
9.8	Contre-exemple de la condition 1 : dans \mathcal{U} , il existe un U_2 , image de Z_2 n'appartenant pas à \mathcal{Z}	139
9.9	Contre-exemple de la condition 2 : dans \mathcal{Z} , il existe un couple (Z_1, Z_2) tel que $Z_1 \neq Z_2$ et $A.Z_1 = A.Z_2$	140
9.10	Contre-exemple de la condition 3 : dans \mathcal{Z} , il existe un élément Z_1 tel que quelque soit Z_2 aussi proche soit-il de Z_1 , $A.Z_2$ n'appartiendra jamais au disque métrique centré en $A.Z_2$ et de rayon $\frac{1}{2}$	140
9.11	Méthode d'acquisition des données géométriques : projection du k^e rayon sur la strate i	141
9.12	Maillages effectif et interpolé de la source, dans le repère physique lié au brûleur.	143
9.13	Cartographies en transmission données par un trou du maillage.	144
	a/ cartographie effective	144
	b/ cartographie interpolée	144
9.14	Evolutions pour le trou (2, 2) de la matrice de 9x9 trous de $\tan \theta_k$, $\cos \phi_k$ et $\cos \phi_k$ le long des positions de la source.	145
9.15	Cartographies du champ d'absorption dans deux strates après résolution du problème inverse appliqué au milieu homogène.	146
	a/ strate $z = 80,5 \text{ mm}$	146
	b/ strate $z = 45,5 \text{ mm}$	146
9.16	Photographies réalisées au microscope à balayage électronique sur une grille de prélèvement insérée en $x = 100 \text{ mm}$	147
	a/ grossissement = x 10 000	147
	b/ grossissement = x 50 000	147
9.17	Données tirées des visualisations latérales de la flamme visible pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de $6,4 \text{ mm.s}^{-1}$	148
	a/ profils d'émission en différentes abscisses	148
	b/ profil d'émission visible maximale	148
9.18	Cartographies du champ d'absorption dans deux strates après résolution du problème inverse appliqué aux données expérimentales.	149
	a/ strate $z = 14,25 \text{ mm}$	149
	b/ strate $z = 28,75 \text{ mm}$	149
9.19	Profil d'absorption reconstruit situé au-dessus de la position ($x = 82,3 \text{ mm}$; $y = 1,03 \text{ mm}$) de la source.	150
9.20	Evolution des profils d'absorption reconstruits sur l'axe $y = 1,03 \text{ mm}$ pour différentes abscisses.	152
9.21	Comparaison de l'évolution de la grandeur Ψ reconstruite aux valeurs expérimentales le long de l'axe $y = 1,03 \text{ mm}$	153

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_λ	coefficient spectral local d'absorption	m^{-1}
A	aire	m^2
A_λ	facteur spectral d'absorption	-
B	nombre de transfert de masse	-
c	célérité	m.s^{-1}
C_p	capacité calorifique massique à pression constante	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
C_q	rapport de la vitesse combustible à la vitesse oxydante	-
D	coefficient de diffusion moléculaire	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
D_g	diamètre de giration	m
ΔH_c	enthalpie de combustion par unité de masse d'oxygène consommé	J.kg^{-1}
ΔH_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
FF	facteur de forme	-
G	champ d'absorption	m^{-1}
h	enthalpie massique	J.kg^{-1}
h_f	hauteur caractéristique de flamme	m
H	enthalpie	J
$height$	hauteur dans la direction z	m
i	intensité du signal	unité arbitraire
I	luminance	$\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$
k	conductivité thermique	$\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$
k_λ	coefficient spectral local d'extinction	m^{-1}
K_λ	épaisseur optique à la longueur d'onde λ	-
l_f	longueur caractéristique de flamme	m
L	côté du poreux carré	m

m	masse	kg
\dot{m}''	débit surfacique de combustible pyrolysé	kg.s ⁻¹ .m ⁻²
M_i	masse molaire	kg.mol ⁻¹
n	partie réelle de l'indice de réfraction	m ⁻¹
p	pression	Pa
P^R	puissance radiative volumique	W.m ⁻³
q	énergie libérée	J
Q	pertes enthalpiques par unité de masse de combustible pyrolysé	J.kg ⁻¹
s	abscisse curviligne	m
S	signal mesuré	unité arbitraire
\mathcal{S}	surface	m ²
t	temps	s
T	température	K
\mathbf{u}	vecteur vitesse	m.s ⁻¹
V	vitesse	m.s ⁻¹
$width$	épaisseur dans la direction y	m
Y_i	fraction massique de l'espèce i	-

Symboles grecs

ϵ	émissivité	-
$\tilde{\eta}$	indice complexe de réfraction	m ⁻¹
η	coefficient de transmission des optiques	-
κ	partie imaginaire de l'indice de réfraction	m ⁻¹
κ_ν	coefficient monochromatique volumique d'absorption	m ⁻¹
λ	longueur d'onde	m
ν	fréquence d'onde	s ⁻¹
ξ_ν	coefficient monochromatique volumique d'émission	m ⁻¹
ρ	masse volumique	kg.m ⁻³
σ	constante de Stefan-Boltzmann	5,6696.10 ⁻⁸ W.cm ⁻² .K ⁻⁴
σ_ν	coefficient monochromatique volumique de diffusion	m ⁻¹
τ	transmittivité	-
$\tau_{f,s}$	temps caractéristique de formation des suies	s
$\tau_{ox,s}$	temps caractéristique d'oxydation des suies	s
τ_r	temps caractéristique de résidence	s
τ_{ch}	temps caractéristique chimique	s
ν	coefficient du bilan chimique stœchiométrique	-
φ	flux	W
χ	efficacité de combustion	-
ψ_i	absorption de la strate i	m ⁻¹
$\dot{\omega}$	puissance volumique de réaction	W.m ⁻³
Φ	fonction de phase	-
Ψ	absorption par unité de longueur longitudinale	-
Ω	angle solide	sr

Indices

ad	adiabatique
b	propriété du corps noir
c	combustion
cond	nature conductive
d	diffusion
f	flamme
λ	grandeur spectrale
p	pyrolyse
r	nature radiative
s	surface combustible
side	vue latérale
top	vue de dessus

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

La révolution copernicienne ayant façonné l'ensemble des démarches scientifiques, l'observation des phénomènes physiques est, depuis longtemps déjà, la source d'un nombre certain de découvertes. Fasciné depuis la nuit des temps par le feu dont la maîtrise représente un enjeu indéniable, l'Homme s'est alors tout naturellement penché sur l'observation des flammes, produisant ainsi un nombre non-négligeable de lois, tant fondamentales que phénoménologiques. En particulier, Hooke [Hooke 1666] a démontré que le feu ne peut être considéré comme un élément irréductible, ouvrant la voie à une science à part entière : la combustion. Pour autant, les considérations empiriques ne sont pas exemptes de tout recul et les expériences de combustion ne dérogent pas à l'analyse critique des résultats. Or les effets de la gravité agissent fortement sur les systèmes en combustion au travers des forces de flottabilité. Ces effets rendent alors complexes l'interprétation des observations, conduisant parfois même à des conclusions totalement erronées lorsqu'elles sont extrapolées à des systèmes non gouvernés par les forces de flottabilité, tels certains systèmes turbulents. Ainsi voit-on naître l'intérêt pour des expériences à gravité réduite, que la maîtrise grandissante de l'environnement spatial contribue à alimenter. Dans le même temps, les avancées technologiques ont permis un accès sans cesse élargi aux conditions "terrestres" de micropesanteur. Il est en effet aujourd'hui possible de réaliser des expériences décrivant des trajectoires paraboliques, à bord d'un avion tel que l'Airbus A300-zéro-G de Novespace par exemple, ou encore au sein d'un puits ou d'une tour de chute libre, comme celle de Brême.

Si l'intérêt pour la micropesanteur dans le domaine de la combustion est donc avéré, il est à présent nécessaire de considérer les deux configurations "asymptotiques" caractérisant de façon conventionnalisée l'étude des flammes, à savoir les flammes de prémélange et les flammes dites de diffusion. Malgré certaines caractéristiques similaires, ces deux configurations présentent en effet des dissemblances telles qu'elles offrent chacune en elle-même de vastes champs de recherches. De toute évidence, les conditions de micropesanteur affectent les deux configurations et génèrent en conséquence de nouvelles avancées [Ross 2002]. Bien que le domaine des flammes de prémélanges tire également profit de ces conditions de micropesanteur ([Ronney 1985] ou [Law 1994] par exemple), c'est d'une flamme de diffusion que traite ce mémoire. L'utilité des études portant sur les flammes de diffusion est, par ailleurs, frappante sitôt que l'on constate le nombre d'applications pratiques de ces flammes, sources d'énergie des foyers domestiques, de centrales électriques, de transports terrestres, aériens et spatiaux ou encore des fours industriels. La compréhension des phénomènes alors mis en jeu est d'autant plus importante que leur maîtrise permet de cerner dans un même temps les risques inhérents à de telles sources d'énergie. La sécurité-incendie en est la preuve.

L'autre dualité de la combustion consiste en la distinction fondamentale entre flammes laminaires et flammes turbulentes. Si la plupart des applications pratiques, tout au moins

"terrestres", met en œuvre ces dernières, il n'en reste pas moins que les temps et les longueurs caractéristiques de la combustion turbulente sont fort souvent largement inférieurs aux résolutions temporelle et spatiale des techniques de diagnostics actuelles. Il est alors judicieux de recourir à des phénomènes plus simples, de manière à produire des modèles qui pourront éventuellement être réinjectés dans d'autres modèles plus complexes. L'illustration parfaite de ces propos est le concept probant de flammelette ([Bilger 1977] ou [Faeth 1986] par exemple), qui, à partir d'un modèle de flamme laminaire, permet de discrétiser les flammes turbulentes. Dans le même ordre d'idées, les échanges radiatifs au sein des flammes "terrestres" sont généralement masqués par les autres modes de transfert thermique que sont la convection et la conduction. Négliger ces transferts radiatifs dans la modélisation des flammes n'est alors pas source d'erreur majeure, à l'exception toutefois du cas des grands feux [De Ris 1979]. Malencontreusement, cette tendance des modèles "terrestres" incite peu à soutenir des études poussées des transferts radiatifs au sein des flammes, transferts qui restent en conséquence encore nébuleux à l'heure actuelle. A l'inverse, la micropesanteur induit une absence de convection naturelle. En conséquence, la micropesanteur attribue d'une part un rôle majeur aux transferts radiatifs parmi les modes d'échanges thermiques, et ce même aux petites échelles [Bhattacharjee 1990]. D'autre part, la micropesanteur dilate de fait l'échelle de longueur caractéristique des régimes turbulents, si bien que le régime laminaire s'étale sur une gamme plus large de cette échelle de longueur. La flamme de diffusion laminaire établie en micropesanteur offre donc clairement des conditions propices à l'étude des phénomènes radiatifs au sein des flammes, phénomènes dont la compréhension représente un enjeu de taille, que ce soit en configuration "terrestre" ou non.

En particulier, l'importance des phénomènes radiatifs apparaît évidente dès lors que se présente l'étude de la propagation de la flamme d'un incendie déclaré à bord d'un engin spatial. Afin d'illustrer ces propos à partir d'une configuration typique, la figure 1 propose le schéma d'une flamme établie en micropesanteur sur un combustible solide et alimentée par un jet oxydant parallèle à la surface du solide. La convection forcée, produite par un système de ventilation, possède alors une vitesse caractéristique de l'ordre de $0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Du fait de l'expansion thermique, la flamme fait l'effet d'un obstacle, autour duquel se met donc en place une couche-limite. Le rôle primordial des transferts radiatifs dans l'auto-entretien et la propagation de la flamme apparaît ainsi. D'un côté, la zone chaude de la flamme émet à la fois vers l'environnement et en direction de la surface combustible, dont la pyrolyse est alors entretenue. Le combustible pyrolysé est ensuite diffusé à travers la couche-limite pour entretenir en retour la flamme. Dans le même temps, la surface ré-émet une partie du rayonnement, préchauffant ainsi d'éventuelles espèces absorbantes, qui elles-mêmes peuvent ré-émettre. Le bilan radiatif en terme de pertes ou de gains pour la flamme n'est pas, on le constate, trivial, loin s'en faut. C'est pourtant en partie de ce bilan que dépend la maîtrise de l'incendie.

La sécurité en terme d'incendie est d'ailleurs devenue l'une des priorités des puissances spatiales, dès lors que la fréquence et la charge embarquée des vols spatiaux se sont accrues, en parallèle du risque d'inflammation inhérent à la puissance des systèmes nécessaires à la production d'énergie. Avec l'apparition de la Station Spatiale Internationale, la sécurité-incendie s'est trouvée projetée sur le devant de la scène puisque de la viabilité des longs séjours spatiaux dépend la poursuite de la conquête spatiale. L'analyse rigoureuse du risque-incendie à bord des engins spatiaux habités a alors naturellement cherché à produire un

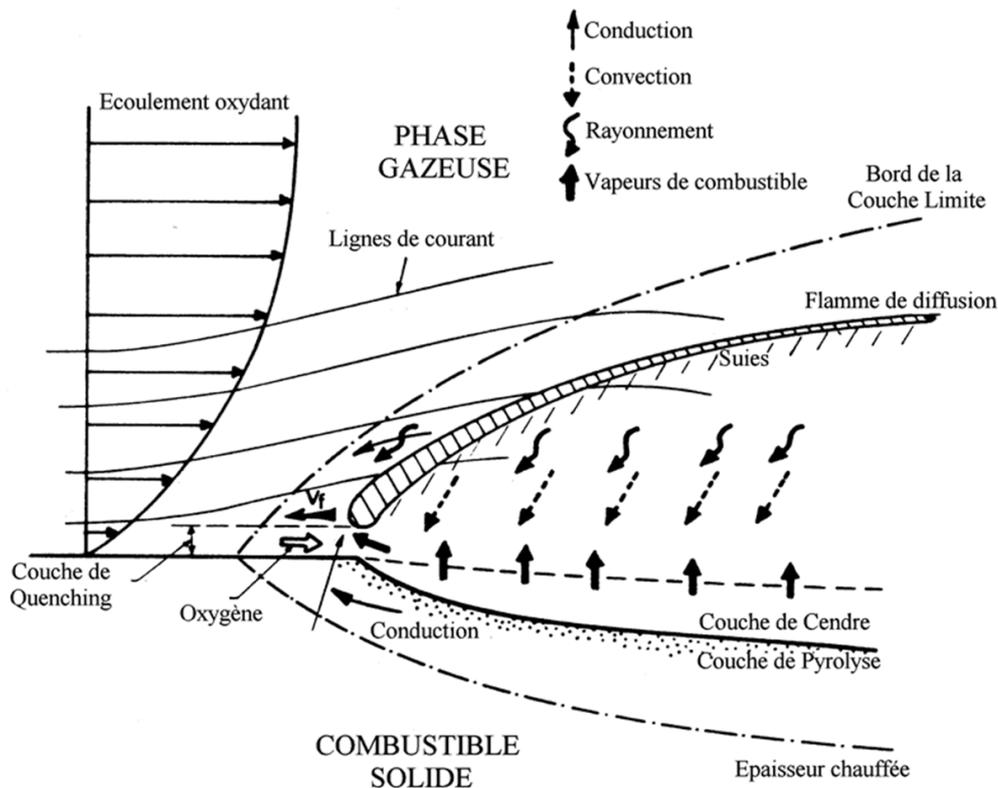


Figure 1 – Schéma de principe d'une flamme établie sur un combustible solide soumis à un écoulement oxydant parallèle à sa surface [Fernandez-Pello 1984].

critère d'inflammabilité fiable et ne souffrant pas l'ambiguïté. Pour autant, le test qualifiant les matériaux ayant satisfait au critère se doit d'être réalisable "au sol", tant effectuer le test pour tout nouveau matériau candidat impliquerait un coût potentiellement prohibitif. En conséquence, le test doit être conduit à gravité terrestre et son résultat doit pouvoir supporter de façon rigoureuse l'extrapolation à la micropesanteur.

C'est à la lumière de cette dernière remarque que nombre de critiques ont été adressées, depuis plusieurs années déjà, aux tests d'inflammabilité actuellement en vigueur [T'ien 1990]. L'ensemble de ces critiques a par ailleurs fait l'objet de résumés récemment publiés ([Torero 2000], [Ross 2002]). Plusieurs études ont alors proposé différents nouveaux critères, établis sur des bases scientifiques, parmi lesquelles on peut citer les travaux de Fernandez-Pello *et al.* [Fernandez-Pello 2000], Olson et T'ien [Olson 2000] et Ivanov *et al.* [Ivanov 1999]. Une approche différente a été adoptée par Torero *et al.* [Torero 2002], qui, partant du principe du test NASA 1 préexistant [NASA 1991], ont établi un parallèle entre la configuration "terrestre" de ce test, à savoir celle de la propagation ascendante de flamme, et le modèle proposé par Emmons [Emmons 1956]. En effet, une approche théorique similaire au modèle d'Emmons peut décrire la propagation ascendante d'une flamme à gravité nor-

male [Kosdon 1968], de sorte à en extraire l'unique paramètre commun aux deux modèles, en l'occurrence le nombre de transfert de masse B . C'est alors la détermination à gravité terrestre de B , satisfaisant ou non au critère, qui autorise l'extrapolation du résultat aux conditions de micropesanteur, où la propagation est gouvernée par ce même paramètre.

Le nombre de transfert de masse B apparaît ainsi en lui-même comme une propriété d'inflammabilité du matériau, qui gouverne sa propension à entretenir la propagation cocourante d'une flamme. Ce nombre de transfert de masse est défini par le rapport entre l'énergie libérée par la combustion et l'énergie nécessaire pour amener le combustible depuis son état solide à la surface jusqu'à son état inflammable :

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

où ΔH_c représente l'enthalpie de combustion par unité de masse d'oxygène consommé, $Y_{O_2\infty}$ la fraction massique d'oxygène dans le milieu ambiant, $C_{p\infty}$ la capacité calorifique massique à pression constante du milieu ambiant, T_∞ la température du milieu ambiant, T_f la température de flamme, ΔH_p l'enthalpie de pyrolyse par unité de masse de combustible pyrolysé et enfin Q l'ensemble des pertes enthalpiques surfaciques par unité de masse de combustible produit à la surface [Emmons 1956].

Le schéma de la figure 2 représente brièvement le modèle de flamme d'Emmons. Bien que ce dernier ne soit pas exposé au cours de ce mémoire, le détail du modèle peut être trouvé dans le mémoire de thèse de Thomas Vietoris [Vietoris 1998].

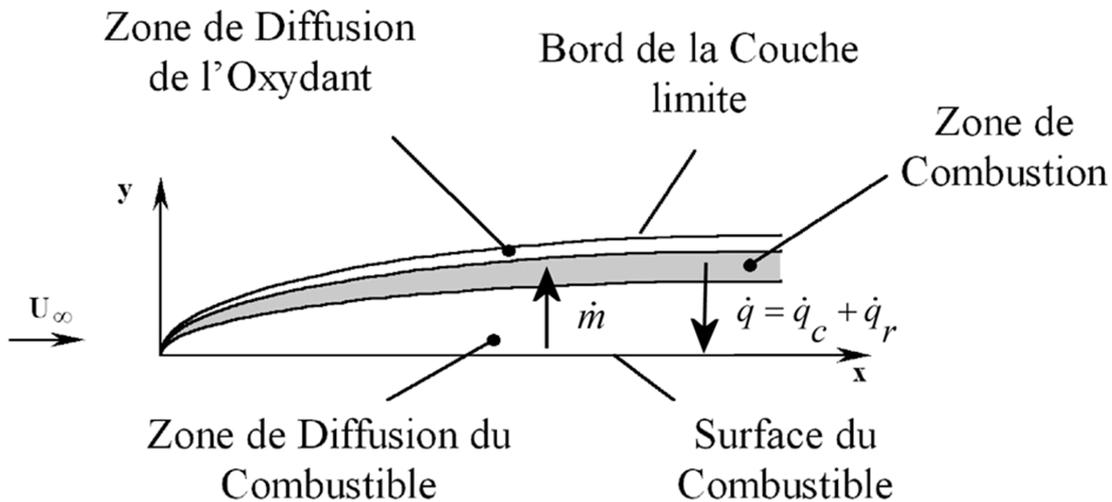


Figure 2 – Schéma d'une flamme établie au sein d'une couche limite bidimensionnelle de plaque plane, telle que modélisée par Emmons [Emmons 1956].

D'apparence séduisante, l'extrapolation effectuée par Torero *et al.* [Torero 2002] relève de plusieurs hypothèses, qu'il s'agit d'explorer et si possible de lever sur une gamme de conditions définissant alors le domaine de validité de l'extrapolation. Les hypothèses majeures

permettant d'aboutir à la solution analytique d'Emmons consistant à considérer la flamme établie au sein d'une couche-limite bidimensionnelle. Or de nombreuses études ont montré des écarts significatifs entre cette hypothèse de couche-limite aérodynamique et le comportement effectif de la dite couche-limite réactive [Hirano 1972]. Rouvreau *et al.* [Rouvreau 2002b] ont alors numériquement défini les plages de conditions aérodynamiques permettant de considérer la couche-limite réactive comme établie au sein de la couche-limite aérodynamique, validant ainsi l'hypothèse aérodynamique d'Emmons. La gamme de conditions validant le concept correspond de façon satisfaisante aux conditions rencontrées lors du test d'inflammabilité. Toutefois, il faut noter que le décollement aérodynamique produit par une injection combustible trop importante peut venir invalider la méthodologie ainsi proposée. Pour autant, cette forte injection produite numériquement ne semble pas à portée d'une flamme réelle.

D'autres études ([Pagni 1978],[De Ris 1974]) ont également objecté qu'une des limitations principales à l'usage du nombre de transfert de masse provenait du manque de termes radiatifs dans le bilan d'énergie aboutissant à la définition de B . Afin de palier cette lacune, les pertes radiatives de la flamme sont incorporées dans le facteur χ , initialement lié à l'efficacité de combustion, 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 la surface combustible. Ces ajustements sont ainsi reportés dans un nombre de transfert de masse modifié :

$$B_T = \frac{(1 - \chi) \Delta H_c Y_{O_2 \infty} + C_{p\infty} (T_f - T_\infty)}{\Delta H_p + Q} \quad (2)$$

Dans une étude antérieure, Vietoris *et al.* [Vietoris 2000] ont montré que le facteur χ et le terme global de pertes Q pouvaient être déterminés en juxtaposant solution analytique d'Emmons et profil de flamme expérimental, relevant au passage l'importance critique du flux radiatif en retour pour la stabilité de la flamme. Si une telle méthodologie doit se suffire à elle-même pour accéder au critère basé sur le nombre de transfert de masse, il est néanmoins nécessaire de quantifier la contribution des différents phénomènes au facteur χ et au terme Q , ne serait-ce que pour valider une autre hypothèse du modèle d'Emmons, qui consiste à considérer le milieu compris entre la flamme et la surface comme radiativement neutre.

Les termes composants le facteur correctif χ sont, rappelons-le, les pertes radiatives émises par la flamme vers le milieu ambiant, augmentées par le caractère incomplet de la combustion. Ce dernier peut alors être évalué au sein d'un cône-calorimètre, dont le principe est basé sur la mesure de la consommation d'oxygène [Torero 2002]. Les pertes radiatives de la flamme vers le milieu ambiant sont, elles, intrinsèquement 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 :

$$Q = \frac{\dot{q}_{cond}'' + \dot{q}_{s,r}'' - \dot{q}_{f,r}''}{\dot{m}_F} \quad (3)$$

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 exploré 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. Cette estimation a par ailleurs déjà fait l'objet d'un certain nombre d'études [Atreya 1998b].

Si Vietoris [Vietoris 1998] a proposé une méthodologie pour déterminer, de façon globale et simultanée, χ et Q , cet auteur note également la forte sensibilité de la flamme au flux radiatif émis par la flamme en retour à la surface. C'est en conséquence en partant de cette observation que les travaux présentés en trois grandes parties dans ce mémoire ont trouvé leur motivation. Proposant alors un montage expérimental et un environnement adapté à la micropesanteur, les travaux se sont concentrés sur l'étude d'une flamme de diffusion gaz-gaz. Si le couplage entre pyrolyse du combustible solide et flux de chaleur de la flamme en retour à la surface est alors supprimé, cette configuration présente plusieurs avantages. Elle facilite de façon notable l'établissement de la flamme et donc l'étude de cette dernière au cours des faibles durées accessibles de micropesanteur, tout en simulant relativement correctement une zone de pyrolyse d'un solide [De Ris 1974]. L'éthylène a alors été choisi comme combustible, présentant de surcroît une similitude fort intéressante avec le PMMA testé par Vietoris [Vietoris 1998] : l'aspect jaune du spectre visible de leur flamme, attribué au rayonnement des suies, croît, à première vue paradoxalement, avec le soufflage oxydant. C'est autour de cette observation expérimentale que le premier chapitre ébauche le fil directeur de ce mémoire, axant l'étude sur le rôle des suies et concluant les motifs des travaux.

Bien qu'il soit tentant, car expérimentalement aisé, de penser qu'une évaluation correcte du flux $\dot{q}_{f,r}''$ est possible à partir de la seule mesure du flux émis par la zone de réaction dans l'hémisphère opposé, c'est-à-dire vers l'environnement, l'établissement de l'Équation de Transfert Radiatif montre dans un second chapitre que cette démarche est loin d'être évidente. Partant de cette modélisation analytique et soucieux des défis relatifs à la modélisation numérique, un troisième chapitre décrit brièvement l'outil disponible est sein de l'équipe. Suit alors une description plus détaillée de la modélisation radiative adoptée par ce code. Pour conclure la partie numérique de ce mémoire, un cinquième chapitre présente le développement réalisé sur le code et les premiers résultats, caractérisant la seule contribution des gaz aux échanges radiatifs au sein de la flamme. Là encore, l'utilisation de l'éthylène trouve une justification : la configuration gaz-gaz permet de manière générale l'étude de combustibles dont la cinétique chimique est bien mieux maîtrisée que celle des solides. Dans l'optique d'une validation numérique de la chimie de la flamme, cet attrait pour les combustibles gazeux n'est pas des moindres. En particulier, l'éthylène possède une base de données cinétiques relativement simple et fiable ([Westbrook 1981] et [Schug 1980] par exemple). La partie numérique de ce mémoire s'ouvre enfin sur des perspectives relativement originales sur l'éventuelle anisotropie du rayonnement de la flamme.

Pour autant, aucun modèle numérique global de formation/oxydation des suies n'a à l'heure actuelle été recensé. Ici se justifie donc la dernière partie de ce mémoire qui propose une approche expérimentale du rôle des suies au sein de la flamme de diffusion d'éthylène établie en micropesanteur. Après avoir introduit la spécificité des suies, tant dans leur morphologie que dans leur mode de transport, le sixième chapitre expose les raisons ayant motivé les différentes techniques de tomographie. Une tomographie bidimensionnelle, transversale à la flamme, est alors proposée, aboutissant à une explication qualitative de l'observation expérimentale relevée plus haut. Un huitième chapitre tente par la suite une quantification

de la production de suie le long de la flamme, produisant la base de données nécessaire à un modèle phénoménologique de formation/oxydation des suies. Enfin, une reconstruction tomographique par strates fait l'objet du dernier chapitre, proposant ainsi une technique expérimentale originale qui permet de sonder la queue de flamme et d'apporter une validation nécessaire au modèle phénoménologique de suies.

Motifs de l'étude

Introduction

A gravité terrestre, la plupart des théories se contente de considérer le transfert radiatif comme négligeable en regard des phénomènes conductifs et convectifs. Cette hypothèse est généralement vérifiée, si ce n'est dans le cas des grands feux [De Ris 1979].

A l'inverse, la microgravité induit une absence de convection naturelle et donne alors au transfert radiatif un rôle prépondérant dans les échanges thermiques, et ce même aux petites échelles [Bhattacharjee 1990]. Alors que les phénomènes radiatifs à gravité terrestre sont extrêmement difficiles à appréhender du fait de la dimension turbulente de la plupart des feux, une grande partie des flammes en microgravité présente l'avantage d'être laminaire et d'ainsi offrir un champ d'investigation plus aisé des transferts radiatifs, encore mal connus aujourd'hui.

En particulier, la littérature montre l'importance des pertes radiatives des flammes non-prémélangées en micropesanteur. En effet, la différence entre température de flamme adiabatique et température de flamme réelle $\Delta T = T_{ad} - T_{réelle}$ peut, en micropesanteur, aller de 200 K ([Sohrab 1982],[Rightley 1997]) à plus de 1000 K ([Frate 2000],[Fujita 1997]) en fonction des configurations adoptées. Dans chacun de ces cas en revanche, ce maximum de ΔT se trouve dans la zone de "quenching" de la flamme, là où les pertes radiatives sont maximales et la convection minimale. Le rapport pertes radiatives sur énergie libérée par la combustion est alors relativement grand [T'ien 2000]. On comprend ainsi aisément l'importance du transfert radiatif sur la structure d'une flamme de diffusion :

- D'un côté, plus stables qu'à gravité terrestre, les zones chaudes émettent tandis que les zones froides absorbent tout en restant au contact de la zone de réaction et subissent de fait un préchauffage [T'ien 2000]. Cette tendance participe donc à l'entretien de la flamme ;
- De l'autre côté, les pertes radiatives ont tendance à faire décroître la longueur de flamme. Ces pertes sont en effet particulièrement importantes au bord de fuite, où les produits de combustion, dont les suies, se concentrent, faute d'évacuation par convection suffisante. Ces produits émettent alors d'autant plus dans cette zone chaude [Atreya 1998a], notamment vers l'environnement, ce qui relativement à l'énergie de combustion représente une perte non-négligeable dans l'auto-entretien de la réaction.

L'opposition de ces deux effets radiatifs sur la structure d'une flamme de diffusion établie en micropesanteur plante ainsi a priori le décor de l'étude présentée dans ce mémoire. Loin d'être triviale, l'influence des transferts radiatifs est en effet à étudier par le détail. Le contexte expérimental, préexistant ou développé dans le cadre de ce travail, est alors décrit afin de tracer un fil directeur guidant l'analyse des résultats apportés par l'étude d'une flamme de diffusion gaz-gaz, alimentée par un jet oxydant transverse et établie en micropesanteur. En

particulier, une synthèse de résultats expérimentaux met en avant le rôle primordial des suies dans la puissance radiative libérée par la flamme.

Chapitre 1

Préambule expérimental

Ce chapitre introduit le contexte expérimental de l'étude présentée dans ce mémoire, ainsi que des résultats préliminaires, nécessaires préambules à l'élaboration de toute modélisation. Ces premiers résultats motivent alors de plus amples travaux sur les propriétés radiatives d'une flamme de diffusion établie en micropesanteur.

1.1 Création de la micropesanteur

On parle en effet de micropesanteur et non d'apesanteur car des résidus de gravité persistent toujours.

1.1.1 Définition

Placer l'objet de l'étude en micropesanteur revient à ne soumettre le dit objet qu'aux seules forces gravitationnelles [Ross 2002]. Ainsi l'état d'apesanteur est-il accessible également " sur Terre ", où différents moyens permettent de recréer les conditions qui s'appliquent à une flamme d'incendie établie dans l'espace. Le principe de ces mises en œuvre est fondé sur la recherche d'une trajectoire 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 (*ex* : le JAMIC au Japon) ou les tours de chute libre (*ex* : celle de Brême);
- paraboliques pour les avions et les fusées-sondes;
- paraboliques ou hyperboliques quand la vitesse initiale est supérieure à la vitesse de libération.

1.1.2 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 zéro-G de Novespace.

Néanmoins, une description complète de l'état de micropesanteur est établie dans le mémoire de thèse de Pierre Cordeiro [Cordeiro 2003]. Un lecteur curieux pourra ainsi s'y

référer, afin notamment d'obtenir des précisions sur les conditions proposées dans la tour de chute libre de Brême.

La technique du vol parabolique consiste, elle, à annuler, au sommet de la parabole (*cf* figure 1.1), les forces surfaciques auxquelles est soumis l'avion en jouant sur la poussée pour exactement compenser 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 5.10^{-2} g.

Le cours d'une parabole caractéristique est le suivant :

- 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° . Cette phase d'entrée dans la parabole dure environ vingt secondes.
- l'équipage réduit ensuite fortement la poussée des moteurs, pour compenser exactement la traînée aérodynamique, et annule la portance en poussant sur le manche. Cette phase transitoire, dite "d'injection", séparant l'entrée à 1,8 g dans la parabole de la période à 0 g perdure moins de cinq secondes. L'avion passe en phase de micropesanteur pendant vingt à vingt-cinq secondes. Pendant cette période, le pilote ajuste l'inclinaison du manche 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, est alors exécutée sur la partie descendante de la parabole pour ramener l'avion en vol horizontal stabilisé en vingt secondes.

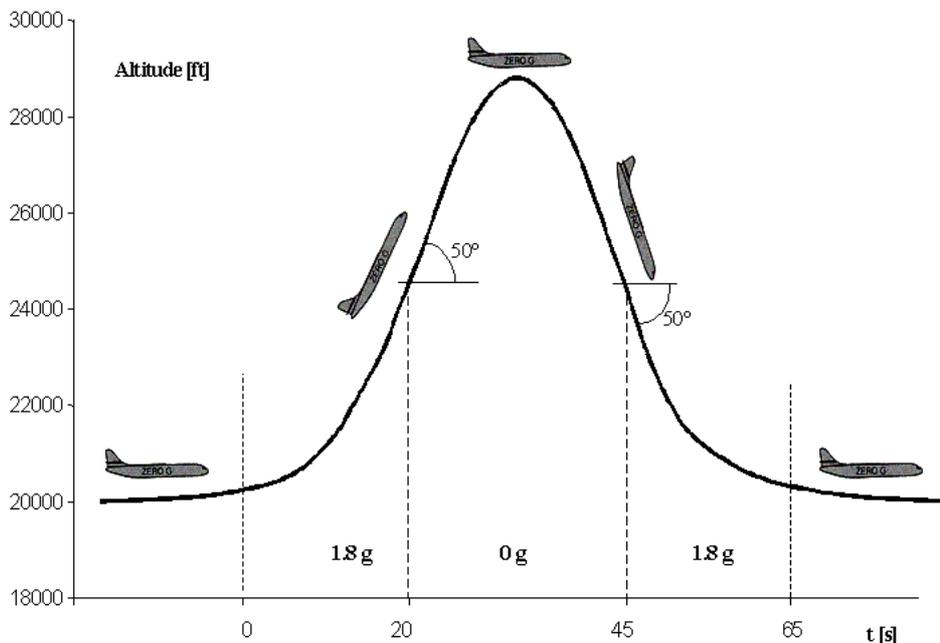


Figure 1.1 – Manœuvre effectuée par l'A300 zéro-G de Novespace pour décrire une parabole

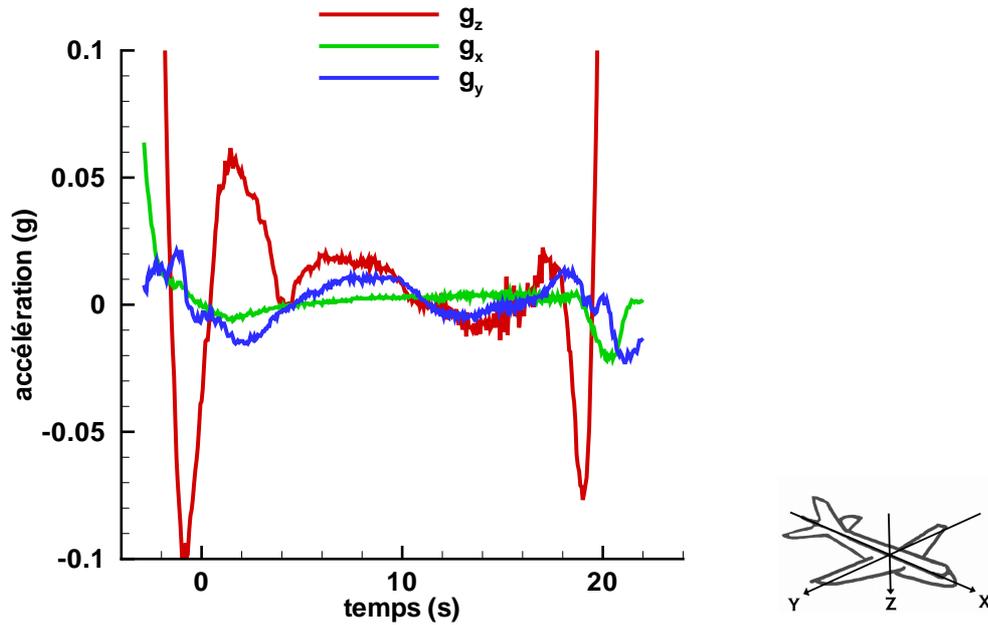


Figure 1.2 – Enregistrements des accéléromètres embarqués à bord de l'A300 zéro-G de Novespace

Toutefois, même des pilotes aguerris, tels ceux du Centre d'Essais en Vols ou de la So-germa, éprouvent des difficultés à ajuster poussée et angle d'incidence, paramètres qui dépendent fortement des conditions atmosphériques. Dès lors, des accélérations longitudinales ou transversales viennent perturber le niveau de gravité apparent, lequel varie entre -5.10^{-2} g et $+5.10^{-2}$ g. Le graphique de la figure 1.2 décrit ainsi l'évolution de l'accélération verticale au cours d'une parabole typique. Selon les axes transversaux et longitudinaux, l'accélération résiduelle varie, elle, plus faiblement entre -10^{-2} g et $+10^{-2}$ g.

De telles fluctuations peuvent alors 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 reste à portée d'analyse. 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 Pierre Cordeiro [Cordeiro 2003].

1.2 Banc expérimental

La mise en œuvre d'expériences à bord de l'A300 zéro-G de Novespace se doit alors de répondre à différentes exigences, qui, si elles apparaissent évidentes, ne sont pas pour autant usuellement compatibles. On peut énoncer l'ensemble de ces contraintes sous forme d'un tryptique :

- sécurité, puisque tout incident faisant entrave au bon déroulement d'un vol peut prendre à bord des proportions dramatiques ;
- ergonomie, car un avion n'offre pas le volume d'un hall d'expérience ;
- rigueur, première vertu du scientifique mais qui, ici, ne peut s'énoncer qu'en troisième position.

Jérôme Roumy, médecin embarqué, relève fort à propos la corrélation entre espaces exigus et expérimentateurs opiniâtres. C'est en effet d'abnégation qu'il faut faire la preuve constante, tant adapter des techniques de mesure à des conditions a priori peu favorables est souvent laborieux.

Dans ces conditions, il est plus que jamais nécessaire ici d'optimiser à la fois temps et espace, à savoir réduire le volume du banc expérimental tout en anticipant autant que faire se peut les besoins futurs du projet en terme d'espace dédié aux techniques à venir. C'est dans ce souci de pérennité à long terme que l'ensemble du banc a été conçu et amélioré, depuis le brûleur placé dans la chambre de combustion, jusqu'à la structure embarquée, en passant par le module de contrôle et d'acquisition.

1.2.1 Brûleur à gaz

Le brûleur, vu de profil sur la figure 1.3, est constitué d'une plaque plane dans laquelle est inséré un poreux.

La plaque, en acier inoxydable, mesure 200 mm de longueur, 95 mm de largeur et 16 mm d'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, quand à lui, amené par une conduite tronc-conique de 55 mm de longueur qui se termine par une section circulaire de 45 mm de diamètre.

Le matériau poreux est une plaque Poral Bronze de classe 60, constituée de billes de bronze compressées, de section carrée de 60 mm et de 3mm d'épaisseur. Les caractéristiques physiques de ce matériau nous sont fournies par le fabricant FEDERAL-MOGUL :

- coefficient de dilatation linéaire en fonction de la température $18,4 \cdot 10^{-6}$ par $^{\circ}C$;
- porosité élevée et faible épaisseur de paroi.

Le flux de combustible est ainsi homogénéisé et laminarisé en sortie sur une surface légèrement réduite du poreux. Comme le montre la figure 1.4, l'encastrement dans la plaque du brûleur 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 $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Volume combustible injecté et vitesse d'injection combustible sont donc deux grandeurs équivalentes. Par la suite, on préférera parler en terme de vitesse d'injection combustible.

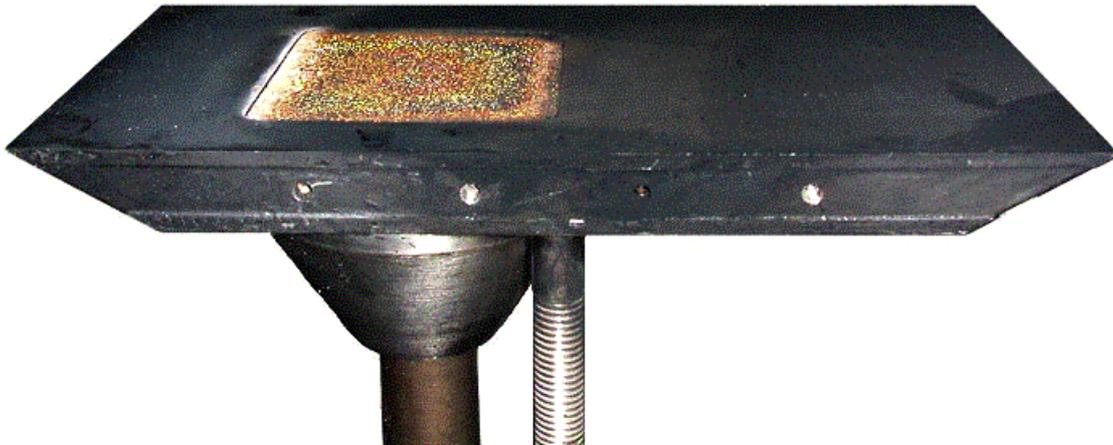
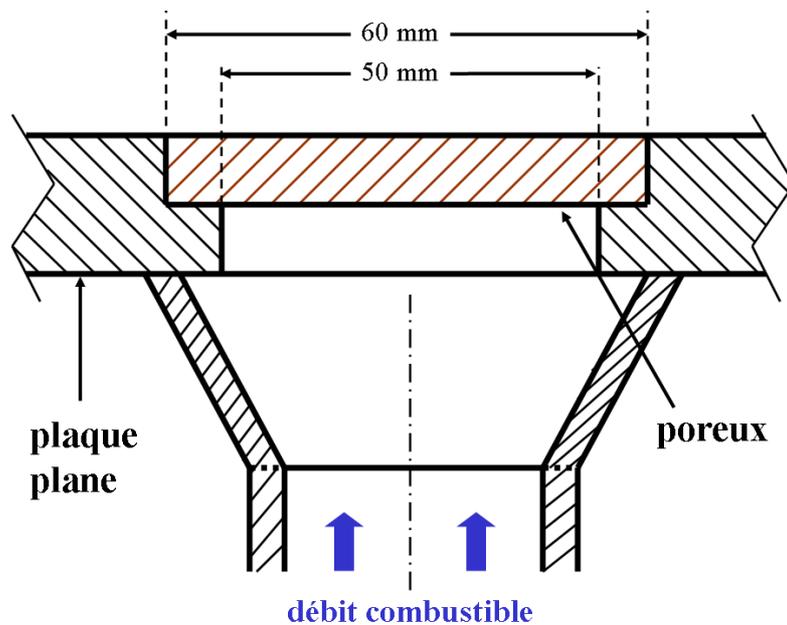


Figure 1.3 – Vue de profil du brûleur.

Figure 1.4 – Coupe dans le plan de symétrie $y = 0$ du brûleur.

1.2.2 Chambre de combustion

La chambre de combustion, dont un schéma est placée en figure 1.5, a été conçue en tenant compte des différentes contraintes liées à l'expérimentation en micropesanteur, et tout particulièrement en terme de sécurité. Cette enceinte en acier inoxydable est donc parfaitement étanche.

Le corps de la chambre de combustion est constitué d'un cylindre de 320 mm de diamètre et de 270 mm de longueur. Deux hublots de 220 mm de diamètre permettent de visualiser la flamme de profil alors qu'un troisième hublot, de 120 mm de diamètre celui-là, est utilisé

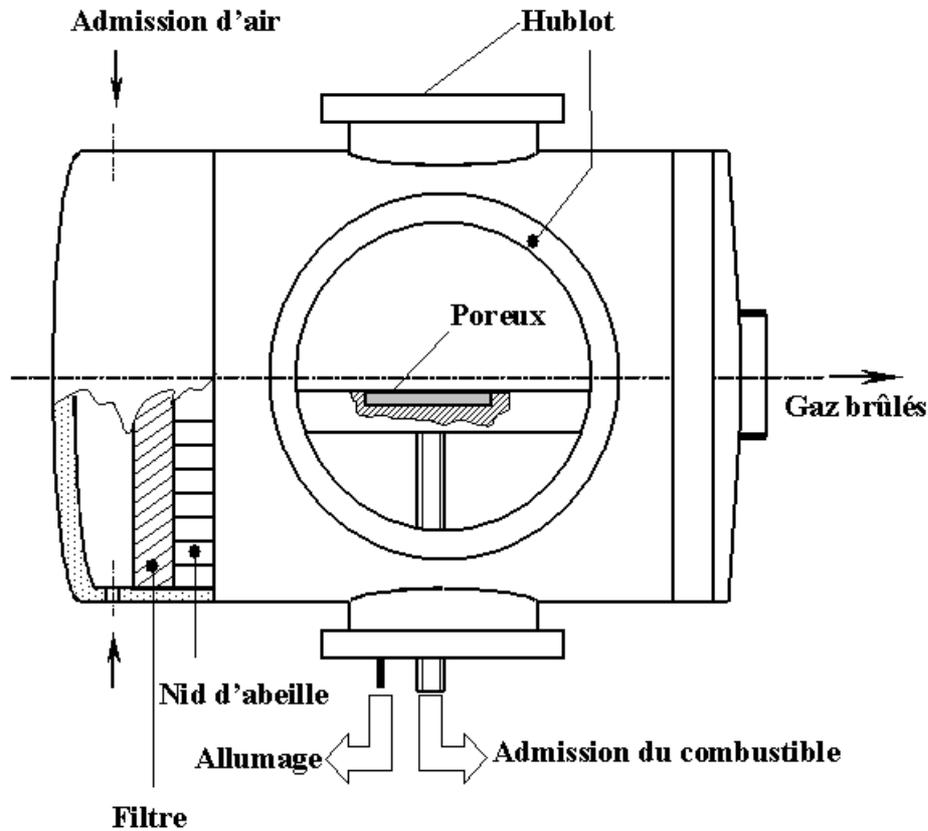


Figure 1.5 – Schéma de principe de la chambre de combustion.

pour obtenir une vue de dessus.

L'injection du mélange oxydant s'effectue au travers de l'une des extrémités de la chambre tandis que l'autre est fermée par une porte sur laquelle est fixé le système d'évacuation des gaz brûlés. A l'extrémité servant à l'injection de l'oxydant (*cf* figure 1.6 a/) se trouve une chambre de laminarisation. Celle-ci se compose d'un filtre constitué de paille de fer et d'un nid d'abeilles (*cf* figure 1.6 b/) de 50 mm d'épaisseur et ayant une taille de cellule de 4,5 mm. Le flux oxydant passe par cette chambre de laminarisation avant d'être injecté dans la chambre de combustion proprement dite. L'écoulement est ainsi laminaire au moment où il aborde le brûleur, comme la séquence obtenue en tomographie laser par Pierre Cordeiro [Cordeiro 2003] le montre sur la figure 1.7.

La section d'entrée du jet oxydant étant fixe, à savoir de 113 cm^2 , volume oxydant injecté et vitesse de soufflage oxydant sont deux grandeurs équivalentes. Par la suite, on préférera parler en terme de vitesse de soufflage oxydant.

1.2.3 Module de contrôle et d'acquisition

Un module d'acquisition répondant aux exigences des tours de chute libre et des vols paraboliques a été conçu. L'unité centrale est une carte mère compatible PC au format PC104, dont les caractéristiques sont les suivantes :

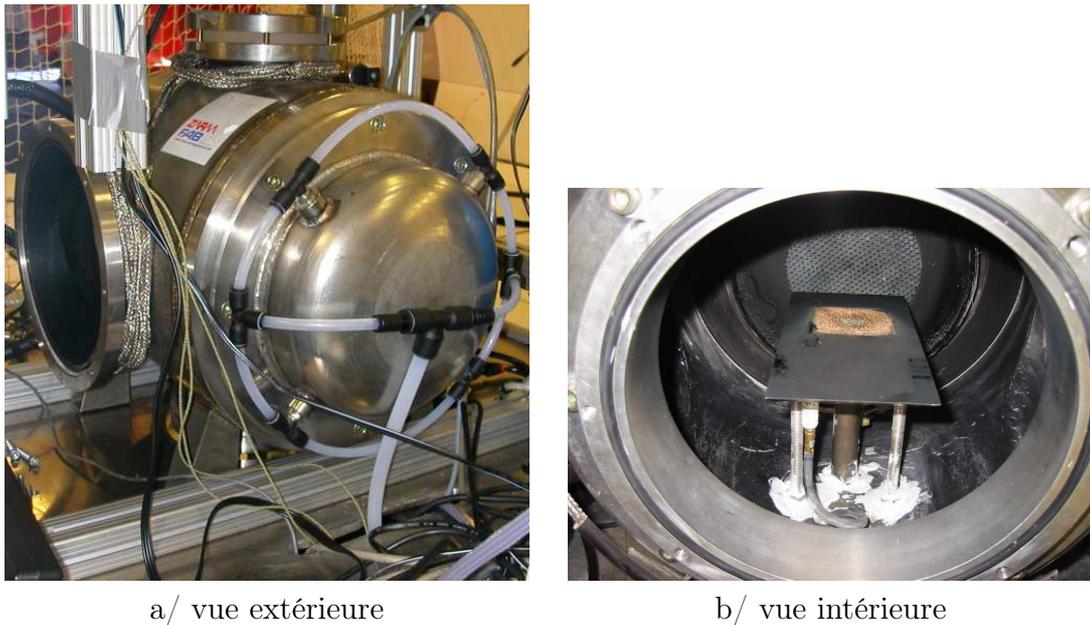


Figure 1.6 – Photographies du système d'injection du flux oxydant

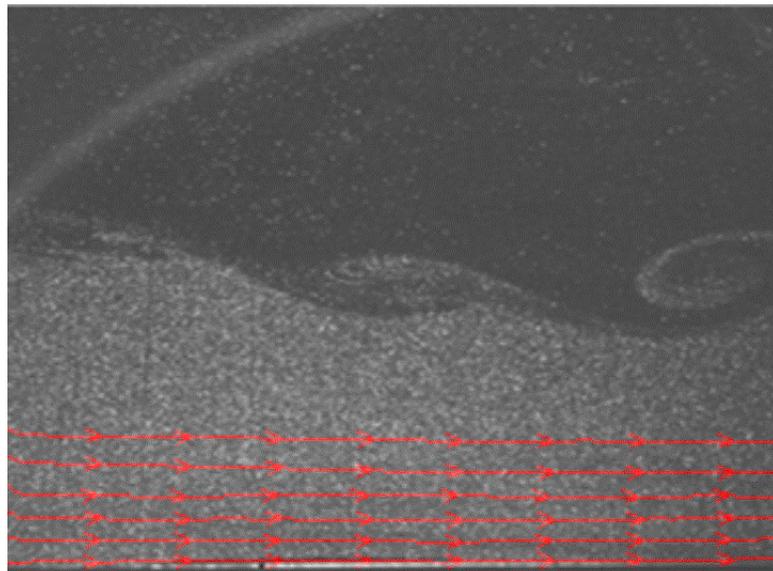


Figure 1.7 – Tomographie par nappe laser dans l'axe de symétrie du brûleur.

- CPU 386SX25 MHz ;
- 2MO de ram ;
- 1 liaison série RS232.

Le module comprend une carte d'acquisition de données (DM5406-2), elle-même reliée à une carte optocouplée (I/O OPTO). Ces cartes permettent de contrôler les entrées et sorties logiques et analogiques où sont branchés les débitmètres, les électrovannes, les LED et

l'accéléromètre. Ce module est également muni d'une carte d'acquisition de température de type TS16RTD produisant une interface pour 16 thermocouples de type K avec une carte DM5406-2.

Des débitmètres massiques BROOKS INSTRUMENTS sont gérés par le module 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-masse d'un gaz et sa capacité thermique. Les différents débitmètres utilisés sont du type 5850-E pour le combustible et 5853-E pour l'écoulement oxydant. Des débitmètres de gammes de débit 100 l.min^{-1} et 250 l.min^{-1} ont été utilisés pour l'oxydant et de gamme de 4 l.min^{-1} pour le combustible. Les données fournies par ces appareils sont entachées d'une erreur de 1%, pourcentage établi après étalonnage des débitmètres par la société BROOKS INSTRUMENTS. Dans la configuration étudiée, il est d'usage de fonctionner avec des vitesses d'injection exprimées en mm/s. 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 cm^2 et 25 cm^2 .

L'allumage de la flamme, également commandé depuis le module de contrôle, est réalisé à partir d'une étincelle générée par une bougie fixée sur le brûleur à $1,3\text{ cm}$ en aval du poreux. Ce système d'allumage est régulé par un allumeur dont le voltage (0-5 volts) est contrôlé par le module de contrôle. L'allumeur peut être piloté automatiquement par la centrale ou forcé manuellement à partir d'un boîtier de contrôle, ce qui est utile en cas de problème d'allumage.

Le module électronique autorise l'automatisation complète du dispositif expérimental, rendue indispensable lors des essais en tour de chute libre où tout contrôle à distance est rendu impossible pendant la chute. De même, durant les vols paraboliques, les conditions d'expérimentation sont physiquement relativement éprouvantes pour les expérimentateurs de sorte qu'il est indispensable d'avoir à accomplir des actions simples, comme appuyer sur un bouton pour déclencher l'allumage ou enclencher la synchronisation entre acquisition des données de contrôle et celle des données optiques.

Enfin, les données acquises sont stockées sur un disque ATA-Flash qui présente une excellente résistance aux chocs. Ce "disque-flash", ou encore "EPRoM", peut en effet supporter sans dommage jusqu'à 50 g selon les trois axes de l'espace. Les données relatives au fonctionnement de l'expérience sont constamment analysées par la centrale d'acquisition qui gère l'émission de signaux d'alarmes, et qui, le cas échéant, déclenche l'arrêt automatique du dispositif.

1.2.4 Structure embarquée

L'élaboration et le développement d'un banc de microgravité ont été 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 des 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, d'une part, la coopération entre les équipes allemandes et françaises ayant porté ses fruits, la seule chambre de combustion suffit à présent pour effectuer des tirs en tour de chute libre. D'autre part, l'aspect modulaire est relativement handicapant à bord de l'A300 zéro-G dès

lors que des bancs optiques sont mis en œuvre.

C'est en conséquence à partir des enseignements passés que Jacques Baillargeat et l'auteur de ce mémoire ont pensé l'élaboration d'une structure à la fois plus compacte et mieux optimisée. La figure 1.8 représente un plan de la nouvelle structure embarquée, baptisée Marguerite.

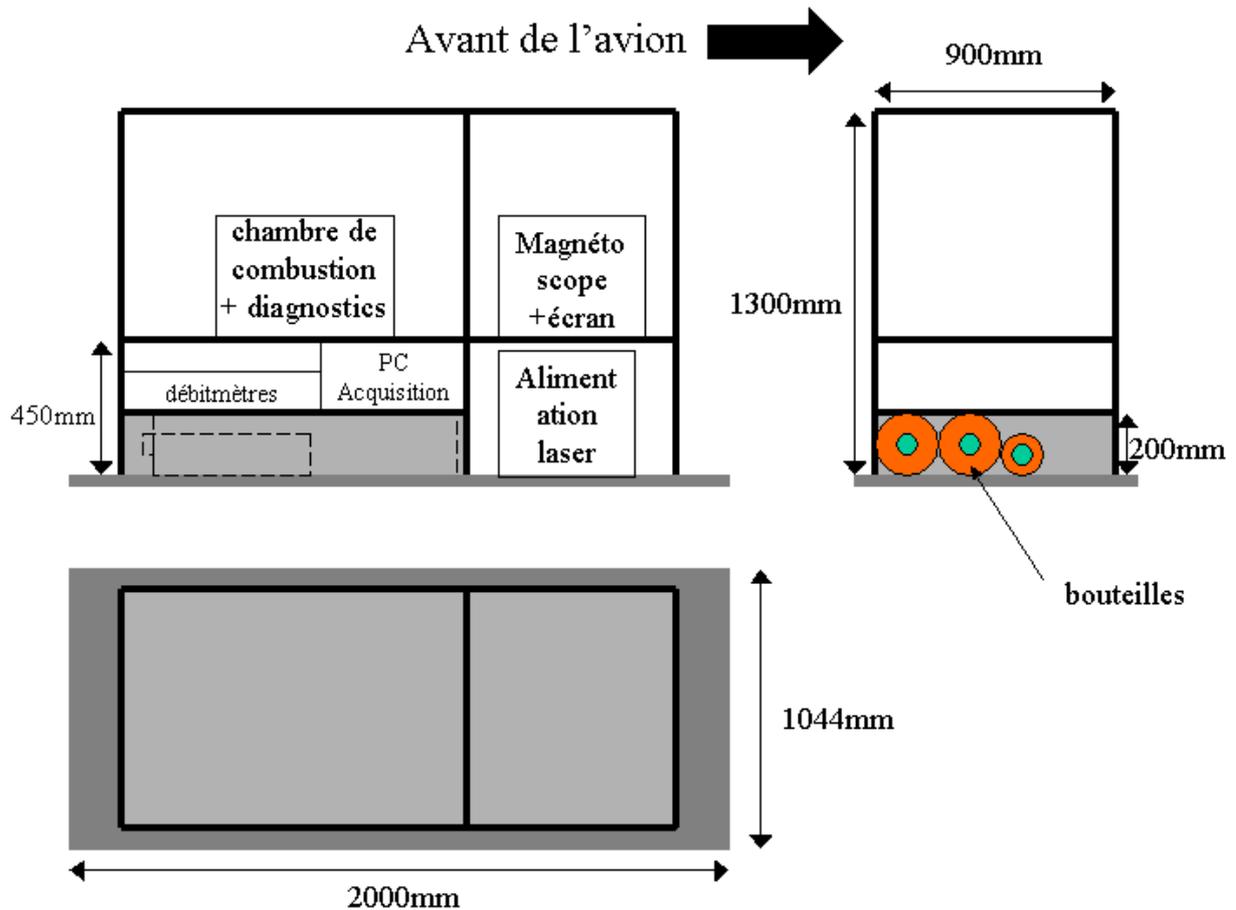


Figure 1.8 – Plan de Marguerite.

L'ingéniosité de Jacques Baillargeat s'exprime ici tout particulièrement au travers du système de roues rétractables, que l'on peut observer dans le coin inférieur droit de la photographie de Marguerite, prise en configuration de vol, sur la figure 1.9. Loin d'être un détail, ce système permet d'amener Marguerite en position " sur des roulettes ", et non en la portant. Le lecteur prendra conscience de la nécessité du système lorsqu'il apprendra que le banc pèse près de 250 kg.

Le bâti doit alors répondre à certaines normes imposées par le Centre d'Essais en Vol. Ces normes requièrent de dimensionner la structure de sorte à se prémunir d'un effondrement 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 de l'avion et de $3g$ dans le sens transversal. Les critères de dimensionnement correspondent alors à ces valeurs limites.

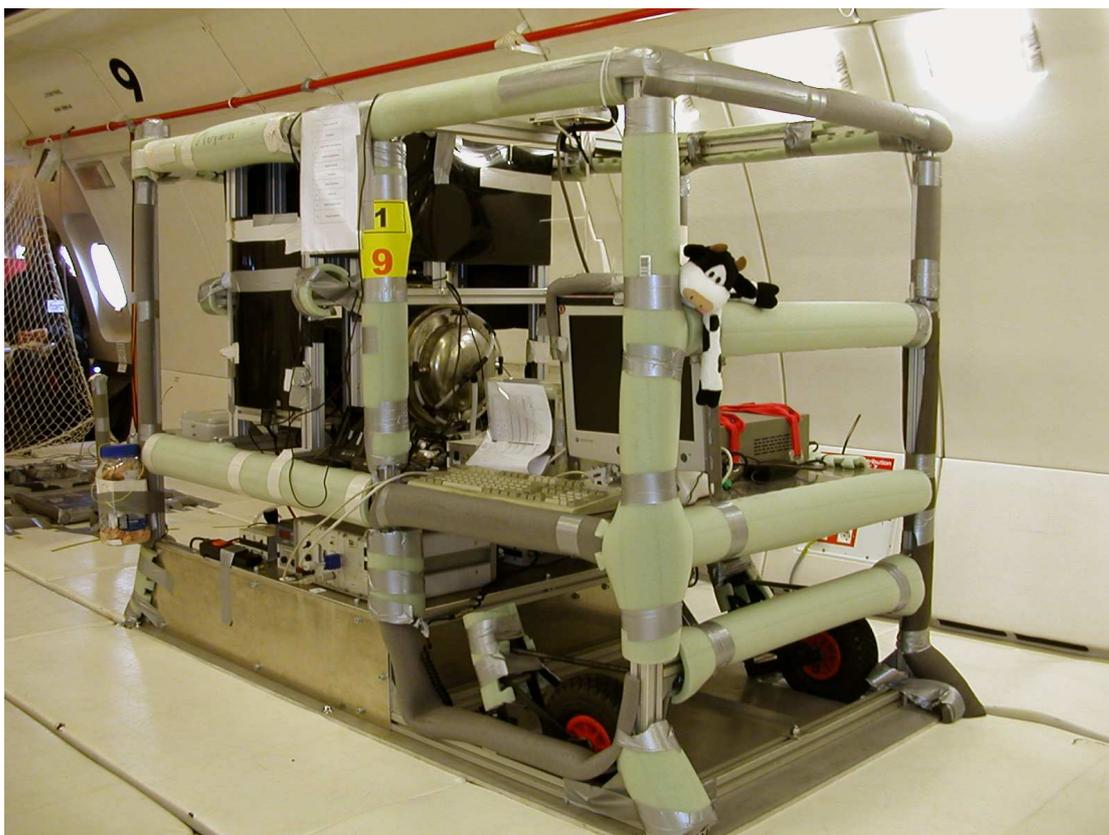


Figure 1.9 – Le banc Marguerite en configuration de vol à bord de l’A300 zéro-G de Novespace.

Ces critères sont au nombre de trois et s’appliquent aux caractéristiques structurelles suivantes :

- cisaillement des vis de fixation au sol ;
- traction des vis de fixation au sol ;
- flexion des montants.

Un utilisateur s’intéressant au dimensionnement requis pour embarquer une structure à bord de l’A300 zéro-G de Novespace pourra se référer à l’annexe A, au sein de laquelle se trouve consigné l’ensemble des grandeurs calculées sur Marguerite et répondant aux critères précités.

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 ($1\,300\,000 \text{ N.mm}$).

A présent qualifiée, Marguerite participe aux campagnes de vols paraboliques depuis Septembre 2002.

1.3 Justification de l'étude

1.3.1 Historique

Les études antérieures effectuées au sein de l'équipe ont 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] que pour les flammes solide-gaz [Vietoris 1998]. En outre, cette croissance de la luminosité de la flamme s'effectuait aux dépens du bleu et au profit du jaune.

Dès lors, on peut légitimement rapprocher ces deux tendances et penser que la suie, à laquelle est usuellement attribuée l'émission jaune [Gaydon 1974], 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 par les radicaux CH^* [Gaydon 1974].

1.3.2 Eléments bibliographiques

Différentes études ([Fujita 1997],[T'ien 2000],[Atreya 1998a]) constatent, elles, que le maximum du rayonnement visible de la flamme, à conditions expérimentales identiques, passe du jaune, à gravité terrestre, au bleu, en microgravité.

T'ien *et al.* [T'ien 2000] expliquent que la distance de la flamme à la paroi combustible augmente du fait du déficit en convection oxydante. De fait, le flux thermique en retour à la paroi par conduction diminue. Qui plus est, les pertes radiatives, comme précisé en introduction de cette partie, sont plus importantes. Ainsi, la température de flamme décroît et passerait même sous 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, tourne au jaune, conséquence d'une forte augmentation de la concentration en 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. En outre, l'effet thermophorèse, décrit plus loin, entraîne les suies vers les zones plus froides. De fait, les suies émettent globalement dans une moindre mesure.

1.3.3 Originalité de l'étude

Dans le cas de la présente étude, la flamme est, à gravité terrestre, bleue en sa base et jaune à son sommet. Les explications d'Atreya [Atreya 1998a] apporteraient donc des éléments de réponse au glissement vers le jaune du spectre de la flamme lors de son passage en micropesanteur. Pour autant, 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.

C'est à ce phénomène consécutif à l'augmentation de la vitesse de soufflage oxydant que ce mémoire tente d'apporter une explication. 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. Qui plus est, la configuration ici explorée n'a fait l'objet que d'un nombre restreint de travaux et nécessite en conséquence de plus amples investigations.

1.3.4 Déroulement des travaux

A partir de cette piste de recherche, les travaux ont donc été entrepris. Les premières campagnes de vols paraboliques ont alors été l'occasion de visualisations de la flamme visible et de la zone de chimiluminescence des radicaux CH^* , ainsi que de mesures par fluxmètres et thermocouple. Tandis que le rôle des suies, nous allons le montrer, se faisait plus évident, des mesures par tomographie, d'abord transverse puis verticale, se sont avérées nécessaires. Malheureusement, la première campagne ayant fait l'objet de mesures tomographiques a démontré les limites de l'ancienne structure "Newton" [Brahmi 1998], au sein de laquelle les chemins optiques réduits impliquaient de nombreux renvois par miroir. Or les vibrations de l'avion, que ce soit dans la phase de décollage ou dans celles d'hypergravité (*cf.* figure 1.1) ne permettent pas un alignement constant de ces renvois. Dès lors, l'auteur s'est attaché à dimensionner la nouvelle structure qui deviendra "Marguerite", dessinée en particulier pour offrir des chemins optiques longs et directs. Par la suite, l'ensemble des mesures tomographiques a été rendu relativement efficace. Enfin, des prélèvements sur grille ont fait l'objet de la dernière campagne de vols.

C'est en tout et pour tout de 527 paraboles que l'auteur a pu tirer ici des résultats. Il faut à ce propos préciser qu'environ deux tiers de ces paraboles ont été estimés dignes d'analyse au vu de la qualité de micropesanteur atteinte et retranscrite par les accéléromètres. Parallèlement, des incidents expérimentaux en cours de vol se sont, à plusieurs reprises, produits, tels que la soudaine ré-initialisation de la console d'acquisition ou 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 "perdus" tandis qu'interviennent les réparations. 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 publier, c'est qu'au moins trois mesures valident un point.

1.3.5 Choix des constantes de l'étude

S'intégrant dans un projet dont le but ultime est la modélisation d'une flamme d'incendie en micropesanteur, la présente étude a cherché à fixer un certain nombre de paramètres du problème. Si ces paramètres pourront par la suite faire l'objet de travaux approfondis, il est nécessaire de concentrer l'étude sur l'influence des paramètres aérodynamiques que sont la vitesse de soufflage oxydant V_{ox} et la vitesse d'injection combustible V_F . En conséquence, les natures du combustible et du mélange oxydant ont d'emblée été fixées pour faciliter la synthèse des travaux réalisée dans ce mémoire.

Nature du combustible

L'éthylène a été choisi comme combustible de l'ensemble des expériences mises en œuvre pour ces travaux.

Trois critères sont entrés en ligne de compte pour le choix du combustible :

- Ici encore, la sécurité des personnes embarquées à bord de l'A300 prime et, fondées ou non, des normes sur les combustibles existent ;
- Les suies devant jouer un rôle central dans l'analyse réalisée par l'étude, un combustible relativement "suiteux" doit alimenter la flamme ;
- Enfin, le combustible doit faire l'objet d'une base de données relativement étoffée, que ce soit à gravité terrestre ([Markstein 1984], [Westbrook 1981], [Sivathanu 1990], [Zhu 2000], [Liu 2002] entre autres) ou en micropesanteur ([Urban 2000], [Urban 1998], [Ito 2000], [Fujita 1997], [Choi 1995] par exemple).

Nature du mélange oxydant

La nature du mélange oxydant recouvre en fait deux paramètres, à savoir le pourcentage en oxygène et le gaz diluant. La synthèse rapportée dans ce mémoire part des résultats obtenus avec un mélange à 35% en O_2 , dilué dans 65% de N_2 .

Le premier paramètre permet de faire varier la pression partielle en O_2 , de sorte que deux tendances opposées interagissent ([Berg 2000], [Sunderland 2003], [Nayagam 1998] par exemple). D'un côté, 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. De l'autre côté, 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 ici présentés, la pression en O_2 a effectivement fait l'objet d'études paramétriques. Cependant, l'analyse des résultats à pression partielle en O_2 fixée s'est révélée suffisamment riche en enseignements pour que ce mémoire réduise la synthèse aux seuls résultats obtenus à partir d'un mélange oxydant à 35% en O_2 . Il a en effet été observé que cette teneur en O_2 permettait d'obtenir des niveaux de signaux suffisamment importants dans les techniques servant à étudier les suies pour dégager une sensibilité satisfaisante.

Le second paramètre permet, lui, de faire varier les diffusivités thermique et moléculaire de l'environnement ([McLintock 1968],[Schug 1980],[Guo 2002] 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, à nouveau par souci de clarté, seuls les résultats obtenus avec l'azote contribuent à la synthèse.

1.3.6 Remarque

La réaction stœchiométrique de l'éthylène dans un tel mélange oxydant s'écrit alors comme suit :



De fait, brûler 1 volume d'éthylène à la stœchiométrie nécessite $\frac{60}{7}$ volumes de mélange oxydant.

Or, au cours des tests réalisés, la vitesse d'injection combustible la plus élevée permettant la stabilité de la flamme a été de $15,9 \text{ mm.s}^{-1}$, ce qui correspond à un débit de $398 \text{ mm}^3.\text{s}^{-1}$. Dans le même temps, la vitesse de soufflage oxydant la plus faible, mais assurant toujours la stabilité, a été de 50 mm.s^{-1} , ce qui équivaut à un débit de $565\,000 \text{ mm}^3.\text{s}^{-1}$. Le rapport volume oxydant soufflé sur volume combustible injecté n'est donc jamais passé en-deçà d'une valeur de 1400, ce qui est largement supérieur au rapport stœchiométrique volumique déterminé plus haut.

En conséquence, la totalité du combustible est susceptible de brûler dans tous les cas de figure exposés par ces travaux. Si tel devait ne pas être le cas, ce n'est pas faute d'un apport en oxydant insuffisant.

1.4 Observations expérimentales

Partant de l'observation "historique" décrite au paragraphe 1.3.1, différentes mesures ont été mises en œuvre. Dans un premier temps, l'observation du phénomène a été vérifiée sur la flamme d'éthylène. La quantification de l'augmentation de l'émission de la flamme s'est ensuite révélée nécessaire, si bien que des mesures par fluxmètre ont été effectuées. Dans le même temps, les différentes sources éventuelles d'émission ont été discernées, de façon à obtenir la certitude que les suies jouaient effectivement le rôle principal qu'il leur était a priori attribué. Pour cela, des mesures de l'intensité émise par les radicaux CH^* ont été entreprises. Enfin, des thermocouples ont été insérés dans la flamme afin de constater le comportement en température du milieu.

1.4.1 Visualisations de la flamme

Une caméra numérique CCD Sony DCR-TVR17E a permis d'obtenir des visualisations latérales de la flamme visible d'éthylène, alimentée par un jet oxydant à 35% en O_2 et 65% en N_2 . Un tableau de visualisations est exposé en figure 1.10, montrant les flammes visibles obtenues pour différentes vitesses de soufflage oxydant et différentes vitesses d'injection combustible.

On constate d'ores et déjà que la flamme d'éthylène suit l'évolution attendue : lorsque V_{ox} augmente à V_F fixée, la luminosité de la flamme augmente.

Lorsque, maintenant V_{ox} fixée, V_F croît, la luminosité de la flamme semble moins affectée. On note toutefois un élargissement de la flamme suivant l'axe vertical.

1.4.2 Mesures par fluxmètre

Le but de ces mesures est double. D'une part, il s'agit de constater de manière qualitative si l'augmentation de l'émission visible de la flamme avec la vitesse du soufflage oxydant est révélatrice de l'évolution de la puissance radiative émise par la flamme sur l'ensemble du spectre des transferts radiatifs. D'autre part, ces mesures permettent de quantifier la dite augmentation intégrée sur la totalité de ce spectre.

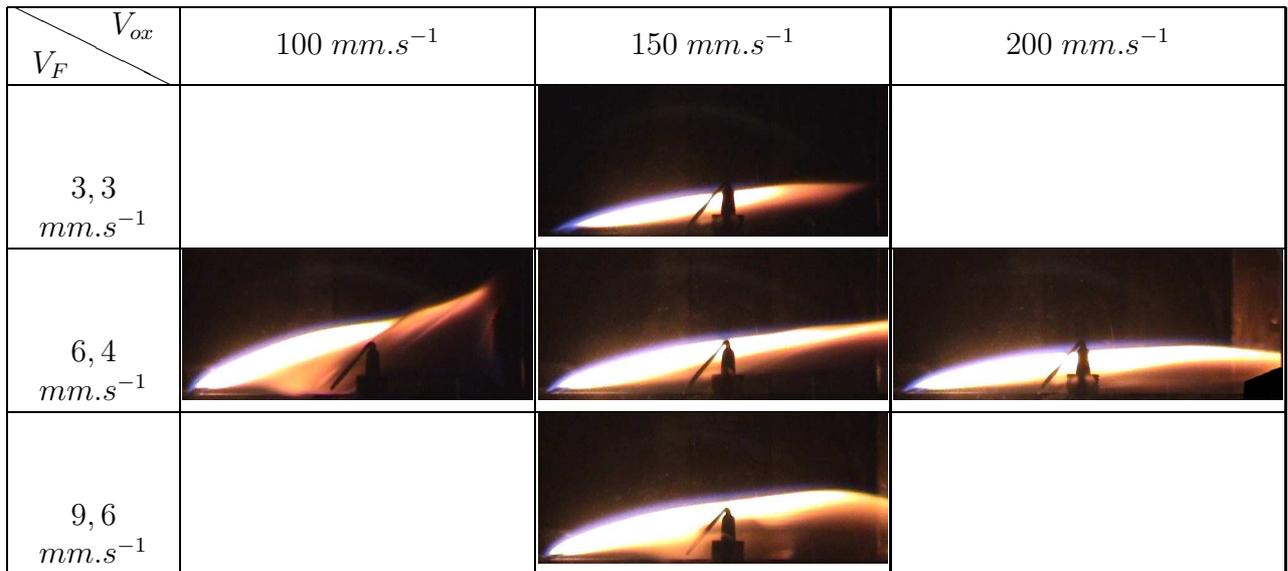


Figure 1.10 – Influence des paramètres aérodynamiques sur l'émission visible de la flamme d'éthylène alimentée par un mélange oxydant composé de 35% O_2 et de 65% N_2 .

Le schéma de la figure 1.11 restitue, dans une vue latérale de la chambre, le fluxmètre tel qu'il a été placé lors des campagnes de vols paraboliques de sorte à voir au travers de son angle d'ouverture de 120° plan l'ensemble de la flamme.

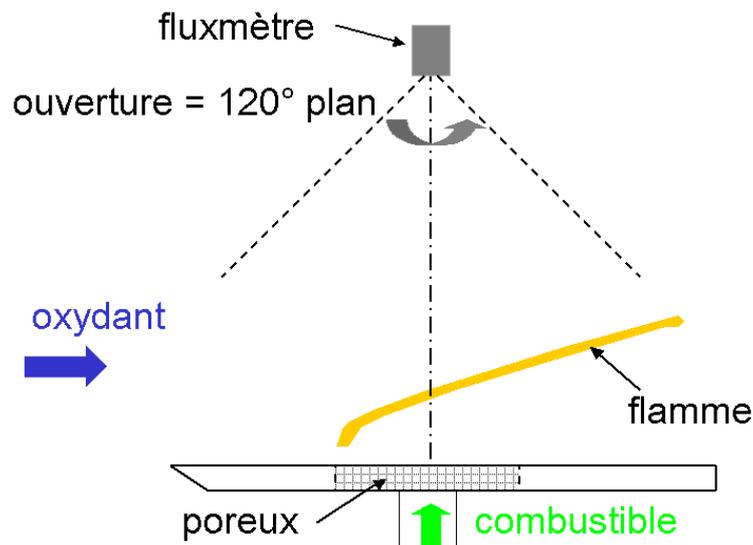


Figure 1.11 – Schéma localisant le fluxmètre dans la chambre de combustion

Selon les spécifications du constructeur, le fluxmètre MEDTHERM 64-1-20, utilisé pour les mesures, est un filtre passe-bande dont la fonction de transfert est relativement plate sur le domaine de mesure, à savoir entre $0,1 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. Ce domaine recouvre 90% du spectre des

transferts radiatifs et incorpore les principales bandes des flammes d'hydrocarbures que sont les bandes du CO_2 centrées en $\lambda = 2.7 \mu m$ et en $\lambda = 4.3 \mu m$ et celle de H_2O centrée en $\lambda = 2.7 \mu m$.

Le graphe de la figure 1.12 montre alors l'évolution du flux radiatif relatif en fonction de V_{ox} . On constate non seulement l'augmentation du flux avec la vitesse de l'écoulement oxydant mais également la linéarité entre ces deux grandeurs. La régression linéaire (en rouge) est en effet relativement correcte et a une pente de $5,2 \cdot 10^{-3} s.mm^{-1}$.

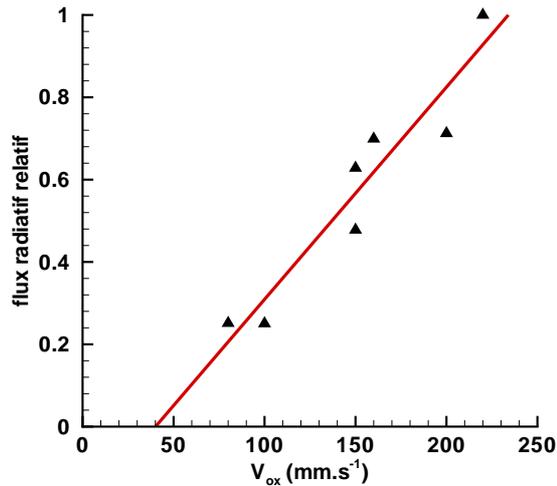


Figure 1.12 – Evolution du flux radiatif relatif de la flamme en fonction de V_{ox}

De façon plus générale, on peut exprimer le flux en fonction du paramètre C_q , défini par la relation suivante :

$$C_q = \frac{V_F}{V_{ox}} \quad (1.2)$$

Ainsi l'évolution du flux radiatif relatif en fonction de C_q est-elle précisée sur le graphe de la figure 1.13. On constate ici que lorsque l'on fait varier V_F à V_{ox} fixée, le flux radiatif émis par la flamme ne varie quasiment pas. L'étude de l'augmentation du flux radiatif avec la vitesse de l'écoulement oxydant n'en devient alors que plus intéressante.

1.4.3 Mesures de la chimiluminescence des radicaux CH^*

Les radicaux CH^* présentent l'avantage d'être d'excellents traceurs de la zone de réaction primaire des hydrocarbures. L'aspect à la fois qualitatif et quantitatif de la mesure de leur chimiluminescence fait l'objet d'une discussion détaillée au paragraphe 7.2.1 de ce mémoire.

La figure 1.14 représente une image instantanée de la flamme d'éthylène prise en vue latérale par une caméra numérique CCD Sony DCR-TV17E munie d'un filtre passe-bande Melle&Griot centré sur la longueur d'onde $\lambda = 431 nm$ et de largeur à mi-hauteur de $10 nm$. Ainsi mesure-t-on l'intensité de l'émission spontanée des radicaux.

On constate que la zone de réaction des radicaux CH^* possède une épaisseur relativement faible. C'est pourquoi il a été envisagé de modéliser la zone de réaction primaire comme une

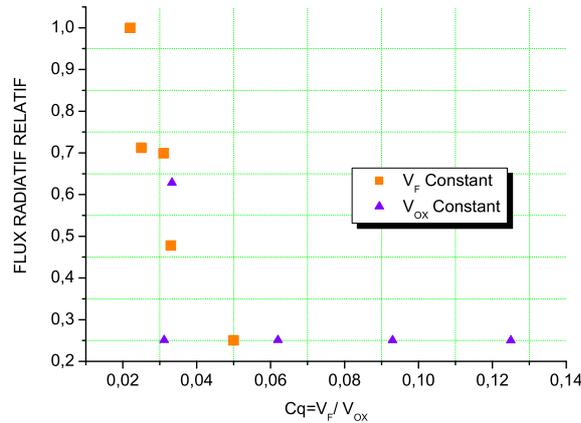


Figure 1.13 – Evolution du flux radiatif de la flamme en fonction de Cq

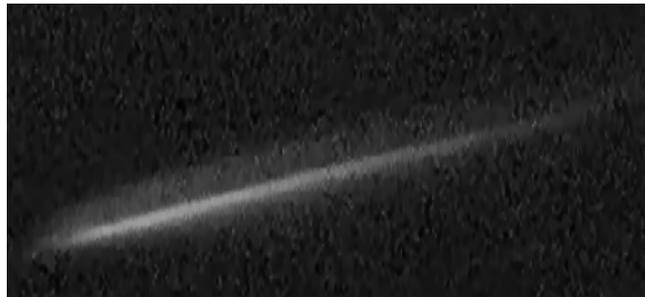


Figure 1.14 – Image instantanée en niveau de gris de la flamme d'éthylène donnée par la chimiluminescence des radicaux CH^* pour des vitesses $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$.

surface émissive. On discerne alors d'une part son extension spatiale et d'autre part son intensité globale.

Cette démarche permet d'évaluer la contribution de la zone de réaction primaire au phénomène observé lorsque V_{ox} croît.

Quantification de l'extension spatiale

Dans un premier temps, il est utile de définir le facteur de forme, caractérisant la surface réactive telle qu'elle est vue depuis le fluxmètre. Pour ce faire, les schémas des figures 1.15a/ et 1.15b/ définissent les grandeurs nécessaires au calcul du facteur de forme. Si la zone de réaction primaire a d'abord été considérée comme un rectangle de largeur égale à la largeur du poreux ($L = L_c = 50 \text{ mm}$), la largeur L_c a ensuite été définie à partir de quelques vues de dessus.

A partir de ces notations, on peut montrer que le facteur de forme FF donnant le rapport du flux émis par la flamme vers le fluxmètre au flux émis par la flamme dans l'hémisphère

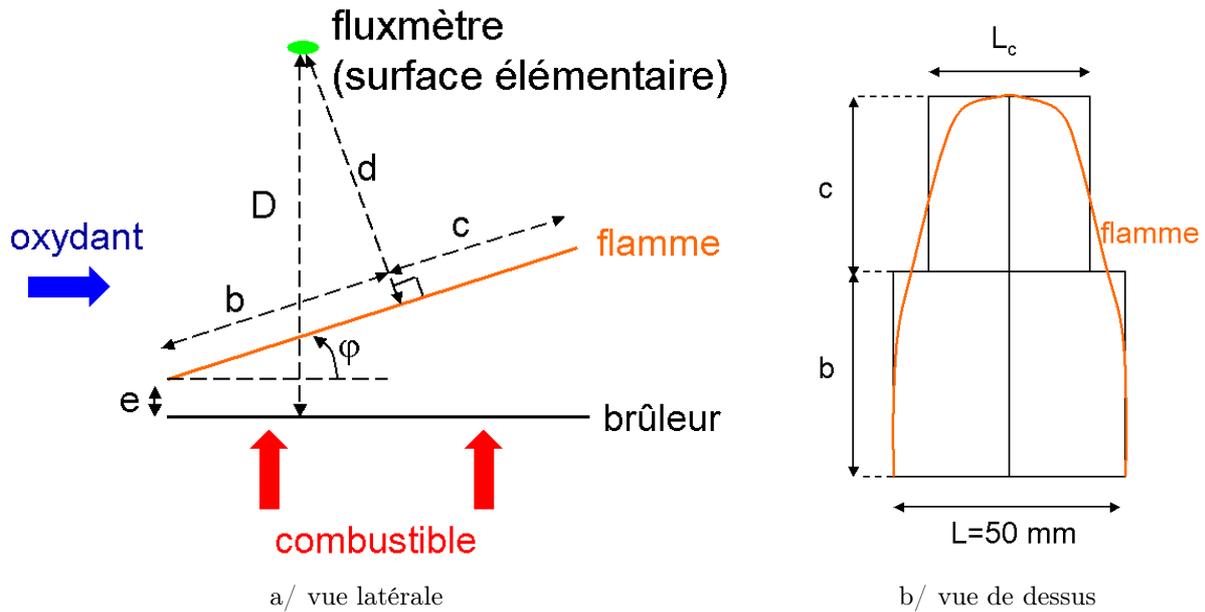


Figure 1.15 – Schéma assimilant la zone de réaction primaire à une surface émissive.

supérieur s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned}
 \pi FF &= \frac{\frac{L}{2d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{L}{2d}\right)^2}} \arctan\left(\frac{\frac{b}{d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{L}{2d}\right)^2}}\right) \\
 &+ \frac{\frac{b}{d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{b}{d}\right)^2}} \arctan\left(\frac{\frac{L}{2d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{b}{d}\right)^2}}\right) \\
 &+ \frac{\frac{L_c}{2d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{L_c}{2d}\right)^2}} \arctan\left(\frac{\frac{c}{d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{L_c}{2d}\right)^2}}\right) \\
 &+ \frac{\frac{c}{d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{c}{d}\right)^2}} \arctan\left(\frac{\frac{L_c}{2d}}{\sqrt{1 + \left(\frac{c}{d}\right)^2}}\right)
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

Les différentes grandeurs définies sur les schémas 1.15a/ et 1.15b/ sont ensuite déduites de l'imagerie par chimiluminescence. Le décollement e de la flamme par rapport à la surface du brûleur s'est montré relativement invariant dans la gamme étudiée des paramètres aérodynamiques et n'a par conséquent pas été pris en compte. Il est important de noter ici que ces travaux portent sur le régime établi de la flamme en micropesanteur, de sorte que raisonner en terme de moyenne arithmétique du facteur de forme a un sens. Pour autant, l'expression (1.3) montre bien la non-linéarité du facteur de forme FF en fonction des différentes grandeurs apparaissant dans le membre de droite. Tirer ces grandeurs d'une image moyenne pour ensuite calculer un facteur de forme moyen serait donc une source d'erreur.

En conséquence, le facteur de forme a été calculé sur chacune des images instantanées puis moyenné.

Il reste alors le problème du seuillage. En effet, l'ensemble des grandeurs servant au calcul du facteur de forme est fortement sensible au seuil appliqué pour délimiter la flamme. De fait, il a fallu calculer ces grandeurs pour toute une gamme de seuillage. Le graphe de la figure 1.16 montre l'évolution d'un facteur de forme moyen en fonction de la valeur des seuils appliqués. Le critère d'évaluation du facteur de forme a alors été le point d'inflexion de la courbe.

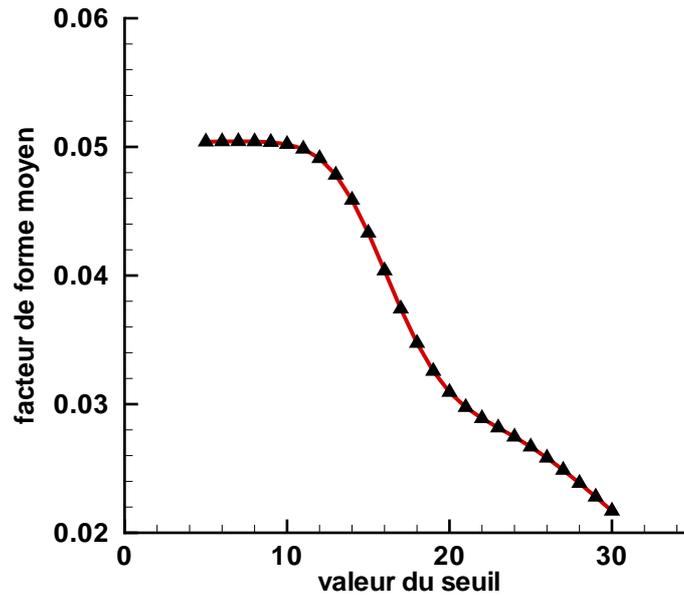


Figure 1.16 – Evolution du facteur de forme moyen en fonction du seuil appliqué aux images en niveau de gris données par les radicaux CH^* , pour $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$.

De même que pour le graphe de la figure 1.12, on peut enfin exprimer l'évolution du facteur de forme moyen en fonction de V_{ox} (cf. figure 1.17). La pente de la régression linéaire (en rouge) est ici de $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ s.mm}^{-1}$ et n'explique donc pas de façon suffisante la croissance du flux radiatif relatif reportée sur le graphe 1.12.

Quantification de l'intensité globale

L'extension spatiale de la zone de réaction primaire ne fournissant pas d'explication suffisante à la croissance du flux radiatif avec V_{ox} , il a fallu s'assurer dans le même temps que l'intensité globale de la réaction primaire n'était pas non plus la cause principale du phénomène.

L'intensité de la chimiluminescence des radicaux CH^* sur chacun des pixels a alors été sommée afin d'obtenir l'intensité globale. Cette grandeur est alors bien moins sensible au bruit de fond et le traitement par filtrage ne s'avère pas nécessaire.

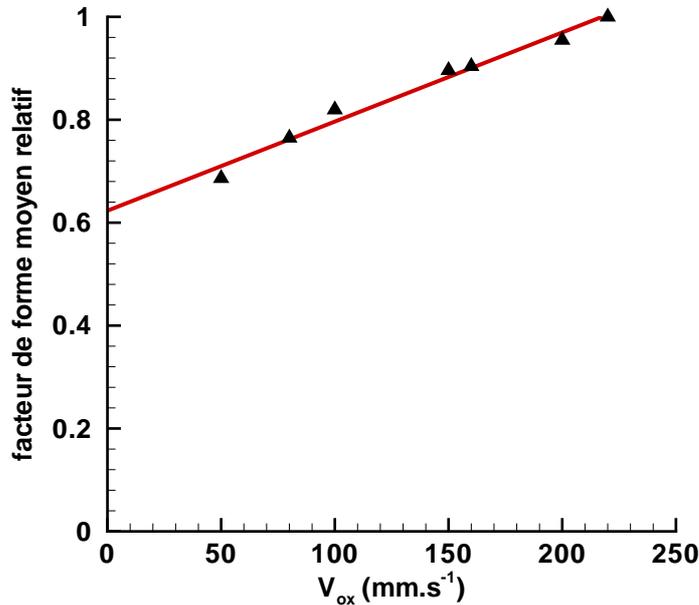


Figure 1.17 – Evolution du facteur de forme moyen relatif en fonction de V_{ox} pour $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$.

Le graphe de la figure 1.18 montre l'évolution de l'intensité globale moyenne relative de la chimiluminescence en fonction de V_{ox} . La régression linéaire serait ici bien moins évidente et ne contribuerait de toute façon pas de manière significative à la croissance du flux radiatif.

Conclusion intermédiaire

Interpréter la flamme en terme de surface émissive est ainsi trop réducteur pour expliquer l'augmentation du flux radiatif avec la vitesse de soufflage oxydant. La cause de ce phénomène est donc bien d'origine volumique. Pour autant, on peut légitimement penser que les gaz de combustion, principalement concentrés autour de la zone de réaction primaire, contribuent légèrement à l'augmentation de la puissance radiative de la flamme avec V_{ox} .

Toutefois, si la zone de réaction primaire peut, on l'a vu, être modélisée de façon surfacique, il n'en va pas de même des autres zones éventuelles de réactions. En particulier, la zone située sous la flamme est non seulement relativement chaude mais également riche en combustible. Les conditions sont donc favorables à la production de suies. Tout s'accorde alors vers une explication mettant en scène les suies, qu'il faut à présent étudier par le détail.

1.4.4 Mesures de température par thermocouple

La température est à l'évidence une grandeur thermophysique importante dans la cinétique de production et d'oxydation des suies. Pour autant, Markstein et De Ris [Markstein 1984] à gravité terrestre tout comme Urban *et al.* [Urban 1998] en micro-pesanteur, montrent que la température des suies est faiblement affectée par les paramètres

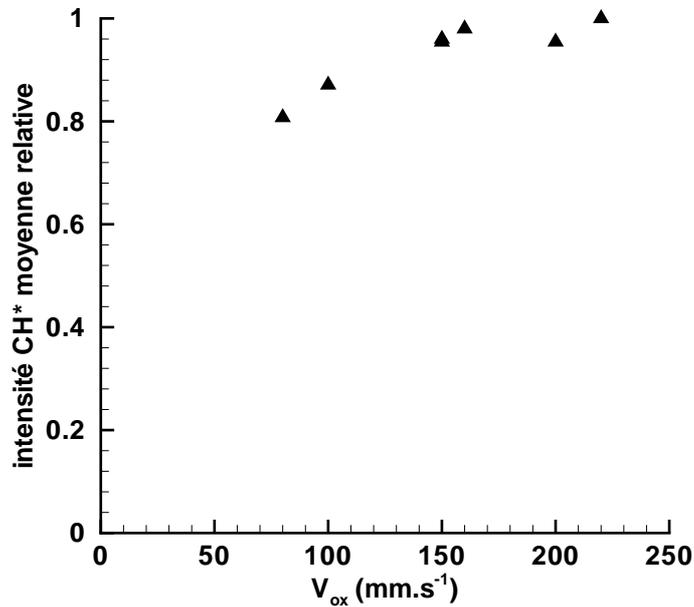


Figure 1.18 – Evolution de l'intensité globale moyenne relative de la chimiluminescence en fonction de V_{ox} pour $V_F = 5 \text{ mm.s}^{-1}$.

aérodynamiques.

C'est pourquoi il a été envisagé au cours de ces travaux de constater ces observations sur la configuration étudiée. Pour ce faire, des mesures de température ont été effectuées à l'aide de thermocouples de type K et de diamètre égal à $50 \mu\text{m}$.

D'un côté, cette technique, déjà intrusive, se doit d'être la moins perturbatrice possible au sein du volume réduit que représente la flamme. En conséquence, un seul thermocouple a été mis en place.

D'un autre côté, une cartographie des conditions de température le long de l'axe présentant le plus fort gradient de température est nécessaire. Plutôt que de déplacer verticalement le thermocouple dans la flamme et de perturber ainsi assez fortement les conditions aérodynamiques fragiles de la flamme, il a été jugé préférable de déplacer lentement la flamme tandis que le thermocouple restait fixe. Ce dernier a donc été placé à une hauteur de 30 mm au-dessus du bord aval du poreux, abscisse où la flamme montre les premiers signes d'extinction. Une lente décroissance linéaire dans le temps du débit combustible a alors été mise en œuvre. Le graphe de la figure 1.19 représente cette diminution au cours d'une parabole.

Dans le même temps, une visualisation latérale de l'émission des radicaux CH^* a été mise en place. Une diode bleue, visible dans le champ de la caméra numérique, a fait office de témoin de synchronisation avec l'acquisition de la température. Cette technique permet alors d'obtenir une évolution au cours d'un test de l'intensité de la chimiluminescence en fonction de la température. De cette façon, l'intensité des radicaux agit en quelque sorte comme un paramètre adimensionnant du profil de température.

L'objectif de cette étude étant de constater la forte similitude des profils de température lorsque V_{ox} varie, seuls les résultats de deux conditions de vitesse de soufflage oxydants sont

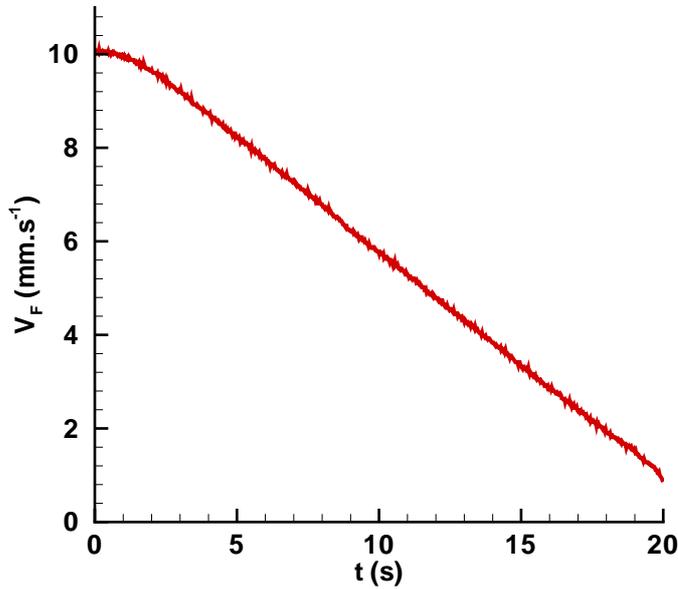


Figure 1.19 – Evolution de la vitesse combustible au cours d’une parabole.

ici rapportées. Les graphes des figures 1.20a/ et 1.20b/ donnent ainsi l’évolution de l’intensité de la chimiluminescence des CH^* en fonction de la température, respectivement pour $V_{ox} = 100 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $V_{ox} = 200 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. On constate alors que les profils sont fortement semblables dans les deux cas, bien que le profil correspondant à $V_{ox} = 200 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ glisse légèrement vers les températures plus élevées en comparaison du profil correspondant à $V_{ox} = 100 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour autant, il est difficile de commenter de façon plus quantitative ce glissement car l’écart constaté reste dans le domaine d’incertitude de la mesure par thermocouple. Malgré la finesse des thermocouples utilisés, cette incertitude reste en effet conséquente du fait des dépôts de suie observés a posteriori au microscope à balayage électronique sur la soudure.

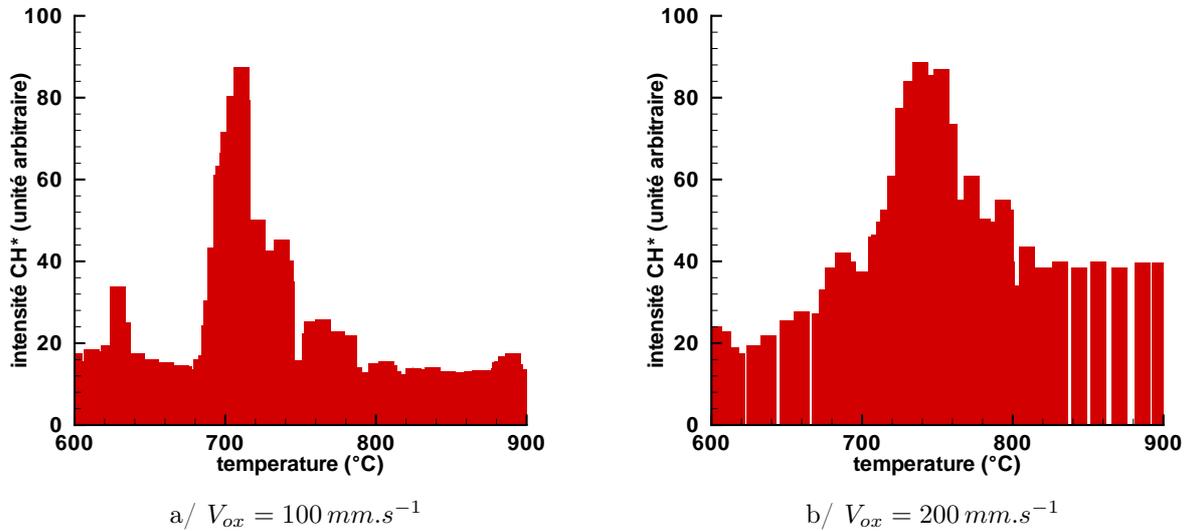


Figure 1.20 – Evolution de l'intensité de la chimiluminescence des CH^* en fonction de la température.

1.5 Directives

En conclusion de cette partie introductive à l'étude présentée dans ce mémoire, il apparaît évident que l'exploration du rôle des suies est à lui seul un défi doté d'un double intérêt :

- l'étude doit permettre d'expliquer au moins qualitativement le phénomène décrit dans ce chapitre ;
- de façon plus quantitative, l'étude doit permettre de prédire la production de suies par la flamme d'éthylène, et ce pour un couple (V_F, V_{ox}) quelconque, de manière à construire une base de données nécessaire à la modélisation numérique.

C'est en ce sens que sera donc développée la troisième partie de ce mémoire, dédiée à l'approche expérimentale du rôle des suies.

L'approche numérique fait, elle, l'objet de la partie suivante. Si l'incorporation des phénomènes liés aux suies n'est pas effectuée à ce stade des travaux, le modèle numérique a été comparé aux données expérimentales de ce préambule, de façon à évaluer la contribution des gaz à l'augmentation de la puissance radiative de la flamme avec V_{ox} .

Approche numérique

Introduction

Dès lors que la modélisation d'une flamme de diffusion est envisagée, un 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 un premier temps, cette partie reprend les éléments théoriques permettant d'aboutir à l'Équation du Transfert Radiatif (dorénavant notée ETR), de sorte à dresser le contexte général dans lequel s'insère la modélisation et à en tirer des pistes d'investigations originales.

Dans le cadre de sa thèse au sein de l'équipe, Sébastien 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 sur un brûleur plat. Les flammes d'éthane ont en effet été l'objet des études expérimentales ultérieures ([Brahmi 1998],[Cordeiro 2003]). L'éthane présentant une combustion très "propre", c'est-à-dire relativement complète, la production d'imbrûlés est limitée. Une telle flamme coïncide alors avec l'une des hypothèses fortes du modèle d'Emmons : l'ensemble des réactifs est supposé avoir réagi. Rouvreau montre ainsi, entre autres, que la flamme d'éthane/air peut être modélisée par la solution bidimensionnelle d'Emmons, dans la mesure où le rapport entre vitesse d'injection en combustible et vitesse de soufflage en oxydant est inférieur à une valeur propre à la nature du combustible et à celle de l'oxydant.

Le code de calcul utilisé dans l'étude de Sébastien Rouvreau [Rouvreau 2002a] 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 la thèse de Sébastien Rouvreau [Rouvreau 2002a]. Dans le second chapitre de cette partie, un résumé des justifications ayant entraîné le choix de FDS est développé à partir des caractéristiques du code.

Toutefois, la simulation numérique par la version 1.0 de FDS souffrait de quelques faiblesses lorsque les transferts radiatifs sont à modéliser. Or, Bhattacharjee et Altenkirch [Bhattacharjee 1990] montrent que les phénomènes radiatifs sont dans tous les cas 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, qu'Andres Fuentes [Fuentes 2003] et l'auteur ont

en partie relevé. La version 3.0 de FDS a alors été mise à contribution puisqu'elle intègre la résolution de l'Équation du Transfert Radiatif (ETR) (*cf.* équation (2.20)). Le module radiatif incorporé au sein de FDS est alors décrit dans le second chapitre de cette partie.

Enfin, le développement du code est exposé dans un troisième chapitre. D'une part y est évaluée la contribution des gaz au phénomène d'augmentation de la puissance radiative de la flamme avec V_{ox} . D'autre part est explicitée la méthode permettant de discerner la puissance émise vers l'environnement, qualifiée de perdue pour la flamme, de la puissance émise vers la surface du brûleur, nommée, elle, gain pour la flamme. Ainsi l'anisotropie du rayonnement des gaz, évoquée au chapitre 2 théorique de ce mémoire, est-elle abordée.

L'incorporation des suies n'a, elle, pas été entreprise au cours de ces travaux et devra être une priorité des prochains objectifs.

Chapitre 2

L'Équation de Transfert Radiatif (ETR)

L'ETR traduit la conservation du rayonnement le long de son cheminement. Ce chapitre permet de comprendre comment l'éventuelle anisotropie d'un milieu peut influencer son rayonnement [Taine 1991].

2.1 Couplage avec l'équation de conservation de l'énergie

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 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \nabla \cdot \rho h \mathbf{u} = \frac{Dp}{Dt} + \nabla \cdot k \nabla T + \sum_l \nabla \cdot h_l \rho D_l \nabla Y_l - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique, c_p la capacité calorifique massique à pression constante et à chimie du mélange figée, T la température, h l'enthalpie massique, \mathbf{u} le vecteur vitesse, p la pression, k la conductivité thermique, h_l l'enthalpie massique du constituant l , D_l son coefficient de diffusion, Y_l sa fraction massique et enfin \mathbf{q}_r le vecteur flux radiatif.

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

$$P^R(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r = -\int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} \nabla \cdot I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \mathbf{s} d\Omega' \quad (2.2)$$

où \mathbf{s} est le vecteur donnant la direction de l'angle solide élémentaire $d\Omega$ dans lequel la luminance I'_ν se propage.

Comme la suite de ce chapitre s'attache à le démontrer, 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 des équations (2.1) et (2.2).

2.2 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 κ :

$$\tilde{\eta} = n + j\kappa \quad (2.3)$$

avec j tel que

$$j^2 = -1$$

En règle générale, dans les gaz, κ 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 2.1 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 dS_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 θ_i avec la tangente \vec{n}_i .

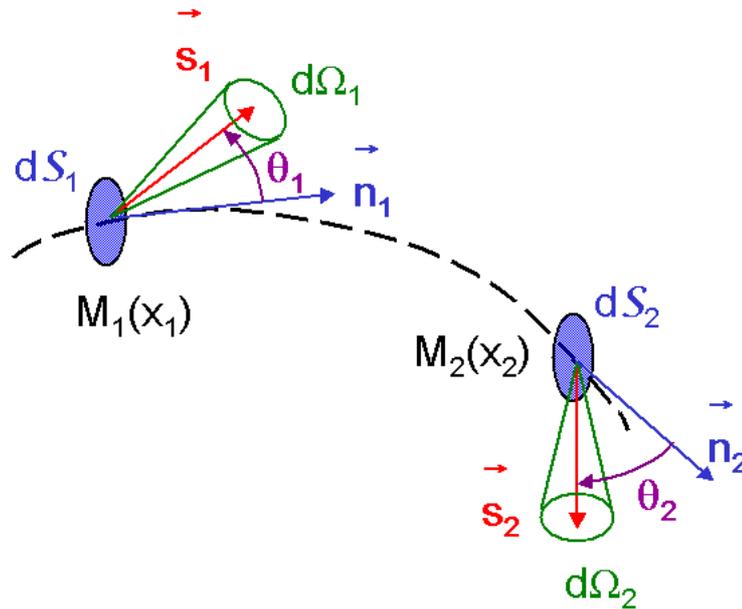


Figure 2.1 – Chemin optique entre deux points quelconques d'un milieu hétérogène.

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 :

$$n = \frac{c(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{c_0} \quad (2.4)$$

On en déduit fort logiquement une relation entre longueur d'onde $\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})$, fréquence ν et indice du milieu n :

$$\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \frac{c(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{\nu} = \frac{c_0}{\nu n(\mathbf{x}, \mathbf{s})} \quad (2.5)$$

On note $I'_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{s}, T)$ la luminance du rayonnement d'équilibre à la fréquence d'onde ν :

$$I'_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{s}, T) = \frac{2 h \nu^3}{c^2(\mathbf{x}, \mathbf{s})} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = n^2(\mathbf{x}, \mathbf{s}) I'_\nu(T) \quad (2.6)$$

où h est la constante de Planck ($h = 6,6262.10^{-34} J.s$) et k celle de Boltzmann ($k = 1,3806.10^{-23} J.K^{-1}$).

$I'_\nu(T)$ est ici la luminance isotrope du rayonnement d'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. Cette remarque importante est reprise dans le paragraphe 2.9 des perspectives offertes par ce chapitre.

2.3 Flux

Le flux élémentaire $d^5\varphi'_\nu$ du rayon élémentaire se propageant dans $d\Omega$ en \mathbf{x} normalement à la surface élémentaire $d\mathcal{S}$ est défini comme suit :

$$d^5\varphi'_\nu = I'_\nu d\mathcal{S} d\Omega d\nu \quad (2.7)$$

où I'_ν est la luminance (et pas nécessairement la luminance du rayonnement d'équilibre) au point \mathbf{x} .

2.4 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 $dV = d\mathcal{S} dx$ compris entre M_1 et M_2 est défini comme suit :

$$d^6\varphi'_\nu = d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) - d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x}) \quad (2.8)$$

Or la relation de Clausius, qui traduit la conservation de l'étendue optique, s'écrit ici de la manière suivante :

$$n^2(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) = n^2(\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x}) \quad (2.9)$$

Compte tenu de l'équation (2.7) ainsi écrite :

$$d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x}) = \frac{I'_\nu}{n^2}(\mathbf{x}) n^2(\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x}) d\nu \quad (2.10)$$

il vient :

$$d^5\varphi'_\nu(\mathbf{x}) = \frac{I'_\nu}{n^2}(\mathbf{x}) n^2(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\mathcal{S}(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x} + d\mathbf{x}) d\nu \quad (2.11)$$

En écrivant l'équation (2.10) en $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$ et y soustrayant l'équation (2.11), on obtient la variation du flux sous la forme suivante :

$$d^6\varphi'_\nu = \frac{d}{dx} \left(\frac{I'_\nu}{n^2} \right) n^2(\mathbf{x}) d\Omega(\mathbf{x}) dV d\nu \quad (2.12)$$

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.

2.5 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'_ν :

$$-d^6\varphi'_\nu{}^a = -\kappa_\nu I'_\nu dV d\Omega d\nu \quad (2.13)$$

Cette équation définit le coefficient monochromatique volumique d'absorption κ_ν (homogène à l'inverse d'une longueur).

2.6 Émission spontanée

Le milieu est notamment caractérisé par son coefficient monochromatique d'émission $\xi_\nu(\mathbf{x})$, défini comme suit :

$$d^6\varphi'_\nu{}^e = \xi_\nu dV d\Omega d\nu \quad (2.14)$$

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 (2.13) et (2.14) :

$$\xi_\nu(\mathbf{x}) = \kappa_\nu n^2 I_\nu^o(T) \quad (2.15)$$

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 :

$$d^6\varphi'_\nu{}^e = \kappa_\nu n^2 I_\nu^o(T) dV d\Omega d\nu \quad (2.16)$$

2.7 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 (2.7)) :

- 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 σ_ν , homogène lui aussi à l'inverse d'une longueur et défini par l'équation (2.17).

$$-d^6\varphi_\nu'^{d-} = -\sigma_\nu I'_\nu dV d\Omega d\nu \quad (2.17)$$

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 2.2.

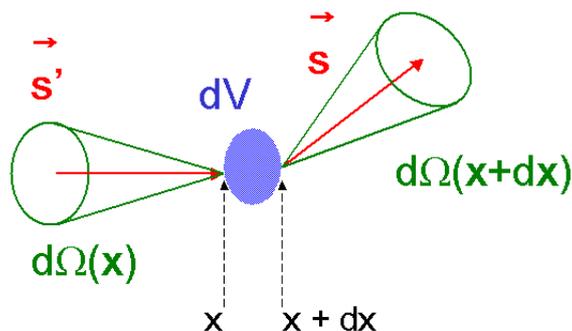


Figure 2.2 – Diffusion du rayonnement par le volume élémentaire dV

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 :

$$\mathcal{P} = \frac{d\Omega}{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) \quad (2.18)$$

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 :

$$d^6\varphi_\nu'^{d+} = \frac{\sigma_\nu}{4\pi} dV d\Omega d\nu \int_0^{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) I'_\nu(\mathbf{s}') d\Omega' \quad (2.19)$$

2.8 Bilan

En affirmant que la variation du flux à travers dV (*cf* équation (2.12)) est la somme du flux absorbé (*cf* équation (2.13)), du flux émis (*cf* équation (2.16)) et des flux diffusés (*cf*

équations (2.17) et (2.19)), on obtient l'Équation de Transfert Radiatif :

$$n^2(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \frac{d}{dx} \left(\frac{I'_\nu}{n^2} \right) (\mathbf{s}, \mathbf{x}) = -(\sigma_\nu + \kappa_\nu) I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) + \kappa_\nu n^2(\mathbf{s}, \mathbf{x}) I_\nu^o(T) + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_0^{4\pi} \Phi_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{s}) I'_\nu(\mathbf{s}', \mathbf{x}) d\Omega' \quad (2.20)$$

2.9 Perspectives

Rappelons ici que la démonstration de l'équation 2.20 a précisé un point important : l'anisotropie de la luminance en un point $I'_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{s}, T)$, consécutive de la distribution de la température T , peut être influencée de façon notable par une éventuelle anisotropie de l'indice du milieu.

Cette constatation est d'autant plus intéressante qu'elle motive tout particulièrement la présente étude. En effet, la propension à la production de suies de la flamme de diffusion considérée et les phénomènes de transport spécifiques à la micropesanteur rendent le milieu fortement anisotrope. Supposer qu'une première moitié du rayonnement de la flamme est "perdue" au profit de l'environnement et que l'autre moitié permet l'auto-entretien de la flamme est donc a priori une erreur qu'il est nécessaire de sonder. De deux choses l'une :

- ou le rayonnement est dominé par les gaz, auquel cas l'isotropie du milieu est probablement peu altérée ;
- ou le rayonnement résulte de façon non-négligeable de l'émission des particules de suie et le rôle de ses dernières est alors à préciser.

Une même flamme peut évidemment présenter une tendance à ces deux cas asymptotiques dans des régions différentes.

Une analyse numérique présente alors l'avantage de pouvoir discerner rayonnement des gaz et rayonnement des particules, en incorporant dans le modèle radiatif l'un et/ou l'autre des phénomènes. Pour autant, l'attrait apparent d'une telle méthode est à pondérer par une méfiance à l'égard de la modélisation numérique qu'il faut s'attacher à valider au préalable. Si la chimie des gaz a fait l'objet de nombreuses validations ([Westbrook 1981],[Liu 2002] par exemple), il n'en est pas de même pour la chimie des suies. Parallèlement au développement d'un module radiatif numérique, les travaux ici présentés ont par conséquent eu pour objectif l'étude expérimentale des suies au sein de la flamme d'éthylène afin notamment de fournir des données d'entrée à un futur modèle numérique complet.

Chapitre 3

Le choix de l'outil numérique FDS

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 sous FDS, qu'il est nécessaire de ne pas perdre de vue lors de l'analyse de résultats.

3.1 Généralités

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 équation de Navier Stokes parabolisées.

De plus, une des hypothèses sur lesquelles repose le modèle d'Emmons étant la stationnarité de l'écoulement, sa vérification nécessite le recours à un code de calcul instationnaire.

L'absence des forces de flottabilité entraîne des vitesses maximales de l'ordre de celle de l'écoulement forcé, c'est à dire de l'ordre du dixième de mètre par seconde. Ces faibles vitesses signifient que les temps de mélange sont donc relativement grands devant les temps caractéristiques de la réaction chimique de combustion. De plus, dans l'hypothèse de longs temps de séjour, les pertes de chaleur ont été identifiées comme responsables du temps de réaction encore plus long menant à l'extinction en microgravité. L'utilisation d'un modèle de combustion du type fraction de mélange peut donc être envisagée. Cependant, l'utilisation de l'hypothèse de chimie infiniment rapide implique l'impossibilité d'analyser les phénomènes d'extinction (par blow-off ou par quenching). Ces conditions extrêmes ne seront donc pas discutées dans cette partie et devront intégrer les perspectives consécutives à ces travaux.

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 resume, l'utilisation d'un code de calcul avec les caractéristiques suivantes semble un bon choix pour l'étude envisagée ici :

- 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 type fraction de mélange.

L'outil numérique utilisé est basé sur le code *Fire Dynamics Simulator* FDS (version 3.0) du National Institute of Standards and Technology. FDS utilise 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 en Simulation Numérique Directe ou selon la dénomination anglo-saxonne en *Direct Numerical Simulation (DNS)*, où les termes sont calculés directement, jusqu'aux plus petites échelles, ou bien en simulation des grandes échelles, encore appelée *Large Eddy Simulation (LES)*, où les structures de grandes échelles sont calculées directement mais où les phénomènes de 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.

Le modèle adopté par FDS pour la combustion fait maintenant l'objet d'un paragraphe nécessaire à la compréhension des limites du simulateur dans ce domaine.

3.2 La modélisation de la combustion

On pourra trouver dans la thèse de Sébastien Rouvreau [Rouvreau 2002a] et dans le *Technical Reference Guide* de FDS [McGrattan 2002] le détail des équations de conservation et d'état ainsi que le modèle de combustion et la méthode de résolution numérique.

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



où les ν_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 et d'oxydant sont reliées par la relation (3.2) :

$$\frac{m_F'''}{\nu_F M_F} = \frac{m_{ox}'''}{\nu_{ox} M_{ox}} \quad (3.2)$$

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

$$f = \frac{sY_F - (Y_{ox} - Y_{ox\infty})}{sY_{F\infty} + (Y_{ox\infty})} \quad (3.3)$$

où

$$s = \frac{\nu_{ox} M_{ox}}{\nu_F M_F} \quad (3.4)$$

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. Les quantités M_{ox} et M_F sont respectivement les masses molaires de l'oxygène et du combustible. Cette fraction de mélange satisfait la loi de conservation (3.5) :

$$\rho \frac{Df}{Dt} = \nabla \rho D \nabla f \quad (3.5)$$

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 laminaires [Williams 1984] 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.

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

$$Y_{ox}(f) = \begin{cases} Y_{ox\infty} \left(1 - \frac{f}{f_{flamme}}\right) & \text{si } f < f_{flamme} \\ 0 & \text{si } f > f_{flamme} \end{cases} \quad (3.6)$$

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. 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 :

$$\dot{q}''' = \Delta H_{ox} \dot{m}_{ox}''' \quad (3.7)$$

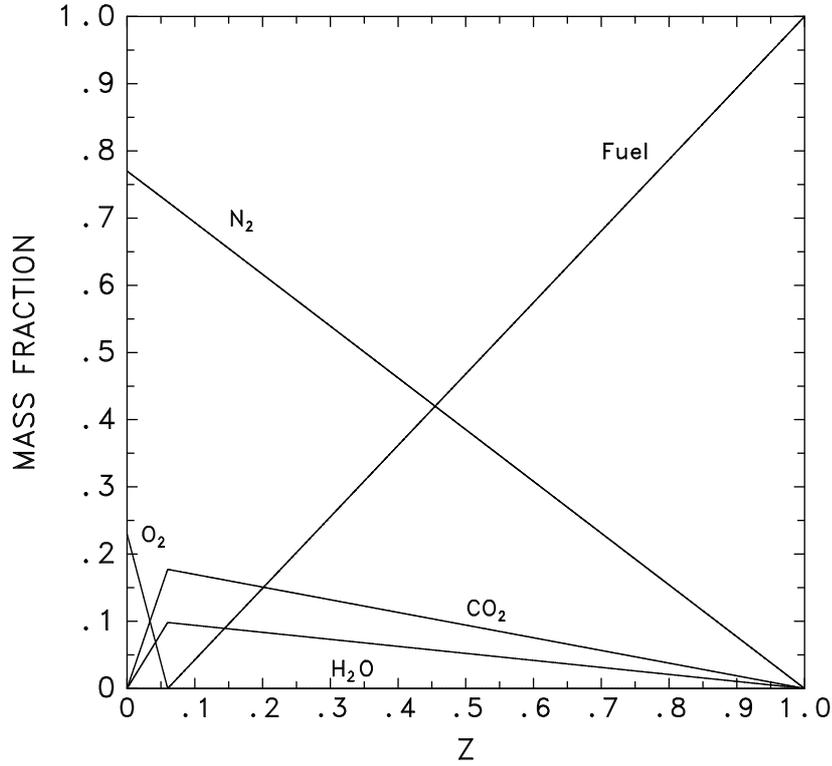


Figure 3.1 – Relations d'état entre la fraction de mélange et les fractions massiques des espèces mises en jeu dans le cas d'une réaction propane-air

Ici, ΔH_{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 (3.8) :

$$\rho \frac{Df}{Dt} \frac{dY_{ox}}{df} = \nabla \rho D \frac{dY_{ox}}{dY_f} \nabla f + \dot{m}_{ox}''' \quad (3.8)$$

Or la même opération pour l'équation 3.5 donne l'équation (3.9) :

$$\rho \frac{Df}{Dt} \frac{dY_{ox}}{df} = \frac{dY_{ox}}{dY_f} \nabla \rho D \nabla f \quad (3.9)$$

L'équation 3.8 peut alors être transformée en une expression pour le dégagement de chaleur local :

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

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 et de l'oxygène et du combustible.

3.3 Le schéma numérique

Après les simplifications développées dans la section précédente, il est possible d'appliquer la méthode numérique au système d'équations de conservation et d'état. Concernant le schéma numérique à proprement parler, toutes les dérivées spatiales sont approximées par un schéma aux différences finies centrées 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 (Mc Cormack).

Concernant la boucle de calcul, les conditions initiales de chaque calcul sont les conditions ambiantes. A chaque pas de temps, les quantités que sont densité, fraction de mélange, vitesse d'écoulement et 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 ([Rouvreau 2002a], [McGrattan 2002]) :

1. Phase de prédiction

Les variables thermodynamiques ρ , f et p_0 sont estimées au pas de temps suivant par un schéma Euler explicite. Une estimation de la divergence est alors construite 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 ρ , 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 ϵ est définie par la relation suivante :

$$\epsilon = | \text{div}(\vec{u})_{thermodynamique} - \text{div}(\vec{u})_{dynamique} | \leq 10^{-6} \quad (3.11)$$

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 :

$$\delta_t < \min\left(\frac{\delta_x}{u_{ijk}}, \frac{\delta_y}{v_{ijk}}, \frac{\delta_z}{w_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta_x^2}{8 u_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta_y^2}{8 u_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta_z^2}{8 u_{ijk}}\right) \quad (3.12)$$

Si le pas de temps est trop grand pour assurer la stabilité du calcul, il est réduit de manière à respecter la condition 3.12 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 4.2). 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. A titre d'exemple, la composante en x de la vitesse \mathbf{u} est exprimée sur les faces dont la normale est parallèle à l'axe x .

Le modèle radiatif est à présent plus détaillé du fait de l'importance qu'il revêt pour cette étude.

Chapitre 4

La modélisation radiative sous FDS

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 un défi à part entière 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 chapitre expose l'ensemble des hypothèses adoptées par FDS pour résoudre l'ETR. Enfin, les paramètres du modèle ainsi défini sont rappelés.

4.1 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 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 bande de H_2O s'étendent-elles sur près d'un millier de 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 cm^{-1} , intervalle sur laquelle 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 $10^{-2} cm^{-1}$.

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. Considérons, à titre d'exemple, la transmittivité $\bar{\tau}_{12}^{\Delta\nu}$ d'une colonne gazeuse constituée de deux colonnes élémentaires 1 et 2, transmittivité moyennée sur l'intervalle spectral $\Delta\nu$ contenant un grand nombre de raies d'absorption. Alors l'égalité (4.1) n'est exacte que si les spectres des colonnes 1 et 2 sont statistiquement décorrés :

$$\bar{\tau}_{12}^{\Delta\nu} = \bar{\tau}_1^{\Delta\nu} \bar{\tau}_2^{\Delta\nu} \quad (4.1)$$

où $\bar{\tau}_1^{\Delta\nu}$ et $\bar{\tau}_2^{\Delta\nu}$ sont respectivement les transmittivités moyennées sur $\Delta\nu$ des colonnes 1 et 2. 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 2002] pour décrire l'ensemble des simplifications et modèles adoptés par le code.

4.2 Propriétés radiatives des gaz

La première hypothèse, précédemment citée, consiste à estimer l'indice $\tilde{\eta}$ du mélange égal à l'unité, ce qui est vérifié à 10^{-4} près [Taine 1991].

Le module radiatif de FDS se propose en sus de résoudre l'ETR pour un mélange de gaz non-diffusants si bien que l'ETR est réduite d'une équation intégral-différentielle (*cf.* équation (2.20)) à l'équation différentielle suivante :

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \kappa_\nu \left[I'_\nu(\mathbf{x}) - I'_\nu(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \right] \quad (4.2)$$

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

4.3 Discrétisation spatiale de l'ETR

La discrétisation de l'ETR est obtenue par l'intégration de l'équation (4.2) sur chaque cellule ijk et pour chaque angle de contrôle $\delta\Omega^l$.

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \mathbf{s} \cdot \nabla I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa(x) [I_b(x) - I(x, s)] dV d\Omega \quad (4.3)$$

Le volume intégral (membre de gauche de l'équation (4.3)) 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 :

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l \int_{\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_m) d\Omega = \kappa_{ijk} [I_{b,ijk} - I_{ijk}^l] V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (4.4)$$

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 4.1.

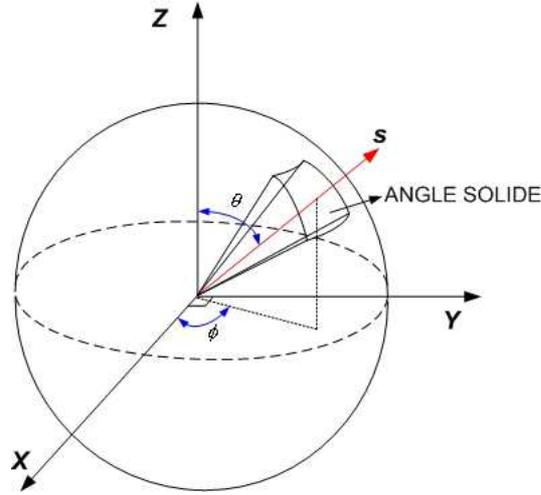


Figure 4.1 – Système de coordonnées pour la discrétisation angulaire

La discrétisation est faite en divisant l'angle polaire θ en N_θ bandes, où N_θ est un nombre entier. Chaque bande θ est divisée en $N_\phi(\theta)$ parties dans la direction azimutal (ϕ). Pour des raisons de convergence, $N_\phi(\theta)$ doit être un multiple de quatre. Les nombres N_θ et $N_\phi(\theta)$ sont choisis de sorte à donner un total d'angles N_Ω le plus proche possible du nombre d'angles requis par l'utilisateur. N_Ω est calculé comme suit :

$$N_\Omega = \sum_{i=1}^{N_\theta} N_\phi(\theta_i) \quad (4.5)$$

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 θ bandes est finalement défini comme suit :

$$N_\theta = 1,17 N_\Omega^{\frac{1}{2,26}} \quad (4.6)$$

nombre qu'il faut alors arrondir à la valeur entière la plus proche. Le nombre d'angles ϕ sur chaque bande est calculé avec l'équation (4.7). Il faudra ensuite l'arrondir au plus proche entier multiple de quatre :

$$N_\phi(\theta) = \max\{4; 0,5 N_\Omega [\cos(\theta^-) - \cos(\theta^+)]\} \quad (4.7)$$

Les angles θ^+ et θ^- sont respectivement les limites supérieure et inférieure de chaque θ bande. 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 (4.4) 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 (4.4) peut être simplifiée en l'équation (4.8) :

$$a_{ijk}^l I_{ijk}^l = a_x^l I_{xu}^l + a_y^l I_{yu}^l + a_z^l I_{zu}^l + b_{ijk}^l \quad (4.8)$$

où

$$a_{ijk}^l = A_x |D_x^l| + A_y |D_y^l| + A_z |D_z^l| + \kappa_{ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} a_x^l &= A_x |D_x^l| \\ a_y^l &= A_y |D_y^l| \\ a_z^l &= A_z |D_z^l| \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$b_{ijk}^l = \kappa_{ijk} I_{b,ijk} V_{ijk} \delta\Omega^l \quad (4.11)$$

$$\delta\Omega^l = \int_{\Omega^l} d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin\theta d\theta d\phi \quad (4.12)$$

$$D_x^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{i}) d\Omega = \frac{1}{2} (\sin\phi^+ - \sin\phi^-) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)] \quad (4.13)$$

$$D_y^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{j}) d\Omega = \frac{1}{2} (\cos\phi^- - \cos\phi^+) [\Delta\theta - (\cos\theta^+ \sin\theta^+ - \cos\theta^- \sin\theta^-)] \quad (4.14)$$

$$D_z^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{k}) d\Omega = \frac{1}{2} \Delta\phi [(\sin\theta^+)^2 - (\sin\theta^-)^2] \quad (4.15)$$

Ici \mathbf{i} , \mathbf{j} et \mathbf{k} forment la base vectorielle orthonormée du système de coordonnées cartésiennes. θ^+ , θ^- , ϕ^+ et ϕ^- 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 (4.8) 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 :

$$I_w^l = \epsilon \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \epsilon}{\pi} \sum_{D_w^{l'} < 0} I_w^{l'} |D_w^{l'}| \quad (4.16)$$

où

$$D_w^{l'} = \int_{\delta\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega \quad (4.17)$$

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 :

$$q_w = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l \int_{\delta\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_w^l D_n^l \quad (4.18)$$

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 (4.19) :

$$U_{ijk} = \sum_{l=1}^{N_\Omega} I_{ijk}^l \delta\Omega^l \quad (4.19)$$

4.4 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 CO_2 et de H_2O .

Le tableau 4.1 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.

Tableau 4.1 – Discrétisation spectrale sous FDS [McGrattan 2002]

9 Band Model		1	2	3	4	5	6	7	8	9
Major Species	Soot	CO ₂ H ₂ O, Soot	CH ₄ Soot	Soot	CO ₂ Soot	H ₂ O Soot	H ₂ O CH ₄ , Soot	Soot	Soot	
ν (1/cm)	10000	3800	3400	2800	2400	2174	1429	1160	1000	50
λ (μm)	1.00	2.63	2.94	3.57	4.17	4.70	7.00	8.62	10.0	200
6 Band Model		1	2	3	4	5			6	
Major Species	Soot	CO ₂ H ₂ O, Soot	CH ₄ Soot	CO ₂ Soot	H ₂ O, CH ₄ , Soot			Soot		

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

$$\forall n \in [1, N] \quad \mathbf{s} \cdot \nabla I_n(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \kappa_n [I_n^o(\mathbf{x}) - I_n(\mathbf{s}, \mathbf{x})] \quad (4.20)$$

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 :

$$I(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \sum_{n=1}^N I_n(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \quad (4.21)$$

Le vecteur flux radiatif peut alors être calculé :

$$\mathbf{q}_r(\mathbf{x}) = \int_{\Omega=4\pi} \mathbf{s} I(\mathbf{s}, \mathbf{x}) d\Omega \quad (4.22)$$

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 (4.2), le terme de puissance radiative dissipée réinjecté dans l'équation de conservation de l'énergie (*cf* équation (2.2)) devient :

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}_r = \kappa(\mathbf{x}) [U(\mathbf{x}) - 4\pi I^o(\mathbf{x})] \quad (4.23)$$

où $U(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{s}, \mathbf{x}) d\Omega$ et $I^o(\mathbf{x}) = \frac{\sigma T(\mathbf{x})^4}{\pi}$.

Avant toute tentative de résolution du système d'équations (4.20), 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.

4.5 Termes de source

Notons λ_{min} et λ_{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 :

$$I_n^o = F_n(\lambda_{min}, \lambda_{max}) \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (4.24)$$

où σ 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].

4.6 Coefficients d'absorption

Comme cela a été mentionné en introduction de ce chapitre, 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.

Le paragraphe suivant est destiné à décrire en détail la méthode de modélisation par bandes étroites.

4.7 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 cm^{-1} à quelques centaines de 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.

4.7.1 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 ν_0 :

$$\kappa_{\nu,L} = x p S \frac{\gamma_L}{\pi[\gamma_L^2 + (\nu - \nu_0)^2]} \quad (4.25)$$

où γ_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 :

$$\kappa_{\nu,D} = \frac{x p S}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\gamma_D} \ln 2} \quad (4.26)$$

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 :

$$\kappa_{\nu,h} = \frac{\bar{\frac{S}{d}}}{\sqrt{1 + \frac{\bar{\frac{S}{d}} \rho l}{4\pi \frac{1}{d}}}} \quad (4.27)$$

où ρ est la masse volumique de l'espèce absorbante, $\frac{1}{d}$ est la moyenne de l'inverse de l'espacement entre deux raies consécutives et $\bar{\frac{S}{d}}$ 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 $\frac{1}{d}$ et $\bar{\frac{S}{d}}$. Pour une molécule diatomique comme le monoxyde de carbone, ces deux paramètres peuvent être déterminés par un modèle d'oscillateur anharmonique. Malkmus ([Malkmus 1963 a],[Malkmus 1963 b]) a étendu la méthode au dioxyde de carbone. En revanche, il est nécessaire pour H_2O 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 4.2 recense l'ensemble des bandes incorporées dans la version la plus récente de RADCAL, qu'utilise FDS.

Tableau 4.2 – Bandes moléculaires incluses dans RADCAL [Grosshandler 1980]

Molécules	Bandes	Méthode	Références
CO_2	2, 0 μm	modélisée	[Leckner 1971]
CO_2	2, 7 μm	modélisée	[Malkmus 1963 a]
CO_2	4, 3 μm	modélisée	[Malkmus 1963 b]
CO_2	10 μm	modélisée	[Leckner 1971]
CO_2	15 μm	tabulée	[Ludwig 1973]
H_2O	1, 38 μm	tabulée	[Ludwig 1973]
H_2O	1, 88 μm	tabulée	[Ludwig 1973]
H_2O	2, 7 μm	tabulée	[Ludwig 1973]
H_2O	6, 3 μm	tabulée	[Ludwig 1973]
H_2O	20 – 200 μm	tabulée	[Ludwig 1973]
CO	4, 6 μm	modélisée	[Malkmus et Thomson 1961]
CH_4	2, 4 μm	modélisée	[Vincent-Giesse 1955] et [Gray et Penner 1965]
CH_4	3, 3 μm	tabulée	[Brosmer et Tien 1985] et [Lee 1964]
CH_4	7, 7 μm	tabulée	[Brosmer et Tien 1985] et [Lee 1964]
<i>suie</i>	0, 4 – 2000 μm	modélisée	[Dalzell 1969]

4.7.2 Cas d'une cellule hétérogène et isotherme

Le coefficient d'absorption κ_ν 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 :

$$\kappa_\nu = \sum_{i=1,N} \kappa_{\nu,i} p_i = \sum_{i=1,N} \kappa_{\nu,i} x_i p \quad (4.28)$$

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 4.2, ainsi que de la température dont dépendent les paramètres du modèle à bandes étroites.

4.8 Paramètres de calcul

4.8.1 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 mm². 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.

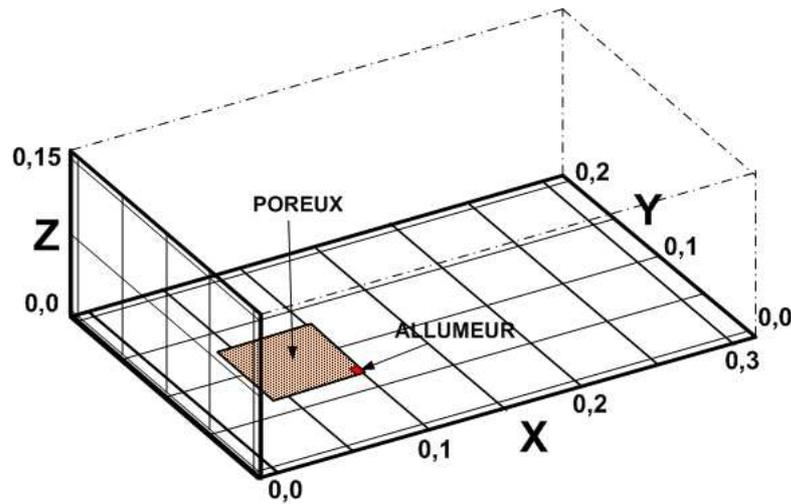


Figure 4.2 – Schéma représentant le domaine de calcul, les dimensions étant ici exprimées en mètre.

4.8.2 Conditions aux limites

- Aérodynamique

A la frontière $x = 0$ est imposé la vitesse de l'écoulement oxydant, lequel est constitué 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 4.3.

4.8.3 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 4.2) 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 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 concentrations 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.

4.8.4 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 4 mm.

Deux types de maillage ont été sélectionnés pour ce mémoire :

- *Maillage fin*
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 du rayonnement de la flamme au cours de la simulation. Cela implique un volume de cellule de 4 mm³, soit un maillage de 150x100x150 points respectivement dans les directions x , y et z , ce qui représente 2 302 901 mailles.
- *Maillage moyen*
Des tailles de maille de 4 mm dans les directions x et y et de 2 mm dans la direction z pour l'obtention de la puissance totale et de la perte par rayonnement de la flamme permettent la confrontation aux résultats expérimentaux. Cela donne un volume de cellule de 32 mm³, ce qui signifie un maillage de 75x50x150 points respectivement dans les directions x , y et z , soit 294 576 mailles.

Les deux maillages permettent d'assurer le respect des critères de stabilité cités plus haut dans ce chapitre, tout en autorisant un pas de temps et donc des temps de calcul non prohibitifs.

4.8.5 Temps de calcul

Dans ces conditions, une simulation sur 10 secondes de temps physique d'un écoulement réactif en microgravité effectué sur un ordinateur équipé d'un processeur Pentium IV 2,8 GHz et de 2 Go de mémoire vive requiert selon le maillage :

- environ trois mois dans le cas d'un *maillage fin* ;
- vingt jours dans le cas d'un *maillage moyen*.

Ces temps de calcul relativement longs ont pu être réduits en utilisant certains paramètres du module radiatif inclus dans FDS. En particulier, on peut ne renouveler le calcul radiatif qu'après un certain nombre de pas de temps de calcul "fluidique". Lors des calculs entrepris pour cette étude, le calcul radiatif n'a ainsi été renouvelé que tous les 10 pas de temps. Si jouer sur ce paramètre modifie l'allure du régime transitoire, cela n'influence pas les niveaux atteints par le régime établi. Les nouveaux temps de calcul sont alors :

- trente jours dans le cas du *maillage fin* ;
- trois jours dans le cas du *maillage moyen*.

Les bases du code à présent posées, le chapitre suivant expose le développement de ce module radiatif, évaluant d'une part la contribution des gaz à l'augmentation de la puissance radiative de la flamme avec V_{ox} et estimant d'autre part l'anisotropie de ce rayonnement gazeux.

Chapitre 5

Développement du code de calcul

Ce chapitre offre une analyse des résultats numériques apportés par une version de FDS modifiée par Andres Fuentes [Fuentes 2003] et l’auteur de ce mémoire. La principale modification, apportée à la discrétisation spatiale de la luminance, est alors décrite, de manière à discerner la puissance radiative de la flamme émise vers la surface combustible de celle rayonnée vers l’environnement. Après avoir validé certaines hypothèses de la modélisation et notamment celle concernant la sensibilité du calcul aux bandes du combustible, les résultats proprement dits sont exposés.

5.1 Discrétisation de la luminance

En terme de sécurité-incendie, l’évaluation des pertes par rayonnement, à savoir de la puissance radiative émise par le milieu en réaction qui ne parvient pas à la surface combustible et qui par conséquent ne contribue pas à la pyrolyse, est d’une importance évidente. Or les perspectives du paragraphe 2.9 incitent à penser que la puissance libérée vers l’environnement peut être différente de celle émise vers la surface du brûleur. FDS a alors été modifié afin de pouvoir discerner ces deux puissances à partir de la grandeur *RADIATIVE FLUX* préfinie dans le code.

On rappelle en effet que le code original est capable d’évaluer le flux rayonné par le volume total de la flamme. Le défi consiste donc ici à obtenir une discrétisation qui permette de discerner perte et gain par rayonnement.

Dans ce but, la principale modification réalisée est l’incorporation de deux nouvelles variables dans le module radiatif. Néanmoins, chacune de ces deux variables joue un rôle dans l’ensemble du code, ce qui implique la modification de la source dans son intégralité. Cette source est constituée de treize modules codés en Fortran 90 et d’un module codé, lui, en C++.

De façon pratique, la discrétisation a été réalisée en utilisant la base de la procédure de discrétisation spatiale autour des cellules. Partant donc de la méthode par volumes finis (FVM), on peut discerner l’ensemble des angles solides ayant une composante de projection sur l’axe z positive de l’ensemble des angles solides ayant une composante de projection sur l’axe z négative. De cette façon, on sépare les angles solides dirigés vers la surface combustible des angles solides dirigés vers l’environnement. On note ici $2\pi+$ l’ensemble des angles solides constituant l’hémisphère supérieur (*cf* schéma de la figure 5.1). De même, l’ensemble des

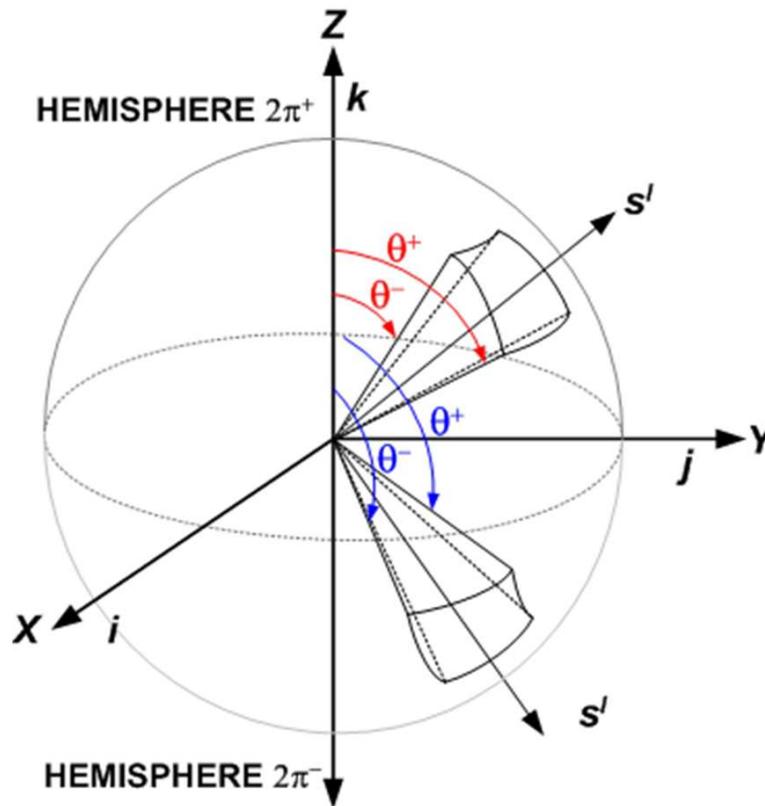


Figure 5.1 – Discrétisation de la luminance au travers des hémisphères supérieur et inférieur

angles solides constituant l'hémisphère inférieur est noté $2\pi-$.

La variable D_z^l est alors utilisée pour discerner chacun des angles. On rappelle ici que cette variable est définie comme suit :

$$\begin{aligned}
 D_z^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{k}) d\Omega \\
 D_z^l &= \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi \\
 D_z^l &= \frac{1}{2} \Delta\phi [(\sin\theta^+)^2 - (\sin\theta^-)^2]
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Cette variable caractérise en effet l'appartenance de l'angle aux ensembles $2\pi+$ ou $2\pi-$. Si l'angle possède une valeur D_z^l positive, il est dirigé vers le haut. A l'inverse, s'il possède une valeur D_z^l négative, il sera dirigé vers le bas.

Finalement, cette discrétisation a été incorporée au module radiatif et les modifications nécessaires à la compilation du module radiatif ont été réalisées.

Par la suite, l'obtention des données de sortie et de visualisation des résultats a été un défi aussi important. En effet, cela implique la modification en conséquence de plusieurs autres modules dans le code.

A titre d'exemple, la figure 5.2 est une visualisation des résultats, dans le plan $y = 100 \text{ mm}$, de la variable RADIATION LOSS B, à savoir la divergence du flux radiatif $-\nabla \cdot \mathbf{q}_{rb}$

évaluée sur l'ensemble des angles solides dirigés vers le bas du domaine de calcul, et ce après cinq secondes de simulation.

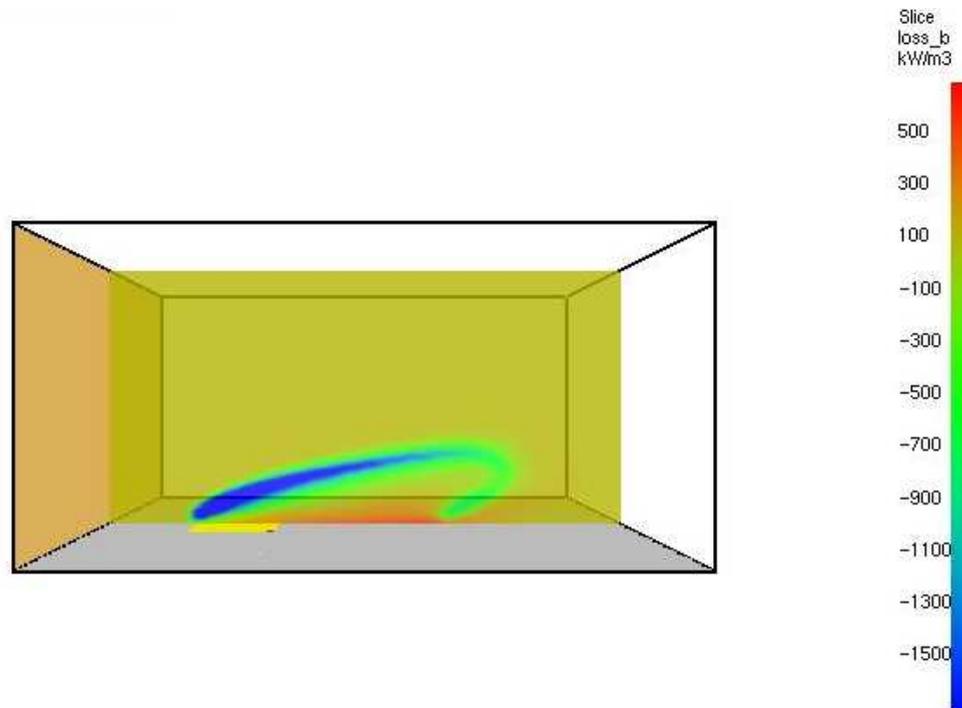


Figure 5.2 – Visualisation par Smokeview de RADIATION LOSS B à $t = 5$ s dans le plan $y = 100$ mm, pour des vitesses de soufflage $V_{OX} = 100$ mm.s⁻¹ et d'injection $V_F = 5$ mm.s⁻¹.

5.2 Résultats

Cette partie est consacrée à la validation du code modifié et à la définition des perspectives envisagées grâce aux avancées originales proposées par la méthode exposée dans le paragraphe précédent.

Dans un premier temps est précisée la notion de puissance radiative telle qu'entendue par l'étude.

Après avoir étudié la sensibilité des résultats aux paramètres du calcul, deux hypothèses émises quant au modèle radiatif sont ensuite levées, à savoir celle portant sur les bandes d'émission du combustible et celle concernant le régime établi.

Dès lors, la comparaison à l'expérience permet d'évaluer la contribution des gaz à l'augmentation de la puissance radiative émise par la flamme avec V_{ox} .

Enfin, la méthode permettant de discerner émissions radiatives dirigées vers le bas de celles dirigées vers le haut apporte ses premiers résultats.

5.2.1 Calcul de la puissance radiative

L'évaluation de la puissance radiative, notée P^R , est à présent accessible et a été calculée en référence à l'équation suivante :

$$\begin{aligned} P^R &= \int_V -\nabla \cdot \mathbf{q}_r dV \\ &= \sum -\nabla \cdot \mathbf{q}_r V_{CELLULE} \end{aligned} \quad (5.2)$$

La valeur de la somme de la divergence du flux radiatif $-\nabla \cdot \mathbf{q}_r$ est obtenue par un logiciel de filtrage développé pour les besoins de la cause, sachant que le volume de la cellule $V_{CELLULE}$ est le même dans tout le domaine de calcul, à savoir $4,0 \text{ mm}^3$ pour un *maillage fin* ou 32 mm^3 pour un *maillage moyen*.

La puissance radiative a alors été évaluée pour différentes conditions. On rappelle en effet que l'objectif de cette partie de l'étude est de retrouver en partie les deux régimes radiatifs observés expérimentalement et mentionnés dans le chapitre 1 (*cf.* figure 1.13). Pour ce faire, un ensemble de cinq simulations a d'abord été réalisé, faisant varier la vitesse de soufflage oxydant à vitesse combustible fixée. Quatre simulations ont ensuite été entreprises, faisant cette fois varier la vitesse d'injection en éthylène à vitesse d'oxydant fixée. Ces conditions d'écoulement sont calquées sur les conditions d'expériences réalisées lors des campagnes de vols paraboliques.

Après chaque simulation, la zone de flamme a été repérée afin d'obtenir la valeur de la somme de la divergence du flux radiatif. La puissance radiative globale de la flamme P^R (*cf.* équation (5.2)) est ainsi finalement obtenue.

Tableau 5.1 – Rayonnement de la flamme pour différentes valeurs de C_q

Puissance Radiative de la Flamme (P^R)				
V_F mm/s	V_{OX} mm/s	C_q	RADIATION LOSS kW/m^3	P^R kW
0,0050	0,1000	0,050	-1,3355x10 ⁷	0,427344
0,0050	0,1500	0,031	-1,4010x10 ⁷	0,448307
0,0050	0,1600	0,033	-1,4159x10 ⁷	0,453088
0,0050	0,2000	0,025	-1,4272x10 ⁷	0,456716
0,0050	0,2200	0,022	-1,4660x10 ⁷	0,469107
0,0025	0,0800	0,031	-1,1436x10 ⁷	0,365948
0,0050	0,0800	0,062	-1,3085x10 ⁷	0,418726
0,0075	0,0800	0,093	-1,4913x10 ⁷	0,477209
0,0100	0,0800	0,125	-1,6905x10 ⁷	0,540950
Moyenne				0,450822

Le tableau 5.1 relate l'évolution de la puissance radiative de la flamme en fonction des deux paramètres de l'étude, que sont les vitesses d'éthylène et d'oxydant. On rappelle que le paramètre sans dimension C_q représente, lui, le rapport entre vitesse d'injection combustible V_F et vitesse de soufflage oxydant V_{ox} . Pour chaque couple de vitesse, la valeur de la somme des $-\nabla \cdot \mathbf{q}_r$ et la puissance radiative P^R sont consignées. Le volume de cellule utilisé correspond au cas d'un maillage moyen, à savoir 32 mm^3 .

5.2.2 Validation des hypothèses

Sensibilité aux paramètres de calcul

Les figures 5.3 et 5.4 permettent de montrer que les résultats sont quasiment insensibles aux conditions limites thermique et radiative sur la plaque ($z = 0$). En effet, si les calculs ont été entrepris avec une émissivité de plaque arbitrairement unitaire, la figure 5.3 montre que l'incertitude de moins de 10 % sur l'émissivité effective de la plaque n'implique pas d'incertitude significative sur la puissance libérée par flamme, que ce soit vers le haut ou vers le bas. De plus, la température de plaque, fixée numériquement à 70°C , est connue à $\pm 50^\circ\text{C}$. La figure 5.4 montre alors que cette incertitude n'influence que très peu le résultat.

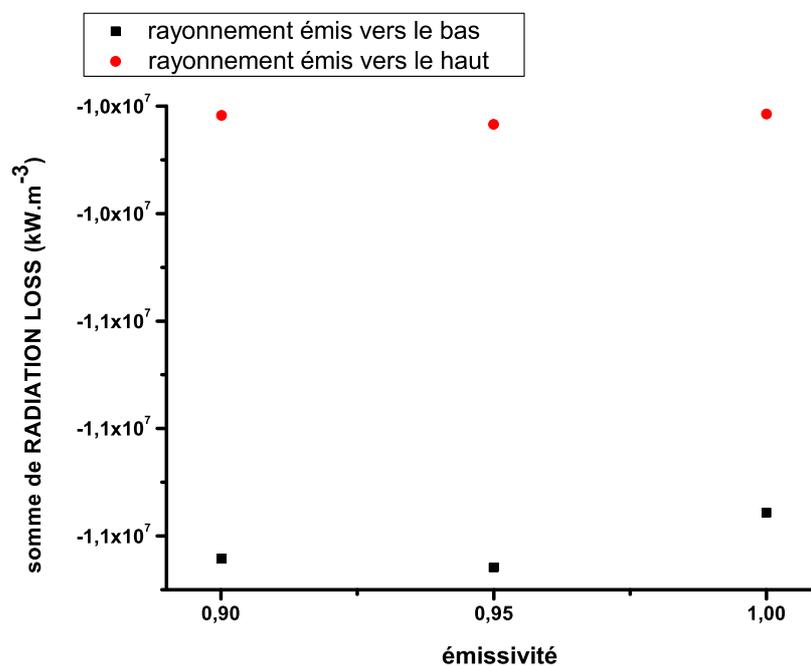


Figure 5.3 – Sensibilité des puissances radiatives émises vers le haut et vers le bas à l'émissivité de la plaque.

L'étendue du domaine de calcul, à finesse de maillage fixée, a, elle aussi, été étudiée. A titre d'exemple, la figure 5.5 compare les puissances radiatives totales émises par la flamme pour deux domaines de hauteurs différentes, à savoir 150 mm et 300 mm , et ce en fonction de V_{ox} à V_F fixée. On peut alors constater que pour l'ensemble des conditions simulées, les zones de forts gradients sont localisées suffisamment loin des conditions limites ambiantes pour ne pas être influencées de façon notable par la taille du domaine de calcul.

Enfin, la figure 5.6 montre que l'allure de la puissance radiative libérée par la flamme le long d'une verticale est peu sensible à la finesse du maillage. Pour autant, le maillage qualifié de "fin" semble mieux préciser le niveau maximum, d'où son utilisation systématique.

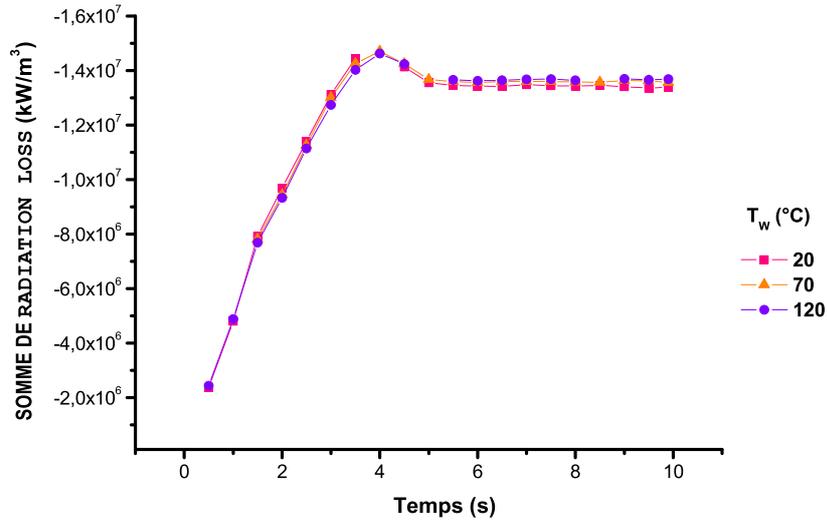


Figure 5.4 – Sensibilité de l'établissement de la puissance radiative totale émise par la flamme à la température de la plaque.

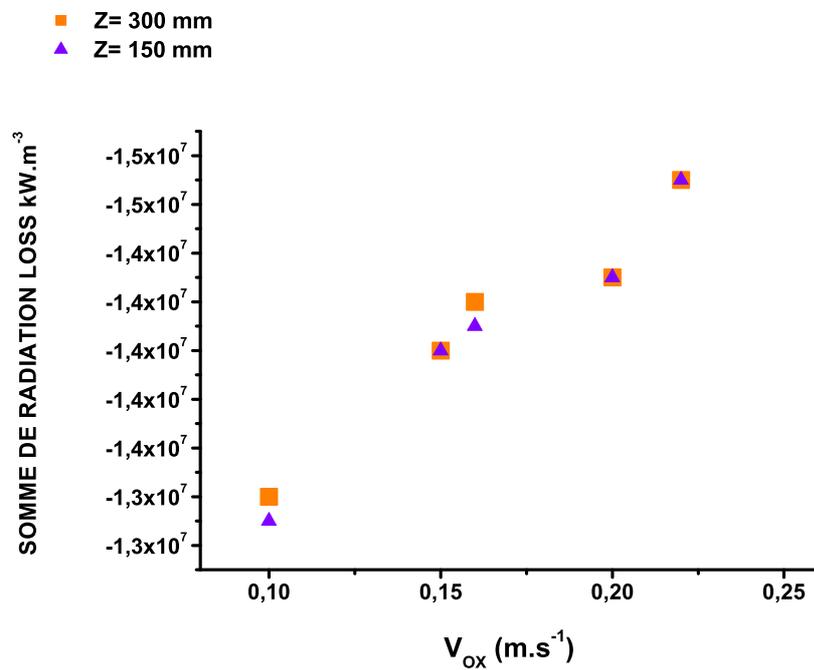


Figure 5.5 – Sensibilité de la puissance radiative totale émise par la flamme à la taille du domaine de calcul.

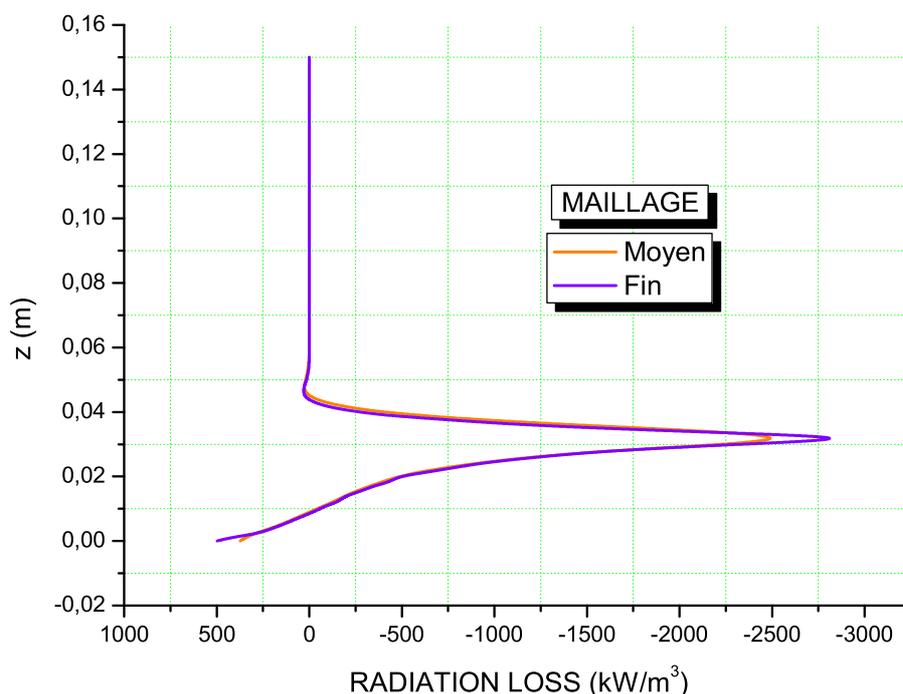


Figure 5.6 – Sensibilité de la puissance radiative émise par la flamme le long d’une verticale ($y = 0, 1 \text{ m}$ et $x = 0, 2 \text{ m}$) à la finesse du maillage.

Sensibilité aux bandes d’émission du combustible

On rappelle que le code original permet l’évaluation du rayonnement selon trois niveaux de complexité :

- en supposant le milieu gris ;
- en discrétisant le spectre radiatif en six bandes ;
- en discrétisant le spectre radiatif en neuf bandes.

Les bandes qu’utilise le cas échéant FDS sont décrites dans le tableau 4.1. Bien évidemment, il revient à l’utilisateur de choisir le nombre de bandes en fonction du degré de précision escompté. On peut constater que deux des bandes mises en jeu appartiennent au méthane, bandes situées entre $2,94$ et $3,57 \mu\text{m}$ et entre $7,00$ et $8,62 \mu\text{m}$. En effet, FDS définit le méthane comme combustible par défaut. Le code ne permet alors pas de choisir le type de combustible.

Cependant, la présente étude tente de simuler une flamme d’éthylène. La première idée a alors été de modifier le code de façon à évaluer le rayonnement à partir des caractéristiques spectrales de l’éthylène. En effet, le spectre d’émission de l’éthylène présente une seconde bande d’émission bien plus intense que celle du méthane, caractérisant la liaison carbonée π de la molécule insaturée (*cf* figure 5.7).

Cependant, les deux paramètres du modèle à bandes étroites nécessaires à la modélisation de ces deux bandes de l’éthylène se sont avérés introuvables.

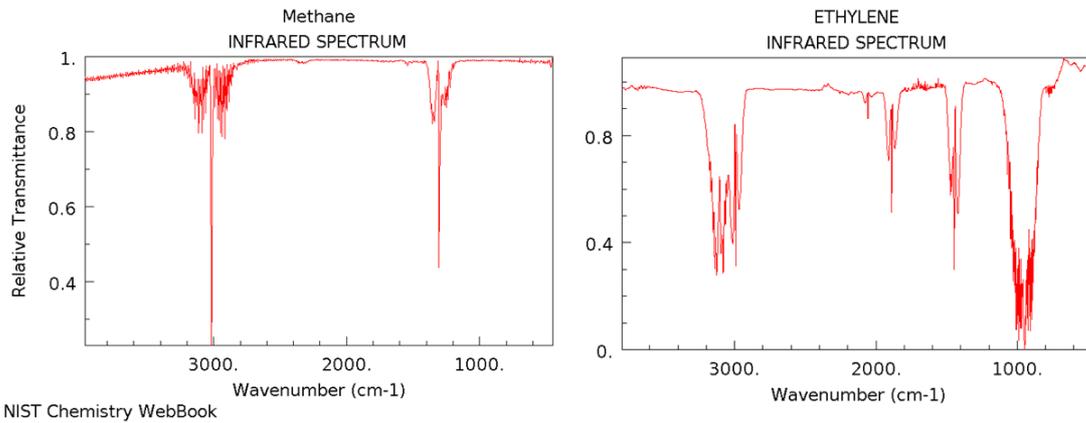


Figure 5.7 – Spectres infrarouges du méthane (à gauche) et de l'éthylène (à droite).

Une alternative à ce défaut de modélisation consiste alors à évaluer la sensibilité du calcul radiatif à l'incorporation ou non des bandes du combustible. Le code a alors été modifié de manière à soustraire la participation du méthane au rayonnement. Ainsi sa contribution est-elle évaluée par comparaison au calcul effectué par le code original.

Après traitement global des données, les résultats obtenus sont exposés en figure 5.8, où, à titre d'illustration, la variation relative $\frac{P_{avecCH4}^{PR} - P_{sansCH4}^{PR}}{P_{sansCH4}^{PR}}$ est reportée en fonction du paramètre C_q . On constate ici la faible différence entre une simulation incorporant les bandes d'émission du méthane et une simulation n'en tenant pas compte. La valeur maximale de l'écart est en effet ici de $-0,3\%$. En conséquence, le défaut de modélisation des bandes de l'éthylène peut être considéré comme négligeable en regard des hypothèses émises par ailleurs sur le modèle radiatif de FDS.

Etablissement du rayonnement

Les figures 5.9 et 5.10 retracent l'évolution du rayonnement au cours de la simulation. Le graphe de la figure 5.9 représente cette évolution pour l'ensemble des simulations ayant fixé la vitesse d'éthylène alors que le graphe de la figure 5.10 traduit l'évolution pour une vitesse d'oxydant constante.

Dans les deux cas, les pertes par rayonnement atteignent un maximum avant de se stabiliser légèrement plus bas. Cette seconde tendance est au moins en partie la conséquence de l'artefact apparaissant en queue de flamme à l'allumage, relevé plus haut et remarquable sur la figure 5.11.

Le maximum, lui, est atteint entre trois et cinq secondes lorsque V_F reste constante et autour de six secondes dans le cas où V_{ox} est fixée. Le temps d'établissement est, comme attendu, bien plus sensible à la vitesse de soufflage oxydant qu'à la vitesse d'injection combustible dans les gammes ici balayées. Dans tous les cas, le régime est établi au-delà de 8 s. Par la suite, la valeur moyenne des grandeurs analysées sera calculée à partir des données situées dans le domaine établi.

Dores et déjà, on peut ici tracer les grandes tendances de l'étude paramétrique. Lorsque V_{ox} est maintenue constante, il apparaît clairement que les pertes par rayonnement prennent

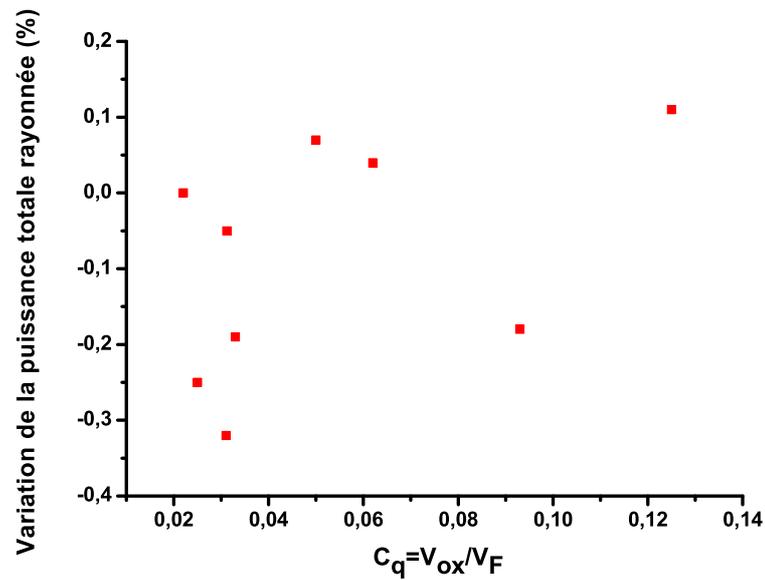
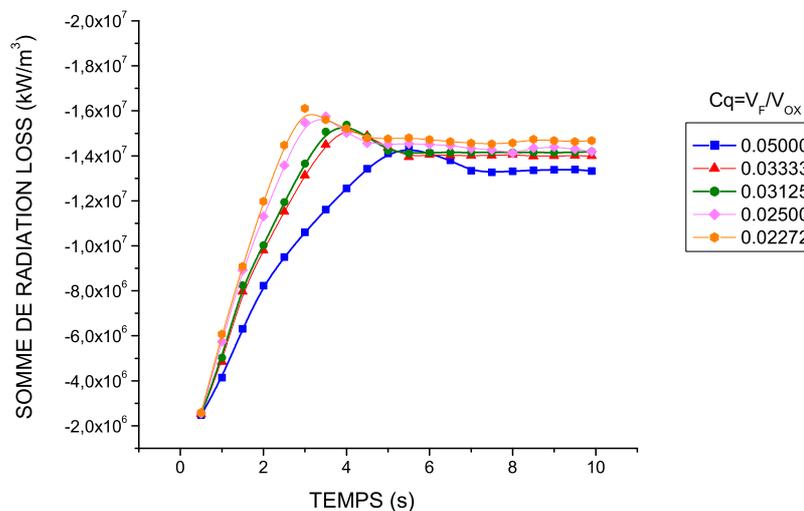


Figure 5.8 – Sensibilité de la puissance rayonnée aux bandes d'émission du combustible

Figure 5.9 – Evolution de la puissance rayonnée à V_F constant

de l'ampleur à mesure que C_q croît, c'est-à-dire que V_F augmente.

Tandis que V_F est à son tour fixée, les pertes par rayonnement augmentent légèrement lorsque C_q décroît, c'est-à-dire que V_{ox} croît.

Il semble à première vue que la première tendance soit plus nette que la seconde. Ce commentaire est discuté plus en détail dans le paragraphe suivant, consacré à la confrontation

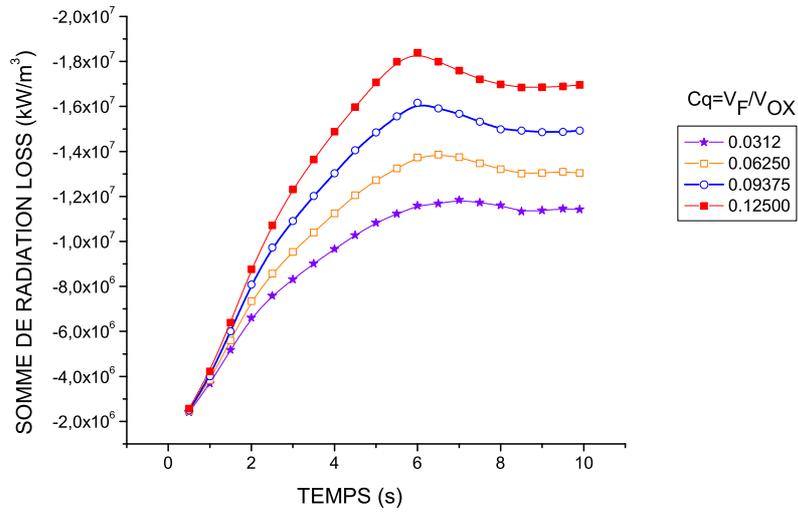


Figure 5.10 – Evolution de la puissance rayonnée à V_{ox} constant

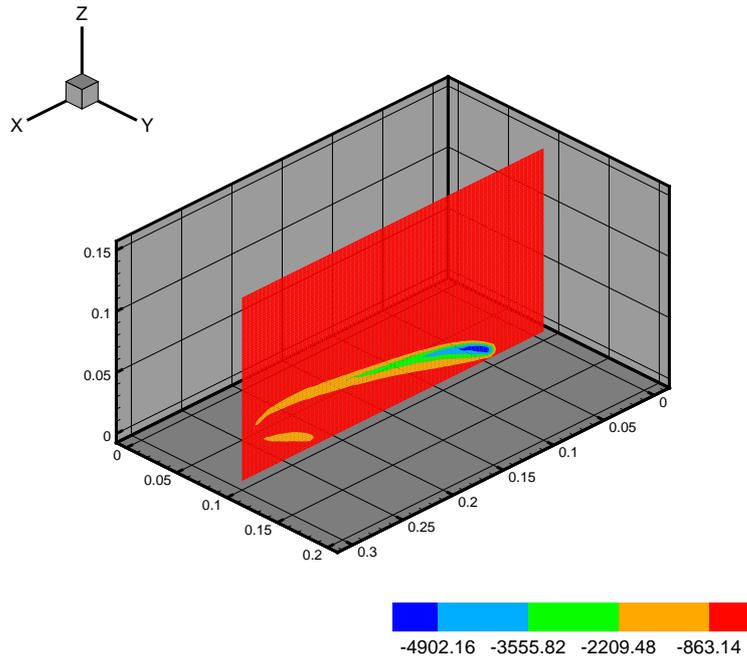


Figure 5.11 – Image de RADIATION LOSS à 5 s dans le plan $Y = 0,1$, avec des vitesses de soufflage $V_{OX} = 0,1 \text{ m/s}$ et $V_F = 0,005 \text{ m/s}$

des résultats numériques et expérimentaux.

5.2.3 Confrontation des résultats

Les données ainsi obtenues permettent de construire des graphiques exprimant le flux radiatif relatif F_{RR} en fonction de V_F , V_{ox} ou C_q . La grandeur adimensionnée F_{RR} a été calculée comme le rapport entre la valeur courante de P^R et le maximum de P_{max}^R obtenu sur l'ensemble des neuf simulations :

$$\forall n \in [1, 9] \quad F_{RRn} = \frac{P_n^R}{P_{max}^R} \quad (5.3)$$

Les graphiques des figures 5.12 et 5.13 exposent les valeurs obtenues, les triangles correspondant aux simulations et les carrés représentant les valeurs des mesures expérimentales.

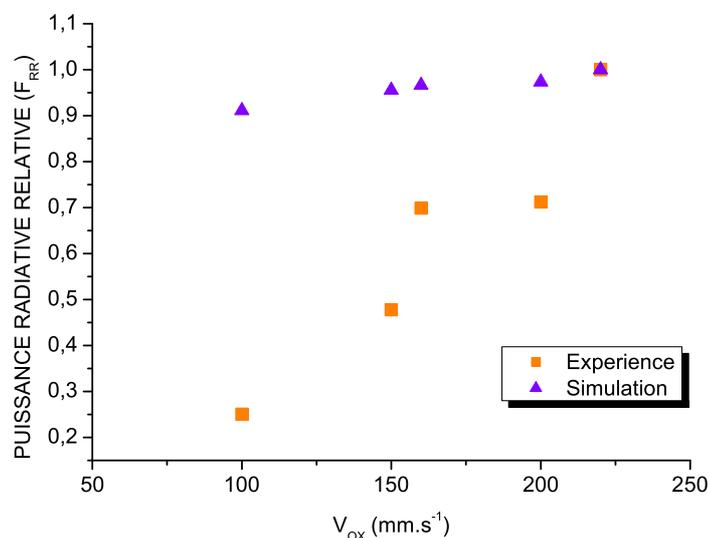


Figure 5.12 – Puissance radiative relative en fonction de V_{ox}

On constate ainsi sur le graphe de la figure 5.12 que l'on retrouve qualitativement la tendance expérimentale : lorsque V_{ox} diminue, F_{RR} décroît également de façon progressive. A l'inverse, on ne retrouve pas la tendance expérimentale lorsque V_F augmente : ici, F_{RR} croît, ce que ne corroborent pas les mesures expérimentales.

La confrontation des résultats numériques aux mesures expérimentales est, plus clairement encore, exposée sur la figure 5.14, où F_{RR} est reporté en fonction de C_q . La première tendance se confirme : lorsque V_{ox} augmente à V_F fixée, la valeur de F_{RR} diminue progressivement. A l'inverse, en augmentant la vitesse d'injection combustible, la valeur de F_{RR} augmente.

Plusieurs facteurs expliquent l'écart entre ces résultats. Tout d'abord, le code modélise le rayonnement en ne tenant compte que de la seule contribution des gaz. La modélisation des suies, actrices majeures des échanges radiatifs, n'est, elle, pas envisagée.

Il faut ici signaler que le code permet d'incorporer la formation des suies au travers d'un taux de formation proportionnel à la consommation de combustible, facteur tout à fait

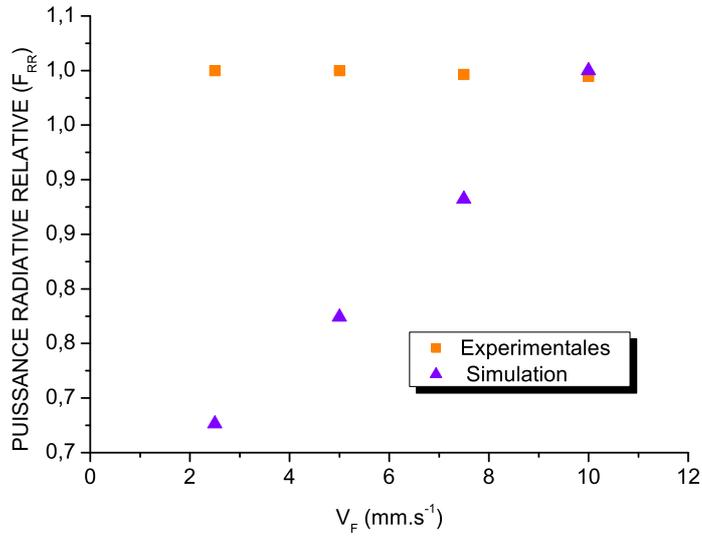


Figure 5.13 – Puissance radiative relative en fonction de V_F

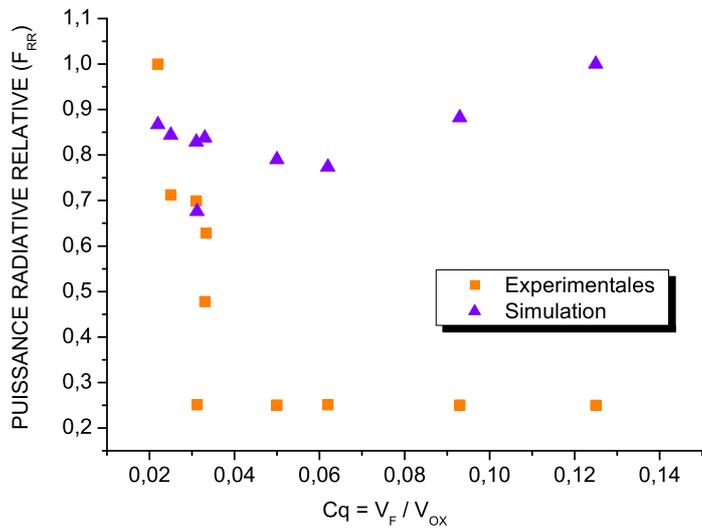


Figure 5.14 – Puissance radiative relative en fonction de Cq

arbitraire. Malheureusement, il n'existe pas à l'heure actuelle de base de données relative à la quantité de suies formée en fonction de la masse de combustible brûlée en micropesanteur.

L'autre aspect du code mis ici en défaut concerne le fait que la combustion a été reproduite en utilisant le modèle de fraction de mélange, qui ne permet pas de modéliser le phénomène d'extinction de la flamme et donc la géométrie de cette dernière.

Pour autant, la validation qualitative du code sur la première tendance n'en est pas moins encourageante. La faible tendance des gaz à suivre l'augmentation de la puissance radiative globale de la flamme avait en effet été relevée dans le paragraphe 1.4.3 concluant la partie sur les résultats expérimentaux préliminaires.

5.2.4 Avancée originale de l'étude

Le code modifié donne à présent non seulement la valeur de la puissance radiative totale du milieu en réaction mais également les puissances gagnée et perdue du point de vue de la surface combustible.

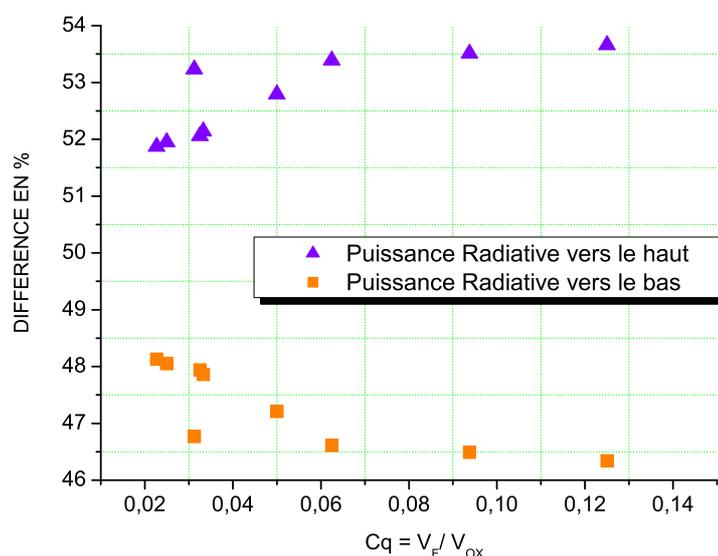


Figure 5.15 – Ecart entre perte et gain par rayonnement, relativement à la puissance radiative totale

Le graphique de la figure 5.15 montre alors l'écart entre le rayonnement émis vers le haut et celui dirigé vers le bas, relativement à la puissance radiative totale. On constate clairement que la puissance radiative qui s'échappe vers l'environnement est légèrement plus élevée (entre 4 et 8 %). L'écart, d'abord croissant, semble se stabiliser à mesure que C_q augmente. Plus précisément, on observe un écart constant lorsque V_{ox} est maintenue constante, alors que l'écart augmente quand V_f reste fixée.

Ces premiers résultats semblent alors démontrer que le rayonnement émis par les seuls gaz n'est pas isotrope. Malheureusement, en l'absence de validation expérimentale, il apparaît difficile de pousser plus loin l'analyse physique de ces résultats.

5.3 Conclusions

Ces derniers résultats ouvrent toutefois la voie à des recherches expérimentales dont la portée est certaine, tant quantifier un tel écart permettrait de lever nombre d'incertitudes quant au flux radiatif en retour à une surface combustible en pyrolyse.

Cette remarque conduit à envisager la mise en œuvre expérimentale de mesures par fluxmètre depuis la surface du brûleur. Ainsi obtiendra-t-on des mesures expérimentales de l'anisotropie éventuelle du rayonnement du système *gaz + suies*. C'est alors numériquement qu'il sera possible de discerner la contribution de chacune de ses deux entités. Pour autant, une telle démarche nécessite un modèle de production de suie fiable.

De même, la validation qualitative sur l'évolution de l'émission des gaz en fonction de la vitesse de soufflage V_{ox} motive fortement la recherche d'un modèle empirique de suies afin de l'incorporer au code et de le coupler éventuellement à une cinétique chimique finie.

La partie suivante, consacrée à une approche expérimentale des suies, s'emploie alors notamment à fournir ce modèle.

Approche expérimentale du rôle des suies

Introduction

Dans les flammes de diffusion établies en micropesanteur, les suies jouent un rôle extrêmement différent de celui qu'elles tiennent à gravité terrestre. De par leur histoire, et corollairement leur morphologie, ces particules carbonées se forment et éventuellement s'agglomèrent au sein de la flamme d'une façon telle qu'elles n'offrent plus l'opportunité de se référer à la base, prolifique, de données des suies "terrestres".

La taille des particules élémentaires des suies formées en micropesanteur est de l'ordre de $0,01 \mu m$ à $0,1 \mu m$, ce qui diffère peu de la taille des suies formées à gravité terrestre [Fujita 1997]. Cependant, les agglomérats de suies sont, eux, de l'ordre de $100 \mu m$, à savoir environ 500 fois plus gros que ceux observés dans les mêmes conditions mais à gravité terrestre. Certes, le temps de résidence des particules dans la zone de flamme se trouve accru en micropesanteur du fait du déficit de convection. Pour autant, ce seul phénomène ne peut expliquer une telle différence de taille [Konsur 1999].

Il a alors été observé, en particulier par Fujita *et al.* [Fujita 1997] ainsi que par Urban *et al.* [Urban 1998], que les particules de suie d'une flamme de diffusion établie sur un brûleur en microgravité ne suivaient pas exactement le mouvement des gaz brûlés. La figure 1 illustre les propos suivants à partir de l'exemple d'une flamme de diffusion établie sur un brûleur axisymétrique. Dans un premier temps, les particules de suies se forment dans les zones de richesse comprise entre 1 et 2 [Glassman 1988], c'est-à-dire à proximité de la flamme et du côté combustible. Ces particules longent alors pratiquement le bord intérieur de cette flamme mais leur trajectoire s'incurve légèrement vers l'axe du brûleur, ce qui diffère effectivement des trajectoires des gaz brûlés qui ont, eux, tendance à être éjectés de la zone réactive vers l'environnement. Dans un deuxième temps, les particules traversent la flamme visible, où elles émettent fortement et sont éventuellement oxydées, puis s'éloignent effectivement de la zone de combustion.

Ce mouvement incurvé vers l'axe du brûleur peut en fait être attribué à l'effet thermophorèse, qui insuffle aux particules une vitesse \mathbf{v}_T inversement proportionnelle au gradient de température [Friedlander 1977] :

$$\mathbf{v}_T = -\kappa \nu \frac{\mathbf{grad} T}{T} \quad (1)$$

où ν et T sont respectivement la viscosité cinématique du milieu ambiant et sa température. κ est, lui, un paramètre sans dimension dépendant uniquement légèrement de la taille de la particule.

On constate ainsi que les particules de suies, naturellement formées à la frontière de la flamme et de la zone riche en combustible (dans le cas présent à l'intérieur de la flamme) sont déviées dans la direction opposée au gradient de température par effet thermophorèse.

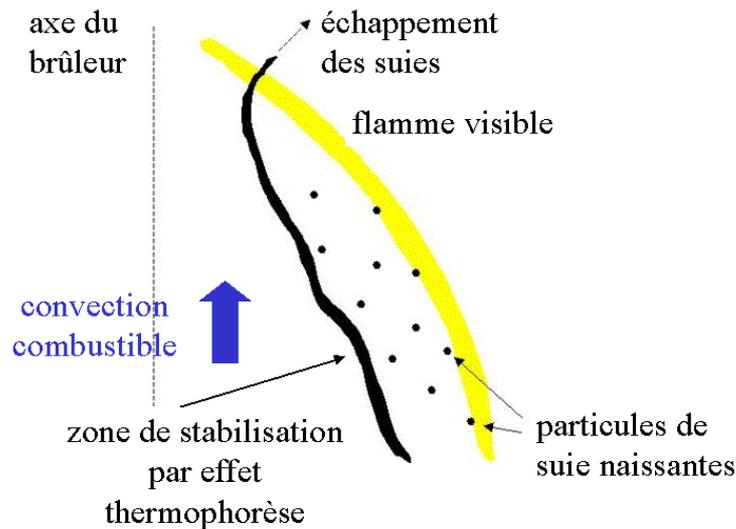


Figure 1 – Effet thermophorèse sur des particules de suie.

Si cette vitesse induite par le gradient de température se révèle supérieure à la vitesse de convection, les suies ont un mouvement globalement incurvé vers l'intérieur de la flamme. Localement, une zone de stabilité des suies se crée alors aux endroits où vitesse convective et vitesse thermophorétique se compensent exactement. Les particules de suies ont ainsi un temps de résidence bien plus conséquent pour s'agglomérer en cette zone de concentration. Il est ici important de noter que la région de concentration des suies ne correspond pas à la région lumineuse de la flamme : les agglomérats de suies se trouvent en réalité sous la région lumineuse [Ito 2000].

C'est à la lueur de ces considérations génériques sur le transport des suies en micrope-santeur qu'a été menée une approche expérimentale de leur rôle au sein d'une flamme de diffusion d'éthylène alimentée par un jet oxydant transverse composé à 35% en oxygène et dilué dans 65% d'azote. Le choix des différentes techniques de tomographie est tout d'abord justifié par la capacité à produire le long de l'abscisse de propagation x des profils de fraction volumique de suie relativement fiable. Ainsi une tomographie transverse de la flamme est-elle proposée, accompagnée d'une correction des effets tridimensionnels de la flamme. D'une part, cette technique apporte des éléments de réponse qualitatifs à l'augmentation de l'émission visible de la flamme relevée en 1.3.1. D'autre part, elle fournit, au travers du concept du *Smoke-Point*, une base de données nécessaire au développement initié par la partie numérique de ces travaux. Enfin, une reconstruction tomographique tridimensionnelle originale est élaborée afin d'explorer la queue de flamme, là où la tomographie transverse, bidimensionnelle par nature, montre ses limites.

Chapitre 6

Choix des techniques de mesures

Dès lors que les natures du combustible et du mélange oxydant ont été fixées, la température montre une certaine invariance avec les paramètres du problème que sont les vitesses de soufflage oxydant V_{ox} et d'injection combustible V_F (*cf.* paragraphe 1.4.4). Par conséquent, le comportement radiatif de la flamme doit être appréhendé en terme de concentration de suie et d'influence de cette dernière sur l'aspect de la flamme.

A cette fin, des mesures d'extinction d'une source laser ont été effectuées. A l'origine, la tomographie ainsi mise en œuvre a été envisagée afin de revenir à l'épaisseur optique caractérisant le milieu entre la flamme et le brûleur. En d'autres termes, la technique permet d'estimer le pouvoir absorbant de la couche de suie.

Or l'une des étapes intermédiaires consiste à étalonner la fraction volumique de suie. Il est alors apparu évident que la technique devait servir à l'élaboration d'une base de données sur la propension à la formation de suie de la flamme d'éthylène établie en micropesanteur.

De façon plus appliquée, si l'on se réfère au schéma du brûleur de la figure 6.1, l'objectif est donc l'estimation de l'épaisseur optique du milieu selon l'axe z entre la flamme et le poreux. La technique la plus directe consisterait alors en la mesure d'extinction le long de l'axe.

Cependant, le poreux étant opaque au rayonnement visible, seul un chemin optique transverse au brûleur, c'est-à-dire parallèle à l'axe y , permet une analyse tomographique de la zone située au-dessus du poreux. C'est par conséquent une tomographie transverse qui a constitué la première technique mise en œuvre au cours des campagnes de vols paraboliques, en collaboration avec le P^r . Fujita, de l'université d'Hokkaido, et son étudiant Takafumi Tsuiki.

Pour autant, cette mesure est sujette à une critique de taille : l'extinction du signal mesuré intègre l'ensemble des phénomènes absorbants et/ou diffusifs le long d'un axe non-symétrique de la configuration, en l'occurrence l'axe y . De fait, il a fallu envisager la mise en œuvre d'une technique simultanée ayant pour objectif d'appréhender la fonction d'intégration le long du chemin optique transverse au brûleur. Il s'agit en l'occurrence d'une reconstruction tridimensionnelle de la zone de réaction, traduite par l'émission spontanée des radicaux CH^* .

A l'inverse, la mesure d'extinction le long de l'axe z peut être envisagée, avec certaines précautions, en aval du poreux. En effet, la configuration de la flamme devient fortement tridimensionnelle. Une reconstruction tridimensionnelle par strates du champ d'absorption a alors été rendue possible par une collaboration étroite avec Philippe Ben-Abdallah, Chargé de Recherche au Laboratoire d'Études Thermiques de Poitiers.

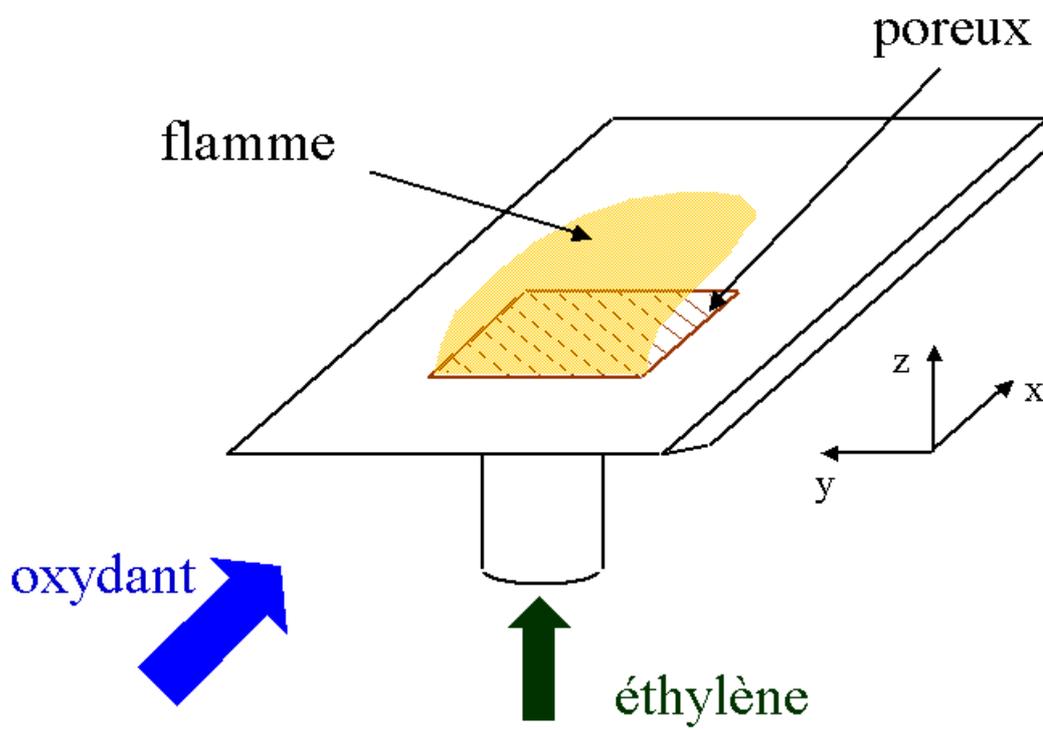


Figure 6.1 – Schéma du brûleur objet de la tomographie

Chapitre 7

Tomographie transverse de la flamme

Ce chapitre décrit par le détail la méthodologie proposée par Legros *et al.* [Legros 2003a] pour définir le pouvoir absorbant de la couche de suie révélée sur l'image de la figure 7.1. Dans un premier temps, le principe général de la tomographie est exposé, laissant paraître l'opportunité d'en déduire la fraction volumique de suie. L'application à la configuration de la flamme étudiée au cours de ces travaux nécessite alors l'évaluation de l'influence des effets de bord sur la mesure d'extinction transverse. Une méthode de correction est alors proposée à partir de la cartographie tridimensionnelle de la chimiluminescence des radicaux CH^* . Le montage expérimental nécessaire à la mise en œuvre de la méthodologie est ensuite décrit. Suivant la dite méthodologie, un cas particulier est ainsi détaillé. Enfin, la technique proposée révèle un intérêt majeur pour l'étude : des éléments qualitatifs de réponse sont proposés en regard de l'augmentation de la puissance radiative de la flamme avec V_{ox} .

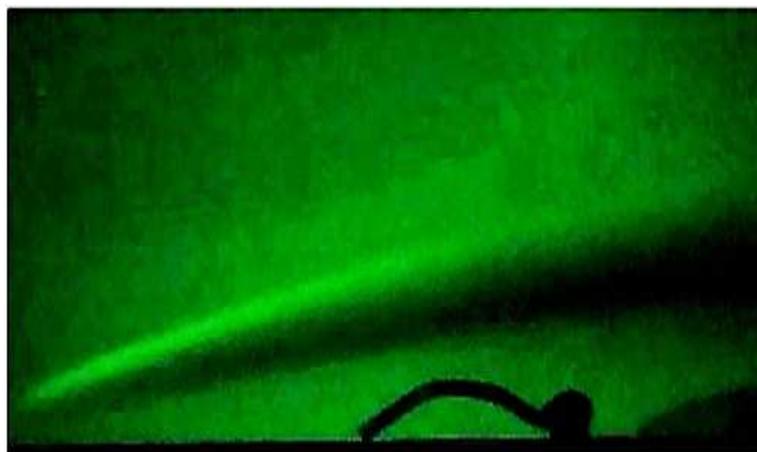


Figure 7.1 – Image instantanée de la tomographie laser pour une vitesse de soufflage oxydant de 100 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection en éthylène de 10 mm.s^{-1} .

7.1 Principe général de la tomographie

7.1.1 Mesures d'extinction

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 λ le long d'un chemin allant de 0 à s . La loi de Bouguer s'énonce alors comme suit :

$$\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)} = e^{-K_\lambda(s)} \quad (7.1)$$

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

$$K_\lambda(s) = \int_0^s k_\lambda(s') ds' \quad (7.2)$$

où $k_\lambda(s')$ est 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], [Sivathanu 1990] par exemple). Cette hypothèse est ici également émise, et ce malgré la remarque relevée dans l'introduction de cette partie concernant l'aspect potentiellement aggloméré des suies formées en micropesanteur. Pour autant, la validité de cette hypothèse sera étudiée plus loin.

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

$$\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)} = e^{-\int_0^s a_\lambda(s') ds'} = e^{-A_\lambda(s)} \quad (7.3)$$

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 :

$$A_\lambda(s) = -\log\left(\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)}\right) \quad (7.4)$$

Il est important de noter ici que cette mesure $\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)}$ de l'extinction de la source peut engendrer une erreur conséquente dès lors que cette source induit une émission du milieu le long de son trajet. Pour autant, Siegel et Hottel montrent [Siegel 1981] que cette erreur ne saurait excéder 1% de la mesure dans la mesure où le produit λT est inférieur à $3120 \mu m.K$. A la longueur d'onde expérimentale de $532 nm$, atteindre une erreur de 1% impliquerait des températures de l'ordre de $5865 K$, ce qui est à l'évidence hors du domaine de température généré par une flamme de diffusion peu ou pas confinée. En conséquence, la présente étude s'est autorisée à ne prendre aucune considération de l'émission induite par la source de la tomographie.

En revanche, 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", que nous qualifierons par la suite de "noires" par abus de langage. 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.

7.1.2 Fraction volumique de suie

Théorie de Mie

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

$$\frac{a_\lambda(s)}{f_{suie}} = \frac{36 n_\lambda^2 \kappa_\lambda \pi}{(n_\lambda^2 (1 - \kappa_\lambda^2) + 2)^2 + 4 n_\lambda^4 \kappa_\lambda^2} \frac{1}{\lambda} \quad (7.5)$$

où n_λ et κ_λ sont respectivement les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction du milieu.

Ici encore, une hypothèse a été posée : l'équation (7.5), tirée de la théorie de Mie, est en effet une solution asymptotique de l'équation de dispersion, valable dans le cas des petites sphères. Cette hypothèse est discutée plus loin.

Objectifs

Une fois les composantes de l'indice de réfraction connues, une fraction volumique f_{suie} de suie "absorbante" peut être étalonnée. L'évolution spatiale de cette fraction volumique le long de l'axe z est alors déduite et procure des profils permettant l'analyse paramétrique en fonction de V_{ox} et V_F .

Dans le même temps, en revenant à l'équation (7.5), l'évolution de a_λ donc de $K_\lambda(s)$ en fonction de λ est connue. Le pouvoir absorbant de la couche de suie sur l'ensemble du spectre du transfert radiatif est alors quantifié.

Reste alors à choisir de façon minutieuse une base de données fiable des indices de réfraction.

Indice de réfraction

Trois travaux font référence dans le domaine des indices de réfraction des suies, à savoir, dans l'ordre chronologique, ceux de Dalzell et Sarofim [Dalzell 1969], ceux de Lee et Tien [Lee 1981] et ceux de Habib et Vervisch [Habib 1988]. Il est à noter que Zhu *et al.* ont produit une quatrième étude, moins citée car plus récente, mais qui devrait faire date [Zhu 2000].

Pour autant, cette dernière référence ne rapporte des mesures d'indice qu'à deux longueurs d'ondes différentes, dont la plus proche de la longueur d'onde ici utilisée (532 nm) se trouve à 632.8 nm. En conséquence, une extrapolation des données de Zhu *et al.* n'a pas été osée lors des travaux présentés dans ce mémoire.

Des trois premières références, les mesures d'indices de Habib et Vervisch ont été préférées. Afin de justifier ce choix de façon critique et argumentée, la démarche générale adoptée par l'ensemble des trois études est exposée :

1. des suies sont produites à partir de flammes de combustibles "suiteux" ;
2. un modèle d'absorption, en l'occurrence la théorie de Mie, donne a priori la dépendance en n_λ et κ_λ du rapport $\frac{a_\lambda}{f_{suie}}$;
3. un modèle de dispersion est élaboré afin de définir, toujours a priori, la dépendance spectrale des parties réelle n_λ et imaginaire κ_λ de l'indice de réfraction ;

4. cette dépendance est réinjectée dans le modèle d'absorption ;
5. le rayon moyen des particules est mesuré, donnant accès à la fraction volumique f_{suie} par l'intermédiaire d'une distribution statistique supposée. Habib et Vervisch montrent alors que le rayon moyen est relativement peu sensible aux paramètres de la distribution communément admise ;
6. le coefficient monochromatique d'absorption a_λ des particules est déterminé par une certaine technique spectrale ;
7. au final, le rapport $\frac{a_\lambda}{f_{suie}}$ en fonction de n_λ et κ_λ est étalonné à la longueur d'onde de la technique spectrale.

En notant R_a le rapport $\frac{a_\lambda}{f_{suie}}$ de l'équation (7.5), la méthode générale aboutit à la formulation suivante :

$$R_a = R_o \lambda^{-p} \quad (7.6)$$

où p est le facteur de dispersion.

La première étape permet d'éliminer de la sélection les données de Dalzell et Sarofim. En effet, seules les deux autres équipes d'auteurs ont étudié les suies d'éthylène. On pourra objecter à ce stade qu'une interpolation sur le rapport atomique H/C (H pour hydrogène et C pour carbone) est possible. En effet, les constantes optiques des suies sont reconnues comme fortement dépendantes de ce rapport depuis les travaux de Hottel et Broughton [Hottel 1932]. Qui plus est, le rapport H/C de l'éthylène se trouve compris entre ceux de l'acétylène et du propane, combustibles étudiés par Dalzell et Sarofim. L'interpolation serait donc valide. Cependant, p varie avec le rapport H/C car plus ce rapport est élevé, plus la densité électronique des suies est importante et plus ces dernières sont sensibles aux ondes électro-magnétiques. En conséquence, Habib et Vervisch montrent que la variation de p avec le rapport H/C devient quasi-nulle pour des valeurs de ce rapport inférieures à 0,2. La linéarité requise pour la validité de l'interpolation décrite plus haut est donc mise en défaut.

Pour conclure sur l'influence du rapport H/C, Habib et Vervisch constatent que pour l'éthylène notamment, p reste très proche de l'unité. La dépendance en λ de l'équation (7.5) est donc bien validée.

Jusqu'à l'étape 4 de la démarche générale, les deux études restantes sont fortement similaires, adoptant deux modèles de dispersion différents mais souffrant des mêmes limites et mettant toutes deux en œuvre des mesures par transmission *in situ* pour obtenir le coefficient d'absorption spectral.

C'est alors l'étape 5 qui a été déterminante dans le choix des indices. Lee et Tien obtiennent en effet le rayon moyen des particules à partir de la technique d'extinction à deux longueurs d'ondes [Pagni 1979]. Or cette technique suppose la connaissance des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction. Des itérations sont donc nécessaires et sont probablement une source d'erreur. A l'inverse, Habib et Vervisch utilisent la technique dite *Diffusion Broadening Spectroscopy* ([Penner 1976 a], [Penner 1976 b]), qui, elle, n'émet aucune hypothèse sur les propriétés optiques des particules.

Afin de définitivement entériner le choix des indices déterminés par Habib et Vervisch, il est utile de préciser que le spectre théorique a été étalonné dans l'infra-rouge et non dans le visible, domaine où les suies sont radiativement très actives.

Enfin, reste la question de l'influence de la température des suies sur les valeurs des indices. Habib et Vervisch ont réalisé leurs mesures *in situ* avec des températures de suie

estimées à 1450 K, ce qui est sensiblement supérieur aux températures relevées au paragraphe 1.4.4. Toutefois, la température n'intervient au cours de la démarche générale que dans les paramètres de l'équation de dispersion. Or Habib et Vervisch constatent qu'une variation de quelques centaines de degrés modifie de moins de 3% les indices. En effet, la température joue essentiellement sur les orbitales électroniques externes, qui sont moins sensibles dans la matière condensée que dans les gaz. En tout état de cause, la variation occasionnée par un écart de température est largement acceptable pour les travaux présentés ici, en regard des incertitudes expérimentales.

7.2 Principe de la correction de la tomographie

On se propose ici de calquer la structure de la zone de présence des suies donnée par la tomographie sur celle de la zone de réaction révélée par les radicaux CH^* et reconstituée en trois dimensions.

7.2.1 Chimiluminescence des radicaux CH^*

Un nombre certain de travaux ([Najm 1998],[Devriendt 1996]) considèrent les radicaux CH^* comme des acteurs majeurs évoluant au coeur même du schéma cinétique de la combustion des hydrocarbures. Ces radicaux, à la durée de vie extrêmement courte, sont les produits de la réaction entre les espèces O_2 et C_2H :



Ces radicaux excités retournent à leur état fondamental soit par relaxation collisionnelle soit par fluorescence spontanée, dont la transition, notée $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$, est révélée à la longueur d'onde $\lambda = 431.4 \text{ nm}$.

En conséquence, certains auteurs ont relié directement des mesures de la chimiluminescence des CH^* au taux de combustion volumique ([Higgins 2001],[Berg 2000],[Blevins 1999]). Partant des travaux antérieurs de Hurle [Hurle 1968], McManus *et al.* [McManus 1995] ont en effet supposé que l'énergie volumique libérée $\dot{\omega}$ par la réaction était proportionnelle à l'intensité i délivrée par la chimiluminescence des CH^* :

$$\dot{\omega} = \beta i \quad (7.8)$$

Il s'agit par la suite de définir β pour aboutir à des résultats quantitatifs. Ces travaux, menés sur des flammes de prémélange, mettent alors en œuvre un bilan d'enthalpie ΔH , défini en soustrayant l'enthalpie sortante des produits de réaction à l'enthalpie entrante des réactifs. En intégrant ensuite l'intensité des CH^* sur l'ensemble du domaine d'étude V , β peut être calculée par la relation suivante :

$$\beta = \frac{\Delta H}{\int_V i dV} \quad (7.9)$$

Dès lors, des résultats quantitatifs peuvent en effet être obtenus pour des flammes prémélangées, au sein desquelles le coefficient local d'équivalence est un paramètre ajustable. Les

différentes concentrations des réactifs entrant dans la zone réactive sont alors précisément connues et un analyseur chimique permet de préciser les concentrations en réactifs à la sortie.

Trois difficultés se présentent alors à l'application de cette technique à la présente étude.

Application aux flammes de diffusion

D'une part, une certaine prudence est requise quant à l'extrapolation de cette méthode aux flammes de diffusion. Néanmoins, certains résultats laissent à penser que cette extrapolation est justifiable. En particulier, Berg [Berg 2000] et Higgins [Higgins 2001] remarquent que la chimiluminescence des CH^* augmente lorsque l'on approche les conditions expérimentales du coefficient d'équivalence stoechiométrique. 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 est étroite et caractérisée par un coefficient d'équivalence proche de la stoechiométrie.

Aspect quantitatif de l'application

D'autre part, le bilan d'enthalpie requiert une mise en œuvre relativement lourde en terme de volume du fait de la nécessité de l'analyseur chimique. Or, comme précisé plus avant, le volume est un paramètre limitant des expériences à bord de l'A300 zéro-G. En conséquence, ce bilan n'a pu être entrepris. Cependant, on peut remarquer que le paramètre α devrait être constant pour des conditions expérimentales fixées. Il est ainsi possible de considérer l'évolution de l'intensité locale de la chimiluminescence relativement à une valeur maximale mesurée.

Bruitage du signal

Enfin, les études citées plus haut 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, de sorte que l'ensemble de la zone réactive a été étudiée.

7.2.2 Reconstruction de la zone réactive par chimiluminescence

Partant de ces remarques, il est possible de reconstruire en trois dimensions la zone de réaction à partir de deux vues bidimensionnelles orthogonales. Par référence au jet oxydant, la coordonnée longitudinale x (*cf* figure 6.1) est ici une variable du problème, notée en indice de chaque grandeur considérée pour rappeler la dépendance en x de cette grandeur.

Considérons une mesure en vue de côté de la flamme par une matrice CCD, c'est-à-dire une vue dont la direction est parallèle à l'axe y et qui intègre par conséquent sur chacun des pixels de la matrice l'intensité $i(x, y, z)$ de la flamme à travers son épaisseur $width_y$ de la flamme. Ce signal $S_x(z)$, fonction de la localisation (x, z) du pixel, est a priori proportionnel

à l'angle solide Ω_{side} dans lequel est vue la flamme, au coefficient de transmission des optiques intermédiaires η_{side} , ainsi qu'à l'intensité intégrée le long du chemin optique :

$$S_x(z) = \frac{\Omega_{side}}{4\pi} \eta_{side} \int_{width_y} i(x, y, z) dy \quad (7.10)$$

De la même façon, une vue de dessus permet d'obtenir le signal $S_x(y)$, intégrant cette fois l'intensité de la flamme à travers l'épaisseur $height_z$:

$$S_x(y) = \frac{\Omega_{top}}{4\pi} \eta_{top} \int_{height_z} i(x, y, z) dz \quad (7.11)$$

Ici, l'indice *top* marque l'appartenance des propriétés à la vue de dessus.

Les équations (7.10) et (7.11) impliquent alors l'égalité suivante :

$$\frac{\int_{height_z} S_x(z) dz}{\int_{width_y} S_x(y) dy} = \frac{\Omega_{side}}{\Omega_{top}} \frac{\eta_{side}}{\eta_{top}} \quad (7.12)$$

Cette dernière égalité montre que le membre de gauche de l'équation devrait être une constante à conditions expérimentales fixées. Une fois cette constante expérimentalement définie, l'égalité 7.12 doit permettre de déduire une des deux épaisseurs par la connaissance expérimentale de l'autre. Dans la démarche qu'adopte cette étude, il apparaît alors judicieux de considérer que l'épaisseur d'intégration selon l'axe z $height_z$ est bien moins la proie des phénomènes tridimensionnels que l'épaisseur d'intégration selon l'axe y $width_y$. En conséquence, c'est la vue de dessus, qui intègre l'intensité sur l'épaisseur $height_z$ qui servira d'étalon à la correction apportée sur les épaisseurs.

Par analogie, la correction sera ensuite extrapolée à l'épaisseur d'intégration permettant de définir l'épaisseur optique dans l'équation (7.2).

7.3 Mise en œuvre expérimentale

La flamme de diffusion est établie au centre d'une chambre de combustion en acier inoxydable d'une capacité de 50 litres, comme précisé dans la présentation du matériel expérimental. Ce confinement de l'expérience est une contrainte résultant des normes -nécessaires- de sécurité à bord de l'A300 zéro-G de Novespace. Cependant, le volume de la chambre est tel qu'il permet à la flamme de ne pas être soumise à des conditions limites autres que celles désirées par l'expérimentateur. Comme dans l'ensemble des expériences détaillées dans ce mémoire, la pression est régulée à la valeur atmosphérique par l'intermédiaire d'une vanne placée en sortie de la chambre. Enfin, la chambre est munie de hublots de quartz permettant des visualisations en vue de côté et de dessus.

De sorte à obtenir une recombinaison tridimensionnelle de la zone réactive, deux caméras numériques à matrice CCD Sony DCR-TRV17E ont été installées (*cf* figure 7.2) : l'une à l'aplomb du poreux, l'autre sur le côté. Chacune d'elles ont été munies d'un filtre passe-bande Melle&Griot centré sur la longueur d'onde $\lambda = 431 \text{ nm}$ et de largeur à mi-hauteur de 10 nm .

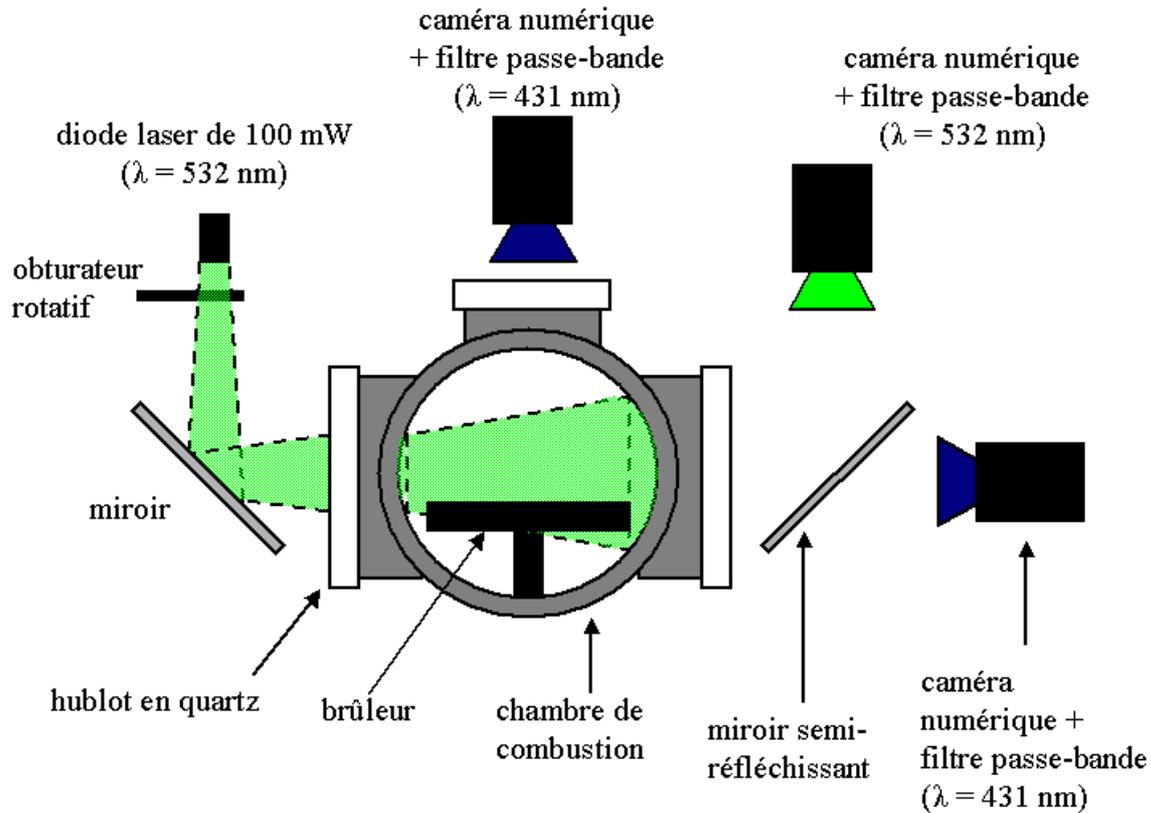


Figure 7.2 – Schéma du montage expérimental vu depuis l'entrée du flux oxydant

Les mesures d'extinction sont effectuées à partir du signal émis à la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ par une diode laser d'une puissance de 100 mW . Cette source conique est placée suffisamment loin du brûleur afin d'utiliser sa divergence naturelle pour couvrir l'ensemble du domaine d'étude. Un miroir semi-réfléchissant réfléchit ensuite 60% des radiations visibles provenant de la chambre au travers d'un hublot. Munie d'un filtre passe-bande Melle&Griot centré à la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ et de largeur à mi-hauteur 10 nm , la matrice CCD d'une des caméras numériques peut ainsi mesurer l'extinction du signal à travers la flamme.

En outre, un obturateur mécanique, placé devant la tête de la diode laser, permet d'obtenir approximativement 10 images éclairées suivies de 10 images noires. La présente démarche recherchant à étudier le comportement stationnaire de la flamme, il n'a en effet pas été jugé nécessaire d'obtenir la fréquence maximale d'obturation, permettant d'obtenir idéalement 1 image éclairée pour une image noire.

Le miroir semi-réfléchissant transmet dans le même temps 40% du spectre visible vers la caméra, donnant ainsi la mesure de l'intensité des radicaux CH^* en vue de côté.

La synchronisation de l'ensemble des visualisations est effectuée par le biais de petites diodes, vertes ou bleues en fonction du filtre placé devant la caméra et allumées à l'état initial. Dès lors que la condition de micropesanteur est jugée stabilisée, l'expérimentateur demande à la console d'acquisition d'éteindre les diodes, fournissant ainsi l'indice nécessaire à la synchronisation des images des différentes vues.

Enfin, il est utile de préciser que la technique ici mise en place ayant pour objet l'étude de la zone située au-dessus du poreux, le cône d'émission laser est centré sur la dite zone, de sorte que les faisceaux de la source puissent être considérés comme étant parallèles entre eux et orthogonaux au plan focal image de la caméra mesurant l'extinction. Il est ainsi permis de parler d'extinction proprement dite, et non d'une quelconque atténuation.

7.4 Détail de l'analyse tomographique proposée

Avant que de synthétiser l'ensemble des résultats apportés par la méthode proposée, il est préférable d'exposer dans le détail l'ensemble des étapes composant la dite méthode. Pour ce faire, le dépouillement d'un test est réalisé ci-dessous. La vitesse d'injection en éthylène est fixée à 5 mm.s^{-1} tandis que celle du soufflage en oxydant est de 150 mm.s^{-1} . Ce mélange oxydant est constitué à 35% en O_2 et à 65% en N_2 . Un taux ainsi enrichi en oxygène permet en effet d'augmenter localement la température de flamme, ce qui a pour effet de faciliter le craquage des molécules d'éthylène et d'augmenter en conséquence localement la production de suie. Qui plus est, le rapport signal/bruit émis par les radicaux CH^* est d'autant meilleur.

7.4.1 Symétrie du problème

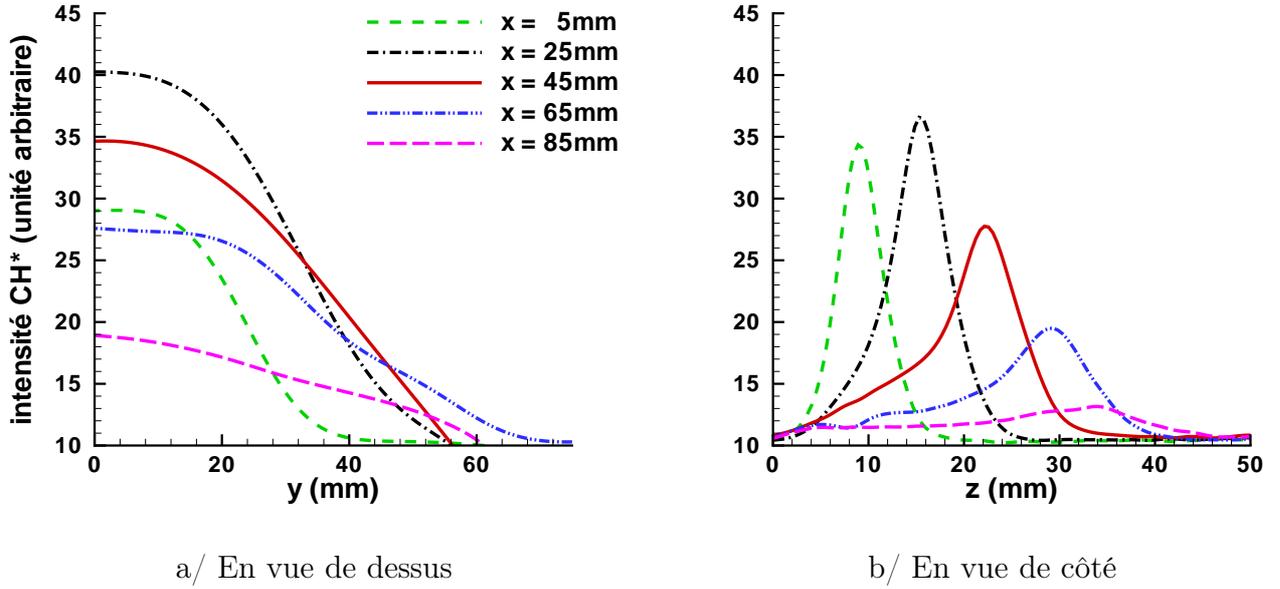
L'origine du repère cartésien lié au domaine d'étude se trouve à l'intersection du bord amont de la section efficace du poreux et du plan de symétrie (x, z) du brûleur. Ainsi le poreux est défini par le domaine $\{0 \leq x \leq 50 \text{ mm}; -25 \text{ mm} \leq y \leq 25 \text{ mm}; z = 0 \text{ mm}\}$. Les courbes expérimentales montrant cette symétrie, toute courbe fonction de y sera uniquement représentée pour $y \leq 0$. De plus, le terme de " largeur " d'une courbe est à entendre par la suite comme largeur à mi-hauteur.

7.4.2 Structure de la zone réactive

Les figures 7.3 a/ et b/ exposent les graphes de coupes de la zone réactive pour différentes coordonnées longitudinales x . L'unité, arbitraire, est fonction de l'exposition, de la caméra considérée. Il est évidemment ardu voire illusoire de régler les deux caméras au même seuil d'exposition, vu le nombre et la nature des optiques intermédiaires. Chacune des deux caméras possédant ainsi sa propre échelle arbitraire d'intensité. De ces échelles dépend en conséquence la constante définie par le membre de droite de l'équation (7.12).

Le graphe a/ montre l'évolution en fonction de la coordonnée transverse y de l'intensité de la chimiluminescence des CH^* tandis que le graphe b/ décrit, lui, l'évolution en fonction de la coordonnée verticale z de cette même intensité. On constate ici que le maximum dans chacune des vues est atteint au milieu du poreux (*i.e.* pour $x = 25 \text{ mm}$). De plus, le profil gaussien des courbes en vue de côté tend à perdre sa symétrie à mesure que l'on s'éloigne du bord d'attaque du poreux. La modification de l'épaisseur d'intégration prend ici toute sa justification.

En référence à l'équation (7.12), la figure 7.4 établit l'évolution du rapport des intensités intégrées en fonction de la coordonnée longitudinale x . Une valeur effectivement constante de 0,08 se révèle dans un domaine $15 \text{ mm} \leq x \leq 50 \text{ mm}$ excluant le bord d'attaque et le bord de fuite de la flamme. Une si faible valeur est la conséquence de deux faits :


 Figure 7.3 – Coupes de l'intensité de l'émission spontanée des CH^* à différentes abscisses x .

- le signal $S_x(z)$ est transmis à travers le miroir semi-réfléchissant (η_{side} petit devant η_{top});
- la caméra placée pour la vue de côté est située plus loin que la caméra donnant la vue de dessus (Ω_{side} petit devant Ω_{top}).

En outre, le bord d'attaque et le bord de fuite de la flamme sont le siège de phénomènes toujours difficiles à identifier. En particulier, le bord de fuite est soumis à des phénomènes instationnaires tridimensionnels relativement rapides. Il est donc fort probable que la sensibilité des caméras, dont la fréquence d'acquisition est de 25 images à la seconde, ne permette pas de discerner ces phénomènes.

7.4.3 Correction par analyse de la zone réactive

Le signal $S_x(z)$, dont l'évolution est donnée sur la graphe de la figure 7.3 b/, peut être assimilé à une gaussienne de largeur Δz et de hauteur Max_z . De même, le signal $S_x(y)$, dont l'évolution est tracée sur la graphe de la figure 7.3 a/, est approximativement la somme d'une gaussienne de largeur Δy et de hauteur Max_y et d'une fonction créneau de largeur 50 mm (*i.e.* la largeur du poreux) et de même hauteur Max_y .

Notons α la constante définie par le terme de droit de l'équation (7.12). L'équation (7.12) s'écrit alors comme suit :

$$\frac{\sqrt{\frac{\pi}{\log 2} \frac{\Delta z Max_z}{2}}}{\sqrt{\frac{\pi}{\log 2} \frac{\Delta y Max_y}{2} + 50 Max_y}} = \alpha \quad (7.13)$$

ce qui donne une expression à Δz :

$$\Delta z = \alpha \Delta y + 100 \alpha \sqrt{\frac{\log 2}{\pi}} Max_y \quad (7.14)$$

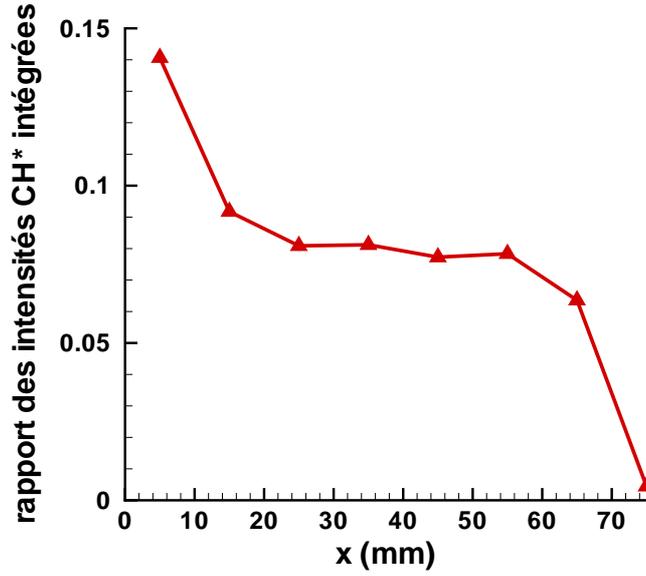


Figure 7.4 – Rapport des intensités CH^* intégrées (cf equation (7.12)) fonction de l'abscisse x .

Cette équation montre que la largeur Δz observée en vue de côté est due à la contribution d'une partie bidimensionnelle de la flamme et d'une partie Δy tridimensionnelle de celle-ci.

De fait, la vue de côté peut être corrigée, en l'occurrence de 8% ici, selon l'égalité suivante :

$$\Delta z_{corr} = \Delta z - \alpha \Delta y \quad (7.15)$$

Par analogie, cette correction sera apportée aux courbes d'extinction.

7.4.4 Structure de la zone de suie

La figure 7.1 est une image instantanée enregistrée par la matrice CCD de la caméra numérique chargée de la mesure d'extinction. On remarque sur cette image que la couche de suie, placée juste sous la flamme (en surbrillance), s'épaissit au fur-et-à-mesure que x augmente.

De la même façon que pour l'intensité de la chimiluminescence des radicaux CH^* , on peut tracer l'évolution de la mesure d'extinction $-\log(\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)})$ en fonction de la coordonnée verticale z .

La figure 7.5 permet la comparaison entre les évolutions à x donnée de l'intensité des CH^* et de l'extinction. Dans le cas présent, l'émission spontanée du milieu n'a pas été soustraite aux images éclairées. L'interaction entre suies et radicaux CH^* est alors trahie par le recouvrement entre le pic négatif d'extinction (révélant la composante verte de la flamme) pour $x = 13 \text{ mm}$ et le pic de l'intensité des CH^* en $x = 14,5 \text{ mm}$. Le maximum d'émission verte, attribuée aux suies, est effectivement entre ces dernières et la zone de réaction, attribuée aux radicaux CH^* .

La figure 7.6 expose, pour différentes valeurs de la coordonnée longitudinale x , l'évolution le long de la verticale du coefficient d'extinction A_λ défini dans l'équation (7.4). A nouveau, on

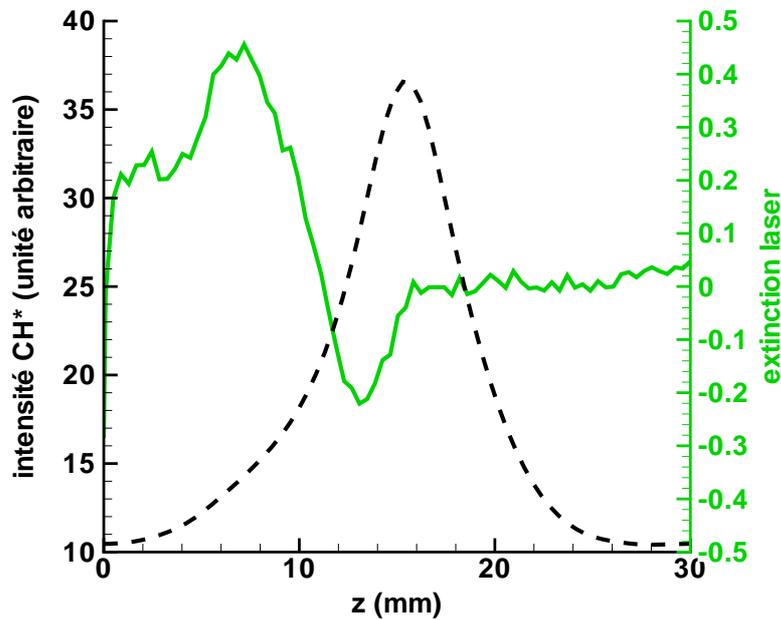


Figure 7.5 – Comparaison des évolutions de l’extinction et de l’émission des CH^* fonction de z à $x = 25 \text{ mm}$.

constate que le bord d’attaque (ici en $x = 5 \text{ mm}$) et le bord de fuite (en $x = 65 \text{ mm}$) donnent lieu à des comportements relativement inconstants. En revanche, le domaine au sein duquel l’intensité des radicaux CH^* montrait une allure constante, *i.e.* pour $15 \text{ mm} \leq x \leq 50 \text{ mm}$ (*cf* figure 7.4), est le siège d’un comportement lui aussi constant du coefficient d’extinction, à la fois en amplitude et en largeur.

En supposant que la structure des suies est suffisamment constante dans ce domaine pour ne pas apporter de modification au coefficient d’absorption local, la zone considérée serait un volume où l’oxydation des suies compense leur formation, de sorte que leur concentration reste relativement stable. Cette remarque est par ailleurs en accord avec la stabilité de la constante α définie à partir de l’intensité des radicaux CH^* .

L’originalité de la méthode ici décrite consiste à extrapoler la correction apportée à l’épaisseur Δz de la zone de présence des radicaux CH^* en vue de côté à la correction à donner aux profils d’extinction, eux-mêmes issus d’une vue de côté. Cette opération consiste alors à considérer que le signal initial a traversé la large partie bidimensionnelle de la flamme, *i.e.* entre $-25 \text{ mm} \leq y \leq 25 \text{ mm}$ et que seule la largeur du coefficient d’extinction est affectée par les effets de bord tridimensionnels. On constate à ce propos sur le graphe de la figure 7.6 que l’aile des formes gaussiennes s’élargit entre l’origine et le pic d’extinction.

7.4.5 Etalonnage de la fraction volumique de suies

Dès lors, les valeurs du coefficient spectral d’extinction peuvent être étalonnées en terme de fraction volumique de suies par référence aux données spectrales fournies par Habib et

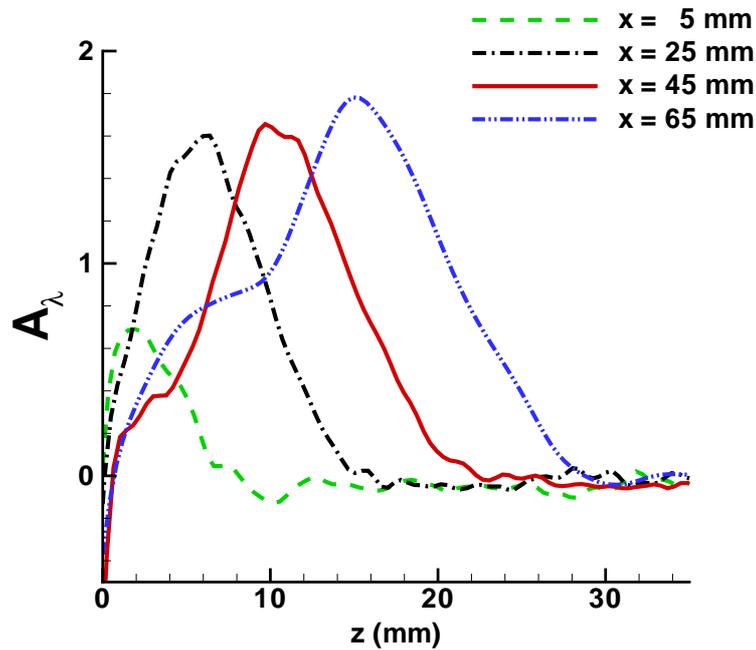


Figure 7.6 – Evolution de l'extinction en fonction de la coordonnée verticale z pour différentes valeurs de la coordonnée longitudinale x .

Vervisch [Habib 1988].

L'ensemble des données utilisées pour définir l'évolution spectrale du coefficient en facteur de λ^{-1} dans l'équation (7.5) est reporté dans le tableau 7.1.

Tableau 7.1 – Parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction des suies d'éthylène, tirées des données produites par Habib et Vervisch [Habib 1988].

espèce	éthylène	
formule	C_2H_4	
$\lambda(\mu m)$	n	κ
0,4358	1,86	0,55
0,4500	1,85	0,58
0,5320	1,86	0,59
0,5500	1,86	0,59
0,6500	1,87	0,58
0,8065	1,87	0,57
2,5	2,55	1,41
3,0	2,81	1,65
4,0	2,99	1,80
5,0	2,83	2,09

La figure 7.7 est un exemple représentatif de la courbe de fraction volumique en suie le long de l'axe vertical z , déduite, par l'intermédiaire de l'équation (7.5), d'une évolution du coefficient d'extinction en $x = 30 \text{ mm}$.

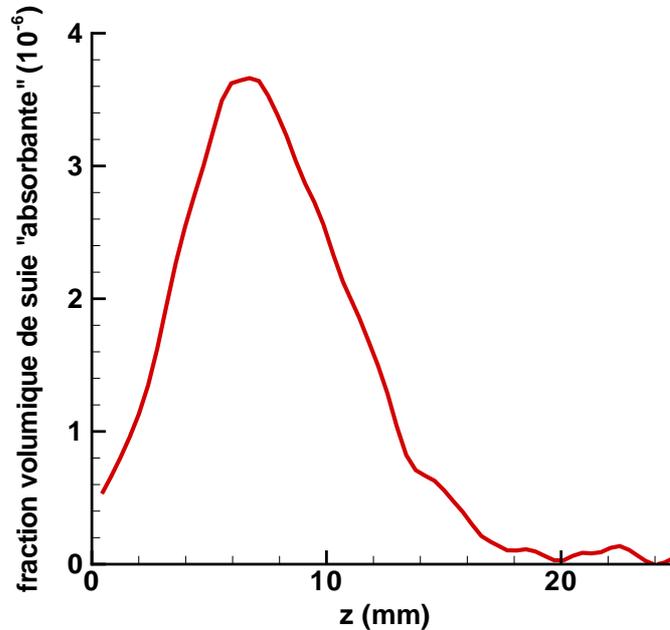


Figure 7.7 – Evolution de la fraction volumique de suies "absorbantes" en fonction de la coordonnée verticale z pour $x = 30 \text{ mm}$.

7.4.6 Estimation de l'épaisseur optique

Comme le montre l'équation (7.2), une intégration dans la direction z sur l'épaisseur de la couche de suie définit l'épaisseur optique à la longueur d'onde considérée. En revenant à l'équation (7.5), il est alors possible de connaître l'évolution de cette épaisseur optique le long du spectre du transfert thermique radiatif. La figure 7.8 est une illustration de cette évolution pour cet exemple didactique.

7.5 Discussion et résultats immédiats

Les résultats obtenus par la méthode exposée dans ce chapitre offrent plusieurs niveaux de lecture. Après avoir levé les hypothèses posées en 7.1, un premier niveau est maintenant discuté : la fraction volumique de suie est interprétée en terme d'absorption, phénomène pour lequel la tomographie corrigée a été développée à l'origine. Par la suite sera proposée une réponse qualitative à l'observation ayant motivé ces travaux et décrite en 1.3.1. En conjonction avec des résultats numériques [Rouvreau 2002a] et expérimentaux [Cordeiro 2003] sur la structure aérodynamique de la flamme, une analyse des profils de suie permet en effet d'expliquer l'augmentation de l'intensité visible de la flamme avec le débit oxydant.

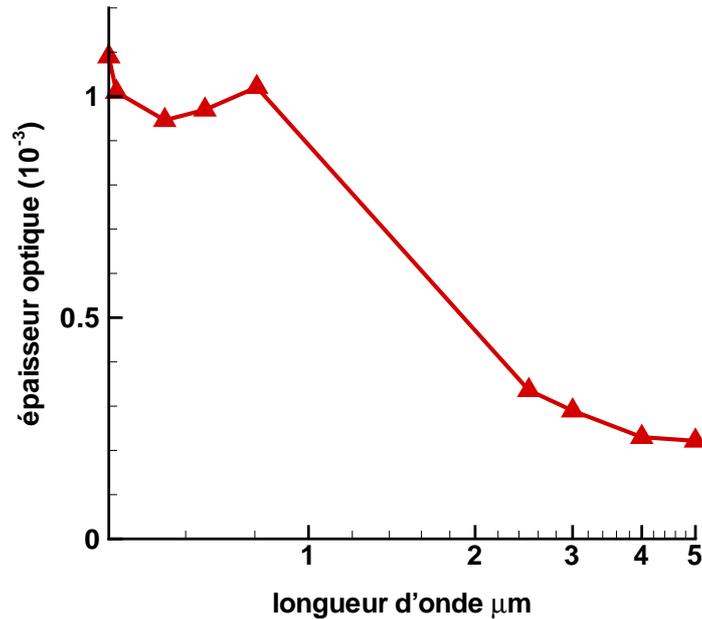


Figure 7.8 – Evolution le long du spectre du transfert radiatif de l'épaisseur optique d'une couche de suie formée par une flamme d'éthylène alimentée par une injection combustible de 5 mm.s^{-1} et un soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} .

7.5.1 Validité des hypothèses sur la structure des suies

Des prélèvements ont été effectués sur des grilles d'acier inoxydable de type 304. L'insertion rapide de ces grilles à différentes abscisses a permis de collecter des particules de suie par effet thermophorèse [Dobbins 1987]. En étroite collaboration avec Denis Bertheau, Ingénieur de Recherche au Laboratoire de Mécanique et de Physique des Matériaux de Poitiers, les grilles ont été analysées au microscope à balayage électronique. Afin de valider les hypothèses émises quant à la structure des particules de suie, deux photographies d'une grille sont placées en figures 7.9a/ et 7.9b/. Cette grille a été insérée à l'abscisse correspondant à la fin du poreux, c'est-à-dire au bout de la zone où la tomographie transverse propose des résultats valides. Valider les hypothèses en cette abscisse les validerait a fortiori dans tout le domaine exploré par la tomographie puisque c'est en cette abscisse que les particules ont a priori vécu un temps de séjour maximal et présentent donc des tailles caractéristiques elles aussi maximales.

La photographie 7.9a/, représentative des diverses observations et obtenue par un grossissement de 1 000, montre une relative homogénéité du dépôt des particules de suie sur la grille.

La photographie 7.9b/, réalisée, elle, par un grossissement de 10 000, semble démontrer un aspect effectivement sphérique des particules.

Enfin, la moyenne des diamètres, effectuée sur cette photographie, est approximativement de 100 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

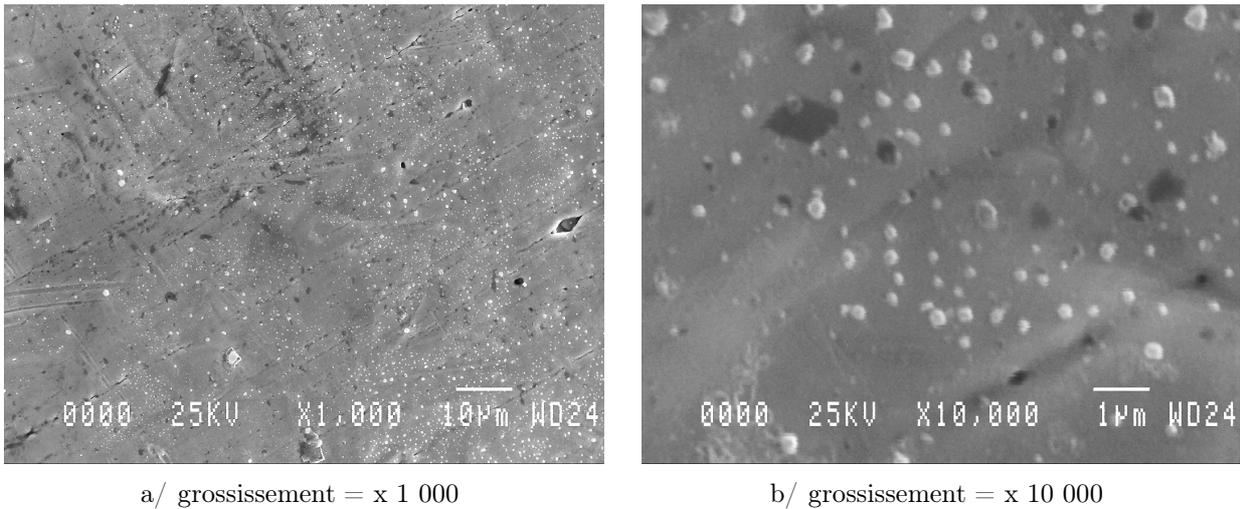


Figure 7.9 – Photographies réalisées au microscope à balayage électronique sur une grille de prélèvement insérée en $x = 50 \text{ mm}$.

conditionnée à l'inégalité suivante :

$$\frac{\pi D_g}{\lambda} \leq 0,7 \quad (7.16)$$

où D_g est le diamètre de giration de la particule considérée, à savoir son diamètre dans le cas d'une sphère.

Le membre de droite de cette inégalité est, pour cette étude, d'environ 0,6.

Ainsi l'ensemble des hypothèses émises sur la morphologie des suies est-il finalement validé.

7.5.2 Pouvoir absorbant de la couche de suie

On peut constater sur le graphe de la figure 7.8 que dans la région concernée par la tomographie transverse, à savoir pour $15 \text{ mm} \leq x \leq 50 \text{ mm}$, la couche de suie absorbe moins de 0,1% de l'émission visible et bien moins dans l'infra-rouge, où agissent des bandes d'émissions intenses, telles les bandes du CO_2 (tout particulièrement à $\lambda = 2,7 \mu\text{m}$ et $\lambda = 4,3 \mu\text{m}$) et de H_2O (notamment à $\lambda = 2,7 \mu\text{m}$ et $\lambda = 6,3 \mu\text{m}$). En conséquence, négliger l'absorption des suies dans pareil cas n'apparaît pas comme une lourde hypothèse.

De plus, lorsque les paramètres V_{ox} et V_F varient, le pouvoir absorbant de la couche de suie n'atteint pas les 0,2 % dans le visible. Par conséquent, l'évolution de ce pouvoir absorbant ne sera pas discutée plus longuement.

Chapitre 8

Modèle phénoménologique

Le chapitre précédent met en évidence la capacité, développée par l'intermédiaire de la tomographie, à déterminer, le long de l'abscisse x , l'évolution de la fraction volumique en suie. Dans un souci de modélisation du pouvoir suiteux de la flamme d'éthylène, il apparaît alors fondamental de quantifier, à partir de l'observation qualitative des profils, l'influence des paramètres du problème que sont vitesse de soufflage oxydant et vitesse d'injection combustible sur la production de suie le long de l'axe longitudinal. Pour ce faire, la démarche qu'adopte ce chapitre se veut classique : une analyse qualitative des profils de suie apporte des pistes à une approche quantitative devant aboutir à un modèle phénoménologique physiquement fondé de production de suie.

Dans la suite et sauf indication contraire, le terme "production" de suie est généralement à entendre au sens de bilan, c'est-à-dire d'oxydation soustraite de la production effective.

8.1 Analyse qualitative de l'évolution longitudinale des profils de suie et d'émission

Tirées des résultats apportés par la tomographie transverse, les figures 8.1 (a) à (c) proposent une évolution comparée le long de l'axe vertical z , à débit combustible fixé, de l'émission spontanée verte et de la fraction volumique de suie pour trois débits oxydants différents, et ce en $x = 25 \text{ mm}$, $x = 35 \text{ mm}$ et $x = 45 \text{ mm}$. Pour les trois mêmes débits oxydants, les graphes des figures 8.2 (a) à (c) retracent, eux, l'évolution des lignes d'émission maximale et d'absorption maximale le long de l'axe longitudinal. L'ensemble de ces graphes permet d'initier une discussion concernant la production de suie dans un premier temps et la répercussion sur leur émission dans une seconde étape.

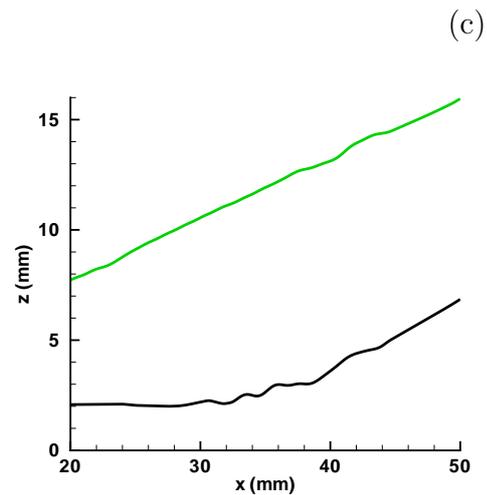
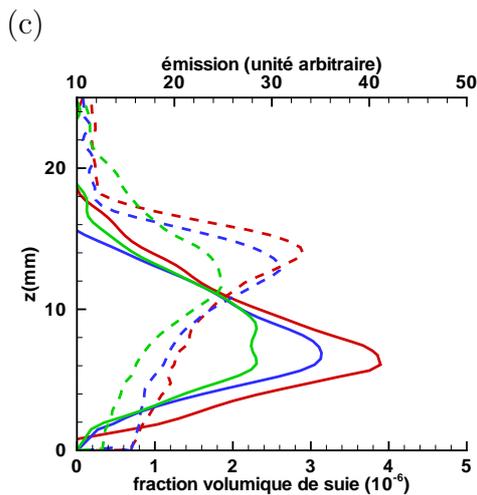
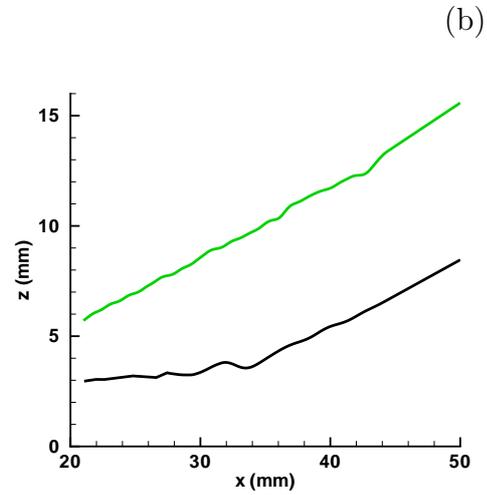
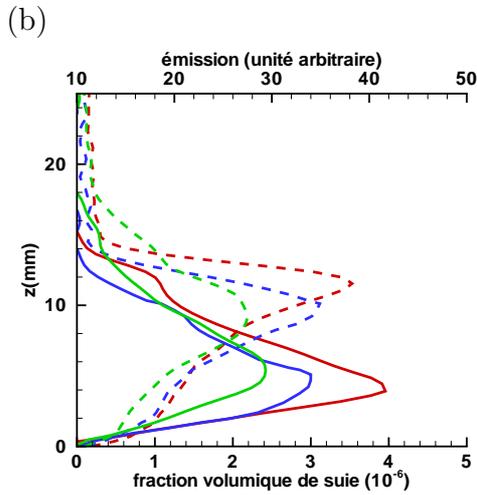
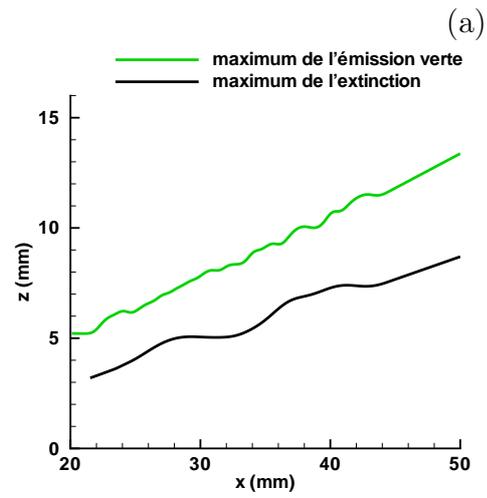
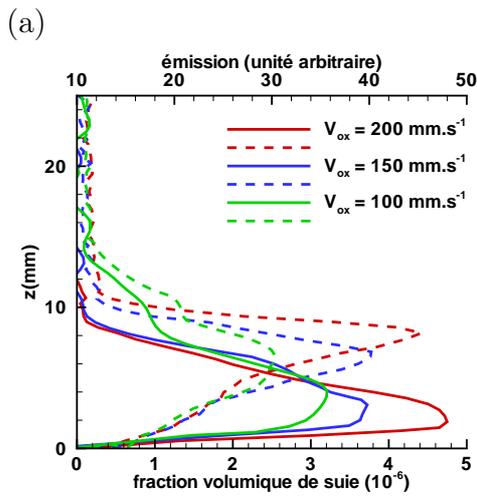


Figure 8.1 – Evolution en fonction de z , pour différents débits oxydants et pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$, de la fraction volumique (en traits pleins) et de l'émission spontanée verte (en traits pointillés) en (a) $x = 25 \text{ mm}$, (b) $x = 35 \text{ mm}$ et (c) $x = 45 \text{ mm}$.

Figure 8.2 – Lignes d'émission spontanée maximale (en trait vert) et d'extinction maximale (en trait noir) pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$.

8.1.1 Influence de V_{ox} sur la production de suie

Chose peu évidente de prime abord, la fraction volumique en suie augmente, à x fixée, avec la vitesse de l'écoulement oxydant, d'après les graphes des figures 8.1 (a) à (c). En outre, ces mêmes graphes montrent que lorsque V_{ox} croît, le maximum de la fraction, toujours à x fixée, s'éloigne en direction de la surface combustible par rapport à la zone de réaction, repérée par son maximum d'émission verte.

A ce stade de l'analyse, il est nécessaire de considérer, au moins qualitativement dans un premier temps, la nature de l'écoulement que connaît la zone de flamme. Pour ce faire, la figure 8.3a/ expose une image d'une flamme visible d'éthane, produite par Pierre Cordeiro [Cordeiro 2003] dans les mêmes conditions que celles qui s'appliquent à la flamme d'éthylène. Cette visualisation permet de déterminer le contour de la flamme visible. La figure 8.3b/ montre, elle, ce contour ainsi que les lignes de courant autour de la flamme, déduites des mesures par PIV du même auteur. On constate ainsi que la convection forcée a tendance à éloigner de la zone de flamme les particules de suies, naturellement formées à l'approche de la flamme, c'est-à-dire, dans le cas présent, sous la flamme.

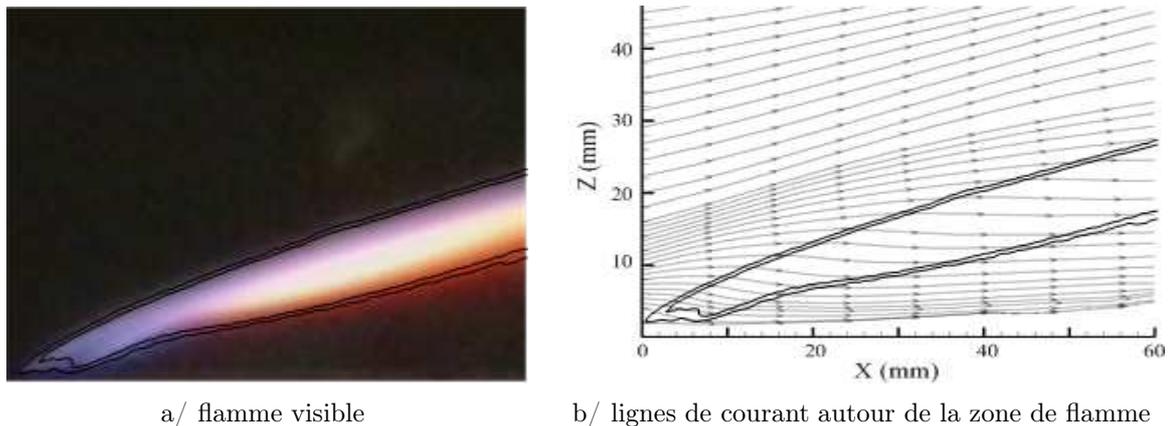


Figure 8.3 – Visualisation d'une flamme visible d'éthane et de l'écoulement autour de la flamme, pour $V_{ox} = 140 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_F = 7 \text{ mm.s}^{-1}$ [Cordeiro 2003].

Une analyse de l'influence d'une augmentation de V_{ox} sur l'écoulement peut alors être réalisée à partir des simulations numériques effectuées par Sébastien Rouvreau [Rouvreau 2002a].

Les figures 8.4a/ et 8.4b/ exposent ainsi les lignes de courant dans le plan de symétrie $y = 0$ pour deux valeurs de V_{ox} et à V_F fixée tandis que les graphes des figures 8.5a/ et 8.5b/ permettent la même comparaison mais dans un plan horizontal $z = 4 \text{ mm}$. Au vu des ces écoulements, il apparaît évident que l'augmentation de V_{ox} implique une diminution de l'influence de l'injection combustible orthogonale à la convection oxydante. Le combustible est alors d'autant moins convecté vers la zone de flamme, où il est donc uniquement diffusé.

De même, les suies, issues du craquage de l'éthylène approchant la flamme, sont plus rapidement redirigées vers la surface du brûleur.

Dans le même temps, la température de la flamme change peu alors que sa distance au brûleur décroît : le gradient de température croît en conséquence et l'effet thermophorèse (*cf.*

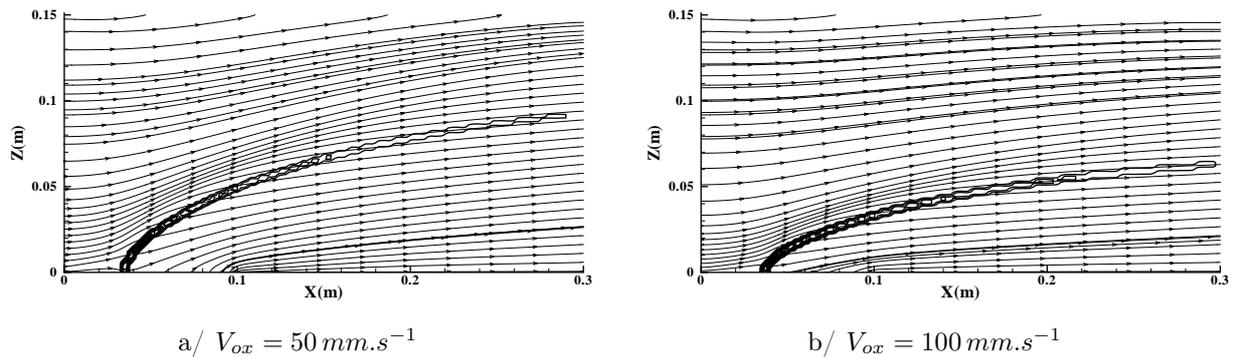


Figure 8.4 – Visualisations dans le plan de symétrie $y = 0$ des lignes de courants numériques autour d'une flamme de propane, pour $V_F = 4 \text{ mm.s}^{-1}$ [Rouvreau 2002a].

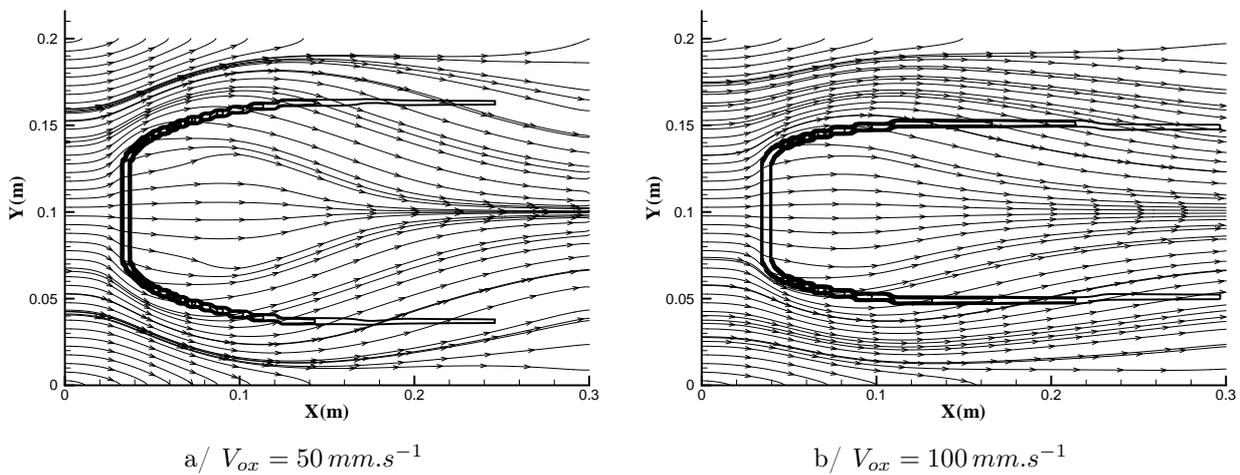


Figure 8.5 – Visualisations dans un plan horizontal $z = 4 \text{ mm}$ des lignes de courants numériques autour d'une flamme de propane, pour $V_F = 4 \text{ mm.s}^{-1}$ [Rouvreau 2002a].

équation (1) de l'introduction à cette partie) est d'autant plus actif. Dans la configuration de cette étude, l'effet thermophorèse agit ainsi dans le même sens que la convection oxydante, et ce d'autant plus que cette dernière augmente.

Les figures 8.2 (a) à (c) viennent par ailleurs étayer ces propos. Les trois graphes représentent en effet l'évolution le long de l'axe longitudinal x des lignes d'émission verte et de fraction volumique de suie maximales. Les trois vitesses d'écoulement oxydant correspondent aux trois vitesses représentées sur les figures 8.1 (a) à (c), toujours pour une vitesse d'injection combustible $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$. On constate bien sur ces graphes que l'augmentation de V_{ox} s'accompagne d'un éloignement des suies par rapport à la zone de réaction.

L'ensemble de ces observations laissent alors à penser que le temps d'oxydation des suies devrait être inversement proportionnel à la vitesse V_{ox} de l'écoulement oxydant, tandis que leur temps de formation devrait être inversement proportionnel à la vitesse V_d de diffusion du combustible vers la flamme.

Parallèlement, les graphes des figures 8.1 (a) à (c) montrent qu'à l'instar de l'émission

visible de la flamme, l'émission spontanée à la longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ croît avec le débit oxydant. Cette constatation est par ailleurs vérifiée en chacune des abscisses exposées. Il est par conséquent nécessaire d'explorer plus avant ce comportement en émission qui semble, lui, dénoter une augmentation de l'oxydation des suies avec V_{ox} .

8.1.2 Influence de V_{ox} sur l'émission spontanée

La similitude des comportements des deux émissions, spectrale comme visible, laisse à penser qu'une analyse effectuée à partir des données spectrales ici commentées doit apporter des éléments de réponse au motif originel de l'étude qu'est l'augmentation de l'intensité visible de la flamme avec V_{ox} .

Afin de corroborer cette dernière assertion, l'émission visible de la flamme a été mesurée en vue de dessus par une caméra numérique, permettant de distinguer les émissions "verte", "rouge" et "bleue" de la flamme le long de l'axe longitudinal, ce grâce au système numérique RGB (*Red Green Blue*). Ce dernier code en effet l'information délivrée par la caméra sur chacun des pixels afin d'y reconstituer la couleur de la flamme. Cette technique est relativement intégrale mais apporte quand même une indication sur la composition spectrale de la flamme. Une illustration de la mesure ainsi effectuée est représentée sur le graphe de la figure 8.6. On constate alors que si les décroissances sont décalées du bleu vers le rouge du fait de la décroissance de la température, les évolutions sont similaires.

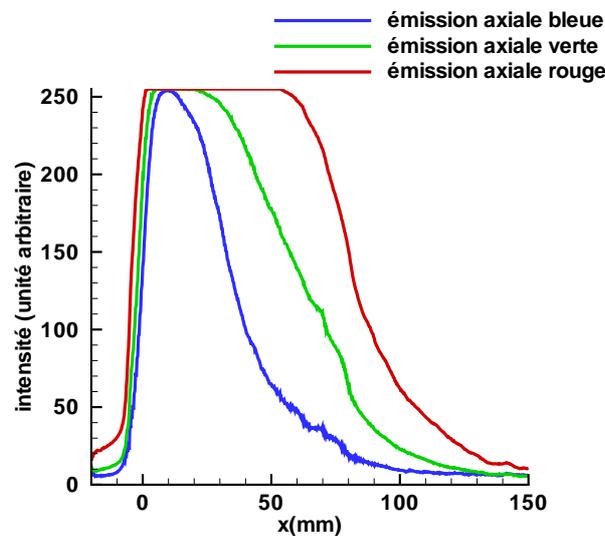


Figure 8.6 – Evolution le long de l'axe longitudinal des composantes RGB mesurées par la caméra numérique pour une flamme alimentée par une injection combustible de $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et un soufflage oxydant de $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$.

En conséquence, les commentaires, qu'ils soient basés sur une analyse monochromatique ou de l'ensemble sur celle du spectre visible, sont fondés de façon équivalente. En outre, l'observation tirée de la figure 8.6 tend à prouver une fois de plus, si besoin en était, que le spectre continu des suies domine l'émission visible puisqu'aucune bande d'émission de gaz ne semble perturber la similitude des évolutions, en queue de flamme tout au moins.

Revenant au commentaire concernant l'augmentation de l'intensité de l'émission verte avec V_{ox} , il apparaît fondamental de caractériser l'interaction entre zone de réaction et zone d'émission des suies. Pour ce faire, une double visualisation latérale a été mise en œuvre : une pellicule semi-réfléchissante permet en effet d'obtenir deux angles de visée identique et ainsi d'effectuer deux mesures synchrones d'émission de nature différentes. En l'occurrence, la zone de réaction a été cartographiée par mesure de l'intensité des radicaux CH^* tandis que la mesure de l'intensité du spectre visible révèle, on vient de le voir, l'émission des suies.

Afin de définir les longueurs caractéristiques nécessaires à une analyse comparative, le graphe de la figure 8.7 révèle l'enveloppe de flammes visibles, pour une vitesse d'injection combustible V_F fixée à $6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et quatre vitesses d'écoulement oxydant.

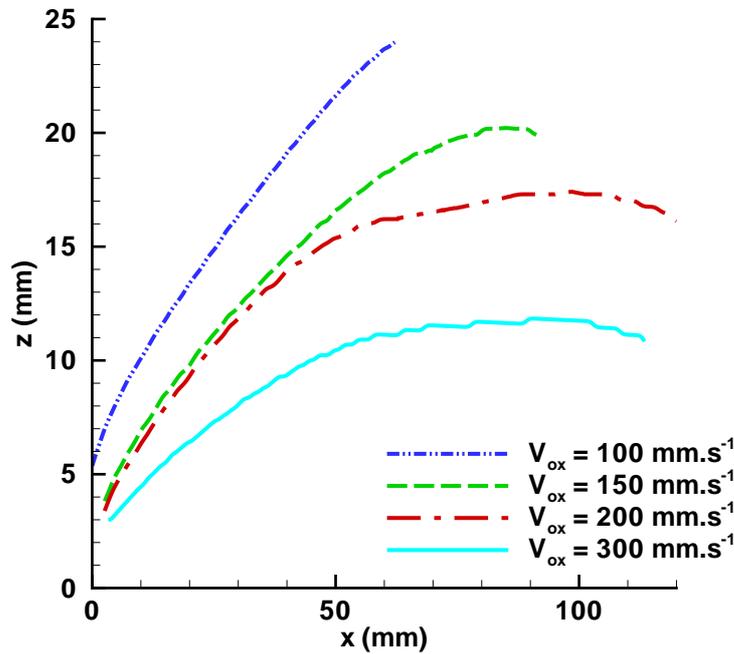


Figure 8.7 – Enveloppes de flammes visibles en fonction de V_{ox} pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$.

La hauteur de flamme selon z diminue fort logiquement avec V_{ox} puisque l'oxydant arrive d'autant plus facilement à la flamme. A l'inverse, la longueur de flamme ne présente pas la même monotonie, fait notable qu'il s'agit d'explorer.

Pour l'heure, ce graphe permet de définir des longueurs caractéristiques l_f des flammes considérées, longueurs consignées dans le tableau 8.1. La question de la valeur du filtre permettant d'obtenir le graphe 8.7 est bien évidemment toujours sujet à discussion. En conséquence, la longueur caractéristique est définie en l'abscisse l_f telle que $\frac{\partial z}{\partial x} \Big|_{x=l_f} = 0$. En effet, la localisation de la hauteur maximale de flamme ne souffre pas la critique relative au filtre. Seule une longueur reste donc arbitraire, à savoir celle de la flamme alimentée par $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, puisque l'enveloppe relative à ces conditions ne connaît pas de hauteur maximale (cf. figure 1.10).

On peut ainsi définir la variable longitudinale adimensionnée X telle que :

$$X = \frac{x}{l_f} \quad (8.1)$$

Tableau 8.1 – Longueurs de flamme caractéristiques en fonction de V_{ox} pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$.

V_{ox}	l_f
mm.s^{-1}	mm
100	62
150	84
200	98
300	91

Les mesures par double visualisation permettent alors de comparer l'évolution des profils des émissions CH^* et visible pour différents X caractéristiques. Cette comparaison est réalisée sur les figures 8.8 à 8.11, pour les flammes alimentées par $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$.

En $X = 0,1$, l'émission visible de la flamme est, dans chacun des cas, dominée en son extrémité supérieure par l'émission des CH^* . Cette remarque est effectivement illustrée sur les images de flammes des figures 1.10, où l'on peut observer une zone bleutée au-dessus de la flamme jaune à proximité du bord d'attaque de la flamme. La zone de réaction primaire est donc bien distincte de la zone de formation/oxydation des suies, située dans la partie riche de la flamme, c'est-à-dire sous la zone attribuée aux radicaux CH^* .

En $X = 0,5$, les profils restent encore fort semblables, montrant une zone bleue en perte d'intensité en comparaison de l'intensité visible. La zone primaire semble donc s'affaiblir, et ce d'autant plus que V_{ox} diminue donc que l'apport en oxydant s'amointrit.

En $X = 0,98$, la zone de réaction primaire est quasiment réduite à néant. Les profils d'émission visible perdent en similitude : à mesure que V_{ox} décroît, la flamme monte, à la recherche d'oxydant.

Enfin, en $X = 1,1$, c'est-à-dire au-delà de l'éventuelle hauteur de flamme maximale, deux comportements asymptotiques semblent se révéler :

- D'une part, pour la plus faible des vitesses oxydantes, le profil d'émission visible continue de monter, laissant supposer que la flamme s'auto-entretient grâce à la présence des imbrûlés que sont les suies. Dans le même temps, l'intensité visible diminue en comparaison du profil défini en $X = 0,98$. On retrouve ici les caractéristiques de l'extinction par "quenching" : la vitesse d'entraînement n'évacue pas suffisamment rapidement les suies, qui émettent d'autant plus et occasionnent donc de lourdes pertes par rayonnement ;
- D'autre part, plus la vitesse V_{ox} est grande, plus les profils ont tendance à redescendre. Ainsi, les conditions d'extinction n'étant pas atteintes et les suies étant d'autant mieux évacuées par l'entraînement oxydant, la flamme se replie sur elle-même, à la recherche de charge combustible.

Si les données disponibles ne fournissent pas de tels profils pour $V_{ox} = 300 \text{ mm.s}^{-1}$, le graphe de la figure 8.7 vient appuyer cette dernière observation : la longueur de flamme l_f finit effectivement par diminuer puisque l'oxydant est convecté en quantité suffisante pour entretenir la combustion des imbrûlés.

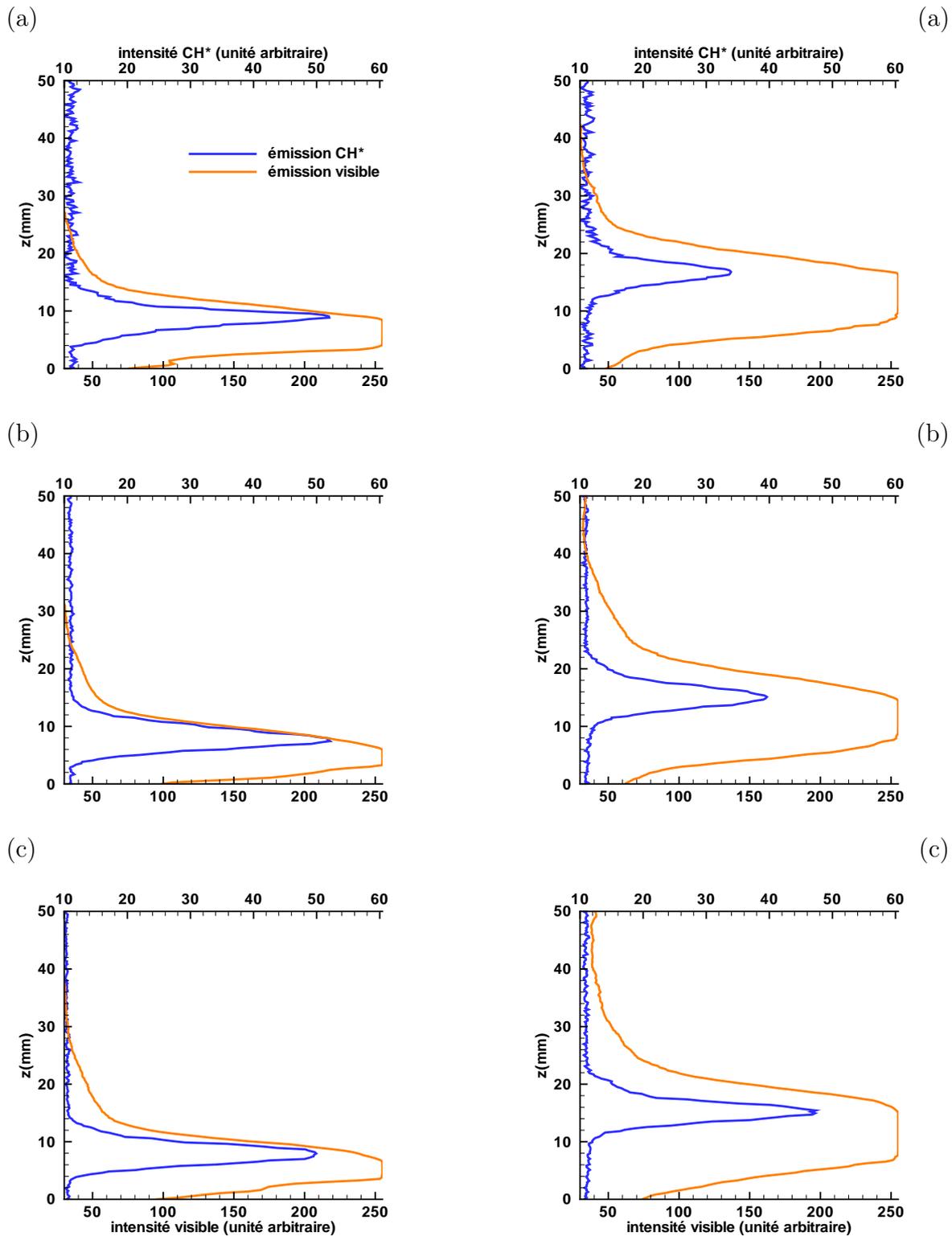


Figure 8.8 – Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 0, 1$, pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$.

Figure 8.9 – Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 0, 5$, pour $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$.

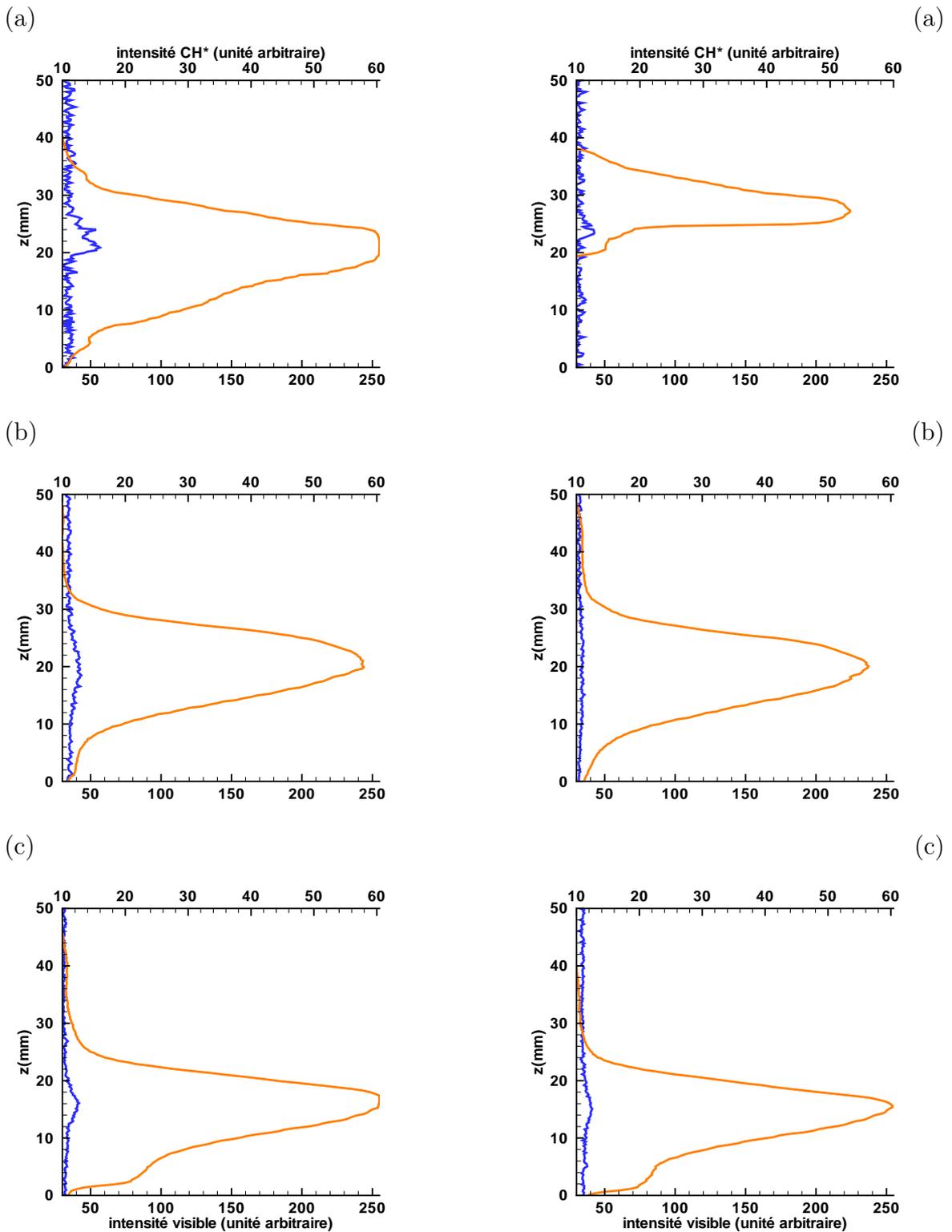


Figure 8.10 – Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 0,98$, pour $V_F = 6,4 mm.s^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 mm.s^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 mm.s^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 mm.s^{-1}$.

Figure 8.11 – Evolutions comparées le long de l'axe z des émissions visible (en orange) et CH^* (en bleu) en $X = 1,1$, pour $V_F = 6,4 mm.s^{-1}$ et (a) $V_{ox} = 100 mm.s^{-1}$, (b) $V_{ox} = 150 mm.s^{-1}$ et (c) $V_{ox} = 200 mm.s^{-1}$.

Or les vitesses $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_{ox} = 300 \text{ mm.s}^{-1}$ constituent les bornes des conditions accessibles, limitant la stabilité de la flamme pour la première et définissant la limite supérieure autorisée par le débitmètre pour la seconde.

Les travaux ici présentés correspondent ainsi à l'étude de la transition entre deux régimes asymptotiques que le paragraphe 8.2 se charge de caractériser en partie. Pour autant, cette transition trouve place sur une gamme de conditions relativement large et l'intérêt de l'étude est donc bien réel.

Il est enfin important de conclure cette partie qualitative relative à l'émission de la flamme en considérant le rapport, déjà évoqué plus haut, entre temps caractéristique de formation des suies et temps caractéristique d'oxydation. La transition semble en effet marquer le passage au cours duquel ce rapport, relativement élevé, diminue à mesure que V_{ox} décroît, au point finalement de provoquer l'extinction par "quenching".

8.1.3 Remarque

En comparant les graphes 8.2 (a) à (c), un lecteur attentif pourra s'étonner de constater que l'éloignement entre suies et zone de flamme augmente avec V_{ox} non seulement du fait de l'entraînement des particules vers la surface du brûleur mais également consécutivement à une montée de la zone de flamme "verte".

Ainsi cette dernière observation peut-elle paraître contradictoire, tout au moins dans la zone ici explorée, avec les images de la figure 1.10, montrant clairement l'affaissement de la flamme visible avec l'augmentation de V_{ox} .

Or, le paramètre température aussi bien que le paramètre fraction volumique est à considérer, dès lors que l'émission des suies est explorée dans des zones proches de la flamme. Il est utile de se référer à ce propos aux travaux de Jenkins et Hanson [Jenkins 2001]. A partir de mesures à une ou deux longueurs d'onde simultanées, ces auteurs proposent en effet deux techniques d'absorption/émission modulée, dans le but de remonter à la température des suies. La méthode à longueur d'onde unique est par ailleurs proche de la technique mise en œuvre par la présente étude, proposant une précision tout à fait satisfaisante d'après les auteurs.

Les particules de suie étant une matière condensée, l'intensité spectrale \mathcal{I}_λ de leur émission peut s'écrire en fonction de l'intensité $\mathcal{I}_{b\lambda}$ du corps noir à la même température T et de l'émissivité spectrale des suies ϵ_λ :

$$\mathcal{I}_\lambda(T) = \epsilon_\lambda \mathcal{I}_{b\lambda}(T) \quad (8.2)$$

Or, l'intensité du corps noir est donnée par la loi de Planck :

$$\mathcal{I}_{b\lambda}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right]} \quad (8.3)$$

où C_1 et C_2 sont les première et deuxième constantes de Planck.

Ainsi obtient-on l'intensité :

$$\mathcal{I}_\lambda(T) = \frac{\epsilon_\lambda C_1}{\lambda^5 \left[e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right]} \quad (8.4)$$

L'inconnue ϵ_λ reste alors à préciser. Pour cela, on en appelle à la loi de Kirchhoff, affirmant l'égalité entre émissivité et absorptivité directionnelles spectrales :

$$\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda = 1 - \tau_\lambda \quad (8.5)$$

où τ_λ est la transmittivité $\frac{i_\lambda(s)}{i_\lambda(0)}$ mesurée et définie dans la loi de Bouguer (*cf.* équation (7.3)).

A partir de la théorie de Mie (*cf.* équation (7.5)) et avec les notations de la relation (7.6), on peut alors exprimer l'émissivité des suies :

$$\epsilon_\lambda = 1 - e^{-\frac{R_0}{\lambda} f_{suie} L} \quad (8.6)$$

Idéalement, la mesure de la fraction volumique f_{suie} permet donc d'obtenir la température par l'intermédiaire des équations (8.2) et (8.3) :

$$T = \frac{C_2}{\lambda \ln \left[\frac{(1-\tau_\lambda) C_1}{I_\lambda \lambda^5} + 1 \right]} \quad (8.7)$$

La mesure absolue de température requiert alors un étalonnage à partir d'une source de température connue. Ici se trouve la principale difficulté car le signal S_λ mesuré effectivement ne permet de revenir à l'intensité \mathcal{I}_λ qu'au travers de la relation suivante (*cf.* paragraphe 7.2.2) :

$$S_\lambda = \frac{\Omega}{4\pi} \eta \int_{\Delta y} \mathcal{I}_\lambda(x, y, z) dy \quad (8.8)$$

S'il est possible, on l'a vu, d'estimer la fonction de convolution liant l'intégrale à l'intensité, conserver les mêmes caractéristiques Ω et η relatives à la configuration expérimentale à bord de l'avion est resté hors de portée des travaux.

Pour autant, en se fixant une température arbitraire de référence sur un profil de suie, il est possible d'obtenir une évolution relative. Considérons pour ce faire les profils de la figure 8.1 (c), correspondant à des vitesses $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$. Alors ne se pose plus le problème de configuration expérimentale, constante pour les deux mesures. La température T^{ref} est, pour l'exemple, fixée à $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ au maximum d'émission (*i.e.* en $z = 14 \text{ mm}$) du profil de $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$.

On peut ensuite exprimer le rapport entre les intensités $\mathcal{I}_\lambda(T(z))$ en une hauteur z quelconque d'un profil et $\mathcal{I}_\lambda(T^{ref})$ à partir de l'expression (8.4) :

$$\frac{\mathcal{I}_\lambda(T(z))}{\mathcal{I}_\lambda(T^{ref})} = \frac{\epsilon_\lambda(z) \left[e^{\frac{C_2}{\lambda T^{ref}}} - 1 \right]}{\epsilon_\lambda^{ref} \left[e^{\frac{C_2}{\lambda T(z)}} - 1 \right]} \quad (8.9)$$

soit encore

$$\frac{\epsilon_\lambda^{ref} \mathcal{I}_\lambda(T(z))}{\epsilon_\lambda(z) \mathcal{I}_\lambda(T^{ref})} = \frac{e^{\frac{C_2}{\lambda T^{ref}}} - 1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T(z)}} - 1} \quad (8.10)$$

Or, dans la gamme de température relevée :

$$C_2 \gg \lambda T$$

et en conséquence :

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \gg 1$$

L'équation (8.10) peut alors être simplifiée :

$$\ln \left[\frac{\epsilon_\lambda^{ref} \mathcal{I}_\lambda(T(z))}{\epsilon_\lambda(z) \mathcal{I}_\lambda(T^{ref})} \right] \approx \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T^{ref}} - \frac{1}{T(z)} \right) \quad (8.11)$$

Enfin obtient-on l'équation (8.12), à laquelle se référer pour passer aux profils de température sur le graphe de la figure 8.12 :

$$\frac{1}{T(z)} \approx \frac{1}{T^{ref}} - \frac{\lambda}{C_2} \ln \left[\frac{\epsilon_\lambda^{ref} \mathcal{I}_\lambda(T(z))}{\epsilon_\lambda(z) \mathcal{I}_\lambda(T^{ref})} \right] \quad (8.12)$$

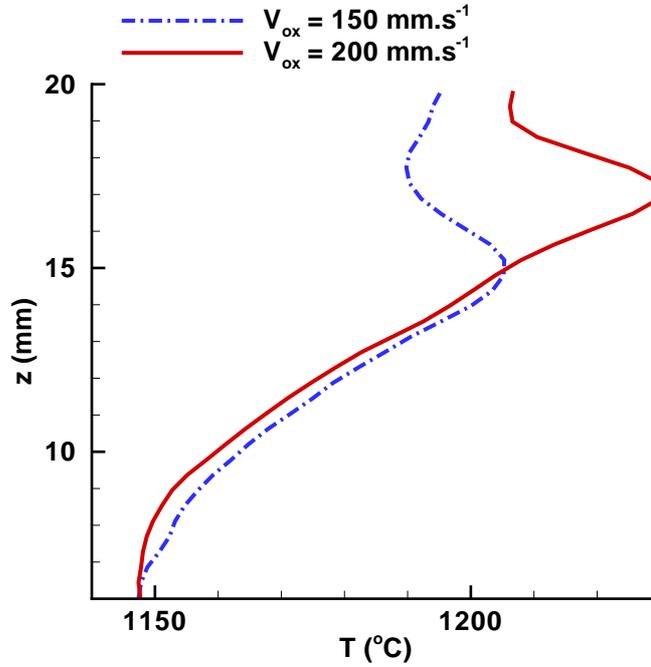


Figure 8.12 – Profils de température obtenus par absorption/émission modulée [Jenkins 2001] à $\lambda = 532 \text{ nm}$, pour deux vitesses $V_{ox} = 150 \text{ mm.s}^{-1}$ et $V_{ox} = 200 \text{ mm.s}^{-1}$ et à $V_F = 6,4 \text{ mm.s}^{-1}$.

On comprend à présent que c'est une légère croissance de température qui fait monter la ligne d'émission maximale lorsque V_{ox} augmente (*cf.* figures 8.2 (a) à (c)). La contradiction est finalement levée.

8.2 Le "Smoke-Point"

L'auteur se permet ici de conserver la terminologie anglosaxonne car aucun des articles de référence n'en assure la traduction en français. En tout état de cause, le terme est, on le verra, suffisamment éloquent pour s'en tenir à son emploi premier.

La notion de *Smoke-Point* est, par conséquent, ici définie. Derrière ce titre volontairement provocateur se cache la source d'inspiration qui sous-tend l'aboutissement de ce chapitre, à savoir l'article de référence de Markstein et De ris [Markstein 1984] et qui doit servir de méthodologie afin de caractériser la production de suie par la flamme en fonction des paramètres du problème.

Pour autant, l'analyse ici produite ne saurait être considérée comme une simple application de la dite méthodologie, tant la transition évoquée plus haut offre peu de références dans la littérature.

8.2.1 Définition

Le *Smoke-Point* est en lui-même une mesure du pouvoir suiteux d'un combustible. Ce point est défini, à gravité terrestre, par deux paramètres, à savoir la hauteur de flamme laminaire et le débit correspondant de combustible au-delà desquels sont émises des suies au travers de la queue de flamme. L'illustration des deux configurations que sépare le *Smoke Point* est placée en figures 8.13a/ et 8.13b/, représentant des flammes établies au sein de la navette Columbia sur un brûleur axisymétrique [Lin 1999a]. On passe ainsi par le *Smoke-Point* de la situation dite "closed-tip" (*cf.* figure 8.13a/) à la configuration dite "opened-tip" (*cf.* figure 8.13b/). Alors qu'une queue de flamme de type "closed-tip" est fermée sur elle-même et permet en conséquence l'oxydation de l'ensemble des suies éventuellement formées à l'intérieur de la flamme, une queue de flamme de type "opened-tip" est, elle, ouverte et laisse échapper une partie des suies.



a/ configuration dite "closed-tip"



b/ configuration dite "opened-tip"

Figure 8.13 – Flammes d'hydrocarbures brûlant dans l'air et établies en micropesanteur sur un brûleur axisymétrique [Lin 1999a].

A environnement oxydant donné, un combustible sera d'autant plus suiteux qu'il possèdera une longueur de flamme plus courte au *Smoke-Point*, puisque les pertes radiatives par émission des suies d'une flamme la refroidissent notablement, menant à des conditions d'extinction plus rapidement atteintes.

8.2.2 Utilisation du concept

A gravité terrestre, Markstein et De Ris, dans leur article de référence [Markstein 1984], s'emploient à tirer de la définition du *Smoke-Point* le maximum d'enseignements. Remarquant que la température d'émission des suies est relativement indépendante du débit combustible, les auteurs se cantonnent à des mesures d'extinction semblables à celles effectuées au cours de cette étude afin de tracer le graphe, reporté en figure 8.14, donnant l'évolution de l'absorption linéique en fonction de la hauteur sur l'axe de leur brûleur axisymétrique.

A partir d'une analyse dimensionnelle, Markstein et De Ris justifient l'adimensionnement des variables, de sorte que le graphe de la figure 8.14 incite aux remarques suivantes :

- les courbes d'extinction linéique sont confondues dans leur partie ascendante, quels que soient les débits de combustible ou la nature-même des combustibles ;
- les courbes d'extinction linéique sont confondues dans leur partie descendante lorsque les flammes sont situées en deça du *Smoke-Point*. En revanche, les courbes correspondant à des flammes au-delà du *Smoke-Point* ne montrent pas la même similitude.

Réussissant ainsi à juxtaposer l'évolution des courbes, Markstein et De Ris aboutissent à trois conclusions principales :

1. le taux de formation des suies est indépendant de la longueur de flamme pour un combustible donné ;
2. le pic du coefficient d'absorption est inversement proportionnel à la racine carrée de la longueur de flamme au *Smoke-Point* ;
3. la fraction de la puissance radiative sur la puissance totale libérée au *Smoke-Point* est indépendante du combustible.

Dès lors, le *Smoke-Point*, déterminé par la chimie du combustible, apparaît comme le facteur prépondérant gouvernant l'émission des flammes de diffusion d'hydrocarbures à gravité terrestre.

8.2.3 Application à l'étude

En premier lieu, il est important de remarquer que l'application du *Smoke-Point* aux conditions de micropesanteur révèle l'existence d'un paramètre supplémentaire, en l'occurrence la vitesse du soufflage oxydant qui n'est alors plus fixée par la convection naturelle.

D'un point de vue fondamental, la flamme d'éthylène analysée dans cette étude se situe de façon systématique au-delà du *Smoke-Point*. Elle présente en effet une queue de flamme ouverte, au travers de laquelle sont libérées des particules de suie. Expérimentalement, le *Smoke-Point* ne semble pas accessible car les conditions d'extinction sont atteintes avant celles permettant à la flamme de se refermer sur elle-même. Cette observation est par ailleurs en accord avec la remarque exprimée par différentes études, relevant que la longueur

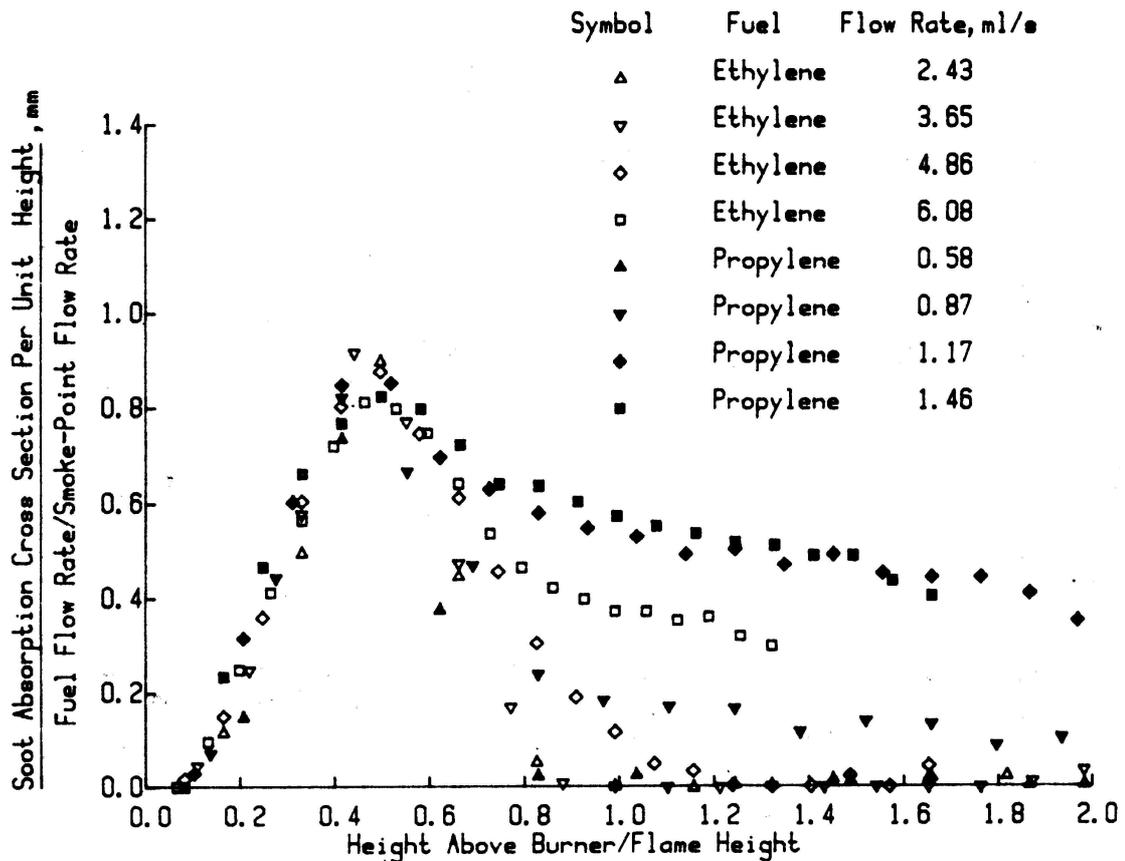


Figure 8.14 – Evolution de l'absorption linéique le long de l'axe d'un brûleur axisymétrique pour différents débits d'éthylène et de propylène, à gravité terrestre [Markstein 1984].

de flamme au *Smoke-Point* est nettement plus faible en micropesanteur qu'à gravité terrestre [Urban 2000]. On trouve par conséquent ici la première justification du recours à la méthodologie du *Smoke-Point*, ce dernier ne pouvant être extrapolé des conditions de gravité terrestre à celles de la micropesanteur.

En outre, les données rendues disponibles par les différentes campagnes de vols paraboliques ne donnent pas accès à une quelconque validation des deux dernières conclusions tirées par Markstein et De Ris puisqu'une unique panoplie de résultats a pu être complétée, en l'occurrence celle relative à l'éthylène.

Cependant, le recours à une telle méthodologie paraît judicieux à bien des égards :

- Sur un plan expérimental, il serait intéressant de revenir à une unique courbe de tendance de production des suies, via des échelles justifiées fonction des paramètres du problème. Une courbe de référence serait alors disponible pour l'estimation de la production de suie en fonction des paramètres du problème. Cette analyse est d'autant plus dotée d'intérêt que, si les caractéristiques du *Smoke-Point* sont relativement indépendantes de la configuration expérimentale à gravité terrestre, il n'en va pas de même en micropesanteur [Urban 2000]. Aucune extrapolation à partir de données extérieures ne semble donc envisageable et l'étude est, par conséquent, non seulement utile mais

nécessaire ;

- Sur un plan numérique, cette estimation de la production de suie pourra servir dans un premier temps de distribution spatiale donnée de suie lors des simulations visant à pousser plus quantitativement la validation du modèle radiatif de FDS ébauchée dans la seconde partie de ce mémoire. Par la suite, la même estimation servira d'élément de validation lorsque le code incorporera un modèle de formation et de transport des suies ;
- Enfin, comme cela a déjà été décrit plus avant, les pertes radiatives constatées sur des flammes établies en micropesanteur ne répondent pas aux lois déterminées à gravité terrestre. A terme, l'analyse ici réalisée pour l'éthylène pourra alors concourir à l'établissement d'une tendance radiative globale, indépendante de l'hydrocarbure mis en jeu.

En conséquence, une analyse dimensionnelle du problème exploré lors de ces travaux est à présent détaillée afin de justifier les échelles nécessaires pour aboutir à une unique courbe de tendance de production de suie du type de celle obtenue par Markstein et De Ris [Markstein 1984].

8.2.4 Analyse dimensionnelle

A l'instar de Markstein et De Ris pour leur flamme de diffusion axisymétrique [Markstein 1984] à gravité terrestre, on montre ici qu'une analyse dimensionnelle de notre problème permet de prédire, dans un premier temps à débit oxydant donné, une corrélation entre les évolutions de la fraction volumique de suie par unité de longueur longitudinale. Dans une seconde étape, on démontre que la corrélation peut être étendue à l'ensemble des conditions de soufflage et d'injection.

Temps caractéristiques

Tout comme le préconise Faeth [Ross 2002], il est important de caractériser la formation de suies à partir du rapport entre temps caractéristique de formation $\tau_{f,s}$ et temps caractéristique d'oxydation des suies $\tau_{ox,s}$.

Or, la partie précédente a montré que ces temps caractéristiques devaient être inversement proportionnels respectivement à la vitesse de diffusion V_d et à la vitesse de l'entraînement oxydant V_{ox} :

$$\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}} \sim \frac{V_{ox}}{V_d} \quad (8.13)$$

Longueurs caractéristiques

Dans la direction verticale z , la longueur caractéristique est la hauteur de flamme maximale h_f .

Dans la direction transverse y , la longueur caractéristique se trouve être la largeur du poreux L .

Enfin, dans la direction de la propagation x , la longueur caractéristique de la flamme est à l'évidence la longueur de flamme l_f . Toutefois, on l'a dit, la question de la valeur du filtre permettant d'obtenir le graphe 8.7 est d'autant plus critique que le *Smoke-Point* n'est pas

atteint. Si l_f est aisément définie dès lors que la flamme est fermée, il n'en est en effet pas de même lorsque la flamme est ouverte. A titre d'illustration, il suffit de considérer le graphe de la figure 8.6 : l'intensité de la flamme décroît trop progressivement pour définir un critère fiable aboutissant à la mesure de l_f .

Or, sur leur configuration de brûleur axisymétrique, Xu *et al.* [Xu 2002] montrent eux aussi que la zone d'émission des radicaux CH^* s'éteint également au niveau du rayon de flamme maximal, et ce à mi-longueur de flamme. Dès l'instant où le rayon de flamme maximal est défini, la longueur l_f est alors corollairement précisée. Appliquée à la configuration ici étudiée, la longueur l_f est définie lorsque la flamme admet une hauteur maximale :

$$\frac{\partial z}{\partial x} \Big|_{x=l_f} = 0 \quad (8.14)$$

Débits/vitesses caractéristiques

Au vu des lignes de courant (*cf.* figures 8.4a/ et 8.4b/), la vitesse caractéristique est la vitesse de l'écoulement oxydant V_{ox} .

On note \dot{M}_F le débit combustible massique injecté, paramètre du problème.

Le troisième débit caractéristique ne peut être alors, on l'a vu, que de type diffusif : \dot{m}_F'' est le débit surfacique moyen de consommation massique du combustible à la surface de la flamme.

On peut ainsi écrire l'égalité suivante, par définition même des grandeurs introduites :

$$\dot{M}_F \approx \rho_f V_F L^2 \quad (8.15)$$

où ρ_f est la masse volumique caractéristique du problème.

\dot{m}_F'' est, lui, un débit purement diffusif et se définit comme suit :

$$\dot{m}_F'' = \rho_f D_f \frac{\partial Y_F}{\partial z} \Big|_{z=h_f} \approx \rho_f D_f \frac{Y_{FT} - 0}{h_f} \quad (8.16)$$

avec D_f le coefficient de diffusion moléculaire caractéristique, Y_F la fraction massique locale du combustible et Y_{FT} la fraction massique du combustible à l'injection.

Relations d'échelles

Il est de fait nécessaire d'exprimer les caractéristiques de la flamme, à savoir l_f , h_f et $\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}}$, en fonction des paramètres du problème, soit en l'occurrence le débit combustible \dot{M}_F et la vitesse de soufflage V_{ox} .

La hauteur de flamme h_f peut être obtenue à partir de l'analyse dimensionnelle de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, appliquée à la couche-limite et projetée sur l'axe longitudinal :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8.17)$$

soit

$$\frac{V_{ox}^2}{l_f} \approx \nu \frac{V_{ox}}{h_{CL}^2} \quad (8.18)$$

où ν est la viscosité cinématique caractéristique et h_{CL} l'épaisseur de couche-limite aérodynamique.

On peut alors montrer que couche-limite aérodynamique et couche-limite réactive sont liées par l'égalité suivante [Glassman 1977] :

$$h_f \approx s h_{CL} \quad (8.19)$$

où

$$s = \frac{Y_{FT} v_O M_O}{Y_{O\infty} v_F M_F} \quad (8.20)$$

On a ici noté $Y_{O\infty}$ la teneur massique en oxydant dans l'environnement, v_O et v_F respectivement les coefficients de la réaction stœchiométrique de l'oxydant et du combustible et enfin M_O et M_F respectivement les masses molaires de l'oxydant et du combustible.

Des équations (8.18) et (8.19) est ainsi tirée une expression de la hauteur de flamme h_f :

$$h_f \approx s \sqrt{\frac{\nu l_f}{V_{ox}}} \quad (8.21)$$

En supposant le nombre de Schmidt unitaire et en injectant l'équation (8.21) dans l'équation (8.18), on obtient une expression de \dot{m}_F'' fonction de V_{ox} et l_f :

$$\dot{m}_F'' = \rho_f \frac{Y_{FT}}{s} \sqrt{D_f \frac{V_{ox}}{l_f}} \quad (8.22)$$

Le rapport défini par la relation (8.13) peut alors être précisé puisque la vitesse de diffusion V_d est extraite de l'équation (8.22) :

$$V_d = \frac{Y_{FT}}{s} \sqrt{D_f \frac{V_{ox}}{l_f}} \quad (8.23)$$

d'où le rapport recherché :

$$\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}} \sim \sqrt{V_{ox}} \sqrt{l_f} \quad (8.24)$$

A ce stade de l'analyse dimensionnelle, on recense trois inconnues, à savoir $\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}}$, l_f et h_f , liées aux paramètres du système V_{ox} et V_f par deux relations, en l'occurrence les équations (8.21) et (8.24). Une hypothèse supplémentaire doit alors être émise pour fermer le système.

Tendance asymptotique

Dans le cas où la flamme est fermée sur elle-même, l'ensemble du combustible, sous forme gazeuse ou condensée, est consommé, ce qui est traduit par la relation suivante :

$$\dot{M}_F = \dot{m}_F'' l_f L \quad (8.25)$$

Cette dernière expression permet d'aboutir à l'équation (8.26), donnant la longueur de flamme en fonction des paramètres du problème, à savoir le débit de combustible \dot{M}_F et la vitesse de soufflage oxydant V_{ox} :

$$l_f = \frac{1}{D_f} \left(\frac{\dot{M}_F s}{\rho_f Y_{FT} L} \right)^2 \frac{1}{V_{ox}} \quad (8.26)$$

La hauteur de flamme h_f peut alors être exprimée en fonction des paramètres de l'étude en ré-injectant l'équation (8.26) dans l'équation (8.21) :

$$h_f \approx \frac{s^2}{\rho_f Y_{FT} L} \frac{\dot{M}_F}{V_{ox}} \quad (8.27)$$

Enfin, le rapport des temps caractéristiques ne dépend ainsi plus que du débit combustible :

$$\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}} \sim \dot{M}_F \sim V_F \quad (8.28)$$

Tendances expérimentales

Rappelons que cette relation ne peut être vérifiée a priori que pour de grandes valeurs de V_{ox} . Comme il a déjà été remarqué, il est plus aisé de mesurer expérimentalement la hauteur de flamme h_f , plutôt que la longueur de flamme l_f , toujours sujette à une grande sensibilité aux filtres appliqués [Cordeiro 2003]. C'est donc en terme de hauteur de flamme que le domaine de validité des relations (8.26) et (8.27) est exploré ici.

La validation de la dépendance en V_F est présentée sur le graphe de la figure 8.15, qui retrace la variation de la hauteur de flamme en fonction de la vitesse d'injection en combustible, ou de façon équivalente en fonction du débit combustible, ce à vitesse de soufflage oxydant fixée. La droite reliant les points expérimentaux dénote la forte linéarité entre les deux grandeurs, validant de fait la relation (8.27). La dépendance asymptotique en \dot{M}_F semble donc s'étendre aux vitesses d'entraînement intermédiaires

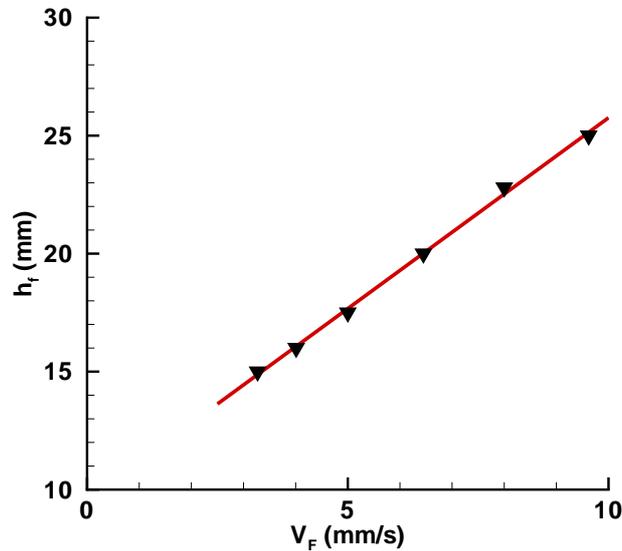


Figure 8.15 – Epaisseur de flamme h_f en fonction de la vitesse d'injection combustible V_F pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} .

On peut objecter à ce stade de l'analyse que la régression linéaire introduite dans le graphe de la figure 8.15 est une fonction affine, et non linéaire. Cependant, l'analyse dimensionnelle

qui permet d'aboutir à la relation 8.27 n'incorpore pas de terme convectif dans la direction verticale z . Dès lors, la grandeur h_f est en fait à entendre comme $h_f - h_o$, où h_o est le décollement de la flamme en $x = 0 \text{ mm}$ du fait de l'injection pariétale en combustible. Il apparaît cependant que ce décollement est peu dépendant de V_F dans la gamme de vitesse considérée et en tout état de cause faible en regard de h_f .

En conséquence, sur la gamme située au-delà de $V_{ox} = 100 \text{ mm.s}^{-1}$, on peut supposer la tendance suivante :

$$\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}} \sim V_F \quad (8.29)$$

Considérons à présent la dépendance en V_{ox} . Au vu des remarques faites plus haut dans le paragraphe concernant les longueurs caractéristiques, la relation 8.26 devrait être approchée lorsque V_{ox} tend vers de "grandes" valeurs.

La validation de la dépendance en V_{ox} est à son tour présentée sur le graphe de la figure 8.16, qui rapporte l'évolution de la puissance en V_{ox} dans la relation 8.27 en fonction de V_{ox} , à V_F fixée. Malgré le faible nombre de points, la dépendance de la hauteur de flamme h_f en V_{ox} semble effectivement tendre d'autant plus vers la valeur escomptée que la convection augmente.

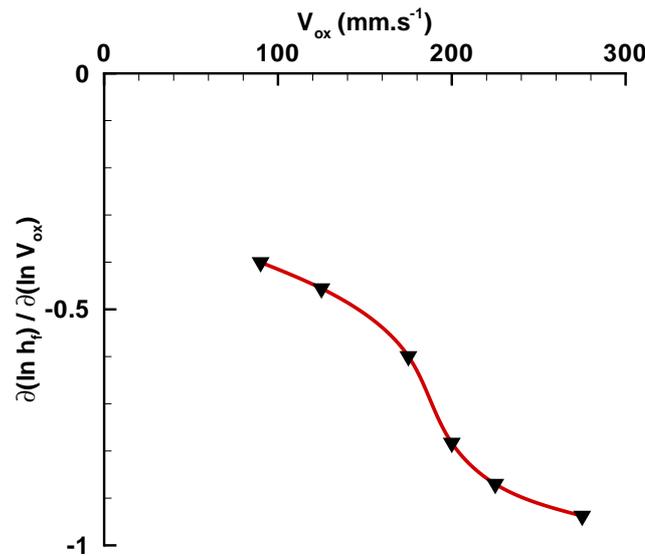


Figure 8.16 – Evolution de la loi de puissance donnant la dépendance de h_f en fonction de V_{ox} pour une vitesse d'injection combustible de 5 mm.s^{-1} .

A nouveau, le problème apparaît plus sensible aux variations de V_{ox} . Le schéma de la figure 8.17 illustre alors la discussion. Le comportement asymptotique en $\frac{1}{V_{ox}}$ (en bleu) configure l'évolution de l_f pour les "grandes" vitesses d'entraînement. Le comportement asymptotique, dû au phénomène de "quenching" (en rouge), domine, lui, l'évolution de l_f pour les petites vitesses. L'évolution de ce dernier comportement asymptotique en fonction de V_{ox} reste par ailleurs floue à l'heure actuelle. L'équipe de Gary Faeth, pourtant prolifique sur leur configuration de brûleur axisymétrique ([Lin 1999a], [Lin 1999b], [Urban 2000] et [Xu 2002]), ne

propose par exemple pas de prédiction de la forme de flamme pour les conditions situées au-delà du *Smoke-Point*. La détermination de la dépendance en V_{ox} au "quenching" devra par conséquent faire l'objet de travaux futurs. Seule l'étude de la transition est d'ailleurs accessible aux travaux présentés dans ce mémoire. A la croisée de l'influence des deux comportements asymptotiques, la longueur de flamme présente alors un plateau, déjà constaté sur la figure 8.7.

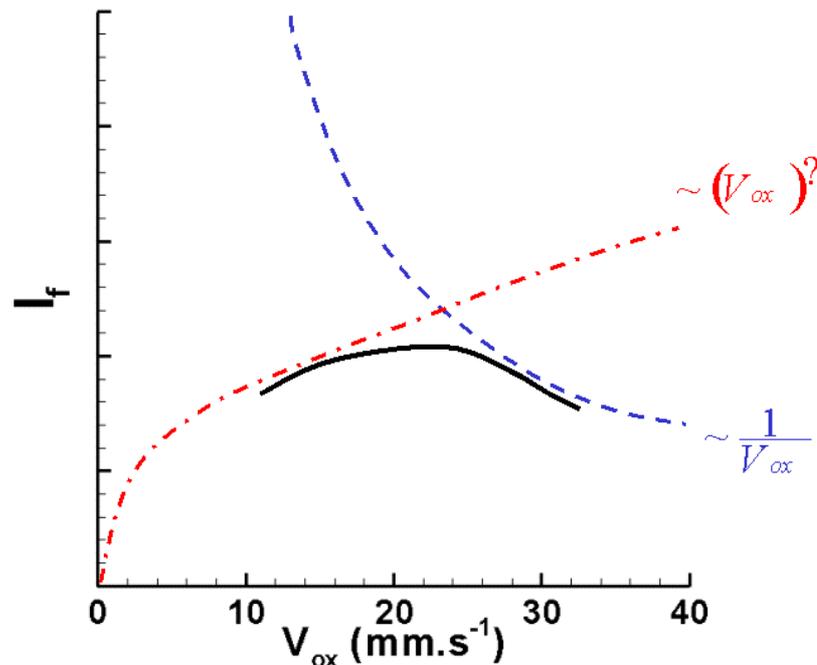


Figure 8.17 – Schéma de l'influence supposée de V_{ox} sur la longueur de flamme l_f , à V_F fixée.

De façon plus théorique, il est intéressant de se reporter aux travaux de Pagni et Shih [Pagni 1978]. Ces auteurs ont en effet étudié l'influence de l'excès de pyrolyse sur la forme de la flamme, établie à gravité terrestre sur un combustible solide et plan. La zone de pyrolyse libère en effet dans ces conditions un excès de combustible gazeux, emporté par la convection et qui est donc susceptible d'entretenir la flamme plus haut. Ainsi les auteurs réussissent-ils à prédire sur le graphe 8.18 l'évolution de la longueur de flamme l_f , adimensionnée par la longueur de pyrolyse l_p , en fonction du nombre de transfert de masse B , défini par l'équation (1) de l'introduction générale, et du nombre sans dimension $r = \frac{1}{s}$.

La configuration de type *wake* propose l'étude d'une flamme alimentée par un fort écoulement forcé, permettant alors à la flamme de brûler l'excès de pyrolyse, et ce d'autant plus facilement que r est petit et surtout que B est grand. L'augmentation de la longueur de flamme de cette configuration démontre cette tendance.

A l'inverse, une flamme se contentant de l'alimentation par convection naturelle (configuration *plume*) ne peut brûler plus d'excès de pyrolyse, quel que soit B , comme le montre la stagnation de la longueur de flamme adimensionnée.

Dans le cas de l'éthylène, $r \approx 0,1$. Qui plus est, le manque de convection oxydante rapproche l'étude présentée dans ce mémoire de la configuration *plume*. Le plateau de l_f ,

constaté expérimentalement, trouve donc ici une certaine validation théorique.

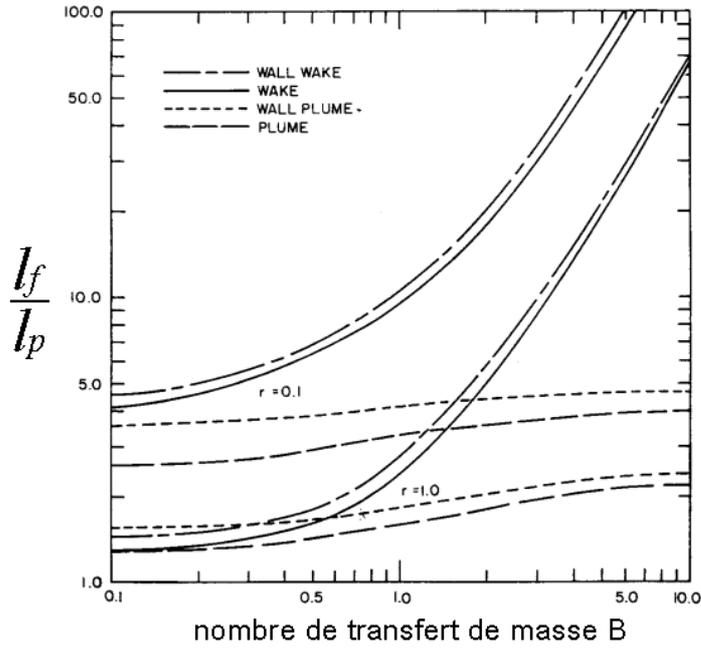


Figure 8.18 – Evolution de la hauteur de flamme adimensionnée par la longueur de pyrolyse en fonction de B et r [Pagni 1978].

Finalement, dans la gamme de conditions explorées par l'étude, on peut légitimement supposer que $l_f \sim o(\sqrt{V_{ox}})$, si bien que la dépendance en V_{ox} du rapport des temps caractéristiques peut se résumer à la suivante :

$$\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}} \sim \sqrt{V_{ox}} \quad (8.30)$$

En conclusion de cette analyse dimensionnelle, l'influence des paramètres du problème sur le rapport de ces temps caractéristiques est donnée par la relation (8.31) :

$$\frac{\tau_{f,s}}{\tau_{ox,s}} \sim V_F \sqrt{V_{ox}} \quad (8.31)$$

8.2.5 Fraction volumique de suie par unité de longueur longitudinale en fonction des paramètres du problème

Par analogie à la grandeur définie par Markstein et De Ris [Markstein 1984], on note F_{sui} la fraction volumique de suie par unité de longueur longitudinale, à savoir l'intégrale de la fraction volumique en suie, intégrée le long de l'axe vertical z , à x donnée :

$$F_{sui}(x) = \int_{z=0}^{z_f(x)} f_{sui}(x, z) dz \quad (8.32)$$

où $z_f(x)$ est la hauteur de flamme en x

Dans un souci de clarté, la dépendance de la grandeur F_{sui} vis-à-vis de chacun des deux paramètres du problème est à présent étudiée de façon indépendante.

Dépendance en V_F

La vitesse du soufflage oxydant V_{ox} est ici maintenue à 100 mm.s^{-1} . Les points de la figure 8.19a/ représentent alors la fraction volumique définie par l'équation (8.32) le long de l'axe longitudinal pour différents débits combustibles.

On constate bien, en divisant la fraction F_{sui} par la vitesse d'injection combustible V_F , un comportement fortement similaire de la production de suie le long de l'axe longitudinal, à en juger par le graphe de la figure 8.19b/, où les points suivent la même tendance pour l'ensemble des débits combustibles ici étudiés. Le plus gros écart n'excède par ailleurs pas les 12 %, ce qui, compte-tenu de l'objectif de modèle unique, apparaît satisfaisant.

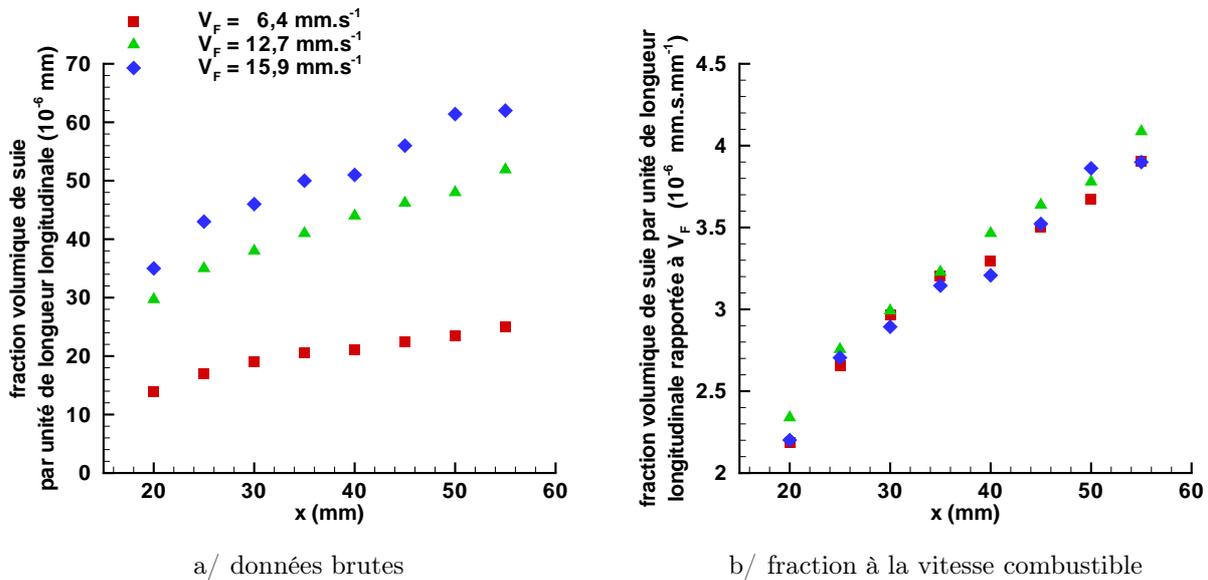


Figure 8.19 – Evolution pour différentes vitesses combustibles de la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale.

Dépendance en V_{ox}

La vitesse de l'injection combustible est à présent fixée à $6,4 \text{ mm.s}^{-1}$. Les points de la figure 8.20a/ représentent, eux aussi, la fraction volumique définie par l'équation (8.32) le long de l'axe longitudinal mais cette fois pour différents débits oxydants.

En rapportant la fraction F_{sui} à la racine carrée de la vitesse oxydante V_{ox} , on constate également un comportement fortement similaire de la production de suie le long de l'axe longitudinal, au vu du graphe de la figure 8.20b/, où les points suivent la même tendance pour l'ensemble des débits oxydants. A l'exception des points en $x = 20 \text{ mm}$, à la limite du domaine exploré, le plus gros écart n'excède pas ici les 10 %.

Modèle

Le graphe de la figure 8.21 retranscrit l'ensemble des résultats détaillés plus haut. Cette fois, la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale a été rapportée au

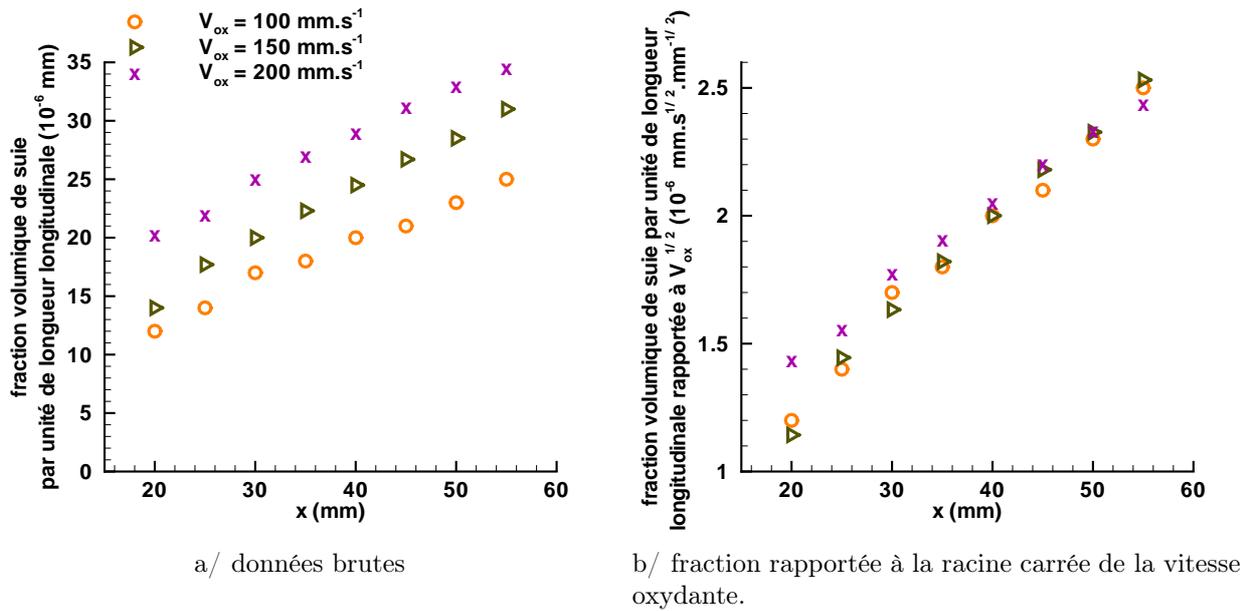


Figure 8.20 – Evolution pour différentes vitesses oxydantes de la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale.

produit $V_F \sqrt{V_{ox}}$. Le regroupement des points en chaque abscisse permet effectivement à présent, d'une part de valider la dépendance attendue vis-à-vis des paramètres du problème, d'autre part de produire une courbe de référence afin d'estimer pour un couple (V_F, V_{ox}) quelconque la production de suies par la flamme d'éthylène avec une incertitude inférieure à 15% sur le domaine $20 \text{ mm} \leq x \leq 55 \text{ mm}$.

8.3 Synthèse

Si cette étude quantitative de la production de suie par la flamme n'explique pas totalement la croissance linéaire de sa puissance émise avec V_{ox} (*cf.* figure 1.12), elle met en évidence les caractéristiques fondamentales de la production de suie par la flamme d'éthylène établie en micropesanteur :

1. Dans la gamme de conditions explorées, la production de suie est une fonction linéaire du débit combustible. Cette dépendance laisse alors à penser que le paramètre limitant du problème est la vitesse oxydante V_{ox} .
2. Dans la gamme de conditions explorées, la production de suie est une fonction de la racine carrée de la vitesse oxydante, apportant un premier élément d'explication du phénomène traduit par le graphe de la figure 1.12.

Sur un plan plus fondamental, l'évolution de la vitesse oxydante V_{ox} sur une fourchette allant de 100 mm.s^{-1} à 300 mm.s^{-1} décrit, à V_F fixée, la transition entre deux régimes de propagation. Le schéma de la figure 8.22 permet de justifier ces propos de manière plus imagée. Les deux modes correspondent aux situations A et C. Le premier de ces deux régimes modélise la flamme lorsque l'extinction par "quenching" intervient avant que les lignes de

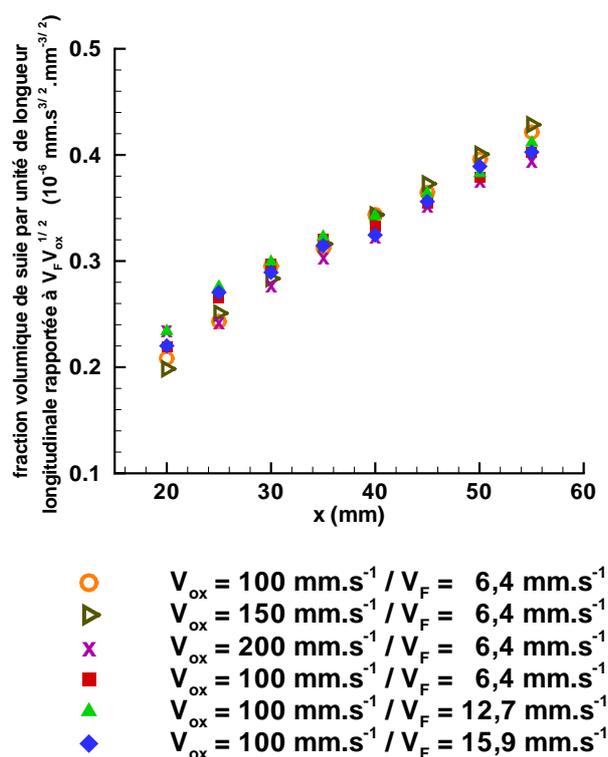


Figure 8.21 – Evolution de la fraction volumique en suie par unité de longueur longitudinale rapportée au produit $V_F \sqrt{V_{ox}}$.

courant ne puissent ramener la masse combustible que constituent les suies à la flamme. Le second permet à cette flamme de s'entretenir un temps à partir de l'oxydation des suies. Dans la partie ascendante de chacun des profils, les suies sont formées et oxydées à proximité de la flamme.

Dans le cas des faibles vitesses d'écoulement oxydant dont la configuration A est représentative, les suies ont un tel temps de résidence à proximité de la flamme qu'elles émettent relativement longuement et finissent par occasionner des pertes radiatives suffisamment importantes pour éteindre la réaction primaire de l'éthylène avec l'oxydant. Par ce phénomène de "quenching", la flamme se courbe à la recherche de combustible mais finit par s'éteindre rapidement, incapable d'entretenir la combustion, y compris celle des imbrûlés que les lignes de courant ne ramènent pas à la flamme. Les suies ont par conséquent dans ce régime un rôle inhibiteur plus que combustible.

Lorsque V_{ox} augmente, la flamme se courbe du fait des pertes thermiques mais l'augmentation de la diffusion du combustible en $\sqrt{V_{ox}}$ les contrebalance en partie. Si la flamme produit en conséquence plus de suies, ces dernières sont plus rapidement emportées par l'écoulement.

La flamme peut alors admettre un maximum comme le montre la configuration B : l'extinction par "quenching" de la zone de réaction primaire survient en ce point mais l'oxydation en aval des imbrûlés reste impossible car les suies ont rayonné sous la flamme et ne présentent

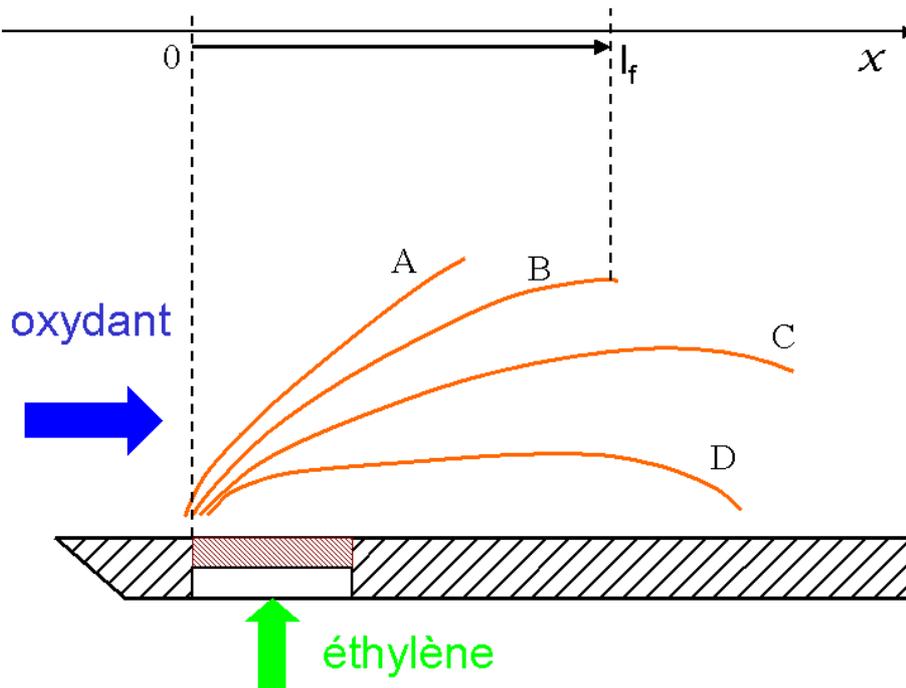


Figure 8.22 – Profils schématiques de la flamme visible en fonction de V_{ox} , à V_F fixée.

plus les conditions requises d'oxydation.

En diminuant donc ce temps de rayonnement sous la flamme, les suies doivent pouvoir être portées à température d'oxydation lorsque les lignes de courant les ramènent à la flamme suffisamment rapidement, ce que révèle la configuration C. Les suies, issues de la partie ascendante de la flamme, constituent alors une masse combustible et entretiennent la réaction jusqu'à rencontrer les conditions de "quenching", relatives uniquement aux suies cette fois-ci. Dans ce régime, les suies contribuent plus à la propagation de la flamme qu'à son extinction.

Enfin, lorsque l'on augmente encore V_{ox} , les suies sont de plus en plus oxydables et la flamme les brûle d'autant plus rapidement, allant idéalement jusqu'à se refermer sur elle-même dans la configuration D.

Ici se trouve donc un second élément de réponse au phénomène de croissance de la puissance radiative émise par la flamme avec V_{ox} .

Le rôle émissif des suies est ainsi qualitativement avéré et la longueur caractéristique l_f , définie en l'abscisse de hauteur maximale de flamme, prend alors toute son ampleur.

Afin de caractériser de façon plus quantitative l'extinction par les suies dans la configuration la plus répandue pour nos conditions, à savoir la configuration C, il serait nécessaire de raisonner à partir du nombre de Damköhler D , exprimant le rapport entre temps caractéristique de résidence τ_r et temps caractéristique chimique τ_{ch} :

$$D = \frac{\tau_r}{\tau_{ch}} \quad (8.33)$$

Yang et T'ien [Yang 1998] et T'ien [T'ien 1990] proposent alors de définir ces temps par les rapports suivants :

$$\tau_r = \frac{\alpha_{ox}}{V_{ox}} \quad (8.34)$$

et

$$\tau_{ch} = \frac{1}{\rho_f A T_f e^{-\frac{E}{RT_f}}} \quad (8.35)$$

où α_{ox} est 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.

Le nombre de Damköhler présente une dépendance certaine en la température d'oxydation éventuelle T_f des suies, qui elle-même dépend de la concentration des suies via les pertes radiatives et donc, on l'a vu, de V_{ox} . La quantification du nombre de Damköhler est ainsi loin d'être triviale et se doit de passer directement par une mesure précise de température des suies, chose que ces travaux n'ont pas entrepris et qui devra en conséquence venir grossir le lot des perspectives.

Pour autant, la production de suie est, elle, quantitativement estimée. Il est à présent nécessaire de caractériser l'évolution de la production de suie en aval du domaine exploré par la tomographie transverse. En particulier, la modélisation proposée suppose, comme l'implique la synthèse qui précède, que le maximum de concentration en suie est atteint au niveau de la hauteur maximale de la flamme. Une fois cette hypothèse validée, le modèle de production de suie pourra être étendu par extrapolation jusqu'en l'abscisse l_f , localisant justement la hauteur de flamme maximale. Ainsi les études ultérieures posséderont-elles un paramètre d'entrée dans l'étude de la combustion en aval de cette abscisse l_f . Dans le même temps, observer une diminution de la concentration en suie suivie d'une stagnation montrerait que les suies jouent effectivement un rôle combustible en aval de l'abscisse de hauteur maximale de flamme.

Enfin, le recoupement avec les travaux de Markstein et De Ris [Markstein 1984] à gravité terrestre ou à ceux de Konsur *et al.* [Konsur 1999] en micropesanteur serait au passage effectué, puisque ces études montrent la correspondance entre niveau maximal de concentration en suie et hauteur maximale de flamme.

Chapitre 9

Tomographie du bord de fuite

Comme évoqué dans le chapitre 7, le bord de fuite de la flamme n'offre pas la simplicité d'une analyse tomographique bidimensionnelle. Or, le paragraphe 8.2 laisse en suspens la question du lieu du maximum de fraction volumique en suie. En conséquence, il s'avère nécessaire de recourir à une technique réduisant autant que faire se peut la longueur d'intégration du signal atténué afin de réaliser à nouveau des profils de fraction volumique de suie. Le choix d'une reconstruction tomographique par strates suivant l'axe z peut alors paraître judicieux. Après avoir justifié ce choix, ce chapitre expose le principe général d'une telle technique puis décrit la mise en œuvre de la méthode proposée par Ben-Abdallah [Ben-Abdallah 1997]. L'algorithme de reconstruction est ensuite décliné, pour être enfin appliqué au bord de fuite de la flamme de diffusion d'éthylène établie en micropesanteur.

9.1 Le choix de la reconstruction par strate

La figure 9.1 représente une tomographie transverse instantanée de la flamme de diffusion éthylène-air enrichi par la technique décrite au chapitre 7. Le bord de fuite du champ d'absorption de la flamme, situé 'a droite de la bougie, apparaît ainsi relativement plat et peut en effet être l'objet d'une modélisation par stratification selon l'axe vertical z .

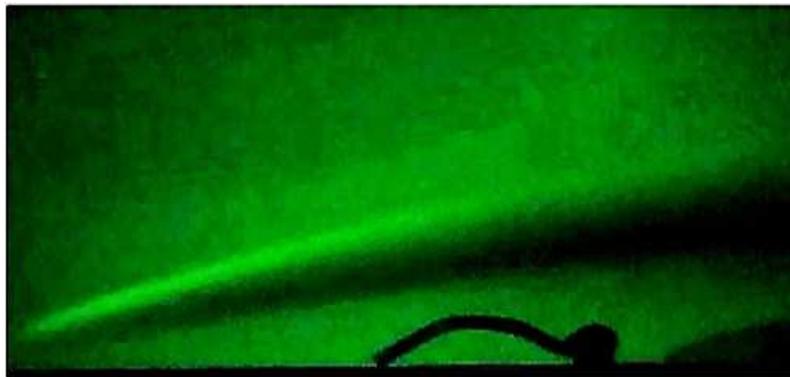


Figure 9.1 – Image instantanée d'une tomographie par extinction laser pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de 5 mm.s^{-1} .

En couplant cette technique à une visualisation latérale de l'émission visible de la flamme, telle celle représentée en figure 9.2, il sera alors possible de comparer profil de suie et profil d'émission pour enfin caractériser l'évolution du profil de suie une fois passée l'abscisse correspondant à la hauteur maximale de flamme.

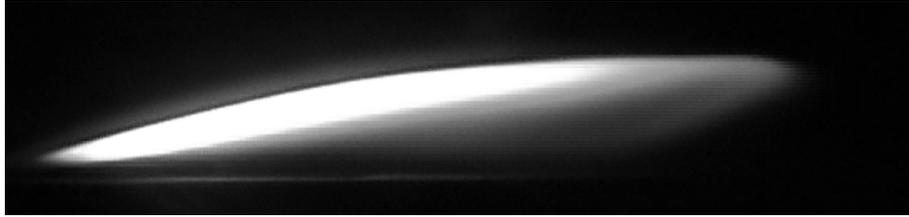


Figure 9.2 – Visualisation latérale en niveaux de gris de la flamme visible pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de $3,3 \text{ mm.s}^{-1}$.

9.2 Principe de la reconstruction par strate

Considérons donc le bord de fuite de cette flamme établie en micropesanteur et supposons un tel milieu stratifié. Le milieu est alors subdivisé en un nombre fini de strates au sein desquelles les champs de concentration en espèces absorbantes peuvent être assimilés à des fonctions bidimensionnelles, indépendantes de la coordonnée de stratification. Dans ces conditions, le champ d'absorption monochromatique $G(M)$, intimement lié à la distribution spatiale des espèces absorbantes, est exprimé par un système de fonctions bidimensionnelles ψ_i :

$$G(M) = \{\psi_i(x, y), z \in [z_i - \frac{h_i}{2}; z_i + \frac{h_i}{2}]; i = 1, N\} \quad (9.1)$$

où, comme précisé sur le schéma de principe de la figure 9.3, z_i désigne le centre de la i^e strate, h_i l'épaisseur de cette strate, N le nombre de strates, $M(x, y, z)$ le point générique de l'espace et ψ_i l'absorption bidimensionnelle de la i^e strate.

Le problème lié à cette tomographie consiste alors à reconstruire numériquement la composition de la flamme au travers de son champ d'absorption G , obtenu par mesure en transmission. Pour ce faire, le milieu est balayé par une source d'émission monochromatique conique. Le schéma de la figure 9.4 représente une position de la source. La donnée du déplacement de la source va alors permettre de déterminer une inconnue supplémentaire, à savoir la dépendance en z du champ d'absorption stratifié.

9.3 Mise en œuvre expérimentale

Cette technique de reconstruction a été mise en œuvre au cours de la 33^e campagne CNES de vols paraboliques, à bord de l'A300 zéro-G de Novespace.

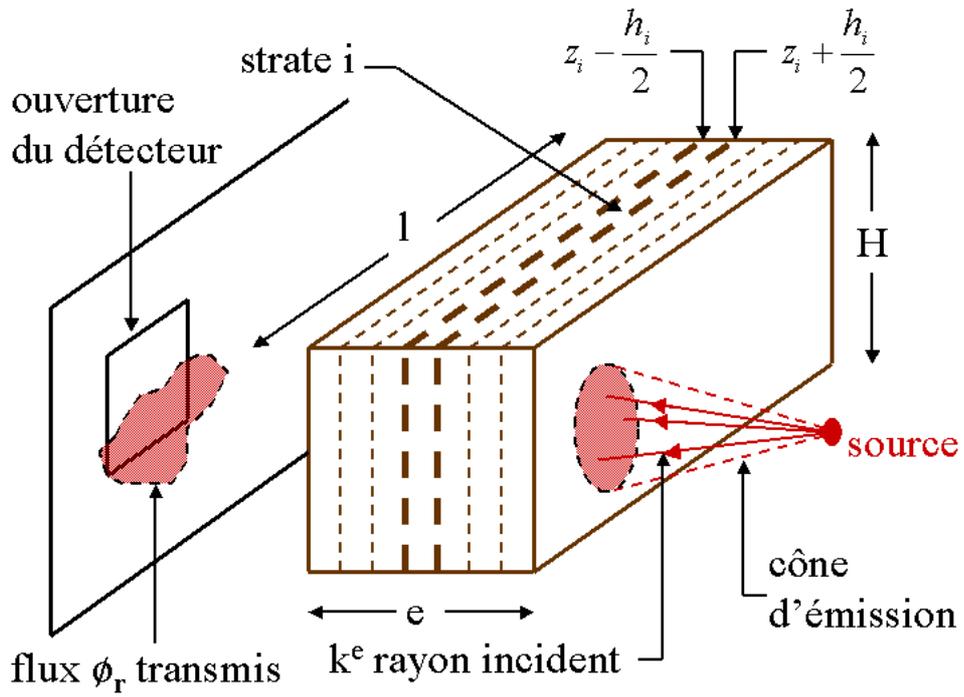


Figure 9.3 – Schéma de principe de la tomographie

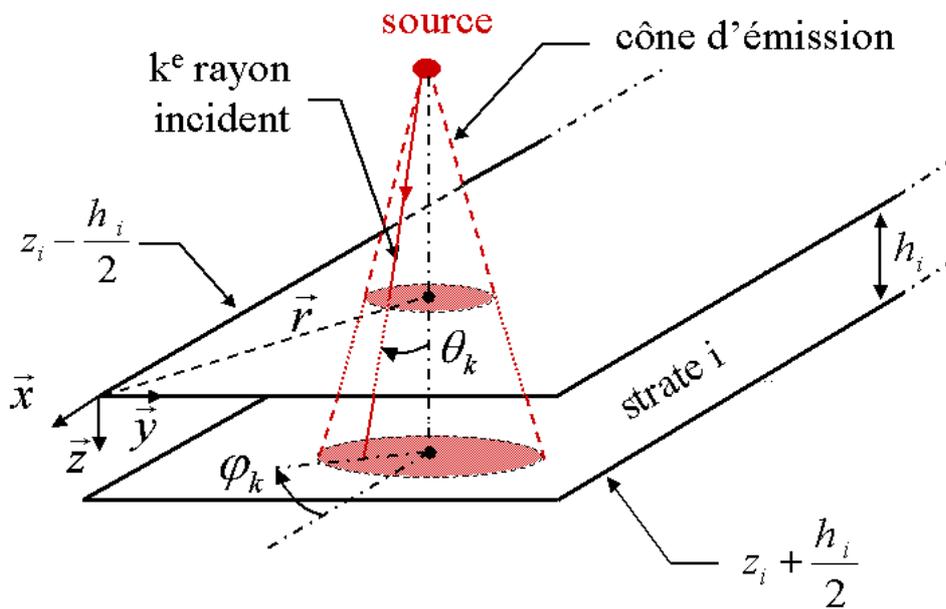


Figure 9.4 – Configuration géométrique de la tomographie par une source conique

9.3.1 Brûleur

Le schéma de la figure 9.5 représente le brûleur gaz/gaz mis en place à l'intérieur de la chambre de combustion. Les dimensions y sont précisées.

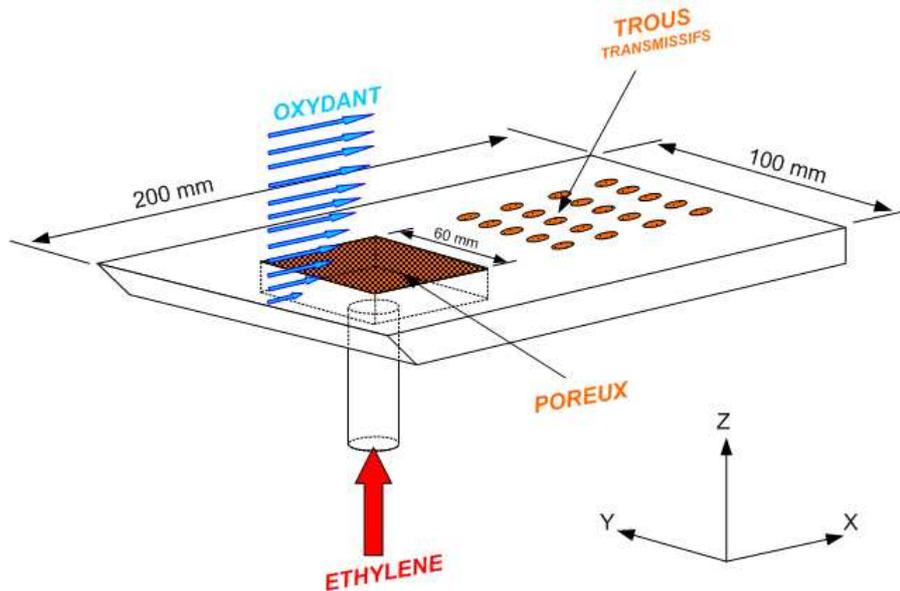


Figure 9.5 – Schéma du brûleur adapté à la technique de reconstruction

A l'évidence, la reconstruction idéale du champ d'absorption serait la solution tirée de mesures par transmission sur chacun des pixels de la caméra. Pour cela, il faudrait donc éclairer depuis le dessous du brûleur l'ensemble de la zone d'investigation, à savoir toute la zone située en aval du poreux.

Dans le même temps, les phénomènes à quantifier dans cette étude du bord de fuite doivent être soumis à des conditions expérimentales identiques à celles que ces mêmes phénomènes ont connues lors de la tomographie de la zone située au dessus du poreux. Dans ce soucis de rigueur, il est apparu fondamental de laisser à la surface du brûleur située en dessous du bord de fuite de la flamme des propriétés radiatives constantes. En conséquence, seule une matrice de 21x18 trous relativement étroits (en l'occurrence d'un diamètre de 3 mm) s'est avérée réalisable afin de modifier au minimum l'émissivité de la surface (*cf* figure 9.5).

En outre, il est nécessaire d'assurer l'étanchéité entre le dessous et le dessus du brûleur pour éviter l'alimentation de la flamme par un flux oxydant venant de dessous. A cette fin, une plaque de pyrex a été mise en place sous la matrice des trous.

9.3.2 Source d'émission

La source d'émission est une diode de 60 mW, émettant à une longueur d'onde de $\lambda = 660 \text{ nm}$. La figure 9.6 est une photographie d'un balayage en cours effectué par la diode, vu depuis l'évacuation des gaz brûlés. La diode est située sous le brûleur et est mise en mouvement à l'aide d'un moteur pas-à-pas, de sorte que le balayage est composé d'une

matrice de 5x5 positions de la diode dans un plan (xy) parallèle à la surface du brûleur. Ce nombre de 25 positions est le résultat d'un compromis sur la fréquence de déplacement :

- d'une part, plus le nombre de positions est grand, plus le nombre d'informations sur le milieu est important et plus finement le milieu peut être stratifié ;
- d'autre part, plus le nombre d'images obtenues par position est important et mieux les éventuelles instationnarités peuvent être filtrées.

Gardant à l'esprit qu'une parabole offre 22 secondes de micropesanteur et que le temps d'établissement de la flamme tourne autour de 8 secondes, le nombre de 25 positions s'est alors trouvé être le meilleur compromis.

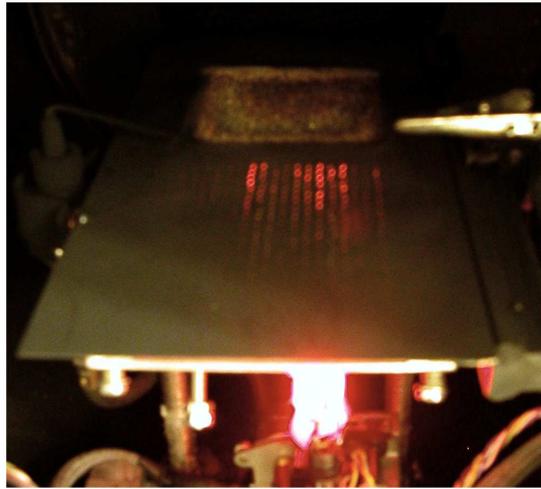


Figure 9.6 – Photographie d'un balayage en cours dans la chambre de combustion.

9.3.3 Réception

L'absorption du rayon est mesurée par les pixels d'une caméra numérique Sony TVR17E. Cette dernière est munie d'un filtre passe-bande centré sur une longueur d'onde $\lambda = 660 \text{ nm}$ et de largeur à mi-hauteur de 10 nm .

La synchronisation est rendue possible grâce à l'utilisation d'un générateur de signaux. Celui-ci mesure la fréquence d'acquisition vidéo et pulse la diode de sorte à obtenir une image sans éclairage (*cf* figure 9.7 a/), qui sera soustraite à l'image suivante (*cf* figure 9.7 b/), éclairée celle-là. Le moteur pas-à-pas est alors sollicité pour déplacer la diode jusqu'à la position ultérieure. Une petite diode rouge, placée dans le champ de la caméra, s'allume au cours de ce déplacement, (*cf* figure 9.7 c/ à gauche juste au-dessus de la flamme) puis s'éteint dès lors que le moteur s'arrête à la position requise. Ainsi les différentes positions sont-elles identifiables.

La mesure d'extinction proprement dite est enfin permise par la comparaison à des intensités mesurées lors d'un test réalisé sans flamme. Il est important de noter ici qu'en pratique, ce test de référence sans flamme a été reproduit avant chaque parabole, de sorte à tenir compte des éventuels dépôts sur le hublot ou sur la plaque de pyrex ayant échappé au nettoyage.

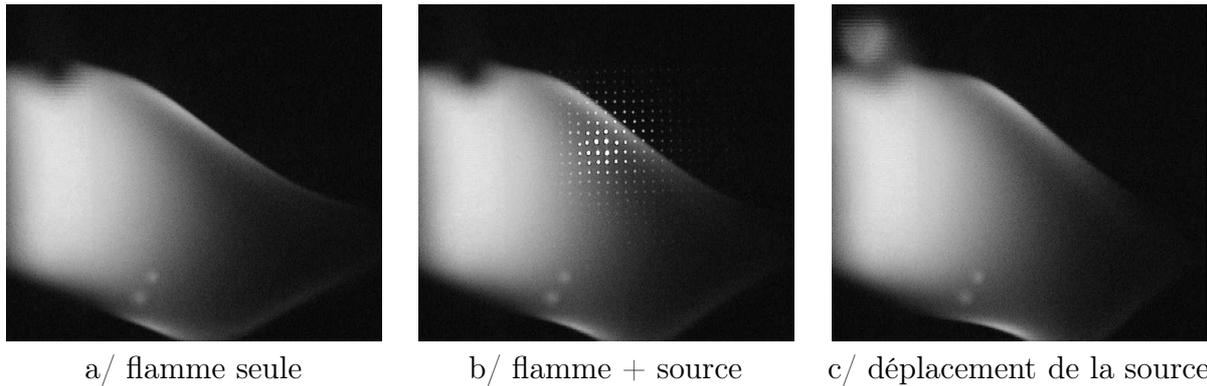


Figure 9.7 – Images instantanées d’extinction par la flamme de la source située sous le brûleur :

9.3.4 Post-traitement

Le traitement d’images s’effectue a posteriori. L’acquisition des cassettes mini-DV est réalisée par une carte Pinnacle DV200, à l’aide du logiciel Adobe Première 6.0. Du fait de la précision de la synchronisation entre émission et réception, une configuration d’ordinateur suffisamment puissante est nécessaire pour créer une bande-passante vidéo capable de faire l’acquisition de chacune des images. En conséquence, un processeur Pentium IV cadencé à 1 GHz, doté de 768 Mo de mémoire vive et muni d’une carte graphique SiS 5598/6326, est mis à contribution.

Par la suite, le logiciel Animation Shop 3.0 permet de tirer d’un film l’ensemble des images d’un test et Photoshop 5.5 passe chacune des images en niveau de gris. On obtient ainsi des images sous forme de matrice 576x720 d’intensités codées sur 8 bit, c’est-à-dire de variant de 0 à 255.

La principale difficulté réside alors en la systématisation de la mesure d’extinction à travers chacun des trous pour chacune des positions. Il s’agit en effet de pouvoir reconnaître un même trou de la matrice sur l’ensemble des positions. En particulier, le post-traitement doit définir la matrice de trous, centrée autour de la source, commune à l’ensemble des positions et offrant une sensibilité d’extinction suffisante. En définitive, une matrice de 9x9 trous a été ainsi définie. Dans un souci de traçabilité, le listing du programme ainsi établi est placé en annexe B.

9.4 Algorithme de reconstruction par strate

Pour chacune des positions de la source, un ensemble d’images ombrées est obtenu dans un plan focal (xy) situé au-dessus de la flamme. Ainsi la densité locale de flux transmis est-elle reconstruite après déconvolution. Une remarque à ce propos est adressée plus loin. Dans le même temps, chacun des cônes d’émission peut être décomposé en un nombre fini de faisceaux très minces ou rayons. Dans le contexte de l’optique géométrique, le problème de la reconstruction du champ d’absorption trouve alors une solution en considérant ce problème inverse mal-posé.

9.4.1 La notion de problème inverse

Un problème inverse est posé dès lors que des mesures, intrusives ou non, sont susceptibles de donner accès via une construction de l'esprit à une grandeur physique à évaluer. De façon mathématique, la relation entre les mesures U , éventuellement bruitées, et la grandeur à caractériser Z est alors traduite par l'égalité suivante :

$$A.Z = U \quad (9.2)$$

A est ici l'opérateur représentant le modèle mathématique du phénomène physique étudié, lui aussi éventuellement perturbé.

Une technique inverse consiste donc à approcher Z lorsque A et U sont connus avec un certain degré d'incertitude. Il est alors pratique de définir deux espaces de Hilbert \mathcal{Z} et \mathcal{U} tels que $Z \in \mathcal{Z}$ et $U \in \mathcal{U}$ [Ben-Abdallah 1997].

La principale difficulté rencontrée au cours de la résolution du problème vient généralement de son caractère mal-posé.

Un problème est qualifié de mal-posé si et seulement si l'une au moins des trois conditions suivantes n'est pas vérifiée :

1. $(\forall U \in \mathcal{U}) \exists Z \in \mathcal{Z} / A.Z = U$
2. $(\forall (Z_1, Z_2) \in \mathcal{U}^2) A.Z_1 = A.Z_2 \Rightarrow Z_1 = Z_2$
3. $(\forall \epsilon \in \mathbb{R}^{*+}) \exists \delta \in \mathbb{R}^{*+} / (\forall (Z_1, Z_2) \in \mathcal{U}^2) (\| A.Z_1 - A.Z_2 \| \leq \epsilon) \Rightarrow (\| Z_1 - Z_2 \| \leq \delta)$

Un contre-exemple de chacune de ces trois conditions, définissant donc un problème mal posé, est illustré par les schémas des figures 9.8 à 9.10.

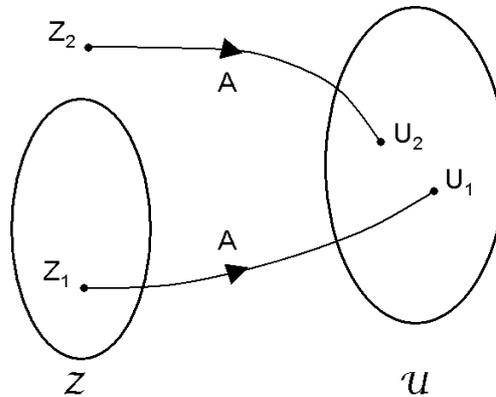


Figure 9.8 – Contre-exemple de la condition 1 : dans \mathcal{U} , il existe un U_2 , image de Z_2 n'appartenant pas à \mathcal{Z} .

Un problème mal posé peut ensuite être résolu en le remplaçant de façon équivalente par un problème bien posé dont la solution est voisine de la solution de la relation (9.2) obtenue en l'absence de perturbation. Une telle résolution a ici eu recours à une technique de régularisation de type Tikhonov [Tikhonov 1977], que Philippe Ben-Abdallah [Ben-Abdallah 1997] a développée à l'aide d'une méthode de gradient conditionnel sous contraintes, évoluant dans un ensemble compact de fonctions à variation bornée.

Dans le cas particulier de la reconstruction tomographique par strates, le problème sera, on le verra, mal posé dès que nombre de strates et nombre de trous différent.

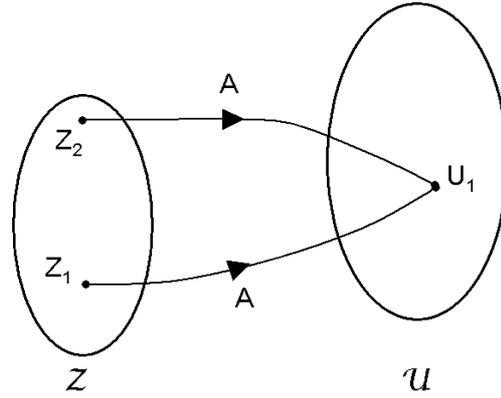


Figure 9.9 – Contre-exemple de la condition 2 : dans \mathcal{Z} , il existe un couple (Z_1, Z_2) tel que $Z_1 \neq Z_2$ et $A.Z_1 = A.Z_2$.

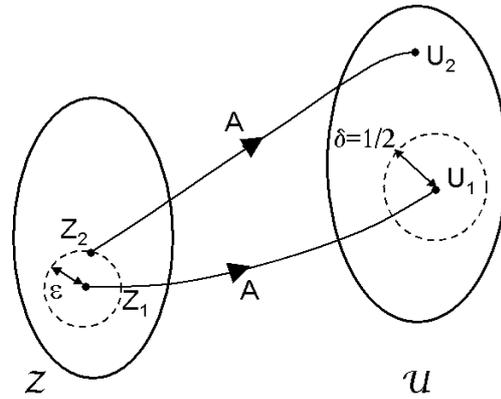


Figure 9.10 – Contre-exemple de la condition 3 : dans \mathcal{Z} , il existe un élément Z_1 tel que quelque soit Z_2 aussi proche soit-il de Z_1 , $A.Z_2$ n'appartiendra jamais au disque métrique centré en $A.Z_1$ et de rayon $\frac{1}{2}$.

9.4.2 Situation du problème

Notant $t_{\mathbf{n}_k}$ le coefficient de transmission du rayon k se propageant parallèlement au vecteur $\mathbf{n}_k(\theta_k, \varphi_k)$ lorsque la source se trouve au point \mathbf{r} , le problème de reconstruction consiste en la résolution du système d'équations suivant :

$$\forall k \in [1, Q] \quad T_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \int_{-\frac{h_i}{2}}^{\frac{h_i}{2}} \psi_i(\mathbf{r} + \mathbf{d}_{ki} + s\mathbf{l}_k) ds \quad (9.3)$$

où, en référence à la figure 9.11,

$$T_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{r}) = -\ln[t_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{r})] \quad (9.4)$$

$$\mathbf{d}_{ki} = (z_i \operatorname{tg}\theta_k \cos\varphi_k, z_i \operatorname{tg}\theta_k \sin\varphi_k) \quad (9.5)$$

$$\mathbf{l}_k = (\operatorname{tg}\theta_k \cos\varphi_k, \operatorname{tg}\theta_k \sin\varphi_k) \quad (9.6)$$

et Q est le nombre de rayons décomposant la source conique d'émission.

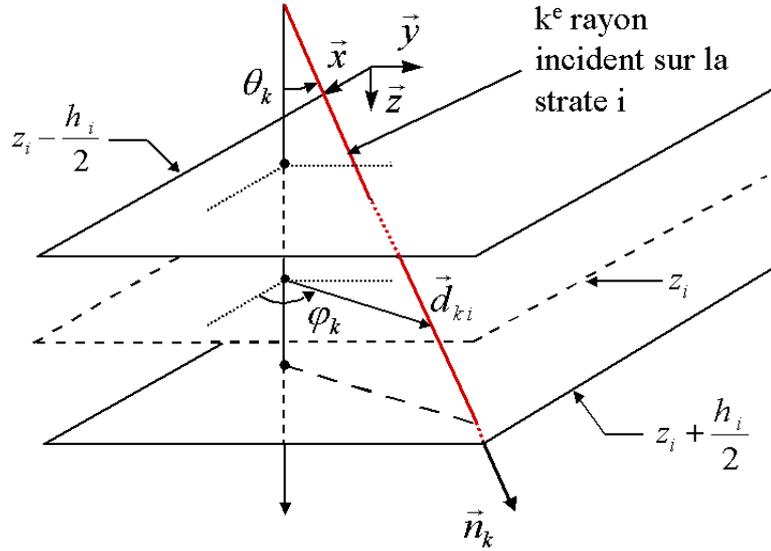


Figure 9.11 – Méthode d'acquisition des données géométriques : projection du k^e rayon sur la strate i

En raison de sa forte non-linéarité, ce problème reste ardu dans sa résolution. Cependant, il peut être considérablement simplifié en appliquant une transformation de Fourier bidimensionnelle au système d'équations (9.3).

9.4.3 Linéarisation du problème

De cette transformation de Fourier résulte le système équivalent suivant :

$$\forall k \in [1, Q] \quad \hat{T}_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{w}) = \sum_{i=1}^N \int_{\mathbb{R}^2} \left[\int_{-\frac{h_i}{2}}^{\frac{h_i}{2}} \psi_i(\mathbf{r} + \mathbf{d}_{ki} + s\mathbf{l}_k) ds \right] e^{-2\pi\langle \mathbf{r}, \mathbf{w} \rangle} d\mathbf{r} \quad (9.7)$$

où \mathbf{w} représente le vecteur fréquentiel bidimensionnel.

Les deux intégrations peuvent alors être interchangées :

$$\forall k \in [1, Q] \quad \hat{T}_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{w}) = \sum_{i=1}^N \int_{-\frac{h_i}{2}}^{\frac{h_i}{2}} \left[\int_{\mathbb{R}^2} \psi_i(\mathbf{r} + \mathbf{d}_{ki} + s\mathbf{l}_k) e^{-2\pi\langle \mathbf{r}, \mathbf{w} \rangle} d\mathbf{r} \right] ds \quad (9.8)$$

Or les transformées de Fourier possèdent la propriété suivante :

$$\int_{\mathbb{R}^2} \psi_i(\mathbf{r} + \mathbf{d}_{ki} + s\mathbf{l}_k) e^{-2\pi\langle \mathbf{r}, \mathbf{w} \rangle} d\mathbf{r} = e^{2j\pi\langle \mathbf{d}_{ki} + s\mathbf{l}_k, \mathbf{w} \rangle} \hat{\psi}_i(\mathbf{w}) \quad (9.9)$$

De fait, le système à résoudre se réduit finalement au suivant :

$$\forall k \in [1, Q] \quad \sum_{i=1}^N e^{2j\pi\langle \mathbf{d}_{ki}, \mathbf{w} \rangle} \sin(\pi h_i \langle \mathbf{l}_k, \mathbf{w} \rangle) \hat{\psi}_i(\mathbf{w}) = \pi \langle \mathbf{l}_k, \mathbf{w} \rangle \hat{T}_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{w}) \quad (9.10)$$

soit encore

$$\forall k \in [1, Q] \quad \sum_{i=1}^N e^{2j\pi \langle \mathbf{d}_{ki}, \mathbf{w} \rangle} \frac{\sin(\pi h_i \langle \mathbf{l}_k, \mathbf{w} \rangle)}{\pi \langle \mathbf{l}_k, \mathbf{w} \rangle} \hat{\psi}_i(\mathbf{w}) = \hat{T}_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{w}) \quad (9.11)$$

Sachant que

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1$$

le système est bien défini pour tout \mathbf{l}_k et tout \mathbf{w} .

Le membre de gauche apparaît alors comme le produit d'une matrice, notée H , de dimension $Q \times N$, ne dépendant que des caractéristiques géométriques des rayons, et d'un vecteur de dimension N , $(\hat{\psi}_i(\mathbf{w}))_{i=1, N}$, des absorptions de chacun des trous en un point de coordonnées w de l'espace fréquentiel. Le membre de droite est alors bien un vecteur de dimension Q , à savoir le vecteur des transmittances à travers tout le domaine $(\hat{T}_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{w}))_{k=1, Q}$, au même point de coordonnées w de l'espace fréquentiel.

Un processus de régularisation de type Tikhonov est par la suite nécessaire à la résolution de ce problème mal posé. Le détail de ce processus est disponible dans le mémoire de thèse de Ben-Abdallah [Ben-Abdallah 1997].

9.5 Mise en œuvre numérique

9.5.1 Système réel

Avant que de traiter et de résoudre le système, il est en pratique plus aisé de raisonner sur des systèmes réels. On définit alors les vecteurs \hat{Z} et \hat{U} , de tailles respectivement $2N$ et $2Q$, tels que :

$$\hat{Z} = \begin{pmatrix} \mathcal{R}e(\hat{\psi}_1(\mathbf{w})) \\ \vdots \\ \mathcal{R}e(\hat{\psi}_N(\mathbf{w})) \\ \mathcal{I}m(\hat{\psi}_1(\mathbf{w})) \\ \vdots \\ \mathcal{I}m(\hat{\psi}_N(\mathbf{w})) \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} \mathcal{R}e(\hat{T}_{\mathbf{n}_1}(\mathbf{w})) \\ \vdots \\ \mathcal{R}e(\hat{T}_{\mathbf{n}_Q}(\mathbf{w})) \\ \mathcal{I}m(\hat{T}_{\mathbf{n}_1}(\mathbf{w})) \\ \vdots \\ \mathcal{I}m(\hat{T}_{\mathbf{n}_Q}(\mathbf{w})) \end{pmatrix} \quad (9.12)$$

où $\mathcal{R}e$ et $\mathcal{I}m$ identifient les parties réelle et imaginaire respectivement.

On introduit également la matrice A de taille $2Q \times 2N$ à partir de la matrice H , définie par le système (9.11) :

$$A = \begin{pmatrix} \mathcal{R}e H & -\mathcal{I}m H \\ \mathcal{I}m H & -\mathcal{R}e H \end{pmatrix} \quad (9.13)$$

Le système (9.11) est ainsi équivalent au système (9.14), plus pratique à coder :

$$A \cdot \hat{Z} = \hat{U} \quad (9.14)$$

Le problème inverse est maintenant posé : il s'agit de calculer la matrice \hat{Z} à partir de la donnée des matrices A et \hat{U} , avant de finalement repasser à la matrice recherchée Z par transformation de Fourier inverse.

9.5.2 Maillages spatial et fréquentiel

La discrétisation du système (9.14) sur l'espace fréquentiel (ω_x, ω_y) est ensuite nécessaire pour la transformation de Fourier de chacune des transmittances $T_{\mathbf{n}_i}(\mathbf{r})$ en $\hat{T}_{\mathbf{n}_i}(\mathbf{w})$. Le maillage spatial pour chacune des transmittances est, lui, défini par le maillage décrit par la source. Or la transformée de Fourier d'une fonction est définie sur autant de points de l'espace fréquentiel que la fonction elle-même l'est sur l'espace spatial. En toute rigueur, la transformée de Fourier de la transmittance d'un point devrait donc être ici définie sur un maillage de 5x5 points de l'espace fréquentiel (ω_x, ω_y) .

Cependant, l'algorithme de transformation de Fourier rapide (FFT) nécessite un nombre de mailles de la forme 2^n ($n \in \mathbb{N}$) sur chacun des axes. Les maillages les plus proches du maillage 5x5 effectif sont donc 4x4 et 8x8. Or on rappelle que de la finesse du maillage dépend la finesse de la stratification escomptée. De fait, un maillage 8x8 de l'espace physique a été préféré. Le graphe de la figure 9.12 représente dans le repère physique lié au brûleur les positions où s'est réellement arrêtée la source, ainsi que les position interpolées de sorte à obtenir le maillage 8x8 désiré.

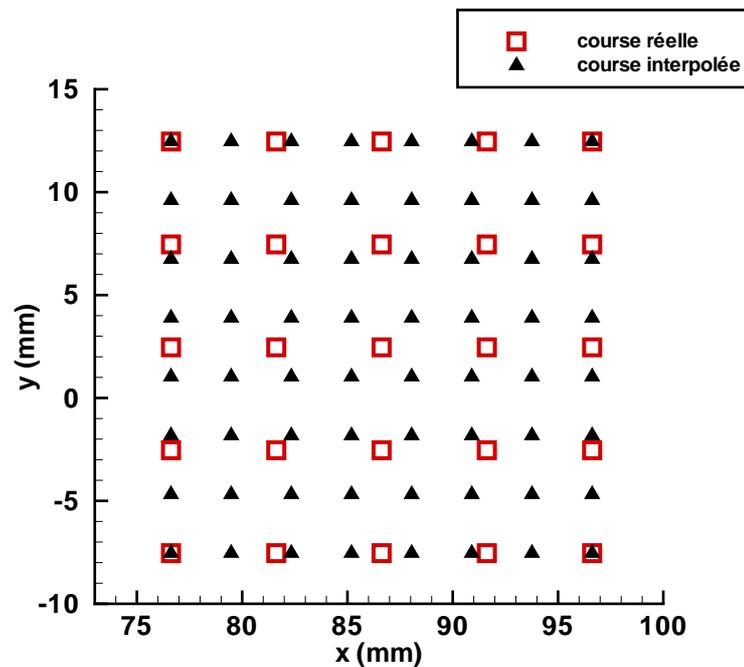


Figure 9.12 – Maillages effectif et interpolé de la source, dans le repère physique lié au brûleur.

Les mesures de transmittances doivent alors être interpolées en conséquence. A titre d'exemple, le graphe de la figure 9.13b/ représente la cartographie en transmission interpolée à partir de la cartographie initiale placée en figure 9.13a/ et mesurée au travers du trou (5,4) de la matrice. Les positions de la source sont localisées sur chacun des graphes par des triangles noirs. L'erreur induite par l'interpolation est alors inférieure à 3 %, ce qui est considéré comme négligeable face aux incertitudes liées ne serait-ce qu'au déplacement de la structure entre phase 1 *g* et phase 0 *g*.

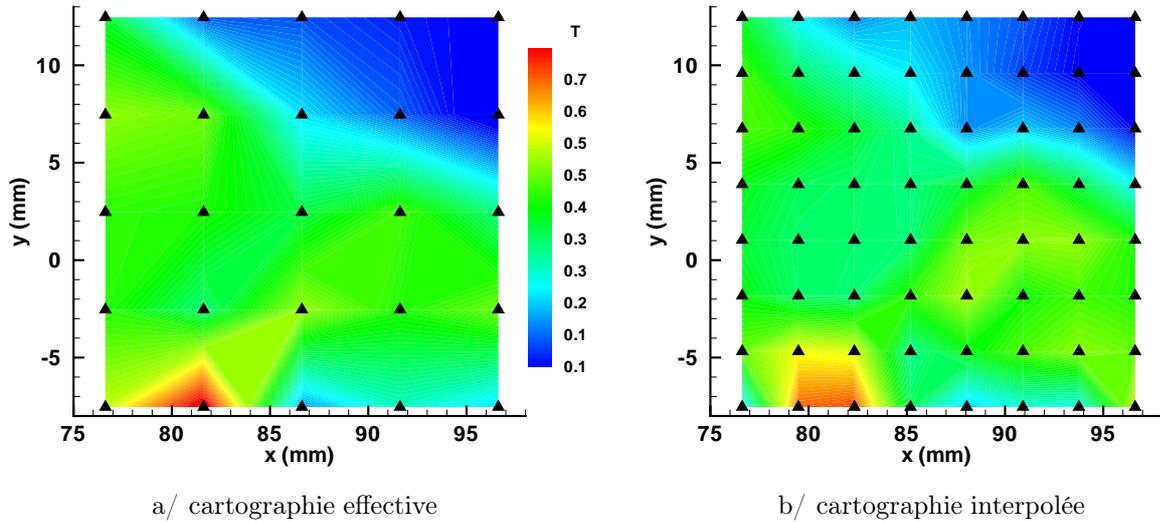


Figure 9.13 – Cartographies en transmission données par un trou du maillage.

Afin de satisfaire aux prérequis du programme de FFT, le domaine est enfin ramené par simple translation et homothétie au domaine $[0; 1] \times [0; 1]$.

9.5.3 Incertitudes expérimentales

En pratique, la définition de la matrice géométrique H (*cf.* équation (9.11)) souffre de l'incertitude liée à la position effective des trous percés sur la brûleur. Le rayon \mathbf{n}_k n'est donc pas tout à fait le même d'une position de la source à l'autre, entraînant deux conséquences :

1. d'une part, les caractéristiques géométriques du rayon lié au trou k varient ;
2. d'autre part, la transmittance n'est pas calculée à partir de la même intensité initiale.

Afin d'illustrer la variation des caractéristiques géométriques, le graphe de la figure 9.14 retrace le long des positions de la source les évolutions de $\tan \theta_k$, $\cos \varphi_k$ et $\sin \varphi_k$, angles définis sur la figure 9.11. Ce graphe permet alors de répondre à la première des deux remarques précédentes. Il est en effet permis de retenir pour la résolution la valeur moyenne de chacune des grandeurs car les valeurs locales oscillent faiblement autour de la valeur moyenne. Qui plus est, l'algorithme de régularisation régularise également les éventuelles petites incertitudes sur les termes de la matrice géométrique.

En outre, l'intensité du cône émis par la diode a été cartographiée avant de placer le brûleur et la variation spatiale de cette intensité a donc pu être évaluée. Cette intensité varie très peu sur le domaine exploré par la matrice CCD de la caméra.

En conséquence, aucune des deux réserves émises plus haut ne saurait être la source d'erreur majeure.

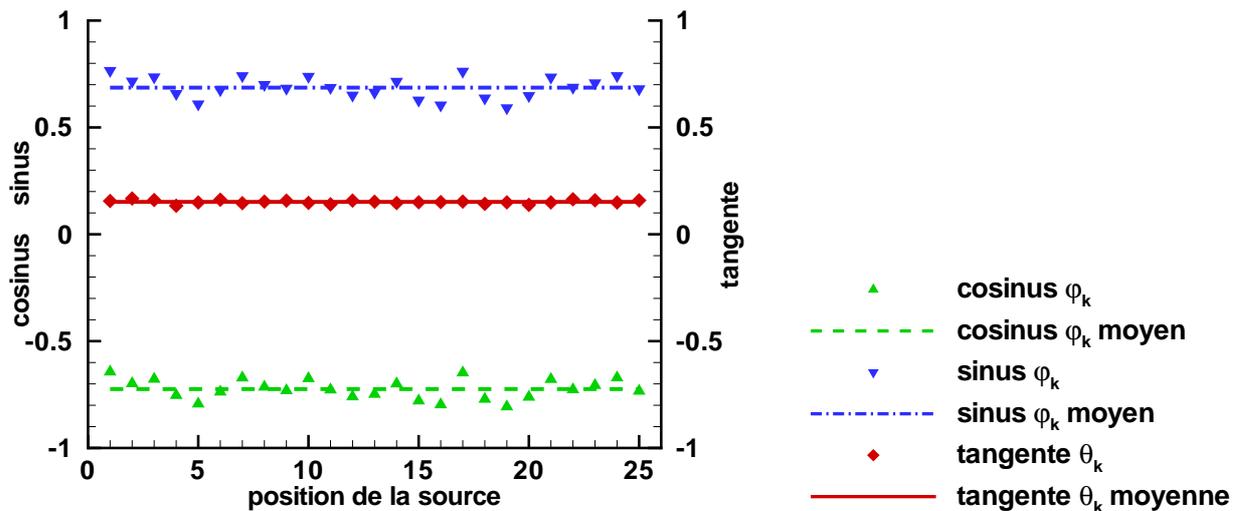


Figure 9.14 – Evolutions pour le trou (2, 2) de la matrice de 9x9 trous de $\tan \theta_k$, $\cos \phi_k$ et $\cos \phi_k$ le long des positions de la source.

9.5.4 Résolution

Après transformation de Fourier des transmittances, le système est donc résolu par un processus itératif de régularisation de type Tikhonov.

Cette résolution de 8x8 systèmes, relativement lourde en terme de temps CPU, aboutit à la donnée de 8x8 vecteurs $\hat{Z}(\mathbf{w})$, évalués en les 8x8 points de l'espace fréquentiel.

Chacune des fonctions $(\hat{\psi}_i)_{i \in [1, N]}$ peut ainsi être définie sur ce même maillage fréquentiel.

N transformations de Fourier inverses doivent alors être réalisées afin de définir les fonctions $(\psi_i)_{i \in [1, N]}$ sur un maillage 8x8 de l'espace physique $[0; 1] \times [0; 1]$. Enfin, une simple homothétie, succédée d'une translation, permet de revenir au maillage physique initial.

9.6 Validation

La validation générale de cet algorithme peut être trouvée dans le mémoire de thèse de Philippe Ben-Abadallah [Ben-Abdallah 1997]. Pour autant, il paraît également utile de valider la méthode à notre configuration à partir d'un cas simple, en l'occurrence celui d'un milieu homogène. Le champ monochromatique d'absorption $G(M)$ est alors défini comme suit :

$$G(M) = \{\psi_i(x, y) = 0, 1; z \in [z_i - \frac{h_i}{2}; z_i + \frac{h_i}{2}]; i = 1, N\} \quad (9.15)$$

ce qui, réinjecté dans l'équation (9.3), apporte la valeur d'entrée du problème, constante le long des positions \mathbf{r} de la source :

$$\forall k \in [1, Q] \quad T_{\mathbf{n}_k}(\mathbf{r}) = 0, 1 \frac{N h}{\cos \theta_k} \quad (9.16)$$

Le domaine exploré est, lui, constitué de la zone comprise entre la surface du brûleur ($z = 0$) et la hauteur $z = 81 \text{ mm}$. L'épaisseur de strates est ici fixée à 1 mm , de sorte que le milieu est composé de $N = 81$ strates.

Le nombre de trous est celui correspondant à la mise en œuvre expérimentale, à savoir $Q = 81$. Le balayage du plan (x, y) par la source est toujours composé de 25 positions.

La résolution est représentée par deux champs d'absorption sur les figures 9.15a/ et 9.15b/. Après moins de 100 000 itérations, le calcul a convergé, laissant certes une distorsion dans les strates limites, telle que la dernière strate (*cf.* figure 9.15a/) mais recomposant surtout un champ fortement homogène dès lors que la strate considérée se trouve à plus de deux strates des strates-limites. Le champ d'absorption de la 46^e strate, proposé en figure 9.15b/, est le champ le moins homogène trouvé à l'intérieur du domaine homogène. Un aspect légèrement bleuté peut en effet être observé autour de la position $(82 \text{ mm}; -4 \text{ mm})$, ce qui correspond à moins de 5% d'écart par rapport à la valeur 0, 1.

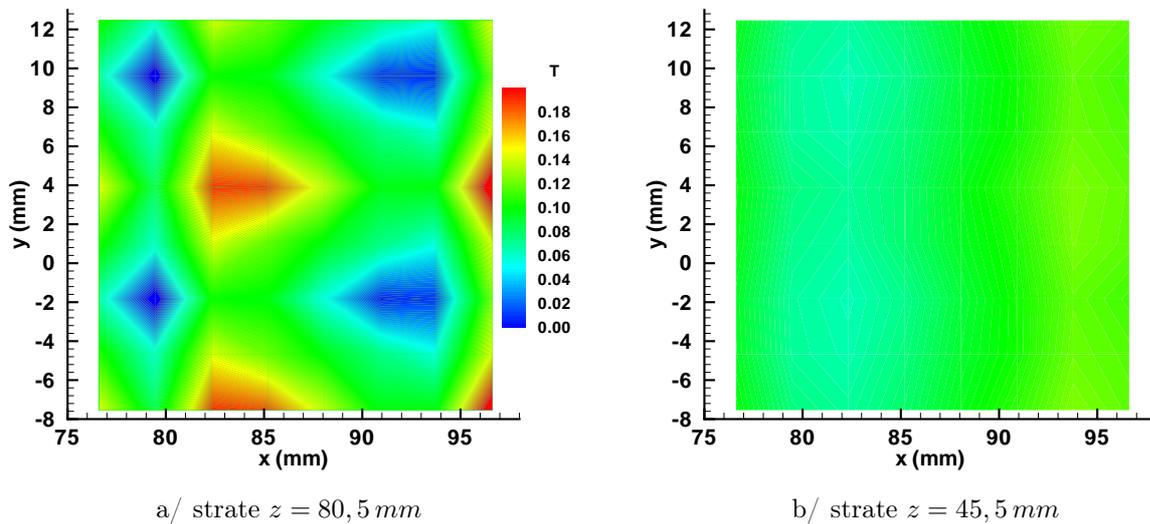


Figure 9.15 – Cartographies du champ d'absorption dans deux strates après résolution du problème inverse appliqué au milieu homogène.

La validation de l'algorithme appliqué à la configuration expérimentale ici proposée est donc tout à fait satisfaisante, bien qu'il faille déterminer le domaine de sorte à ne pas attendre de résultats trop proche des strates-limites.

9.7 Application à l'étude

Si une synthèse de l'ensemble des résultats apporté par cette technique prometteuse doit représenter un objectif des travaux futurs, le cas ici détaillé fait figure d'exemple-type. En particulier, il est important de rester attaché à la motivation originelle du développement de cette technique, à savoir caractériser le lieu de la hauteur maximale de flamme en terme d'absorption. C'est en effet cette fois en terme d'absorption, et non en terme de fraction volumique de suie, qu'il faut se restreindre à caractériser le milieu.

9.7.1 Validité de la théorie de Mie

Comme cela a déjà été décrit au paragraphe 7.5.1, des prélèvements ont été effectués sur des grilles d'acier inoxydable de type 304. Deux photographies d'une même grille sont placées en figures 9.16a/ et 9.16b/. Cette grille a, cette fois, été insérée à l'abscisse correspondant à la fin du domaine exploré par la technique de reconstruction par strates, c'est-à-dire en $x \approx 100 \text{ mm}$.

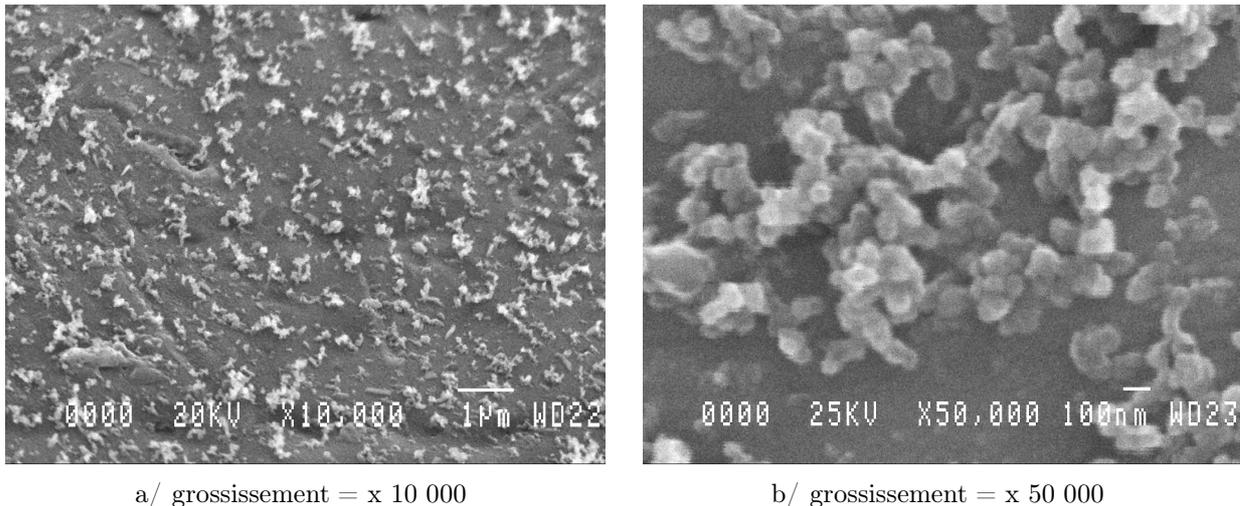


Figure 9.16 – Photographies réalisées au microscope à balayage électronique sur une grille de prélèvement insérée en $x = 100 \text{ mm}$.

La photographie 9.16a/, représentative des diverses observations et obtenue par un grossissement de 10 000, montre une relative homogénéité du dépôt des agglomérats de suie sur la grille.

La photographie 9.16b/, réalisée, elle, par un grossissement de 50 000, montrent l'aspect effectivement aggloméré des particules.

La moyenne des diamètres tourne encore une fois autour approximativement de 100 nm , ce qui aurait tendance à montrer que le domaine compris entre la fin du poreux ($x = 50 \text{ mm}$) et l'abscisse du prélèvement ($x = 100 \text{ mm}$) est plus une zone de croissance des suies par agglomération qu'une région de croissance de la surface des particules sphériques.

En tout état de cause, la relation (7.16) ne saurait être validée. Ne pouvant plus avoir recours à la théorie de Mie, c'est en conséquence uniquement en terme d'absorption, et non plus de fraction volumique de suie, que seront traduits les résultats.

9.7.2 Choix du cas-type

Le cas étudié pour détailler cette technique originale n'a pas été sélectionné au hasard. Le graphe de la figure 9.17a/ représente en différentes abscisses les profils de l'émission visible de la flamme pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de $6,4 \text{ mm.s}^{-1}$. Les abscisses ici choisies correspondent à $\pm 0,1 \text{ mm}$ aux abscisses des colonnes du maillage spatial interpolé (cf. figure 9.12). Ainsi peut-on tracer la ligne

d'émission visible maximale le long de l'axe longitudinal, comme exposée en figure 9.17b/. On constate alors que ce cas admet une hauteur de flamme maximale en $x \approx 84 \text{ mm}$, c'est-à-dire entre la troisième et la quatrième colonne du maillage spatial interpolé. En conséquence, il est intéressant de connaître l'évolution de la fraction volumique de suie par unité de longueur longitudinale sur le domaine exploré par la technique de reconstruction tomographique par strates. Qui plus est, zones d'absorption et d'émission vont pouvoir être comparées.

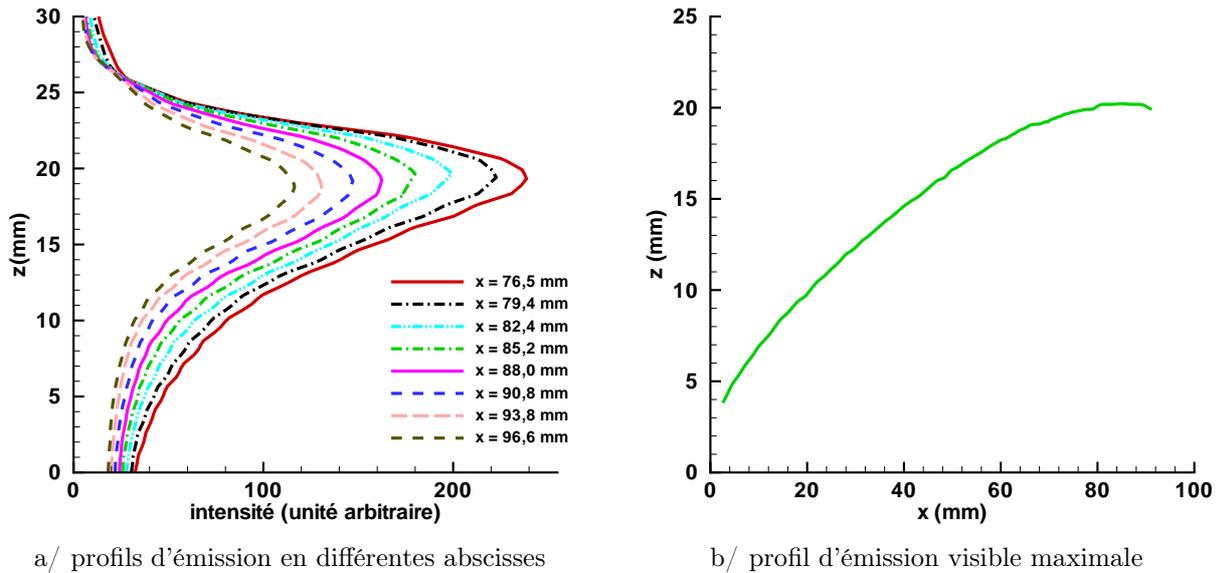


Figure 9.17 – Données tirées des visualisations latérales de la flamme visible pour une vitesse de soufflage oxydant de 150 mm.s^{-1} et une vitesse d'injection combustible de $6,4 \text{ mm.s}^{-1}$.

9.7.3 Paramètres de calcul

Stratification du domaine

Au vu de la courbe de la figure 9.17b/, le domaine exploré est défini par $0 \leq z \leq 30 \text{ mm}$. Afin de le stratifier relativement finement, une épaisseur de strate de $0,5 \text{ mm}$ a été choisie. De fait, le nombre de strates est alors fixé à $N = 60$. Le problème mal-posé à résoudre est ainsi surconditionné : partant d'un système de 81 trous pour 60 strates, l'algorithme de régularisation possède un surplus d'informations, ce qui a été jugé préférable. Pour autant, la situation inverse n'a pas été approfondie lors de ces travaux.

Conditions initiales

L'algorithme de régularisation requiert une prudence toute particulière pour les conditions initiales. En effet, la régularisation s'effectue sur un polygone de l'ensemble compact des fonctions choisies, en l'occurrence les fonctions à variation bornée [Ben-Abdallah 1997]. Si les conditions initiales définissent une fonction située en dehors du polygone, la solution y restera. Il s'agit par conséquent d'initialiser l'algorithme de façon sérieuse. Cette initialisation

s'effectue sur le vecteur $\hat{Z}(\mathbf{w})$, défini par la relation (9.12), c'est-à-dire en chaque point du maillage fréquentiel.

Dans le cas présent, deux types de conditions initiales ont alors été imposés :

1. Sur l'ensemble des vingt dernières strates, les fonctions $(\hat{\psi}_i)_{i \in [N-19, N]}$ ont été initialisées à la valeur nulle en chacun des points du maillage fréquentiel, y présupposant donc une variation nulle du champ d'absorption selon x et y autour de la valeur nulle. Cette hypothèse traduit ainsi l'idée a priori de ne constater aucune présence de suie au-dessus de la flamme, dont la position est donc a priori requise ;
2. Sur l'ensemble des $N - 20$ premières strates, les fonctions $(\hat{\psi}_i)_{i \in [1, N-20]}$ ont été initialisées au point $(0,0)$ du maillage fréquentiel, c'est-à-dire au point correspondant à la valeur moyenne, de sorte à coller au profil d'extinction donné en sortie du poreux ($x = 50 \text{ mm}$) par la tomographie transverse dans les mêmes conditions.

9.7.4 Résultats

Le graphe de la figure 9.18a/ représente le champ d'absorption dans la 29^{ème} strate. On constate alors avec une certaine satisfaction qu'à x donnée, le maximum d'absorption se situe à proximité de l'axe de symétrie $y = 0$. Le fait que la position du maximum ne soit pas exactement sur l'axe n'est ici pas imputable à l'algorithme mais plutôt au maillage du domaine, qui n'attribue pas à la source de positions sur l'axe. On note également certaines irrégularités à mesure que les conditions de bords approchent.

Le graphe de la figure 9.18b/ cartographie, lui, le champ d'absorption dans la 58^{ème} strate, c'est-à-dire à proximité de la limite supérieure du domaine. Ce graphe permet ainsi de noter à nouveau que les strates-limites ne sauraient faire l'objet d'une analyse sérieuse.

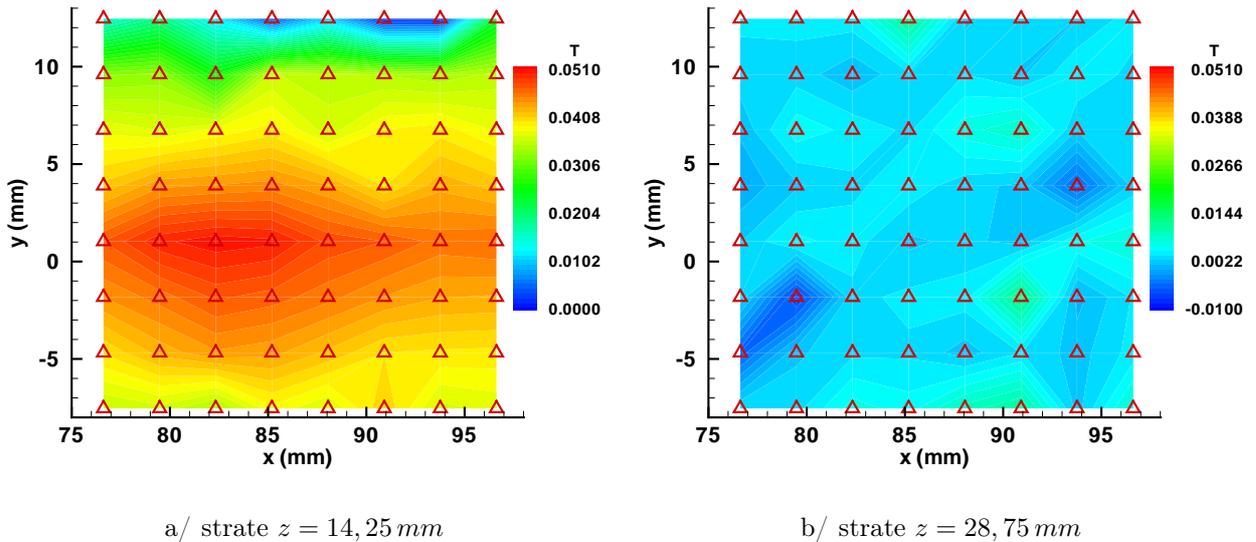


Figure 9.18 – Cartographies du champ d'absorption dans deux strates après résolution du problème inverse appliqué aux données expérimentales.

C'est alors aux profils d'absorption qu'il est préférable de se reporter afin de commenter leur évolution le long de l'axe longitudinal et en $y = 1,03 \text{ mm}$, c'est-à-dire au plus près de l'axe de symétrie. Le graphe de la figure 9.19 représente ainsi le profil de la 3^{ème} position de la source, à savoir celle située en $x = 82,3 \text{ mm}$. Les conditions aux limites se montrent une fois encore très perturbantes. Pour autant, le profil apparaît fort réaliste pour $5 \text{ mm} \leq z \leq 20 \text{ mm}$.

Les profils d'absorption de la figure 9.20 permettent alors la comparaison annoncée, de façon qualitative dans un premier temps. On constate sur ces graphes que le pic d'absorption des profils monte avec x et atteint un maximum entre $x = 82,3 \text{ mm}$ et $x = 85,2 \text{ mm}$ pour redescendre par la suite et apparemment stagner entre $x = 90,9 \text{ mm}$ et $x = 93,8 \text{ mm}$. Cette tendance semble en accord avec l'évolution de la flamme, qui atteint une hauteur maximale en $x \approx 84 \text{ mm}$.

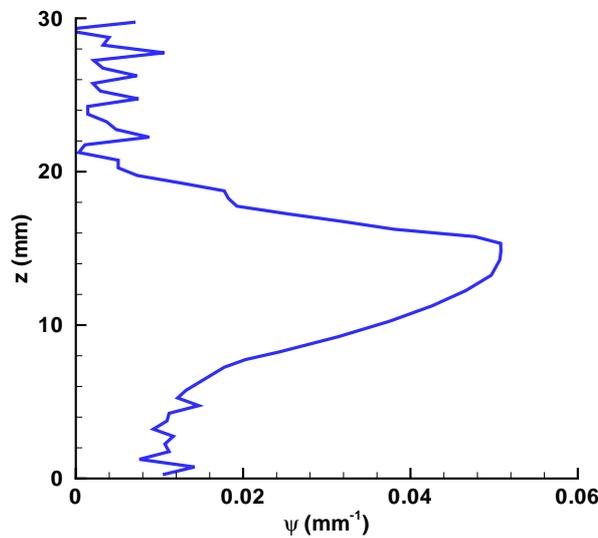


Figure 9.19 – Profil d'absorption reconstruit situé au-dessus de la position ($x = 82,3 \text{ mm}$; $y = 1,03 \text{ mm}$) de la source.

De manière plus quantitative et surtout mieux validée, il est intéressant de se référer à l'évolution de l'absorption par unité de longueur longitudinale :

$$\Psi(x, y) = \int_{z=0}^{z_f} \psi(x, y, z) dz \quad (9.17)$$

Cette grandeur peut en effet être ensuite confrontée à la mesure d'extinction effectuée sur le rayon émis par la source et orthogonal au brûleur (*i.e.* $\theta = 0$).

Le graphe de la figure 9.21 retrace les évolutions de l'absorption par unité de longueur longitudinale, expérimentale et reconstruite. Un écart de moins de 10% est alors constaté, l'écart maximal étant observé sur les positions limites du maillage.

L'évolution de l'absorption montre ainsi bien la tendance attendue : un pic est observé à proximité de l'abscisse de la hauteur maximale de flamme.

9.8 Remarque

Dans ce qui précède, le processus de déconvolution est, lui, supposé solutionné.

Toutefois, la caméra numérique Sony TVR17E utilisée au cours des expériences permet une résolution de l'ordre du millimètre. En conséquence, la convolution sur une telle longueur peut être négligée face à une longueur de domaine de l'ordre du décimètre.

9.9 Conclusions

La technique de reconstruction par strates apporte des résultats probants à proximité de l'axe de symétrie du problème et à distance suffisante des bords du domaine maillé. Pour autant, dès lors que l'on s'éloigne du centre du domaine, un écart important aux valeurs expérimentales entache la validation de la technique sur l'ensemble du domaine. Des travaux futurs devront en conséquence explorer un peu plus en profondeur l'algorithme de régularisation lui-même afin de pouvoir lui imposer à chaque itération des conditions physiques aux limites du domaine. En outre, l'amélioration de la technique passe, de façon plus expérimentale, par un maillage plus rigoureux du domaine, de manière à ne pas avoir à interpoler les champs expérimentaux avant d'entreprendre la transformation de Fourier, chose que ces travaux pionniers n'ont pas anticipée. Enfin, des efforts devront être réalisés afin de comparer zone d'émission et de concentration, notamment à partir de vues de dessus de la flamme visible.

Sur un plan plus général, ce chapitre valide l'hypothèse escomptée : le maximum d'absorption est bien observé à proximité de l'abscisse de la hauteur maximale de flamme, ce qui recoupe les résultats, sur d'autres configurations, des différentes publications concernant le sujet ([Markstein 1984], [Konsur 1999]). Le modèle de production de suie par la flamme d'éthylène est ainsi à présent disponible. Qui plus est, la stabilisation entrevue de l'absorption en aval du maximum d'absorption laisse à penser que les suies servent, au-delà de ce maximum, à l'entretien de la flamme jusqu'à l'extinction de cette dernière. Derrière cette constatation naît alors l'idée d'une concentration de suie limite menant aux conditions d'extinction par "quenching". Pour autant, cette concentration limite est nécessairement dépendante de l'évolution de la température des suies le long de l'axe longitudinal puisque c'est cette température qui définit la réactivité des suies. Par conséquent, la concentration-limite est fortement dépendante de V_{ox} , vitesse qui définit de façon prédominante les profils de température et le temps de pertes par rayonnement des suies avant qu'elles ne reviennent éventuellement à la flamme.

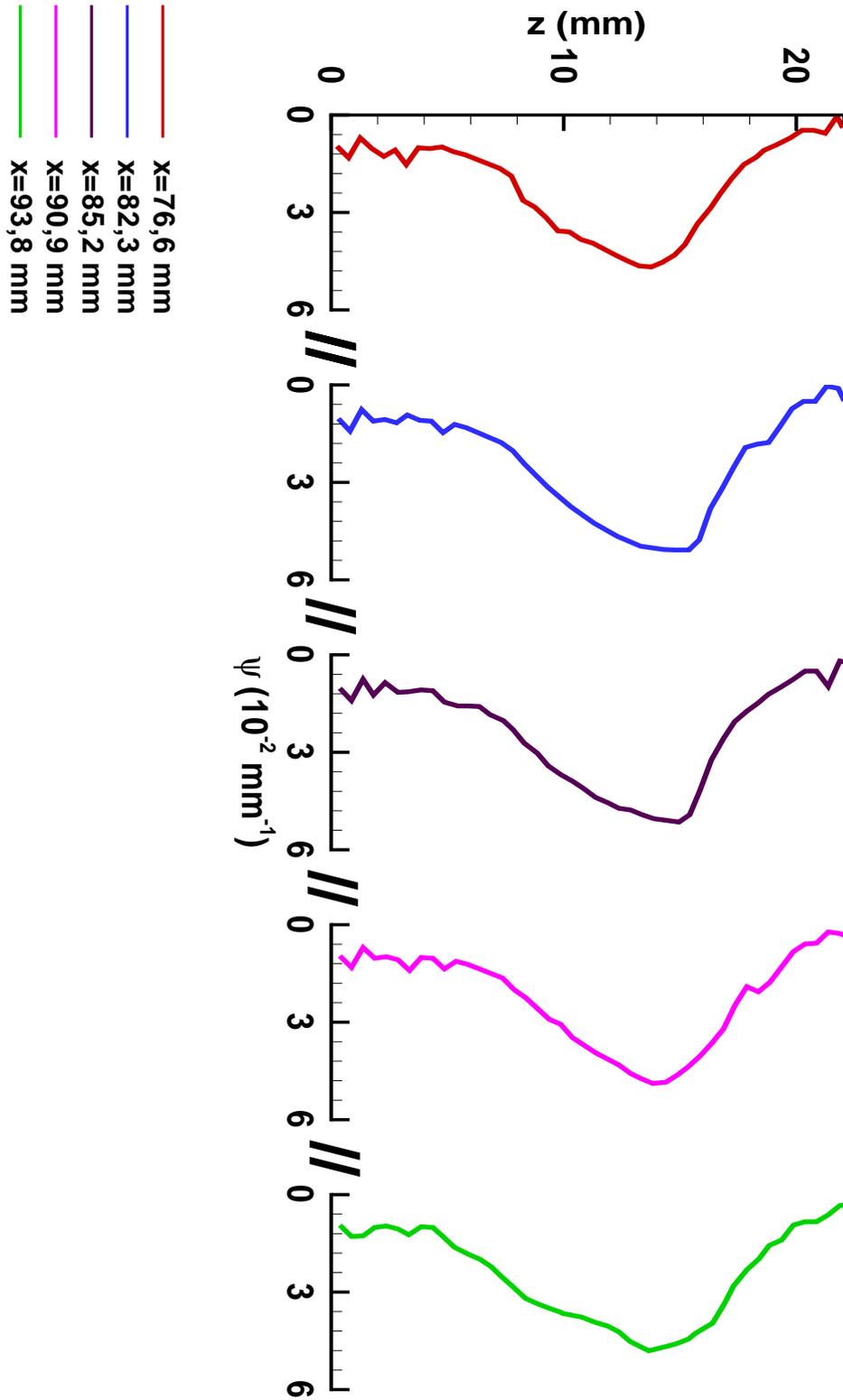


Figure 9.20 – Evolution des profils d'absorption reconstruits sur l'axe $y = 1,03 \text{ mm}$ pour différentes abscisses.

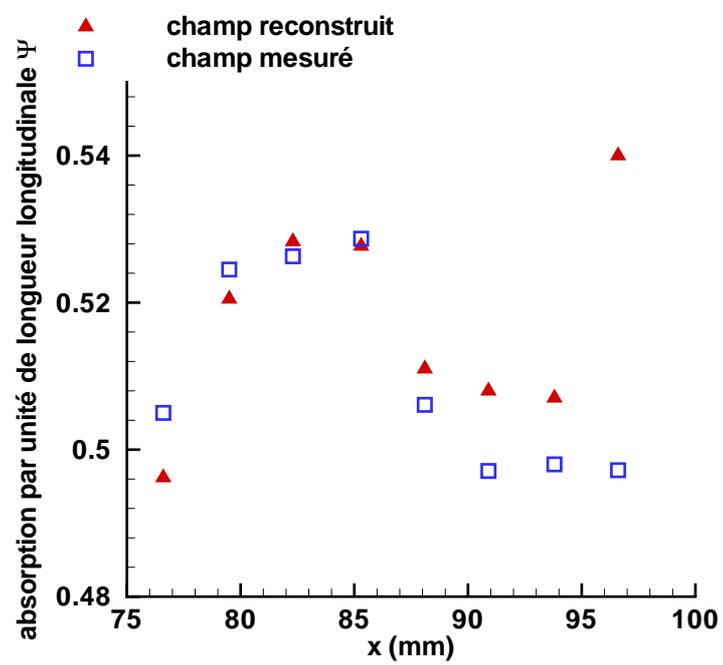


Figure 9.21 – Comparaison de l'évolution de la grandeur Ψ reconstruite aux valeurs expérimentales le long de l'axe $y = 1,03 \text{ mm}$.

Conclusion générale

S'il est commun de souligner l'expérience humaine que représente une thèse pour son auteur, il n'en reste pas moins que la communauté gravitant autour du domaine de la micropesanteur est un monde extrêmement stimulant pour la production scientifique. Ce mémoire le souligne : les conditions relativement contraignantes, parfois exaspérantes, mais toujours extra-ordinaires, créent une forte solidarité, à la fois au sein-même des équipes et entre les équipes. Des mondes a priori étrangers se croisent et établissent des collaborations insoupçonnées, telle celle que l'étude ici présentée a initiée avec le projet PROGRA² (PROpriétés Optiques des Grains Astronomiques et Atmosphériques) [Renard 2003]. La micropesanteur trouve ici une justification aux crédits, nécessairement lourds, qui lui sont attribués.

Les travaux exposés tout au long de ce mémoire font la preuve, eux aussi, que la micropesanteur révèle des aspects que les conditions de gravité terrestre ne laissent pas entrevoir. Dans le domaine de la sécurité-incendie spatiale, auquel le projet incorporant cette étude contribue, T'ien [T'ien 2000] a, par le passé, étayé cette assertion en montrant qu'un classement des matériaux selon un critère précis d'inflammabilité établi à gravité terrestre pouvait être totalement inversé en conditions d'apesanteur. Sensibles à la rigueur qui s'impose donc, les travaux ont à leur tour constaté une inversion de tendance : aux petites échelles explorées, la sensibilité de la flamme de diffusion au rayonnement n'est pas évidente à gravité terrestre tandis qu'elle le devient en micropesanteur. Plus précisément, observant une augmentation linéaire avec la vitesse V_{ox} d'écoulement oxydant de la puissance émise vers l'environnement par la flamme, les travaux ont trouvé un fil directeur à l'étude de la flamme d'éthylène, établie en micropesanteur au sein d'une couche-limite de plaque plane, fil directeur que la gravité terrestre ne permet effectivement pas de suivre puisque la vitesse oxydante est alors gouvernée par la convection naturelle. Plusieurs facteurs sont susceptibles de provoquer une telle augmentation, parmi lesquels les plus probables sont la température de flamme, l'extension spatiale de la zone de réaction de l'éthylène et l'expansion de la flamme à d'autres éventuelles substances moins combustibles.

La première des étapes a donc consisté à cibler les acteurs potentiels du phénomène observé. Deux types d'acteurs ont alors été désignés. Les premiers sont les radicaux CH^* , espèce chimique à la durée de vie extrêmement courte et révélant en conséquence précisément la région de réaction primaire de l'éthylène avec l'oxydant. Cette espèce présente l'avantage d'une émission fortement spectrale, qui plus est dans le domaine du visible. Une caméra numérique, munie d'un filtre passe-bande centré sur la longueur d'onde concernée ($\lambda = 431 \text{ nm}$), suffit de fait à mesurer la chimiluminescence des radicaux, elle-même étroitement liée à l'énergie libérée par la réaction. La cartographie de la chimiluminescence des radicaux CH^* permet alors de modéliser de façon simplifiée le rayonnement de la zone de réaction primaire comme un problème surfacique. L'évolution avec V_{ox} du facteur de forme ainsi

défini aussi bien que celle de l'intensité globale de la chimiluminescence contribuent alors à l'augmentation de la puissance émise par la flamme, mais dans une mesure bien trop faible pour expliquer cette nette croissance. L'analyse fondée sur la seule zone de réaction de l'éthylène devient ainsi caduque et rend nécessaire le recours à un modèle plus complexe qu'un code numérique peut apporter.

Le second acteur potentiel se trouve être les espèces imbrûlées sous forme condensée, regroupées sous le nom générique de suies. Le spectre des suies est, lui, continu, répondant fortement à la loi de Planck. Bien que négligeable sur certains domaines spectraux où agissent les bandes d'émission des gaz de combustion, le rayonnement des suies peut ainsi devenir prépondérant par intégration sur l'ensemble du spectre des transferts radiatifs. Par élimination, les suies deviennent alors une piste de recherche sérieuse. Or, l'intensité intégrée sur l'ensemble du spectre visible et mesurée par une caméra numérique rend qualitativement compte de l'activité des suies. Dans le même temps, le domaine de présence des suies est, cette fois, totalement volumique, si bien que l'intensité émise résulte de la somme de leur émission spontanée et de l'émission consécutive à leur éventuelle oxydation. Il est alors nécessaire de déterminer température et concentration pour quantifier l'émission. Des mesures de température par thermocouple ont de fait été entreprises, montrant une forte similitude des profils à l'intérieur de la flamme et prédisposant donc les travaux à l'unique étude de la concentration en suies.

Pour autant, toute étude se doit à l'heure actuelle d'ouvrir la voie à une modélisation numérique. Le projet ne déroge par ailleurs pas à la règle puisque, sur un plan aérodynamique, Rouvreau [Rouvreau 2002a] a adapté un code à la configuration étudiée par l'ensemble du projet. Dans le cas présent, ce besoin est d'autant plus vital qu'atteindre ou recréer les conditions de micropesanteur représente un coût certain. Valider un code capable de modéliser une flamme d'incendie apparaît alors aussi fondamental que judicieux, afin de réduire autant que faire se peut le nombre d'essais expérimentaux. C'est dans cette optique que la seconde partie de ce mémoire et le DEA d'Andres Fuentes [Fuentes 2003] ont contribué au développement du *Fire Dynamics Simulator*, code basé sur un modèle de Simulation Numérique Directe. Le module radiatif du code, développé autour d'un modèle gris par bandes, a alors été validé en partie, montrant également une faible contribution des gaz à l'augmentation de la puissance radiative de la flamme avec V_{ox} . Bien que le module fasse l'objet de perspectives de validation décrites plus loin, ces premiers résultats mettent en avant une fois de plus le rôle primordial que tiennent les suies, ces dernières n'ayant pas encore été modélisées. De cette dernière lacune naît finalement un autre intérêt pour la modélisation numérique, capable de distinguer le rayonnement des seuls gaz de celui des seules suies. En particulier, le module radiatif a fait l'objet d'un développement original, permettant de discerner la puissance "perdue" par la flamme, en l'occurrence émise vers l'environnement, de celle servant à la propagation, c'est-à-dire ré-émise vers la surface en combustion. Or, conformément à une déduction issue de l'observation de l'Équation de Transfert Radiatif, la puissance émise par un milieu peut être anisotrope dès lors que l'indice du milieu l'est également. L'émission simulée des gaz de combustion montre ainsi une anisotropie, certes toute relative. Deux cas de figures se présentent alors :

- ou la présence des suies, qui, rappelons-le, dominent les transferts radiatifs, recrée l'isotropie du milieu et par là-même celle du rayonnement ;
- ou la distribution des suies accentue cette anisotropie. Cette configuration est d'autant

plus plausible qu'au vu de l'imagerie par tomographie, la suie présente une zone de stabilité et voit en sa limite supérieure la flamme alors que sa limite inférieure coexiste avec la surface du brûleur, relativement froide. En outre, la distribution de la fraction volumique de suie ne présente pas de symétrie. L'indice du milieu n'a donc aucune raison a priori d'être rendu isotrope par la présence des suies.

La portée des conséquences du second cas de figure suscite en tout état de cause suffisamment d'intérêt pour motiver une étude expérimentale de la formation et du rôle des suies dans la flamme, étude dont les résultats serviront de validation à une nécessaire modélisation de la production et du transport des suies.

Technique maintenant classique, la tomographie s'est révélée incontournable. Outre les difficultés relatives à l'environnement contraignant des vols paraboliques, deux limitations expérimentales ont alors alimenté les réflexions nécessaires au développement d'une telle technique. D'une part, la tomographie classique consiste en une imagerie bidimensionnelle de l'extinction d'une source lumineuse dans le plan focal du récepteur. En conséquence, la contribution à l'extinction dans la direction orthogonale à ce plan est intégrée par la mesure et indiscernable a priori. Seule une zone relativement bidimensionnelle peut ainsi être cartographiée de façon satisfaisante. D'autre part, le poreux, dont la surface constitue l'aire d'injection combustible, ne saurait faire l'objet d'une quelconque modification structurelle permettant de le rendre transparent à une éventuelle source d'émission dont on voudrait mesurer l'extinction à travers la flamme. Une telle modification, sous forme de trous par exemple, rendrait en quelque sorte la mesure intrusive, mettant alors en défaut le principal avantage de la tomographie. L'étude de la production de suie par la flamme a de fait été réalisée en deux temps, afin de respecter les deux contraintes évoquées.

Au vu des conclusions établies par Rouvreau [Rouvreau 2002a], la flamme peut être, en grande partie, caractérisée d'un point de vue aérodynamique par un modèle bidimensionnel, dans notre gamme de conditions aérodynamiques tout au moins. Cette assertion donne alors l'espoir d'une certaine validité de la tomographie classique, bidimensionnelle elle aussi. Afin de toutefois quantifier la contribution à l'extinction du signal due aux effets tridimensionnels, une technique de reconstitution tridimensionnelle de la zone de réaction a alors été réalisée par l'intermédiaire de cartographies de la chimiluminescence des radicaux CH^* dans deux plans orthogonaux. La contribution des effets de bord de la zone de réaction à la chimiluminescence a ainsi été évaluée puis extrapolée à la distribution des espèces absorbantes que la tomographie doit restituer. L'hypothèse consistant à supposer cette distribution bidimensionnelle a alors été validée dans un domaine restreint, globalement situé au-dessus du poreux à l'exception du bord d'attaque de la flamme, mais largement accessible à la résolution spatiale apportée par la caméra numérique. Une correction à la légère contribution des effets de bord a également pu être définie. Justifiant par la suite la référence aux indices de réfraction mesurés par Habib et Vervisch [Habib 1988], l'étude a réalisé un étalonnage de la fraction volumique en suie, acteur principal dans l'extinction du signal. Si cet étalonnage nécessite un recours à la théorie de Mie, c'est-à-dire à un modèle de diffusion du signal par des "petites" sphères, l'hypothèse portant sur la morphologie des suies est levée grâce à des observations au Microscope à Balayage Électronique. Les prélèvements, réalisés sur des grilles d'acier Inox insérées juste en aval du domaine exploré, révèlent effectivement des sphérules dont le diamètre moyen répond au critère validant la théorie de Mie. La première conclusion tirée des mesures de fraction volumique de suie valide au passage l'une des hypo-

thèses fortes des modélisations radiatives de référence en micropesanteur, telle celle de Yang et T'ien [Yang 1998] : les espèces constituant le milieu compris entre la flamme et le brûleur possèdent une épaisseur optique négligeable tout au long du spectre des transferts radiatifs, et ce pour toute condition d'injection combustible et de soufflage oxydant. Au final, la technique permet d'établir des profils de fraction volumique de suie le long de la coordonnée longitudinale, offrant ainsi la base de données nécessaire à un modèle phénoménologique.

Si le domaine situé en aval du poreux présente un aspect trop tridimensionnel pour y étendre la technique, il peut, lui, faire l'objet d'une tomographie dont le chemin d'intégration, en l'occurrence le chemin traversant verticalement la flamme, paraît mieux adapté à l'étude. En effet, de "petits" trous permettant le passage d'un signal lumineux au travers du brûleur tout en assurant l'étanchéité par une plaque de pyrex offrent l'opportunité d'une analyse tomographique du milieu sans modifier notablement les propriétés aussi bien aérodynamiques que radiatives du brûleur. Pour autant, l'information sur la distribution verticale de la fraction volumique de suie est alors perdue. Partant à nouveau d'une constatation expérimentale issue de la tomographie précédente, il est alors apparu judicieux de considérer le milieu stratifié selon l'axe vertical, de sorte à réaliser une reconstruction par strates de la couche de suie. Cette technique originale consiste en effet à récupérer de l'information par le déplacement de la source d'émission [Ben-Abdallah 1997]. L'algorithme de régularisation offrant la résolution de ce problème inverse doit alors reconstruire un champ d'absorption bidimensionnel par strate. Ainsi des profils équivalents à ceux exhibés par la tomographie classique ont-ils pu être proposés, à la nuance près que les prélèvements effectués dans cette zone révèlent alors des agglomérats de suie. C'est en conséquence non pas en terme de fraction volumique de suie mais directement en terme d'absorption que les profils ont été évalués. Le travail pionnier autour de la technique réalisé par cette partie de l'étude ouvre certes sur plus de perspectives que de résultats. Cependant, dès lors qu'un profil réaliste configure a priori l'initialisation de l'algorithme, la technique est validée "loin" des conditions-limites du domaine exploré. En particulier, la reconstruction tomographique par strates a permis de situer le maximum de l'absorption du milieu à proximité de l'abscisse de hauteur de flamme maximale, recoupant par là-même différents résultats établis par des articles de référence, que ce soit à gravité terrestre [Markstein 1984] ou en micropesanteur [Konsur 1999]. Enfin, l'absorption présente une évolution constante en queue de flamme, semblant apporter la preuve d'une concentration limite de suie à ce niveau.

L'apport majeur de ces travaux tient finalement essentiellement en la synthèse que représente le modèle phénoménologique de production de suie par la flamme. D'une part, la dépendance de cette production est établie tout au long de la flamme en fonction des paramètres du problème que sont la vitesse du soufflage oxydant V_{ox} et la vitesse d'injection combustible V_F . Un objectif primordial est ainsi atteint, consistant à fournir à la modélisation numérique ultérieure non seulement un paramètre d'entrée portant sur la distribution de suie mais également à terme un élément de validation d'un modèle de formation de suie. Le modèle phénoménologique met en effet en évidence les caractéristiques fondamentales de la production de suie :

1. dans la gamme de conditions explorées, la production de suie est une fonction linéaire du débit combustible. Cette dépendance laisse alors à penser que le paramètre limitant du problème est la vitesse oxydante V_{ox} ;
2. dans la gamme de conditions explorées, la production de suie est une fonction de la

racine carrée de la vitesse oxydante, apportant un premier élément d'explication au phénomène d'augmentation de la puissance radiative avec V_{ox} .

D'autre part, sur un plan plus fondamental, l'étude montre que l'évolution de la vitesse oxydante V_{ox} décrit, à V_F fixée, la transition entre deux régimes de combustion. Le premier de ces deux régimes modèle la flamme lorsque l'extinction par "quenching" intervient avant que les lignes de courant ne puissent ramener la masse combustible que constituent les suies à la flamme. Dans ce cas, défini par les faibles vitesses d'écoulement oxydant, les suies ont un tel temps de résidence à proximité de la flamme qu'elles émettent relativement longuement et finissent par occasionner des pertes radiatives suffisamment importantes pour éteindre la réaction primaire de l'éthylène avec l'oxydant. Par ce phénomène de "quenching", la flamme se courbe à la recherche de combustible mais finit par s'éteindre rapidement, incapable d'entretenir la combustion, y compris celle des imbrûlés que les lignes de courant ne ramènent pas à la flamme. Les suies ont par conséquent dans ce régime un rôle inhibiteur plus que combustible.

Lorsque V_{ox} augmente, la flamme se courbe du fait des pertes thermiques mais l'augmentation de la diffusion du combustible en $\sqrt{V_{ox}}$ les contrebalance en partie. Si la flamme produit en conséquence plus de suies, ces dernières sont plus rapidement emportées par l'écoulement. La flamme peut alors admettre une hauteur maximale, où l'extinction par "quenching" de la zone de réaction primaire survient mais où l'oxydation en aval des imbrûlés reste impossible car les suies ont rayonné sous la flamme et ne présentent plus les conditions requises d'oxydation.

Le second des deux régimes intervient alors lorsque la flamme peut s'entretenir un temps à partir de l'oxydation des suies. En diminuant en effet le temps de rayonnement sous la flamme par l'intermédiaire d'une augmentation de V_{ox} , les suies peuvent être portées à température d'oxydation lorsque les lignes de courant les ramènent à la flamme suffisamment rapidement. Les suies, issues de la partie ascendante de la flamme, constituent alors une masse combustible et entretiennent la réaction jusqu'à rencontrer les conditions de "quenching", relatives uniquement aux suies cette fois-ci. Dans ce régime, les suies contribuent plus à alimenter la combustion qu'à éteindre la flamme.

Ainsi l'étude trouve-t-elle finalement un élément qualitatif de réponse au phénomène de croissance de la puissance radiative émise par la flamme avec V_{ox} .

Afin de caractériser de façon plus quantitative l'extinction par les suies, il serait nécessaire de raisonner à partir du nombre de Damköhler, exprimant le rapport entre temps caractéristique de résidence τ_r et temps caractéristique chimique τ_{ch} .

Or, le nombre de Damköhler présente une dépendance certaine vis-à-vis de la température d'oxydation éventuelle des suies, qui elle-même dépend de la concentration des suies via les pertes radiatives et donc de V_{ox} . La quantification du nombre de Damköhler est ainsi loin d'être triviale et se doit de passer directement par une cartographie précise de température des suies. Pour ce faire, la mesure par Incandescence Induite par Laser (LII) a d'ores et déjà fait l'objet d'une analyse bibliographique [Legros 2003b], justifiant ainsi l'apport de fonds récemment obtenu pour le développement de cette technique prometteuse. Induisant l'émission des suies par excitation laser, l'intensité induite est proportionnelle à leur concentration tandis que la réponse radiative des suies présente une décroissance caractéristique de leur température. Bien que ce principe simple nécessite différentes corrections, la technique présente en elle-même l'intérêt de cartographier simultanément les champ de température

et de concentration des suies. Ici se trouve donc la première perspective fondamentale que propose cette étude, dont l'enjeu est alors de caractériser une éventuelle corrélation entre conditions de température et de concentration des suie menant au "quenching" en queue de flamme. L'apport d'une telle corrélation, inexistante à ce jour dans la littérature, serait un atout majeur dans la lutte contre les incendies en conditions spatiales. En outre, l'extrapolation aux conditions de "quenching" à gravité terrestre apparaît possible puisqu'alors débit combustible et débit oxydant sont liés par la convection naturelle.

Le second aspect fondamental des perspectives entrevues tourne autour de l'anisotropie éventuelle du rayonnement émis par la flamme. En effet, il semble expérimentalement aisé de confronter des mesures effectuées par des fluxmètres situés au-dessus et au-dessous de la flamme. Si l'anisotropie se révélait effective, nombre de paradoxes sur l'évolution de la zone de pyrolyse avec le flux mesuré depuis l'environnement seraient sans doute levés et les modèles de propagation s'en trouveraient immédiatement précisés.

Sur un plan plus technique, le développement de l'algorithme de régularisation de la reconstruction par strates offre, lui aussi, un champ d'investigation à part entière. Pouvoir lui imposer à chaque itération des conditions physiques aux limites du domaine représente en effet le premier des défis concernant cette technique non-intrusive, elle aussi prometteuse. Des flammes tridimensionnelles pourraient ainsi être plus aisément sondées, évidemment dans la mesure où la résolution temporelle de la technique n'est pas mise en défaut.

Enfin et pour conclure ce mémoire, le développement d'une modélisation numérique plus pointue semble à présent tracé. La base de données concernant les suies apparaît en effet suffisamment étoffée pour nourrir un nombre certain de travaux futurs. Pour autant, l'expérimentation n'est pas, on vient de le voir, en reste puisqu'en particulier avaient été choisies en préambule de cette étude des constantes telle que la nature du combustible et de l'oxydant ainsi que celle du gaz diluant. Nul doute que l'exploration de l'influence de ces natures offrira de belles heures en micropesanteur aux expérimentateurs à venir.

Annexe A

Dimensionnement de la structure embarquée

1065 - Diffusion Flame spreading over a PMMA flat plane under Microgravity

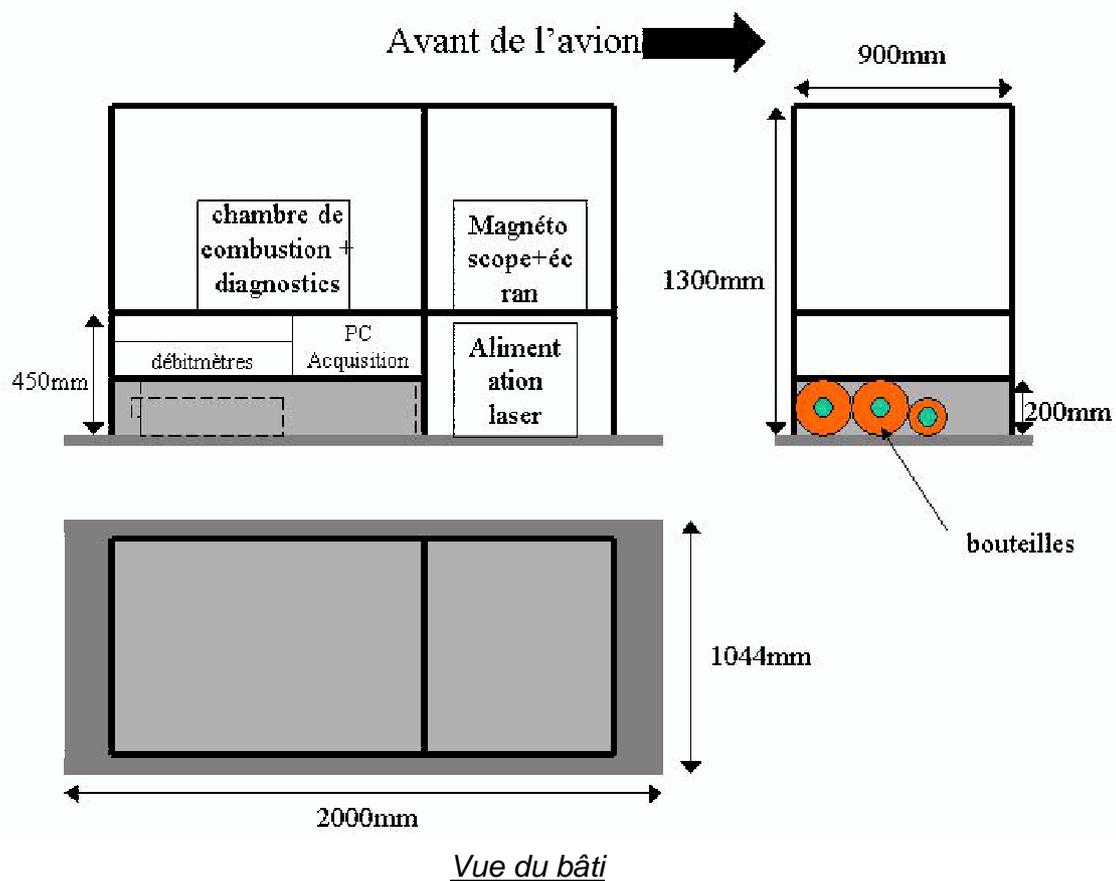
Conditions

ENSMA

CNRS Poitiers, France et université de Brême

Poitiers, France

L'expérience est constituée d'un bâti en profilés APORE aluminium 40x40.



Ce bâti contient les équipements suivants :

- ξ Une chambre de combustion en inox contenant un poreux (billes de bronze compressées, 50x50x3 mm), le système d'injection d'éthane, et le système de mesure d'extinction comprenant une diode laser (30 mW, classe 3B) et une optique de réception à fibre,
- ξ Système de mesure du taux de suie au moyen d'une diode laser,

-
- ξ Les caméras pour la visualisation de l'émission spontanée et l'émission spectroscopique de la flamme,
 - ξ Une centrale d'acquisition et de commande,
 - ξ Les débitmètres, électrovannes, soupapes de sécurité, régulateur de pression, afficheur LED de la pression interne de la chambre.
 - ξ Un cordon chauffant, un allumeur.
 - ξ Un caméscope
 - ξ 1 moniteur + clavier pour la gestion de la centrale d'acquisition,
 - ξ 1 moniteur/enregistreur pour l'acquisition des images d'émission spontanée,
 - ξ 2 bouteilles B20 d' air (79% azote 21% oxygène) équipées de détendeurs et de manomètres, Putilisation 200 bars , Pépreuve 300 bars, détendue à 4 (vol 1 et 3)
 - ξ 1 bouteille B5 d'éthylène (vol 1 et 2) équipée d'un détendeur (détente à 2,5 - 3 bars max.) ,Putilisation 33 bars , Pépreuve 300 bars.
 - ξ 1 bouteille B20 de mélange enrichi (65% nitrogen / 35% oxygène) équipées de détendeurs et de manomètres, Putilisation 200 bars , Pépreuve 300 bars (vol 2 et 3)
 - ξ 1 bouteille B20 de mélange enrichi (50% nitrogen / 50% oxygène) équipées de détendeurs et de manomètres, Putilisation 200 bars , Pépreuve 300 bars (vol 2)
 - ξ 1 bouteille B5 d' éthane (vols 3) équipée d'un détendeur (détente à 2,5 Bars max.) et de manomètres, Putilisation 33 bars , Pépreuve 300 bars.

Masse totale : M = 244 kg

Hauteur CdG : H = 468 mm

Calcul des vis de fixation au cisaillement :

Les vis de fixation sont calculées au cisaillement en considérant une accélération de 9g vers l'avant (cas de crash).

$$F_c = \frac{9Mg}{n}$$

Fc : effort de cisaillement

M : masse

g : accélération (9,81m/s₂)

n : nombre de vis

M(kg)	n	Fc (N)	Fc adm (N)	Coeff.sécu.
244	6	3590,5	34800	9,7

Calcul des vis de fixation à l'arrachement :

Les vis de fixation sont calculées à l'arrachement en considérant qu'en cas d'atterrissage d'urgence, le bâti subit une rotation autour des fixations avant et que par conséquent ce sont les fixations arrières qui reprennent les efforts.

$$F_t = \frac{9MgH}{nd}$$

F_t : effort de traction

M : masse

g : accélération (9,81m/s₂)

H : hauteur du centre de gravité

n : nombre de vis à l'arrière

d : distance entre les attaches avant et arrière

M (kg)	H	n	d (mm)	Ft (N)
244	468	2	1828,8	2756,5

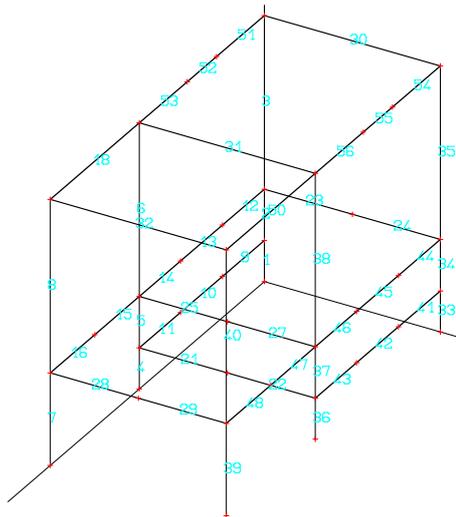
En plus de l'effort calculé ci-dessus, les vis sont soumises à un effort F_{cs} induit par leur couple de serrage.

Les vis étant serrées dans notre cas avec un couple de serrage de 5.1 mKg, cela induit un effort de tension F_{cs} = 28300 N.

Ft (N)	Fcs (N)	F (=Ft+Fcs)	Fadm (N)	Coeff.sécu.
2756,5	28300	31 056,5	58000	1,9

Calcul des montants du bâti en flexion :

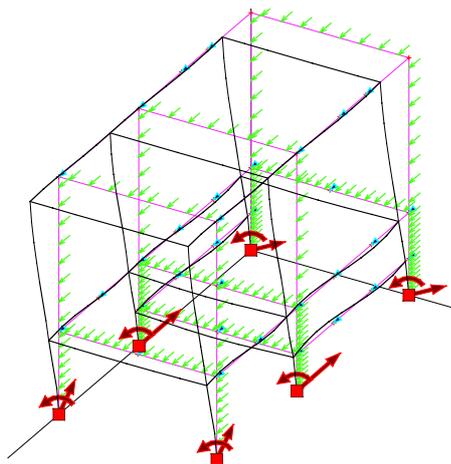
Le bâti est constitué de profilés APORE en aluminium 40x40. 6 montants verticaux constituent le bâti de l'expérience`



Modélisation 3D du bâti

Le chargement du modèle 3D prend en compte les masses de tous les équipements, les plaque en aluminium supportant les équipements et la masses de chaque profilé.

Le résultat du calcul sous RDM, nous donne :



un moment fléchissant de maximum de 706 792 Nmm

La documentation du constructeur du profilé nous indique que les profilés 40x40 ont pour caractéristiques :

R0,2 : 200 N/mm²

$W_{x,y}$: 6,5 cm³

Le M_{fadm} est donc de : 1 300 000

Ceci nous donne un coefficient de sécurité de $C_s = 1,8$.

Résumé :

Coefficient de sécurité Cisaillement des vis	Coefficient de sécurité Traction des vis	Coefficient de sécurité Flexion des montants
9,7	1,9	1,8

Annexe B

Traitement d'images de la tomographie tridimensionnelle

```
PROGRAM tridim
USE portlib
IMPLICIT NONE

CHARACTER(16), DIMENSION(1 :750) : :list
CHARACTER(22) : : name
CHARACTER(4) : : c
CHARACTER(1) : : a
CHARACTER(2) : : list_numb
CHARACTER(16), DIMENSION(1 :600) : :list_glob
INTEGER(4) : : height, length, entier, deltaj, deltai, c_min, c_max,
  l_min, l_max, i_ini, i_fin, j_ini, j_fin, surexpo_bas0,
  surexpo_haut0, surexpo_gauche0, surexpo_droite0, surexpo_bas,
  surexpo_haut, surexpo_gauche, surexpo_droite, nb_lignes, nb_pix
INTEGER : : i, j, k, l, m, n, n1, n2, nb_pos, nb_source, nb_ref, bas,
  haut, droite, gauche, milieu, j_min, j_max, i_min, i_max,
  recouvrement, recouvrement_ref, nb_couple, max_col, max_ligne,
  neutre, col_min, dc_max, dc
INTEGER, ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : ) : : tampon
INTEGER(4), ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : ) : : f, g, proche
INTEGER, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) : : images, ref_pos, ref_nat,
  test_pos, test_nat, nb_trous, ordre_i, place_ligne, nb_colonnes,
  demi_cote
INTEGER, ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : ) : : ref_light, ref_black, test_light,
  test_black, trou, filtre
INTEGER, ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : , : ) : : trou_ij
REAL(8), ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : , : ) : : extinction
REAL(8), ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : , : ) : : pos_trou
REAL(8), ALLOCATABLE, DIMENSION( : , : ) : : ref, refb, ref_red, tampon_log,
  image_log, vert, noir, pos_source, pos_ref
REAL(8), ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) : : col
REAL(8) : : x, y, r, dist, dist_ref, b1, b2, b3
LOGICAL : : test, found, ARRET, liss
```

!lecture du numéro de test

```
WRITE(*,*)'entrez le numero du test'
READ(*,*)list_numb
```

!lecture du nombre de positions de la source

!pour le test

```
WRITE(*,*)'entrez le nombre de positions de la source'
READ(*,*)nb_pos
```

!création du tableau donnant la 1ère image de chaque position

!de la source pour la référence et pour le test

```
ALLOCATE(ref_pos(1 :nb_pos))
ALLOCATE(test_pos(1 :nb_pos))
```

!création du tableau déterminant la nature (noire ou éclairée)

!de la 1ère image de chaque position de la source

ALLOCATE(ref_nat(1 :nb_pos))

ALLOCATE(test_nat(1 :nb_pos))

!création des tableaux donnant la position de la source :

!pour le test

ALLOCATE(pos_source(1 :nb_pos,1 :2))

!pour la référence

ALLOCATE(pos_ref(1 :nb_pos,1 :2))

!lecture du nombre de couple d'images éclairées/noires par position

!de la source pour le test

WRITE(*,*)'entrez le nombre de couple d images par position de la source'

READ(*,*)nb_couple

!lecture de la 1ère ligne à scruter

WRITE(*,*)'entrez la ligne basse initiale'

READ(*,*)j_ini

j_ini=576-j_ini

!lecture de la dernière ligne à scruter

WRITE(*,*)'entrez la ligne haute finale'

READ(*,*)j_fin

j_fin=576-j_fin

!lecture de la 1ère colonne à scruter

WRITE(*,*)'entrez la colonne gauche initiale'

READ(*,*)i_ini

i_ini=i_ini-1

!lecture de la 1ère colonne à scruter

WRITE(*,*)'entrez la colonne droite finale'

READ(*,*)i_fin

i_fin=i_fin-1

!lecture de la 1ère ligne potentiellement surexposée

!(à relever sur la 1ère image éclairée)

WRITE(*,*)'entrez la 1ere ligne basse surexposee sur la 1ere image'

READ(*,*)surexpo_bas0

surexpo_bas0=576-surexpo_bas0

!lecture de la dernière ligne potentiellement surexposée

!(à relever sur la dernière image backlightée)

WRITE(*,*)'entrez la dernier ligne haute surexposee sur la 1ere image'

READ(*,*)surexpo_haut0

surexpo_haut0=576-surexpo_haut0

!lecture de la 1ère colonne potentiellement surexposée

!(sur la 1ère image backlightée)

```
WRITE(*,*)'entrez la 1ere colonne gauche surexposee sur la 1ere image'  
READ(*,*)surexpo_gauche0  
surexpo_gauche0=surexpo_gauche0-1
```

!lecture de la dernière colonne potentiellement surexposée

!(sur la dernière image backlightée)

```
WRITE(*,*)'entrez la derniere colonne droite surexposee sur la 1ere image'  
READ(*,*)surexpo_droite0  
surexpo_droite0=surexpo_droite0-1
```

!création du tableau de nombre de trous

!nb_trous(k) :nb de trous repérés dans la kème position

```
ALLOCATE(nb_trous(1 :nb_pos))
```

!option de lissage des mesures d'extinction

```
WRITE(*,*)'voulez-vous un lissage des mesures d extinction (O/N)'  
READ(*,*)a  
IF a=='O' THEN  
    liss=.TRUE.  
ELSE IF a=='N'THEN  
    liss=.FALSE.  
ELSE  
    STOP 'réponse erronée'  
END IF
```

```
DO k=1,nb_pos
```

!lecture des 1ères images pour chacune des positions

```
WRITE(*,*)'numero de la 1ere image de la position',k,'dans la reference :'  
READ(*,*)ref_pos(k)  
WRITE(*,*)'entrez 0 pour une image noire et 1 pour une image backlightee :'  
READ(*,*)ref_nat(k)
```

!lecture de la nature (noire/éclairée) des 1ères images

!pour chacune des positions

```
WRITE(*,*)'numero de la 1ere image de la position',k,'dans le test :'  
READ(*,*)test_pos(k)  
WRITE(*,*)'entrez 0 pour une image noire et 1 pour une image backlightee :'  
READ(*,*)test_nat(k)
```

```
END DO
```

!création de la liste globale des images dans l'ordre de traitement

```
DO k=1,nb_pos
```

```
    CALL liste(list_num, nb_couple, test_pos(k), test_nat(k), ref_pos(k), ref_nat(k), list)
```

```
DO i=1,4*nb_couple
  list_glob((k-1)*4*nb_couple+i)=list(i)
END DO
```

```
END DO
```

!recencement des trous à travers chacune des positions

```
DO k=1,nb_pos
```

!création des images nécessaires à la mesure d'extinction

```
IF (k==1) THEN
  ALLOCATE(tampon(1 :1000,1 :1000))
  CALL lit_bmp(list(1),tampon,height,length)
  ALLOCATE(filtre(1 :height,1 :length))
  ALLOCATE(ref_light(1 :height,1 :length))
  ALLOCATE(ref_black(1 :height,1 :length))
END IF
```

!lecture et définition de l'image éclairée de la référence

```
CALL lit_bmp(list_glob((k-1)*4*nb_couple+3),tampon,height,length)
DO j=1,height
  DO i=1,length
    ref_light(j,i)=tampon(j,i)
  END DO
END DO
```

!lecture et définition de l'image noire de la référence

```
CALL lit_bmp(list_glob((k-1)*4*nb_couple+4),tampon,height,length)
DO j=1,height
  DO i=1,length
    ref_black(j,i)=tampon(j,i)
  END DO
END DO
```

**!initialisation des compteurs pour le calcul de la position de la source
!sur l'image de référence**

```
nb_ref=0
pos_ref(k,1)=0.0
pos_ref(k,2)=0.0
```

**!calcul de la position de la source sur l'image de référence
!comme étant l'isobarycentre des points
!dont l'intensité excède 200**

```
DO i=1,length
  DO j=1,height
    IF ((ref_light(j,i)-ref_black(j,i)).GE.200) THEN
      nb_ref=nb_ref+1
```

```
        pos_ref(k,1)=pos_ref(k,1)*REAL(nb_ref-1,8)/REAL(nb_ref,8)
            +REAL(j,8)/REAL(nb_ref,8)
        pos_ref(k,2)=pos_ref(k,2)*REAL(nb_ref-1,8)/REAL(nb_ref,8)
            +REAL(i,8)/REAL(nb_ref,8)
    END IF
END DO
END DO

!définition de l'image filtre
!si (j,i) appartient à la zone de surexposition, alors filtre(j,i)=100
!si (j,i) n'appartient pas à la zone de surexposition, alors filtre(j,i)=50
surexpo_bas=surexpo_bas0+(pos_ref(k,1)-pos_ref(1,1))
surexpo_haut=surexpo_haut0+(pos_ref(k,1)-pos_ref(1,1))
surexpo_gauche=surexpo_gauche0+(pos_ref(k,2)-pos_ref(1,2))
surexpo_droite=surexpo_droite0+(pos_ref(k,2)-pos_ref(1,2))
DO i=1,length
    DO j=1,height
        IF ((j.GE.surexpo_bas) .AND. (j.LE.surexpo_haut) .AND. (i.GE.surexpo_gauche)
            .AND. (i.LE.surexpo_droite)) THEN
            filtre(j,i)=150
        ELSE
            filtre(j,i)=50
        END IF
    END DO
END DO

!initialisation des bornes du domaine à scruter
l_min=MAX(IDNINT(pos_ref(k,1)-110),j_ini)
l_max=MIN(IDNINT(pos_ref(k,1)+110),j_fin)
c_min=MAX(IDNINT(pos_ref(k,2)-110),i_ini)
c_max=MAX(IDNINT(pos_ref(k,2)+110),i_fin)

!creation du tableau de définition des trous par position
!trou( : ,1)=ligne basse du trou
!trou( : ,2)=ligne haute du trou
!trou( : ,3)=colonne gauche du trou
!trou( : ,4)=lcolonne droite du trou
ALLOCATE(trou(1 :300,1 :4))

!initialisation du nombre de trous
nb_trous(k)=0

!indicateur de trou effectif dans le tableau prédéfini des trous
DO i=1,300
    trou(i,1)=-1
END DO

!balayage dans chaque ligne depuis le bas
```

```
j=l_min  
DO WHILE (j.LE.l_max)
```

```
    !balayage dans chaque colonne depuis la gauche
```

```
    i=c_min
```

```
    DO WHILE (i.LE.c_max)
```

```
        found=.FALSE.
```

```
        !recherche de l'extrémité droite basse d'un trou sur la ligne
```

```
        IF ((ref_light(j,i)-ref_black(j,i)).GE.filtre(j,i)) THEN
```

```
            !test pour savoir si le point repéré a déjà été recensé
```

```
            !comme un trou dans l'image lue
```

```
            IF (nb_trous(k).GE.1) THEN
```

```
                DO n=1,nb_trous(k)
```

```
                    IF ((j.GE.(trou(n,1)-2)) .AND. (j.LE.(trou(n,2)+2))
```

```
                        .AND. (i.GE.(trou(n,3)-2))
```

```
                        .AND. (i.LE.(trou(n,4)+2))) THEN
```

```
                        found=.TRUE.
```

```
                    END IF
```

```
                END DO
```

```
            END IF
```

```
        IF ((found .EQV. .FALSE.) .AND. ((ref_light(j,i+1)-ref_black(j,i+1)).LT.filtre(j,i+1))
```

```
            .AND. ((ref_light(j,i+2)-ref_black(j,i+2)).LT.filtre(j,i+2))
```

```
            .AND. ((ref_light(j,i+3)-ref_black(j,i+3)).LT.filtre(j,i+3))) THEN
```

```
            bas=j
```

```
            haut=j
```

```
            droite=i
```

```
            gauche=i
```

```
        !recherche de l'extrémité gauche basse du trou sur la ligne
```

```
        DO WHILE ((gauche.GE.c_min) .AND.
```

```
            ((ref_light(j,gauche-1)-ref_black(j,gauche-1)).GE.filtre(j,gauche-1)))
```

```
            gauche=gauche-1
```

```
        END DO
```

```
        !recherche de l'extrémité haute
```

```
        !sur les lignes supérieures adjacentes
```

```
        milieu=INT((droite+gauche)/2)
```

```
        DO WHILE ((haut.LE.l_max) .AND.
```

```
            ((ref_light(haut+1,milieu)-ref_black(haut+1,milieu))
```

```
                .GE.filtre(haut+1,milieu)))
```

```
            haut=haut+1
```

```
        END DO
```

!redéfinition de l'extrémité gauche du trou

```
milieu=INT((haut+bas)/2)
DO WHILE ((gauche.GE.c_min) .AND.
  ((ref_light(milieu,gauche-1)-ref_black(milieu,gauche-1))
  .GE.filtre(milieu,gauche-1)))
  gauche=gauche-1
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité droite du trou

```
DO WHILE ((droite.LE.c_max) .AND.
  ((ref_light(milieu,droite+1)-ref_black(milieu,droite+1))
  .GE.filtre(milieu,droite+1)))
  droite=droite+1
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité haute

!sur les lignes supérieures adjacentes

```
milieu=INT((droite+gauche)/2)
DO WHILE ((haut.LE.l_max) .AND.
  ((ref_light(haut+1,milieu)-ref_black(haut+1,milieu))
  .GE.filtre(haut+1,milieu)))
  haut=haut+1
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité basse

!sur les lignes inférieures adjacentes

```
DO WHILE ((bas.GE.l_min) .AND.
  ((ref_light(bas-1,milieu)-ref_black(bas-1,milieu))
  .GE.filtre(bas-1,milieu)))
  bas=bas-1
END DO
```

**!test par intégrale de recouvrement pour savoir si le point repéré
!a déjà été référencé comme un trou dans l'ensemble des images**

```
IF ((nb_trous(k).GE.1) .AND. ((bas/=haut).OR.(droite/=gauche))) THEN
  DO n=1,nb_trous(k)
    j_min=MIN(bas,trou(n,1))
    j_max=MAX(haut,trou(n,2))
    i_min=MIN(gauche,trou(n,3))
    i_max=MAX(droite,trou(n,4))
    ALLOCATE(f(j_min:j_max,i_min:i_max))
    ALLOCATE(g(j_min:j_max,i_min:i_max))
    recouvrement=0
    DO n1=j_min,j_max
      DO n2=i_min,i_max
        IF ((n1.GE.bas) .AND. (n1.LE.haut) .AND. (n2.GE.gauche)
          .AND. (n2.LE.droite)) THEN
          f(n1,n2)=1
        END IF
      END DO
    END DO
  END IF
END IF
```

```

        ELSE
            f(n1,n2)=0
        END IF
        IF ((n1.GE.trou(n,1)) .AND. (n1.LE.trou(n,2))
            .AND. (n2.GE.trou(n,3))
            .AND. (n2.LE.trou(n,4))) THEN
            g(n1,n2)=1
        ELSE
            g(n1,n2)=0
        END IF
        recouvrement=recouvrement+f(n1,n2)*g(n1,n2)
    END DO
END DO
DEALLOCATE(f)
DEALLOCATE(g)
IF (recouvrement/=0) THEN

    found=.TRUE.

    !redéfinition du trou
    trou(n,1)=MIN(bas,trou(n,1))
    trou(n,2)=MAX(haut,trou(n,2))
    trou(n,3)=MIN(gauche,trou(n,3))
    trou(n,4)=MAX(droite,trou(n,4))

    END IF
END DO

IF (found .EQV. .FALSE.) THEN

    nb_trous(k)=nb_trous(k)+1

    !définition du trou ainsi trouvé
    trou(nb_trous(k),1)=bas
    trou(nb_trous(k),2)=haut
    trou(nb_trous(k),3)=gauche
    trou(nb_trous(k),4)=droite

    END IF

ELSE IF (nb_trous(k)==0) THEN
    nb_trous(k)=nb_trous(k)+1
    !définition du trou ainsi trouvé
    trou(nb_trous(k),1)=bas
    trou(nb_trous(k),2)=haut
    trou(nb_trous(k),3)=gauche
    trou(nb_trous(k),4)=droite
END IF

```

```

        i=i+1

    ELSE
        i=i+1
    END IF
    ELSE
        i=i+1
    END IF
END DO

    !passage à la ligne suivante si nécessaire
    IF (i==c_max+1) THEN
        j=j+1
    END IF

END DO

!classement croissant des trous en fonction de leur ligne basse
!ordre_i(k) :numero du trou en kème position du classement
IF (nb_trous(k)/=0) THEN
    ALLOCATE(ordre_i(1 :nb_trous(k)))
    DO n=1,nb_trous(k)
        ordre_i(n)=1
    END DO
    DO n=1,nb_trous(k)
        i=1
        DO WHILE ((trou(n,1).GE.trou(ordre_i(i),1)) .AND. (i.LT.n))
            i=i+1
        END DO
        IF (i.LT.n) THEN
            DO j=n,i+1,-1
                ordre_i(j)=ordre_i(j-1)
            END DO
        END IF
        ordre_i(i)=n
    END DO
END IF

!recherche des lignes
!place_ligne(k)=indice j auquel se finit la kème ligne
!dans le classement ordre_i(j)
IF (nb_trous(k)/=0) THEN
    ALLOCATE(place_ligne(0 :30))
    i=1
    nb_lignes=0
    place_ligne(nb_lignes)=0
    DO WHILE (i.LT.nb_trous(k))
```

```

        IF ((trou(ordre_i(i+1),1)-trou(ordre_i(i),1)).GT.4) THEN
            nb_lignes=nb_lignes+1
            place_ligne(nb_lignes)=i
        END IF
        i=i+1
    END DO
    nb_lignes=nb_lignes+1
    place_ligne(nb_lignes)=i
END IF

```

```
WRITE(*,*)'nb lignes(',k,')=',nb_lignes
```

!réagencement des trous en fonction de leur appartenance à une ligne

```

IF (nb_lignes.GT.1) THEN

    max_col=30
    max_ligne=30

    IF (k==1) THEN
        ALLOCATE(trou_ij(1 :nb_pos,1 :max_ligne,1 :max_col,1 :4))
    END IF

    DO i=1,nb_lignes

        DO n=place_ligne(i-1)+1,place_ligne(i)
            DO l=1,4
                trou_ij(k,i,n-place_ligne(i-1),l)=trou(ordre_i(n),l)
            END DO
        END DO

        IF ((max_col-(place_ligne(i)-place_ligne(i-1))).GE.1) THEN
            DO n=place_ligne(i)-place_ligne(i-1)+1,max_col
                DO l=1,4
                    trou_ij(k,i,n,l)=-2
                END DO
            END DO
        END IF

    END DO

    IF (nb_lignes.LT.max_ligne) THEN
        DO i=nb_lignes+1,max_ligne
            DO n=1,max_col
                DO l=1,4
                    trou_ij(k,i,n,l)=-2
                END DO
            END DO
        END DO
    END DO

```

```
END IF

DEALLOCATE(ordre_i)
DEALLOCATE(place_ligne)

END IF

DEALLOCATE(trou)

!!dans chaque ligne, classement croissant des trous
!!en fonction de leur colonne gauche
!!ordre_i(k) :numero du trou en kème position du classement
IF (nb_trous(k)/=0) THEN
  ALLOCATE(nb_colonnes(1 :nb_lignes))
  DO j=1,nb_lignes
    nb_colonnes(j)=0
    DO WHILE ((trou_ij(k,j,nb_colonnes(j)+1,1)/=-2)
      .AND. (nb_colonnes(j).LT.max_col))
      nb_colonnes(j)=nb_colonnes(j)+1
    END DO
    ALLOCATE(ordre_i(1 :nb_colonnes(j)))
    DO n=1,nb_colonnes(j)
      ordre_i(n)=1
    END DO
    DO n=1,nb_colonnes(j)
      l=1
      DO WHILE ((trou_ij(k,j,n,3).GE.trou_ij(k,j,ordre_i(l),3)) .AND. (l.LT.n))
        l=l+1
      END DO
      IF (l.LT.n) THEN
        DO i=n,l+1,-1
          ordre_i(i)=ordre_i(i-1)
        END DO
      END IF
      ordre_i(l)=n
    END DO
    DO n=1,nb_colonnes(j)
      DO l=1,4
        neutre=trou_ij(k,j,n,l)
        trou_ij(k,j,n,l)=trou_ij(k,j,ordre_i(n),l)
        trou_ij(k,j,ordre_i(n),l)=neutre
      END DO
      DO i=1,nb_colonnes(j)
        IF (ordre_i(i)==n) THEN
          ordre_i(i)=ordre_i(n)
        END IF
      END DO
    END DO
  END DO
```

```

        DEALLOCATE(ordre_i)
    END DO
END IF

```

!recherche des trous perdus éventuels et décalage des colonnes en conséquence

```

IF (nb_trous(k)/=0) THEN

    DO l=1,nb_lignes

        n=1

        DO WHILE (n.LT.max_col)

            IF (trou_ij(k,l,n+1,3)/=-2) THEN
                IF (IABS(trou_ij(k,l,n+1,3)-trou_ij(k,l,n,3)).GT.20) THEN
                    DO i=nb_colonnes(l)+1,n+2,-1
                        DO m=1,4
                            trou_ij(k,l,i,m)=trou_ij(k,l,i-1,m)
                        END DO
                    END DO
                    nb_colonnes(l)=nb_colonnes(l)+1
                    trou_ij(k,l,n+1,3)=trou_ij(k,l,n,3)+15
                    trou_ij(k,l,n+1,1)=-1
                    trou_ij(k,l,n+1,2)=-1
                    trou_ij(k,l,n+1,4)=-1
                ELSE
                    n=n+1
                END IF
            ELSE
                n=max_col
            END IF

        END DO

    END DO

```

```

END IF

```

!réagencement des lignes de façon à faire correspondre les colonnes

```

IF (nb_trous(k)/=0) THEN

    !recherche de la ligne col_min possédant le trou le plus à gauche
    col_min=1
    DO i=2,nb_lignes
        IF (trou_ij(k,i,1,3).LT.trou_ij(k,col_min,1,3)) THEN
            col_min=i
        END IF
    END DO

```

END DO

!recherche du décalage et décalage dans la même ligne

```
DO j=1,nb_lignes
  n=1
  DO WHILE ((IABS(trou_ij(k,j,1,3)-trou_ij(k,col_min,n,3)).GT.8)
    .AND. (n.LT.max_col))
    n=n+1
  END DO
  IF (n/=1) THEN
    DO i=nb_colonnes(j)+n-1,n,-1
      DO l=1,4
        trou_ij(k,j,i,l)=trou_ij(k,j,i-(n-1),l)
      END DO
    END DO
    DO i=n-1,1,-1
      trou_ij(k,j,i,1)=-1
    END DO
  END IF
END DO

DEALLOCATE(nb_colonnes)
```

END IF

END DO

!recherche du carré maximal de trous autour de chaque position de la source

```
ALLOCATE(proche(1 :nb_pos,1 :2))
ALLOCATE(demi_cote(1 :nb_pos))
DO k=1,nb_pos
```

**!recherche de la place (proche(k,1),proche(k,2)) du trou le plus proche
!de la position de la source**

```
proche(k,1)=0
proche(k,2)=0
dist_ref=100000.0

DO j=1,max_ligne
  DO n=1,max_col
    IF ((trou_ij(k,j,n,1)/=-1) .AND. (trou_ij(k,j,n,1)/=-2)) THEN
      dist=DSQRT(((DABS(pos_ref(k,1)-REAL(trou_ij(k,j,n,1)+trou_ij(k,j,n,2),8)/2))**2
        +(DABS(pos_ref(k,2)-REAL(trou_ij(k,j,n,3)+trou_ij(k,j,n,4),8)/2))**2)
      IF (dist.LT.dist_ref) THEN
        dist_ref=dist
        proche(k,1)=j
        proche(k,2)=n
      END IF
    END DO
  END DO
```

```
        END IF
    END DO
END DO
```

**!recherche du demi côté demi_cote(k) maximal du carré de trous
!autour du trou le plus proche de la source**

```
ARRET=.FALSE.
n=0
demi_cote(k)=n
```

```
DO WHILE (ARRET .EQV. .FALSE.)
```

```
    IF (((proche(k,1)-n).GE.1) .AND. ((proche(k,1)+n).LE.max_ligne)
        .AND. ((proche(k,2)-n).GE.1) .AND. ((proche(k,2)+n).LE.max_col)) THEN
        DO j=proche(k,1)-n,proche(k,1)+n
            DO i=proche(k,2)-n,proche(k,2)+n
                IF ((trou_ij(k,j,i,1)==-1).OR.(trou_ij(k,j,i,1)==-2)) THEN
                    ARRET=.TRUE.
                END IF
            END DO
        END DO
        END DO
        IF (ARRET .EQV. .FALSE.) THEN
            n=n+1
        END IF
    ELSE
        ARRET=.TRUE.
    END IF
```

```
END DO
```

```
IF (n.GT.0) THEN
    demi_cote(k)=n-1
ELSE
    STOP 'pas de demi cote detecte pour la position'
END IF
```

```
WRITE(*,*)'demi cote('k,')=',demi_cote(k)
```

```
END DO
```

!définition du demi_côté dc_max commun à l'ensemble des positions

```
dc_max=MINVAL(demi_cote)
WRITE(*,*)'demi cote=',dc_max
```

!traitement de l'ensemble des images

```
DO k=1,nb_pos
```

!création des images nécessaires à la mesure d'extinction

```
IF (k==1) THEN
  ALLOCATE(test_light(1 :height,1 :length))
  ALLOCATE(test_black(1 :height,1 :length))
  ALLOCATE(extinction(1 :nb_pos,1 :max_ligne,1 :max_col))
  ALLOCATE(pos_trou(1 :nb_pos,1 :max_ligne,1 :max_col,1 :2))
END IF
```

!initialisation de l'image d'extinction

```
DO i=1,max_col
  DO j=1,max_ligne
    extinction(k,j,i)=0.0
    pos_trou(k,j,i,1)=0.0
    pos_trou(k,j,i,2)=0.0
  END DO
END DO
```

```
DO l=1,4*nb_couple-3,4
```

!définition des images

```
CALL lit_bmp(list_glob((k-1)*4*nb_couple+1),tampon,height,length)
DO j=1,height
  DO i=1,length
    test_light(j,i)=tampon(j,i)
  END DO
END DO
```

```
CALL lit_bmp(list_glob((k-1)*4*nb_couple+1+1),tampon,height,length)
DO j=1,height
  DO i=1,length
    test_black(j,i)=tampon(j,i)
  END DO
END DO
```

```
CALL lit_bmp(list_glob((k-1)*4*nb_couple+1+2),tampon,height,length)
DO j=1,height
  DO i=1,length
    ref_light(j,i)=tampon(j,i)
  END DO
END DO
```

```
CALL lit_bmp(list_glob((k-1)*4*nb_couple+1+3),tampon,height,length)
DO j=1,height
  DO i=1,length
    ref_black(j,i)=tampon(j,i)
  END DO
END DO
```

!création du tableau de définition des trous dans les images du test

IF (l==1) THEN

!trou(:,1)=ligne basse du trou
!trou(:,2)=ligne haute du trou
!trou(:,3)=colonne gauche du trou
!trou(:,4)=lcolonne droite du trou

ALLOCATE(trou(1 :300,1 :4))

!initialisation

nb_trous(k)=0

DO i=1,300

 trou(i,1)=-1

END DO

!calcul de la position de la source sur les images du test

nb_source=0

pos_source(k,1)=0.0

pos_source(k,2)=0.0

DO i=1,length

 DO j=1,height

 IF ((test_light(j,i)-test_black(j,i)).GE.200) THEN

 nb_source=nb_source+1

 pos_source(k,1)=pos_source(k,1)*REAL(nb_source-1,8)/REAL(nb_source,8)
 +REAL(j,8)/REAL(nb_source,8)

 pos_source(k,2)=pos_source(k,2)*REAL(nb_source-1,8)/REAL(nb_source,8)
 +REAL(i,8)/REAL(nb_source,8)

 END IF

 END DO

END DO

!définition de l'image filtre

!si (j,i) appartient à la zone de surexposition, filtre(j,i)=100

!si (j,i) n'appartient pas à la zone de surexposition, filtre(j,i)=50

surexpo_bas=surexpo_bas0+(pos_source(k,1)-pos_ref(1,1))

surexpo_haut=surexpo_haut0+(pos_source(k,1)-pos_ref(1,1))

surexpo_gauche=surexpo_gauche0+(pos_source(k,2)-pos_ref(1,2))

surexpo_droite=surexpo_droite0+(pos_source(k,2)-pos_ref(1,2))

DO i=1,length

 DO j=1,height

 IF ((j.GE.surexpo_bas) .AND. (j.LE.surexpo_haut) .AND. (i.GE.surexpo_gauche)
 .AND. (i.LE.surexpo_droite)) THEN

 filtre(j,i)=150

 ELSE

 filtre(j,i)=50

 END IF

 END DO

END DO

!calcul du domaine concerné par le calcul d'extinction

bas=trou_ij(k,proche(k,1)-dc_max,proche(k,2)-dc_max,1)-10
haut=trou_ij(k,proche(k,1)+dc_max,proche(k,2)+dc_max,2)+10
gauche=trou_ij(k,proche(k,1)-dc_max,proche(k,2)-dc_max,3)-10
droite=trou_ij(k,proche(k,1)+dc_max,proche(k,2)+dc_max,4)+10

!initialisation des bornes du domaine à scruter

l_min=MAX(bas,j_ini)
l_max=MIN(haut,j_fin)
c_min=MAX(gauche,i_ini)
c_max=MAX(droite,i_fin)

!balayage dans chaque ligne depuis le bas

j=l_min

DO WHILE (j.LE.l_max)

!balayage dans chaque colonne depuis la gauche

i=c_min

DO WHILE (i.LE.c_max)

found=.FALSE.

!recherche de l'extrémité droite basse d'un trou sur la ligne

IF ((test_light(j,i)-test_black(j,i)).GE.filtre(j,i)) THEN

!test pour savoir si le point repéré a déjà été recensé

!comme un trou dans l'image lue

IF (nb_trous(k).GE.1) THEN
DO n=1,nb_trous(k)
IF ((j.GE.(trou(n,1)-2)) .AND. (j.LE.(trou(n,2)+2)) .AND.
(i.GE.(trou(n,3)-2)) .AND. (i.LE.(trou(n,4)+2))) THEN
found=.TRUE.
END IF
END DO
END IF

IF ((found .EQV. .FALSE.)
.AND. ((test_light(j,i+1)-test_black(j,i+1)).LT.filtre(j,i+1))
.AND. ((test_light(j,i+2)-test_black(j,i+2)).LT.filtre(j,i+2))
.AND. ((test_light(j,i+3)-test_black(j,i+3)).LT.filtre(j,i+3))) THEN

bas=j
haut=j
droite=i

gauche=i

!recherche de l'extrémité gauche basse du trou sur la ligne

```
DO WHILE ((gauche.GE.c_min) .AND.  
          ((test_light(j,gauche-1)-test_black(j,gauche-1)).GE.filtre(j,gauche-1)))  
  gauche=gauche-1  
END DO
```

!recherche de l'extrémité haute sur les lignes supérieures adjacentes

```
milieu=INT((droite+gauche)/2)  
DO WHILE ((haut.LE.l_max) .AND.  
          ((test_light(haut+1,milieu)-test_black(haut+1,milieu))  
          .GE.filtre(haut+1,milieu)))  
  haut=haut+1  
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité gauche du trou

```
milieu=INT((haut+bas)/2)  
DO WHILE ((gauche.GE.c_min) .AND.  
          ((test_light(milieu,gauche-1)-test_black(milieu,gauche-1))  
          .GE.filtre(milieu,gauche-1)))  
  gauche=gauche-1  
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité droite du trou

```
DO WHILE ((droite.LE.c_max) .AND.  
          ((test_light(milieu,droite+1)-test_black(milieu,droite+1))  
          .GE.filtre(milieu,droite+1)))  
  droite=droite+1  
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité haute sur les lignes supérieures adjacentes

```
milieu=INT((droite+gauche)/2)  
DO WHILE ((haut.LE.l_max) .AND.  
          ((test_light(haut+1,milieu)-test_black(haut+1,milieu))  
          .GE.filtre(haut+1,milieu)))  
  haut=haut+1  
END DO
```

!redéfinition de l'extrémité haute sur les lignes supérieures adjacentes

```
DO WHILE ((bas.GE.l_min) .AND.  
          ((test_light(bas-1,milieu)-test_black(bas-1,milieu))  
          .GE.filtre(bas-1,milieu)))  
  bas=bas-1  
END DO
```

!test pour savoir si le point repéré a déjà été recensé

!comme un trou dans l'ensemble des images

```
IF ((nb_trous(k).GE.1) .AND. ((bas/=haut).OR.(droite/=gauche))) THEN
```

```

DO n=1,nb_trous(k)
  j_min=MIN(bas,trou(n,1))
  j_max=MAX(haut,trou(n,2))
  i_min=MIN(gauche,trou(n,3))
  i_max=MAX(droite,trou(n,4))
  ALLOCATE(f(j_min :j_max,i_min :i_max))
  ALLOCATE(g(j_min :j_max,i_min :i_max))
  recouvrement=0
  DO n1=j_min,j_max
    DO n2=i_min,i_max
      IF ((n1.GE.bas) .AND. (n1.LE.haut) .AND. (n2.GE.gauche)
        .AND. (n2.LE.droite)) THEN
        f(n1,n2)=1
      ELSE
        f(n1,n2)=0
      END IF
      IF ((n1.GE.trou(n,1))
        .AND. (n1.LE.trou(n,2))
        .AND. (n2.GE.trou(n,3))
        .AND. (n2.LE.trou(n,4))) THEN
        g(n1,n2)=1
      ELSE
        g(n1,n2)=0
      END IF
      recouvrement=recouvrement +f(n1,n2)*g(n1,n2)
    END DO
  END DO
  DEALLOCATE(f)
  DEALLOCATE(g)
  IF (recouvrement/=0) THEN
    found=.TRUE.
    !redéfinition du trou
    trou(n,1)=MIN(bas,trou(n,1))
    trou(n,2)=MAX(haut,trou(n,2))
    trou(n,3)=MIN(gauche,trou(n,3))
    trou(n,4)=MAX(droite,trou(n,4))
  END IF
END DO
IF (found .EQV. .FALSE.) THEN
  nb_trous(k)=nb_trous(k)+1
  !définition du trou ainsi trouvé
  trou(nb_trous(k),1)=bas
  trou(nb_trous(k),2)=haut
  trou(nb_trous(k),3)=gauche
  trou(nb_trous(k),4)=droite
END IF
ELSE
  nb_trous(k)=nb_trous(k)+1

```

```

                !définition du trou ainsi trouvé
                trou(nb_trous(k),1)=bas
                trou(nb_trous(k),2)=haut
                trou(nb_trous(k),3)=gauche
                trou(nb_trous(k),4)=droite
            END IF

            i=i+1

        ELSE

            i=i+1

        END IF

    ELSE

        i=i+1

    END IF
END DO

IF (i==c_max+1) THEN
    j=j+1
END IF
END DO

!fonction f de présence des trous dans les images du test
!fonction g de présence des points lumineux dans les images de référence
IF (nb_trous(k)/=0) THEN

    ALLOCATE(f(1 :height,1 :length))
    ALLOCATE(g(1 :height,1 :length))
    DO j=1,height
        DO i=1,length
            f(j,i)=0
            g(j,i)=0
        END DO
    END DO
END DO

!calcul du domaine concerné par le calcul d'extinction
bas=trou_ij(k,proche(k,1)-dc_max,proche(k,2) -dc_max,1)-10
haut=trou_ij(k,proche(k,1)+dc_max,proche(k,2) +dc_max,2)+10
gauche=trou_ij(k,proche(k,1)-dc_max,proche(k,2) -dc_max,3)-10
droite=trou_ij(k,proche(k,1)+dc_max,proche(k,2) +dc_max,4)+10

!définition de f et g sur ce domaine

```

```
DO n=1,nb_trous(k)
  IF ((trou(n,1).GE.bas) .AND. (trou(n,2).LE.haut) .AND. (trou(n,3).GT.gauche)
    .AND. (trou(n,4).LT.droite)) THEN
    DO j=trou(n,1),trou(n,2)
      DO i=trou(n,3),trou(n,4)
        f(j,i)=1
      END DO
    END DO
  END IF
END DO
DO j=proche(k,1)-dc_max,proche(k,1)+dc_max
  DO i=proche(k,2)-dc_max,proche(k,2)+dc_max
    DO n=trou_ij(k,j,i,1),trou_ij(k,j,i,2)
      DO m=trou_ij(k,j,i,3),trou_ij(k,j,i,4)
        g(n,m)=1
      END DO
    END DO
  END DO
END DO
END DO

!calcul du recouvrement
recouvrement_ref=0

DO j=-10,10
  DO i=-10,10
    recouvrement=0
    DO n=bas,haut
      DO m=gauche,droite
        recouvrement=recouvrement+f(n+j,m+i)*g(n,m)
      END DO
    END DO
    IF (recouvrement.GT.recouvrement_ref) THEN
      deltaj=-j
      deltai=-i
      recouvrement_ref=recouvrement
    END IF
  END DO
END DO
WRITE(*,*)'deltaj=',deltaj
WRITE(*,*)'deltai=',deltai
DEALLOCATE(trou)
DEALLOCATE(f)
DEALLOCATE(g)
END IF
END IF

!recalage des images du test par rapport aux images de référence
IF(deltaj.GT.0) THEN
```

```

DO i=1,length
  DO j=height,1+deltaj,-1
    test_light(j,i)=test_light(j-deltaj,i)
    test_black(j,i)=test_black(j-deltaj,i)
  END DO
  DO j=1,deltaj
    test_light(j,i)=0
    test_black(j,i)=0
  END DO
END DO
ELSE IF(deltaj.LT.0) THEN
DO i=1,length
  DO j=1,height+deltaj
    test_light(j,i)=test_light(j-deltaj,i)
    test_black(j,i)=test_black(j-deltaj,i)
  END DO
  DO j=height+deltaj+1,height
    test_light(j,i)=0
    test_black(j,i)=0
  END DO
END DO
END IF
IF(deltai.GT.0) THEN
DO j=1,height
  DO i=length,1+deltai,-1
    test_light(j,i)=test_light(j,i-deltai)
    test_black(j,i)=test_black(j,i-deltai)
  END DO
  DO i=1,deltai
    test_light(j,i)=0
    test_black(j,i)=0
  END DO
END DO
ELSE IF(deltai.LT.0) THEN
DO j=1,height
  DO i=1,length+deltai
    test_light(j,i)=test_light(j,i-deltai)
    test_black(j,i)=test_black(j,i-deltai)
  END DO
  DO i=length+deltai+1,length
    test_light(j,i)=0
    test_black(j,i)=0
  END DO
END DO
END IF

```

!calcul de l'extinction sur chacun des trous
DO j=proche(k,1)-dc_max,proche(k,1)+dc_max

```

DO i=proche(k,2)-dc_max,proche(k,2)+dc_max
  nb_pix=0
  DO n=trou_ij(k,j,i,1),trou_ij(k,j,i,2)
    DO m=trou_ij(k,j,i,3),trou_ij(k,j,i,4)
      IF (((ref_light(n,m)-ref_black(n,m)).GT.40)
        .AND. ((test_light(n,m)-test_black(n,m)).GE.40)
        .AND. (ref_light(n,m).LT.255)
        .AND.(test_light(n,m).LT.255)) THEN
        nb_pix=nb_pix+1
        extinction(k,j,i)=extinction(k,j,i)*REAL((nb_pix-1),8)/REAL(nb_pix,8)
          +REAL((test_light(n,m)-test_black(n,m)),8)
          /REAL((ref_light(n,m)-ref_black(n,m)),8)
          *1/REAL(nb_pix,8)
        pos_trou(k,j,i,1)=pos_trou(k,j,i,1)*REAL((nb_pix-1),8)/REAL(nb_pix,8)
          +REAL(n,8)/REAL(nb_pix,8)
        pos_trou(k,j,i,2)=pos_trou(k,j,i,2)*REAL((nb_pix-1),8)/REAL(nb_pix,8)
          +REAL(m,8)/REAL(nb_pix,8)
      END IF
    END DO
  END DO
END DO
END DO
END DO
END DO
END DO

```

!lissage éventuel des mesures d'extinction

```

IF liss==.TRUE. THEN
  DO k=1,nb_pos
    DO dc=1,dc_max
      DO j=proche(k,1)-dc,proche(k,1)+dc
        DO i=proche(k,2)-dc,proche(k,2)+dc

```

!séquence d'interpolation ou extrapolation éventuelle

!en supposant : extinction=b1*j+b2*i+b3

```

IF ((extinction(k,j,i).LE.0) .OR. (extinction(k,j,i).GT.1)) THEN
  pos_trou(k,j,i,1)=(trou_ij(k,j,i,1)+trou_ij(k,j,i,2))/2
  pos_trou(k,j,i,2)=(trou_ij(k,j,i,3)+trou_ij(k,j,i,4))/2

  IF ((i/=proche(k,2)-dc_max) .AND. (i/=proche(k,2)+dc_max)
    .AND. (j/=proche(k,1)-dc_max)
    .AND. (j/=proche(k,1)+dc_max)) THEN
    b1=(extinction(k,j+1,i)-extinction(k,j-1,i))/(pos_trou(k,j+1,i,1)
      -pos_trou(k,j-1,i,1))
    b2=(extinction(k,j,i+1)-extinction(k,j,i-1))/(pos_trou(k,j,i+1,2)
      -pos_trou(k,j,i-1,2))
    b3=extinction(k,j+1,i)-(b1*pos_trou(k,j+1,i,1) +b2*pos_trou(k,j+1,i,1))
  ELSE IF ((i==proche(k,2)-dc_max) .AND. (j/=proche(k,1)-dc_max)
    .AND. (j/=proche(k,1)+dc_max)) THEN

```

```

b1=(extinction(k,j+1,i)-extinction(k,j-1,i))/(pos_trou(k,j+1,i,1)
-pos_trou(k,j-1,i,1))
b2=(extinction(k,j,i+1)-extinction(k,j,i+2))/(pos_trou(k,j,i+1,2)
-pos_trou(k,j,i+2,2))
b3=extinction(k,j+1,i)-(b1*pos_trou(k,j+1,i,1) +b2*pos_trou(k,j+1,i,1))
ELSE IF ((i==proche(k,2)+dc_max) .AND. (j/=proche(k,1)-dc_max)
.AND. (j/=proche(k,1)+dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j+1,i)-extinction(k,j-1,i))/(pos_trou(k,j+1,i,1)
-pos_trou(k,j-1,i,1))
b2=(extinction(k,j,i-1)-extinction(k,j,i-2))/(pos_trou(k,j,i-1,2)
-pos_trou(k,j,i-2,2))
b3=extinction(k,j+1,i)-(b1*pos_trou(k,j+1,i,1) +b2*pos_trou(k,j+1,i,1))
ELSE IF ((j==proche(k,1)-dc_max) .AND. (i/=proche(k,2)-dc_max)
.AND. (i/=proche(k,2)+dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j+1,i)-extinction(k,j+2,i))/(pos_trou(k,j+1,i,1)
-pos_trou(k,j+2,i,1))
b2=(extinction(k,j,i+1)-extinction(k,j,i-1))/(pos_trou(k,j,i+1,2)
-pos_trou(k,j,i-1,2))
b3=extinction(k,j+1,i)-(b1*pos_trou(k,j+1,i,1) +b2*pos_trou(k,j+1,i,1))
ELSE IF ((j==proche(k,1)+dc_max) .AND. (i/=proche(k,2)-dc_max)
.AND. (i/=proche(k,2)+dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j-1,i)-extinction(k,j-2,i))/(pos_trou(k,j-1,i,1)
-pos_trou(k,j-2,i,1))
b2=(extinction(k,j,i+1)-extinction(k,j,i-1))/(pos_trou(k,j,i+1,2)
-pos_trou(k,j,i-1,2))
b3=extinction(k,j-1,i)-(b1*pos_trou(k,j-1,i,1) +b2*pos_trou(k,j-1,i,1))
ELSE IF ((i==proche(k,2)-dc_max) .AND. (j==proche(k,1)-dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j+1,i)-extinction(k,j+2,i))/(pos_trou(k,j+1,i,1)
-pos_trou(k,j+2,i,1))
b2=(extinction(k,j,i+1)-extinction(k,j,i+2))/(pos_trou(k,j,i+1,2)
-pos_trou(k,j,i+2,2))
b3=extinction(k,j+1,i)-(b1*pos_trou(k,j+1,i,1) +b2*pos_trou(k,j+1,i,1))
ELSE IF ((i==proche(k,2)+dc_max) .AND.(j==proche(k,1)-dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j+1,i)-extinction(k,j+2,i))/(pos_trou(k,j+1,i,1)
-pos_trou(k,j+2,i,1))
b2=(extinction(k,j,i-1)-extinction(k,j,i-2))/(pos_trou(k,j,i-1,2)
-pos_trou(k,j,i-2,2))
b3=extinction(k,j+1,i)-(b1*pos_trou(k,j+1,i,1) +b2*pos_trou(k,j+1,i,1))
ELSE IF ((i==proche(k,2)+dc_max) .AND. (j==proche(k,1)+dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j-1,i)-extinction(k,j-2,i))/(pos_trou(k,j-1,i,1)
-pos_trou(k,j-2,i,1))
b2=(extinction(k,j,i-1)-extinction(k,j,i-2))/(pos_trou(k,j,i-1,2)
-pos_trou(k,j,i-2,2))
b3=extinction(k,j-1,i)-(b1*pos_trou(k,j-1,i,1) +b2*pos_trou(k,j-1,i,1))
ELSE IF ((i==proche(k,2)-dc_max) .AND. (j==proche(k,1)+dc_max)) THEN
b1=(extinction(k,j-1,i)-extinction(k,j-2,i))/(pos_trou(k,j-1,i,1)
-pos_trou(k,j-2,i,1))
b2=(extinction(k,j,i+1)-extinction(k,j,i+2))/(pos_trou(k,j,i+1,2)

```

```
        -pos_trou(k,j,i+2,2))
        b3=extinction(k,j-1,i)-(b1*pos_trou(k,j-1,i,1) +b2*pos_trou(k,j-1,i,1))
    END IF

    extinction(k,j,i)=b1*pos_trou(k,j,i,1) +b2*pos_trou(k,j,i,2)+b3

    END IF

    END DO
    END DO
    END DO
    END DO
END IF
```

!écriture du fichier d'extinction

```
a=' '
name="extinction"//list_num//".dat"
OPEN(2,file=name,status='unknown')
WRITE(2,*)'TITLE="position de la source et extinction des trous"'
WRITE(2,*)'VARIABLES="x","y","extinction"'
WRITE(2,*)'nombre de trous par position :',2*dc_max+1, 'x',2*dc_max+1,
'=',(2*dc_max+1)**2
DO k=1,nb_pos
    WRITE(2,*)' '
    WRITE(2,10)' position (x,y) de la source no :',a,k
        10 FORMAT(1A32,1A1,1I4.2)
    CALL echelle(pos_source(k,2)-1,576-pos_source(k,1),x,y)
    WRITE(2,20)x,a,y
        20 FORMAT(1F6.2,1A1,1F6.2)
    WRITE(2,*)'coordonnees (x,y) des trous et extinction :'
    DO j=proche(k,1)-dc_max,proche(k,1)+dc_max
        DO i=proche(k,2)-dc_max,proche(k,2)+dc_max
            CALL echelle(pos_trou(k,j,i,2)-1,576-pos_trou(k,j,i,1),x,y)
            WRITE(2,30)x,a,y,a,extinction(k,j,i)
                30 FORMAT(1F6.2,1A1,1F6.2,1A1,1F7.4)
        END DO
    END DO
    END DO
    WRITE(2,*)' '
    WRITE(2,*)' '
END DO
WRITE(2,*)'FIN DU FICHER'
```

!écriture du fichier des positions de la source

```
a=' '
name="source"//list_num//".dat"
OPEN(2,file=name,status='unknown')
WRITE(2,*)'TITLE="position de la source"'
WRITE(2,*)'VARIABLES="x","y","position"'
```

```

WRITE(2,*)'ZONE F=POINT,I=',nb_pos
DO k=1,nb_pos
  CALL echelle(pos_ref(k,2)-1,576-pos_ref(k,1),x,y)
  WRITE(2,40)x,a,y,a,k
  40 FORMAT(1F6.2,1A1,1F6.2,1A1,1I4.2)
END DO

```

```

DEALLOCATE(proche)
DEALLOCATE(trou_ij)
DEALLOCATE(demi_cote)
DEALLOCATE(test_light)
DEALLOCATE(test_black)
DEALLOCATE(ref_light)
DEALLOCATE(ref_black)
DEALLOCATE(pos_trou)
DEALLOCATE(pos_ref)
DEALLOCATE(pos_source)
DEALLOCATE(extinction)

```

```

END PROGRAM

```

! - - - routine permettant la création d'une liste d'images à traiter
! - - - dans l'ordre de leur traitement

```

SUBROUTINE liste(test_num, nb_couple, first_test, nat_test, first_ref, nat_ref, list)
INTEGER, INTENT(IN) : first_test, nat_test, first_ref, nat_ref, nb_couple
CHARACTER(2), INTENT(IN) : test_num
CHARACTER(16), DIMENSION(1 :6), INTENT(OUT) : list
INTEGER : i, a
CHARACTER(3) : intch
CHARACTER(15) : name_list

```

```

name_list="liste"//test_num//".dat"
a=LEN_TRIM(test_num)
DO i=1,4*nb_couple-3,4
  IF (nat_test==0) THEN
    CALL int_ch(first_test+2+(i-1),intch)
    list(i)="test_"//test_num(1:a)//" "//intch
    CALL int_ch(first_test+(i-1),intch)
    list(i+1)="test_"//test_num(1:a)//" "//intch
  ELSE
    CALL int_ch(first_test+(i-1),intch)
    list(i)="test_"//test_num(1:a)//" "//intch
    CALL int_ch(first_test+2+(i-1),intch)
    list(i+1)="test_"//test_num(1:a)//" "//intch
  END IF
  IF (nat_ref==0) THEN
    IF (first_ref==2) THEN

```

```
        CALL int_ch(first_ref+2,intch)
        list(i+2)="refe_ "//test_numb(1 :a)//" "//intch
        CALL int_ch(first_ref,intch)
        list(i+3)="refe_ "//test_numb(1 :a)//" "//intch
    ELSE
        CALL int_ch(first_ref+2+(i-1),intch)
        list(i+2)="refe_ "//test_numb(1 :a)//" "//intch
        CALL int_ch(first_ref+(i-1),intch)
        list(i+3)="refe_ "//test_numb(1 :a)//" "//intch
    END IF
ELSE
    CALL int_ch(first_ref+(i-1),intch)
    list(i+2)="refe_ "//test_numb(1 :a)//" "//intch
    CALL int_ch(first_ref+2+(i-1),intch)
    list(i+3)="refe_ "//test_numb(1 :a)//" "//intch
END IF
END DO
OPEN(2,file=name_list,status='unknown')
WRITE(2,*)'1ere image de reference traitee :',first_ref
WRITE(2,*)'1ere image du test traitee :',first_test
DO i=1,12
    WRITE(2,20)list(i)
    20 FORMAT(1A16)
END DO
CLOSE(2)

END SUBROUTINE
```

! - - - routine permettant de transformer un entier lu en caractère

```
SUBROUTINE int_ch(integ,charac)
INTEGER, INTENT(IN) :: integ
CHARACTER(3), INTENT(OUT) :: charac
CHARACTER(4) :: c

open(10,file='prueba.dat',status='unknown')
write(10,30)integ
30 FORMAT(1I4.3)
close(10)
open(10,file='prueba.dat',status='old')
read(10,40)c
40 FORMAT(1A4)
close(10)
charac=c(2 :4)

END SUBROUTINE
```

! - - - routine permettant de transformer une image au format bmp en matrice

```

SUBROUTINE lit_bmp(nom_fichier,image,height,length)
USE portlib
CHARACTER(16), INTENT(IN) :: nom_fichier
INTEGER, DIMENSION(1 :1000,1 :1000), INTENT(OUT) :: image
INTEGER, INTENT(OUT) :: height,length
CHARACTER*1 :: inchar1,inchar2
INTEGER(4) :: istatus
INTEGER :: n,n1,n2,n3,readfile,bitperpixel,ncolors
INTEGER :: i,j,k,hsize,vsize,hres,vres,largeur,reste
CHARACTER*3 :: nombre
CHARACTER*12 :: format_fichier
CHARACTER (LEN=20) :: fichier
INTEGER*2 :: mot
INTEGER :: i1,i2

fichier=nom_fichier( :LEN_TRIM(nom_fichier))//'.bmp'
OPEN(10,file=fichier)
  OPEN(11,form='formatted',file='out.txt')
    istatus=FGETC(10,inchar1)
    istatus=FGETC(10,inchar2)
    WRITE(11,'(A2)') inchar1//inchar2
    IF (inchar1.ne.'B'.OR.inchar2.ne.'M') THEN
      STOP
    END IF
    n=readfile(2)
    WRITE(11,*) 'taille en octets :',n
    DO i=1,3
      n=readfile(2)
    END DO
    hsize=readfile(2)
    vsize=readfile(2)
    WRITE(11,*) 'dimensions :',hsize,'*',vsize
    n=readfile(1)
    WRITE(11,*) 'nombre de calques :',n
    bitperpixel=readfile(1)
    WRITE(11,*) 'bits par pixel :',bitperpixel
    n=readfile(2)
    IF (n/=0) THEN
      WRITE(*,*) 'le fichier est compresse'
      STOP
    END IF
    n=readfile(2)
    hres=readfile(2)
    vres=readfile(2)
    WRITE(11,*) 'resolution :',hres,'*',vres,' en pixels/m'
    ncolors=readfile(2)
    WRITE(11,*) 'couleurs utilisées :',ncolors

```

```

    n=readfile(2)
    DO i=1,ncolors
        DO j=1,4
            n=readfile(0)
        END DO
    END DO
CLOSE(11)
CLOSE(10)
OPEN(10,file=fichier,access='direct',recl=2)
    i=1
    j=1
    reste=hsize-4*(hsize/4)
    IF (reste==0) THEN
        largeur=hsize
    ELSE
        largeur=4*(hsize/4)+4
    END IF
    DO k=540,540+vsize*(largeur/2)-1
        READ(10,rec=k) mot
        i1=IAND(mot,255)
        i2=IAND(RSHIFT(mot,8),255)
        IF (j<=hsize) THEN
            image(i,j)=i1
        END IF
        j=j+1
        IF (j<=hsize) THEN
            image(i,j)=i2
        END IF
        IF (j>=hsize) THEN
            j=1
            i=i+1
        ELSE
            j=j+1
        END IF
    END DO
CLOSE(10)
n1=hsize/100
n2=(hsize-100*n1)/10
n3=hsize-100*n1-10*n2
nombre=CHAR(48+n1)//CHAR(48+n2)//CHAR(48+n3)
format_fichier='(//nombre//'(I3,1X))'
OPEN(11,file='image.txt')
    DO i=vsize,1,-1
        WRITE(11,format_fichier) (image(i,j),j=1,hsize)
    END DO
CLOSE(11)
height=vsize
length=largeur
```

END SUBROUTINE

! - - - fonction utilisée par la subroutine lit _ bmp

```
FUNCTION code_ascii(A)
IMPLICIT NONE
CHARACTER*1,INTENT(IN) :: A
INTEGER code_ascii,i
code_ascii=0
DO i=0,255
  IF (CHAR(i)==A) THEN
    code_ascii=i
  END IF
END DO
END FUNCTION
```

! - - - fonction utilisée par la subroutine lit _ bmp

```
FUNCTION readfile(q)
USE portlib
IMPLICIT NONE
INTEGER(4) :: istatus
CHARACTER*1 :: inchar1,inchar2,inchar3,inchar4
INTEGER :: n1,n2,n3,n4,readfile,code_ascii
INTEGER,INTENT(IN) :: q
IF (q==0) THEN
  istatus=FGETC(10,inchar1)
  n1=code_ascii(inchar1)
  readfile=n1
END IF
IF (q==1) THEN
  istatus=FGETC(10,inchar1)
  istatus=FGETC(10,inchar2)
  n1=code_ascii(inchar1)
  n2=code_ascii(inchar2)
  readfile=256*n2+n1
END IF
IF (q==2) THEN
  istatus=FGETC(10,inchar1)
  istatus=FGETC(10,inchar2)
  istatus=FGETC(10,inchar3)
  istatus=FGETC(10,inchar4)
  n1=code_ascii(inchar1)
  n2=code_ascii(inchar2)
  n3=code_ascii(inchar3)
  n4=code_ascii(inchar4)
  readfile=256*3*n4+256**2*n3+256*n2+n1
END IF
```

```
END IF
IF (q/=0.AND.q/=1.AND.q/=2) THEN
  readfile=0
END IF
END FUNCTION
```

! - - - routine permettant de placer une échelle de longueur sur une image

```
SUBROUTINE echelle(pix1,pix2,pos1,pos2)
REAL(8), INTENT(IN) :: pix1,pix2
REAL(8), INTENT(OUT) :: pos1,pos2
REAL(8), DIMENSION(1 :2) :: o,xo,zo,x,z,pixo,xpixo,zpixo,xpix,zpix
REAL(8) :: a,b,c,d
```

!definition des vecteurs du repere physique

```
o(1)=60
o(2)=25
xo(1)=120
xo(2)=25
zo(1)=60
zo(2)=-26
x(1)=xo(1)-o(1)
x(2)=xo(2)-o(2)
z(1)=zo(1)-o(1)
z(2)=zo(2)-o(2)
```

!definition des vecteurs du repere pixelise

```
pixo(1)=202
pixo(2)=432
xpixo(1)=475
xpixo(2)=424
zpixo(1)=197
zpixo(2)=173
xpix(1)=xpixo(1)-pixo(1)
xpix(2)=xpixo(2)-pixo(2)
zpix(1)=zpixo(1)-pixo(1)
zpix(2)=zpixo(2)-pixo(2)
```

!calcul des coefficients du changement de base

```
a=(zpix(2)*x(1)-xpix(2)*z(1))/(zpix(2)*xpix(1)-xpix(2)*zpix(1))
b=(zpix(2)*x(2)-xpix(2)*z(2))/(zpix(2)*xpix(1)-xpix(2)*zpix(1))
c=(zpix(1)*x(1)-xpix(1)*z(1))/(zpix(1)*xpix(2)-xpix(1)*zpix(2))
d=(zpix(1)*x(2)-xpix(1)*z(2))/(zpix(1)*xpix(2)-xpix(1)*zpix(2))
```

!calcul de la position physique

```
pos1=a*(DFLOAT(pix1)-pixo(1))+c*(DFLOAT(pix2)-pixo(2))+o(1)
pos2=b*(DFLOAT(pix1)-pixo(1))+d*(DFLOAT(pix2)-pixo(2))+o(2)
```

```
END SUBROUTINE
```

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.
- [Atreya 1998b] A. Atreya, *Ignition of Fires*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **356**, p.2787, 1998.
- [Ben-Abdallah 1998] P. Ben-Abdallah, *Representation of a fonction by its line integrals, with some radiological application I, II*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **60**, pp.9–15, 1998.
- [Ben-Abdallah 1997] P. Ben-Abdallah, *Contribution théorique et numérique à la métrologie thermique inverse*, mémoire de thèse soutenue le 26 Septembre 1997, Université de Poitiers, 1997.
- [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.
- [Bhattacharjee 1990] S. Bhattacharjee et R. Altenkirch, *Radiation-Controlled, Opposed-Flow Flame Spread in a Microgravity Environment*, 23th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, p.1627-1633, Orléans, 1990.
- [Bilger 1977] R.W. Bilger, *Reaction rates in turbulent diffusion flames*, Comb. and Flame **30**, p.277–284, 1977.
- [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 CH₄/Air*, Comb. and Flame **118**, p.684–696, 1999.
- [Brahmi 1998] L. Brahmi, *De la structure d'une flamme de diffusion soumise à un écoulement forcé laminaire*, mémoire de thèse soutenue le 24 Mars 1998, Université de Poitiers, 1998.
- [Brosmer et Tien 1985] M. Brosmer et C. Tien, *Infrared Radiation Properties of Methane at Elevated Temperatures*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **33**, p.521, 1985.
- [Choi 1995] M.Y. Choi, G.W. Mulholland, A. Hamins et T. Kashiwagi, *Comparison of the Soot Volume Fraction Using Gravimetric and Light Extinction Technique*, Comb. and Flame **102**, p.161–169, 1995.
- [Cordeiro 2003] P. Cordeiro, *Etude expérimentale 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 26 Septembre 2003, Université de Poitiers, 2003.
- [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.

- [De Ris 1974] J. De Ris et L. Orloff, *The Role of Buoyancy Direction and Radiation on Turbulent Diffusion Flames on Surfaces*, Proc. of the 15th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, p.175–182, 1974.
- [De Ris 1979] J. De Ris, *Fire Radiation – A Review*, Proc. Combust. Inst. **17**, p.1003–1016, 1979.
- [De Ris 2000] J. De Ris, *Radiation Fire Modeling*, Proc. Combustion Institute **28**, p.2751–2759, 2000.
- [Devriendt 1996] K. Devriendt, H. Van Look, B. Ceurters et J. Peeters, *Kinetics of Formation of Chemiluminescent $CH(A^2\Delta)$ by the elementary reactions of $C_2H(X^2\Sigma^+)$ with $O(^3P)$ and $O_2(X^3\Sigma_g^-)$: a pulse laser photolysis study*, Chem. and Phys. Letter **261**, p.450–456, 1996.
- [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.
- [Emmons 1956] H. Emmons, *The Film Combustion of Liquid Fuel*, Z. Angew. Math. Mech. **36**, p.60, 1956.
- [Fernandez-Pello 1984] A.C. Fernandez-Pello, *Flame Spread Modeling*, Comb. Sci. and Technol. **39**, p.119–134, 1984.
- [Fernandez-Pello 2000] A.C. Fernandez-Pello, D.C. Walther, J.L. Cordova, T. Steinhaus, J.G. Quintiere, J.L. Torero et H. Ross, *Test Method for Ranking Materials Flammability in Reduced Gravity*, Space Forum **6**, p.237–243, 2000.
- [Faeth 1986] G.M. Faeth et G.S. Samuelsen, *Fast reaction non-premixed combustion*, Prog. Energy Combust. Sci. **12**, p.305–372, 1986.
- [Frate 2000] F.C. Frate, H. Bedir, C.J. Sung et J.S. T'ien, *On Flammability Limits of Dry CO/CO₂ Opposed-Jet Diffusion Flames*, Proc. Combust. Inst. **28**, 2000.
- [Friedlander 1977] S.K. Friedlander, *Smoke, Dust and Haze*, John Wiley Ed., New-York, p.43, 1977.
- [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.
- [Fujita 1997] O. Fujita, K. Ito, H. Ito et Y. Takeshita, *Effect of Thermophoretic Force on Soot Agglomeration Process in Diffusion Flame under microgravity*, 4th NASA International Microgravity Combustion Workshop, 1997-5, p.217–222, 1997.
- [Gaydon 1974] A.G. Gaydon, *The Spectroscopy of Flames*, Chapman and Hall, London, second edition, 1974.
- [Glassman 1977] I. Glassman, *Combustion*, Academic Press Ed., New York, 1977.
- [Glassman 1988] I. Glassman, *Soot formation in combustion processes*, Proc. Combust. Inst. **22**, p.295–311, 1988.
- [Goody 1952] R.M. Goody, Quart. J. R. Meteorol. Soc. **78**, p.65, 1952.
- [Gray et Penner 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.
- [Guo 2002] H. Guo, F. Liu, G.J. Smallwood et Ö.L. Gülder, *A Numerical Study of the Influence of Transport Properties of Inert Diluents on Soot Formation in a Coflow Laminar Ethylen-Air Diffusion Flame*, Proc. Combustion Institute **29**, p.2359–2365, 2002.
- [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.
- [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.
- [Hooke 1666] R. Hooke, *Cometa*, imprimé par la Royal Society, London, 1666.
- [Hottel 1932] H.C. Hottel et F.P. Broughton, *Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas Flames*, Industrial and Engineering Chemistry **4**, p.1, 1932.
- [Huggett 1980] C. Huggett, *Estimation of the rate of heat release by means of oxigen consumption measurements*, Fire and Materials **4**, p.61–65, 1980.
- [Hurle 1968] I.R. Hurle, R.B. Price, T.M. Sugden et A. Thomas, *Sound Emission from Open Turbulent Premixed Flames*, Proc. Roy. Soc. (Lond.) **A303**, p.409–427, 1968.
- [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.
- [Ivanov 1999] A.V. Ivanov, Ye.V. Balashov, T.V. Andreeva et A.S. Melikhov, *Experimental Verification of Material Flammability in Space*, NASA/CR-1999-209405, 1999.
- [Jenkins 2001] T.P. Jenkins et R.K. Hanson, *Soot Pyrometry using Modulated Absorption/Emission*, Comb. and Flame **126**, p.1669–1179, 2001 .
- [Kosdon 1968] F.J. Kosdon, F.A. Williams et C. Buman, *Combustion of Vertical Cellulosic Cylinders in Air*, Proc. of the 12th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, p.253–264, 1968.
- [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.
- [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.
- [Lee 1981] S.C. Lee et C.L. Tien, *Optical Constants of Soot in Hydrocarbon Flames*, Proc. of the 18th Symposium (International) on Combustion, p.1159–1166, 1981.
- [Legros 2003a] G. Legros, P. Joulain, J.P. Vantelon, C. Breillat et J.L. Torero, *Estimation of a Soot Layer Optical Thickness Produced by a Diffusion Flame Established in Microgravity*, Actes du 3^{me} Symposium Méditerranéen de Combustion (MCS3), p.557–568, Marrakech, 8-13 Juin 2003.
- [Legros 2003b] G. Legros, A. Claverie et P. Joulain, *De la nécessité de la LII*, note technique interne, Janvier 2003.
- [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.
- [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.
- [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.
- [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.
- [McGrattan 2002] K. McGrattan, H. Baum, R. Rehm, A. Hamins, G. Forney, J. Floyd, S. Hostikka et K. Prasad, *Fire Dynamics Simulator (Version 3)*, Technical Reference Guide, NISTIR6783, 2002.
- [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.
- [Malkmus 1963 a] W. Malkmus, *Infrared emissivity of carbon dioxide (2.7 μm)*, General Dynamics/Astronautics AE63-0047, 1963.
- [Malkmus 1963 b] W. Malkmus, *Infrared emissivity of carbon dioxide (4.3 μm)*, J. Opt. Soc. Am. **53**, p.951–961, 1963.
- [Malkmus et Thomson 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.
- [Markstein 1984] G.H. Markstein et J. De Ris, *Radiant Emission and Absorption by Laminar Ethylene and Propylene Diffusion Flame*, Proc. Combustion Institute, p.1637–1646, 1984.
- [Mountain 1988] R.D. Mountain et G.W. Mulholland, Langmuir **4**, p.1321, 1988.
- [Najm 1998] H.N. Najm, C.J. Mueller et P.S. Wyckoff, *On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate*, Comb. and Flame **113**, p.312–344, 1998.

-
- [NASA 1991] NASA internal report NHB 8060, *Flammability, Odor, Offgasing, and Compatibility Requirements and Test Procedures for Materials in Environments that Support Combustion*, Office of Safety and Mission Quality, April 1991.
- [Nayagam 1998] V. Nayagam, J.B. Haggard, R.O. Colantonio, A.J. Marchese, F.L. Dryer, B.L. Zhang et F.A. Williams, *Microgravity n-heptane droplet combustion in oxygen-helium mixtures at atmospheric pressure*, AIAA Journal **36**, p.1369–1378, 1998.
- [Olson 2000] S.L. Olson et J.S. T'ien, *Buoyant low-stretch diffusion flames beneath cylindrical PMMA samples*, Comb. and Flame **121**, p.439–452, 2000.
- [Pagni 1978] P.J. Pagni et T.M. Shih, *Excess Pyrolyzate*, Proc. of the 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, p.1329, 1978.
- [Pagni 1979] P.J. Pagni et S. Bard, *Particulate Volume Fractions in Diffusion Flames*, Proc. of the 17th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, p.1017–1028, 1979.
- [Penner 1976 a] S.S. Penner, J.M. Bernard et T. Jerskey, *Power Spectra Observed in Laser Scattering from Moving, Polydisperse Particule Systems in Flames, I : Theory*, Acta Astronautica **3**, p.69, 1976.
- [Penner 1976 b] S.S. Penner, J.M. Bernard et T. Jerskey, *Power Spectra Observed in Laser Scattering from Moving, Polydisperse Particule Systems in Flames, II : Preliminary Experiments*, Acta Astronautica **3**, p.93, 1976.
- [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 bouyant flows*, Journal of Research of the N.S.B. **83**, p.297–308, 1978.
- [Renard 2003] J.B. Renard, D. Daugeron, P. Personne, G. Legros, J. Baillargeat, E. Hadamcik et J.C. Worms, *Optical properties of randomly distributed soot - improved polarimetric and brightness scattering functions*, soumis à Applied Optics, Novembre 2003.
- [Rightley 1997] M.L. Rightley et F.A. Williams, *Asymptotic Theory of Diffusion Flame Extinction with Radiant Loss from the Flame Zone*, Comb. Science and Technology **125**, p.181–200, 1997.
- [Ronney 1985] P.D. Ronney et H.Y. Wachmann, *Effect of gravity on laminar premixed gas combustion : I. Flammability limits and burning velocities*, Comb. and Flame **62**, p.107–119, 1985.
- [Ross 2002] D.H. Ross, *Microgravity combustion : fire in free fall*, Academic Press, 2002.
- [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. of the 29th Symposium (International) on Combustion, p.2527–2434, 2002.

- [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.
- [Siegel 1981] R. Siegel et J.R. Hottel, *Thermal Radiation Heat Transfer (second edition)*, Hemisphere Publishing Corporation, 1981.
- [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.
- [Sohrab 1982] S.H. Sohrab, A. Linan, et F.A. Williams, *Structures of CO Diffusion Flames near Extinction*, Comb. Sci. and Technol. **27**, p.143, 1982.
- [Soufiani 1996] A. Soufiani et J. Taine, *Modèles Approchés de Rayonnement des Gaz*, École de Printemps de Rayonnement Thermique du CNRS, Parent, France, 8–15 Juin 1996.
- [Soufiani 1997] A. Soufiani et J. Taine, *High temperature gas radiative property parameters of statistical narrow-band model for H₂O, CO₂ and CO, and correlated-K model for H₂O and CO₂*, Int. J. Heat Mass Transfer **40**, p.987–991, 1997.
- [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.
- [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.
- [Tikhonov 1977] A.N. Tikhonov et V.Y. Arsenin, *Solutions of ill-posed problems*, John Wiley Ed., New-York, 1977.
- [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.
- [Torero 2000] J.L. Torero, *Material Properties that Control Ignition and Spread of a Fire in Micro-Gravity Environments*, ASME Heat Transfer Conference, ASME-NHTC-2000-12314, 2000.
- [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. Combustion Institute **28**, p.1965–1972, 2000.
- [Urban 1998] D.L. Urban, D.W. Griffin et M.Y. Gard, *Third United States Microgravity Payload. One Year Report*, NASA CP-1998-207891, p.119–134, 1998.
- [Vincent-Giesse 1955] J. Vincent-Giesse, J. Ann. Phys. **2**, p.693, 1955.
- [Vietoris 1998] T. Vietoris *Etude de la combustion quasi-stationnaire d'un combustible solide soumis à un écoulement 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. of the Combustion Institute **28**, p.1265–1276, 2000.

-
- [Westbrook 1981] C.K. Westbrook, F.L. Dryer, *Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames*, Comb. Sci. and Technol. **27**, p.31–43, 1981.
- [Williams 1984] F.A. Williams, *Combustion Theory*, Second edition, Adison-Wesley Publishing, 1984.
- [Yang 1998] C.T. Yang et J.S. T'ien, *Numerical Simulation of combustion and extinction of a solid cylinder in low-speed cross flow*, Int. J. Heat and Mass Transfer *120*, p.1055–1063, 1998.
- [Xu 2002] F. Xu, Z. Dai et G.M. Faeth, *Flame and soot boundaries of laminar jet diffusion flames*, AIAA Journal *40*, p.2439–2446, 2002.
- [Zhu 2000] J. Zhu, M.Y. Choi, G.W. Mulholland, L.A. Gritzko, *Measurement of Soot Optical Properties in the Near-Infrared Spectrum*, Int. J. of Heat and Mass Transfer **43**, p.3299–3303, 2000.

Index

A

- absorption
 - coefficient monochromatique volumique 48, 90
 - coefficient volumique gris par bande . . 63
 - définition 48
- absorption/émission modulée
 - technique 114
- acquisition 22
- allumage 24, 67

B

- brûleur
 - adapté à la reconstruction par strates 136
 - adapté à la tomographie transverse . . 88
 - spécifications 20

C

- chambre de combustion 21
- chemin optique 46
- chimiluminescence
 - CH^* 93–94
- combustion
 - modèle 52
 - régime 128
- conditions initiales 67
- conditions limites 66

D

- débitmètres 24
- diffusion
 - coefficient monochromatique volumique 49
 - définition 48
- dispersion
 - modèle 92

E

- émission induite 90
- émission spontanée
 - définition 48
- émission visible 27, 31, 109–114
- énergie
 - équation de conservation 45
- épaisseur optique 90, 102
- Équation de Transfert Radiatif 45–50
 - approximation 58
 - discrétisation spatiale 58
 - discrétisation spectrale 61
- établissement
 - temps 76
- extinction 90
 - coefficient monochromatique volumique 90
 - mesures 90

F

- Fire Dynamics Simulator* 43–82
- flux radiatif 32, 33, 45, 47, 79
- fonction de Planck 63
- fraction de mélange 53

G

- g-jitters* 19

I

- indice de réfraction 46

L

- Loi de Bouguer 90
- luminance
 - définition 45, 47
 - discrétisation 69, 81

M

- maillage 67
- Marguerite
 - dimensionnement 26, 161
 - photographie 26
 - plan 25
- micropesanteur
 - définition 17
 - vols paraboliques 17
- Mie (théorie de)
 - définition 91
 - validation 103, 147
- modèle de gaz
 - à bandes étroites 63
 - éthylène 75
 - RADCAL* 63, 65
 - raie d'émission 64

P

- puissance radiative 45, 72

S

- schéma numérique 55
- Smoke-Point* 117–131
 - analyse dimensionnelle 120
 - application 118
 - définition 117
- spectre infrarouge
 - éthylène 76
- suie
 - fraction volumique de suie 126
 - étalonnage 100
 - mesure 91
 - indice de réfraction 91
 - modèle phénoménologique 105–131
 - morphologie 104, 147
 - prélèvement 103
 - production 107–109

T

- thermophorèse
 - effet 86, 107
- tomographie
 - bidimensionnelle 89–116
 - reconstruction par strates 133–151

- algorithme 138
- listing 167–198
- principe 134

Z

- zone de suie
 - structure 99
- zone réactive
 - structure 97

Résumé

Ces travaux font partie intégrante d'un projet dont l'objectif est de caractériser la propagation d'une flamme d'incendie établie en condition d'apesanteur. L'étude met alors en œuvre une flamme de diffusion d'éthylène, établie sur une plaque plane et alimentée par un jet oxydant transverse. Partant d'observations expérimentales antérieures, les premiers résultats expérimentaux traduisent la forte sensibilité de la puissance radiative émise par la flamme à la vitesse de l'écoulement oxydant et le rôle déterminant des suies. Dans un souci de modélisation, la contribution des gaz à la puissance radiative émise par la flamme est numériquement simulée, recoupant qualitativement les résultats expérimentaux. En l'absence d'un modèle numérique fiable de production de suie, un modèle phénoménologique, étayé par une analyse théorique, est alors proposé afin d'évaluer cette production par la flamme en fonction des paramètres du problème que sont vitesse d'écoulement oxydant et vitesse d'injection combustible. L'établissement de ce modèle met finalement au jour deux régimes distincts où les suies jouent, pour la combustion, un rôle inhibant pour l'un et moteur pour l'autre.

Mots-clés: combustion, flamme non-prémélangée, rayonnement, suies, gravité réduite, problème inverse.

Abstract

This study is a contribution to a project aiming to characterize a fire spreading in weightlessness. An ethylene burner across which an airflow leads to boundary layer type conditions is used. First experimental results show the high sensitivity of the flame radiative emission to the airflow velocity and the soot key-role. Gas contribution to the flame emission is computed and qualitatively fit with experimental data. Because of the need in a reliable numerical model of soot production, a phenomenological model, based on a theoretical analysis, is suggested in order to estimate this production dependency in airflow and fuel velocities, which are this configuration parameters. Eventually, this model reveals two different regimes where soot either inhibits or enhances the combustion.

Keywords: combustion, non-premixed flame, radiative transfert, soot, reduced gravity, inverse method.

