



HAL
open science

**Étude expérimentale de l'interaction goutte/flamme :
propagation d'une flamme dans un aérosol en
microgravité et passage d'une goutte à travers un front
de flamme.**

Guillaume Renoux

► **To cite this version:**

Guillaume Renoux. Étude expérimentale de l'interaction goutte/flamme : propagation d'une flamme dans un aérosol en microgravité et passage d'une goutte à travers un front de flamme.. Milieux fluides et réactifs. Université d'Orléans, 2020. Français. NNT : 2020ORLE3077 . tel-03201541

HAL Id: tel-03201541

<https://hal.science/tel-03201541v1>

Submitted on 19 Apr 2021

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

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

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE

ÉNERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et
Environnement

THÈSE présentée par :

Guillaume RENOUX

soutenue le : 15 septembre 2020

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Mécanique et Energétique

**Étude expérimentale de l'interaction goutte/flamme :
propagation d'une flamme dans un aérosol en microgravité
et passage d'une goutte à travers un front de flamme**

THÈSE dirigée par :

Christian CHAUVEAU

Fabien HALTER

RAPPORTEURS :

Cyril CRUA

Vincent ROBIN

Directeur de Recherche, ICARE–CNRS

Professeur, Université d'Orléans, ICARE–CNRS

Full Professor, University of Brighton

Maitre de Conférence, Université de Poitiers

JURY :

Cyril CRUA

Vincent ROBIN

Pierre HALDENWANG

Vincent MOUREAU

Christian CHAUVEAU

Fabien HALTER

Christophe DELAROCHE

Full Professor, University of Brighton

Maitre de Conférence, Université de Poitiers

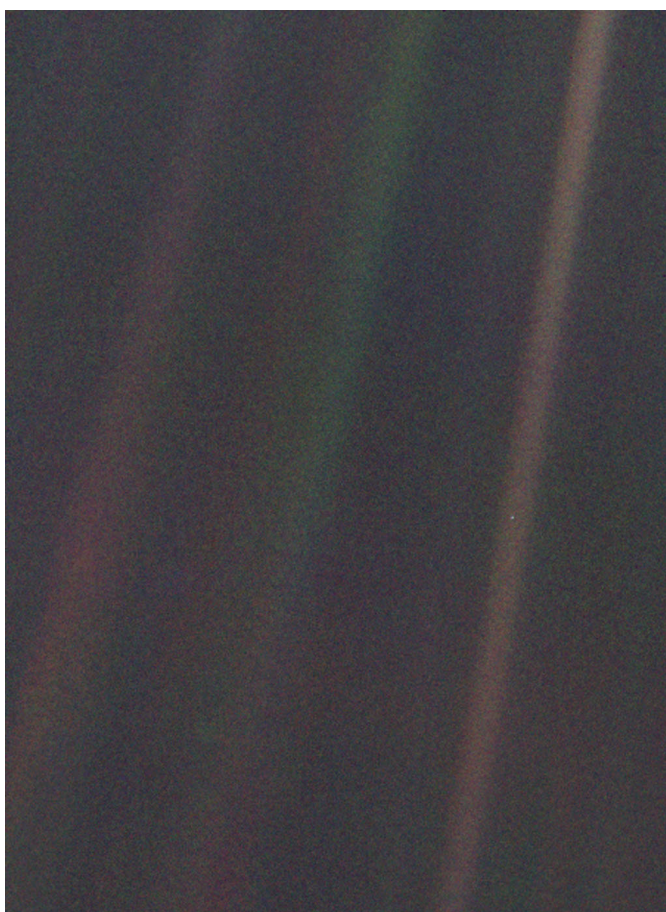
Professeur, Université d'Aix–Marseille (Président)

Chargé de Recherche, CORIA–CNRS

Directeur de Recherche, ICARE–CNRS

Professeur, Université d'Orléans, ICARE–CNRS

Ingénieur, Directeur Scientifique CNES (Invité)



Pale Blue Dot - Terre photographiée par Voyager 1 à une distance de 6.4 milliards de kilomètres - NASA 1990

Look again at that dot. That's here. That's home. That's us. On it everyone you love, everyone you know, everyone you ever heard of, every human being who ever was, lived out their lives. The aggregate of our joy and suffering, thousands of confident religions, ideologies, and economic doctrines, every hunter and forager, every hero and coward, every creator and destroyer of civilization, every king and peasant, every young couple in love, every mother and father, hopeful child, inventor and explorer, every teacher of morals, every corrupt politician, every "superstar", every "supreme leader", every saint and sinner in the history of our species lived there—on a mote of dust suspended in a sunbeam.

The Earth is a very small stage in a vast cosmic arena. Think of the rivers of blood spilled by all those generals and emperors so that, in glory and triumph, they could become the momentary masters of a fraction of a dot. Think of the endless cruelties visited by the inhabitants of one corner of this pixel on the scarcely distinguishable inhabitants of some other corner, how frequent their misunderstandings, how eager they are to kill one another, how fervent their hatreds.

Our posturings, our imagined self-importance, the delusion that we have some privileged position

in the Universe, are challenged by this point of pale light. Our planet is a lonely speck in the great enveloping cosmic dark. In our obscurity, in all this vastness, there is no hint that help will come from elsewhere to save us from ourselves. The Earth is the only world known so far to harbor life. There is nowhere else, at least in the near future, to which our species could migrate. Visit, yes. Settle, not yet. Like it or not, for the moment the Earth is where we make our stand.

It has been said that astronomy is a humbling and character-building experience. There is perhaps no better demonstration of the folly of human conceits than this distant image of our tiny world. To me, it underscores our responsibility to deal more kindly with one another, and to preserve and cherish the pale blue dot, the only home we've ever known.

– Carl Sagan, *Pale Blue Dot*, 1994

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer une profonde gratitude à mes directeurs de thèse, Fabien Halter et Christian Chauveau. Merci pour votre confiance, votre patience, votre temps et pour tout vos conseils au cours de ces trois années. J'ai énormément appris auprès de vous, tant du point de vue humain que technique et scientifique. Encore merci à vous deux.

Merci à Cyril Crua et Vincent Robin pour le temps qu'ils ont consacré à examiner ce manuscrit de thèse. Je remercie également Pierre Haldenwang, Vincent Moureau et Christophe Delaroche pour avoir accepté de faire parti du jury et ce malgré le report de la soutenance.

Je souhaite également exprimer ma gratitude aux équipes de Novespace et de Sabena pour leur précieux support lors des campagnes de vols paraboliques. Ces remerciements s'étendent naturellement au CNES, par l'intermédiaire de Christophe Delaroche et de Sébastien Rouquette. Merci également à l'équipe de l'UMPC (Guillaume, Augustin, Jean-Marie et les autres) pour leur bonne humeur et les quelques (nombreuses?) soirées dans les restaurants bordelais.

Un grand merci à l'équipe OH pour leur précieuse aide dans cette mystérieuse science qu'est la cinétique chimique. Ce travail n'aurait pas pu avoir lieu sans le soutien de l'équipe technique du laboratoire, Éric, Laurent, Stéphane et Fabrice, merci à vous (évidement, ça casse juste avant de partir à Bordeaux!!). Par ailleurs, je n'oublie pas Benoît pour ses analyses chromatographiques expressives qui ont été particulièrement utiles. Je tiens également à remercier Viviana et Sedina pour leur écoute et pour toutes les discussions au cours de ces 3 années.

Je dois tout d'abord remercier mon prédécesseur Romain Thimothée pour avoir laissé un mémoire de thèse extrêmement complet et pour m'avoir formé sur la manip. Je ne peux écrire ceci sans remercier la cheffe, Chaimae. Merci beaucoup pour ton écoute, tes conseils et pour toutes ces discussions durant ces presque 3 années. Et puis, tu as réussi à me supporter pendant quasiment trois ans :). Ce mémoire aurait été bien différent sans ton aide! Ces remerciements s'étendent également à Juliette qui a occupé le bureau lors de son stage, ce dernier a paru bien vide après ton départ.

Je tiens à remercier ensuite la "première" équipe du midi, Kouame, Roberto, Romain G., Jules, Alexandre, Ayan et Nicolas. Puis la "seconde", Maxence, Maxime,

Hajar, Hugo, Camille, Nensrine, Samuel ainsi que Joris et Anne-Laure. Merci également au duo Alexandre et Pascal.

Je tiens également à remercier George, Benjamin, Lou, Tom, Yoshi, Marine, Camille, Théo, Suzana, Julien et Antoine. Que ceux que j'oublie veuillent bien me pardonner.

Enfin, un bon courage à Deniz qui prends la relève du projet diphasique, je suis sûr qu'il est entre de bonnes mains.

Je me dois également de remercier mes amis de toujours, Raphaël, Vincent et Samir, pour toutes ces après-midi à la plage, pour tous ces réveillons et j'en passe. Merci les gars! Also, I would to thank the Cranspace Team, what an amazing trip to Budapest. Enfin, une petite pensée pour les pandas nantraliens qui sont trop nombreux pour être cités ici.

Enfin, un très très grand merci à mes parents qui m'ont soutenu et cru en moi depuis le tout début, je n'en serai pas là sans votre soutien. Merci beaucoup! En écrivant ceci, j'ai également une pensée pour ma grand-mère qui nous a malheureusement quittés durant cette thèse.

Pour conclure, *Victoriae mundis et mundis lacrima*. Bon, ça ne veut absolument rien dire, mais je trouve que c'est assez dans le ton.¹

1. François Rollin, Kaamelott, Livre IV, Le désordre et la nuit, écrit par Alexandre Astier.

Table des matières

Table des sigles et acronymes	xix
Introduction	1
1 Étude bibliographique	5
1.1 Combustion prémélangée laminaire	6
1.1.1 Structure de flamme	6
1.1.2 Ratio d'expansion et épaisseur de flamme	7
1.1.3 Vitesse de flamme	8
1.1.4 Simulation numérique de cinétique chimique gazeuse	9
1.2 Instabilités des flammes gazeuses	11
1.2.1 Instabilités des flammes gazeuses	11
1.2.2 Modèle linéaire des instabilités des flammes gazeuses	14
1.3 Combustion diphasique	19
1.3.1 Évaporation et combustion d'une goutte isolée	19
1.3.2 Passage d'une goutte à travers un front de flamme	20
1.3.3 Théorie de la percolation et régimes de combustion	22
1.3.4 Combustion d'un brouillard monodisperse	23
2 Dispositif expérimental	29
2.1 Introduction	30
2.2 Enceinte de combustion sphérique	30

2.2.1	Micropesanteur et vols paraboliques	30
2.2.2	Dispositif expérimental	33
2.3	Brûleur laminaire	45
2.3.1	Injecteur piézoélectrique	46
2.3.2	Système de transport des gouttes	46
2.3.3	Brûleur	48
2.4	Bilan	49
3	Diagnostics et post-traitement numériques	51
3.1	Introduction	53
3.2	Ombroscopie	53
3.2.1	Principe de la méthode	53
3.2.2	Implémentation du diagnostic	54
3.2.3	Traitement numérique	55
3.3	Visualisation par chimiluminescence	62
3.3.1	Principe de la méthode	62
3.3.2	Implémentation du diagnostic	63
3.3.3	Traitement numérique	64
3.4	Diffusion de Mie - Tomographie laser - PIV	65
3.4.1	Principe de la méthode	65
3.4.2	Implémentation du diagnostic	66
3.4.3	Traitement numérique	69
3.5	Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS)	75
3.5.1	Principe de la méthode	75

3.5.2	Implémentation du diagnostic	77
3.5.3	Traitement numérique	79
3.5.4	Validation	90
3.6	Bilan	91
4	Étude du comportement des flammes diphasiques instables	93
4.1	Introduction	94
4.2	Comparaison de l'ombroscopie et de la chimiluminescence pour l'étude des instabilités	95
4.2.1	Effet sur la péninsule de stabilité	97
4.2.2	Effet sur la distribution des nombres d'onde	98
4.3	Morphologie des instabilités des flammes diphasiques	98
4.3.1	Étude de la péninsule de stabilité	100
4.3.2	Étude de la distribution des nombres d'onde	105
4.3.3	Croissance temporelle des cellules	108
4.3.4	Étude du nombre d'onde d'interdistance de gouttes	109
4.4	Étude de l'impact du franchissement du front sur la stabilité de la flamme	110
4.4.1	Critère de franchissement du front de flamme	111
4.4.2	Diagramme instabilité/franchissement	111
4.5	Bilan	116
5	Étude du passage d'une goutte à travers un front de flamme	119
5.1	Introduction	120
5.2	Méthodologie	120

5.2.1	Synchronisation des diagnostics	122
5.2.2	Calcul de la température des gaz	122
5.3	Phénoménologie du passage du front de flamme	123
5.4	Caractérisation du passage des gouttes dans les gaz brûlés	127
5.5	Réactivité de la goutte dans les gaz brûlés	131
5.5.1	Flamme pauvre	131
5.5.2	Flamme riche	133
5.6	Évaporation dans les gaz brûlés	134
5.6.1	Détermination des taux d'évaporation	134
5.6.2	Effet de la présence de l'ensemencement	136
5.6.3	Influence de la température	137
5.7	Déformation du front de flamme	141
5.7.1	Déformation de la zone de préchauffage	141
5.7.2	Déformation de la zone réaction	143
5.8	Micro-explosion à l'évaporation de la goutte	148
5.9	Bilan	148
6	Modélisation 0D du franchissement du front de flamme	151
6.1	Introduction	152
6.2	Modélisation	152
6.2.1	Modélisation de l'environnement ambiant	152
6.2.2	Loi d'évaporation	152
6.2.3	Correction du taux de vaporisation	153
6.2.4	Dynamique du mouvement de la goutte	156

6.2.5	Résolution	158
6.3	Résultats et comparaison aux données expérimentales	159
6.3.1	Validation du modèle	159
6.3.2	Étude de l'effet du diamètre initial	162
6.4	Bilan	163
Conclusion		165
A Détail du modèle linéaire des flammes gazeuses		171
B Détail du calcul des propriétés physiques		173
B.1	Conductivité thermique	173
B.2	Capacité thermique	174
B.3	Diffusivité moléculaire	174
B.4	Viscosité dynamique	175
C Protocole de préparation des mélanges		177
C.1	Équation d'état des gaz	177
C.2	Procédure expérimentale	179
D Étude numérique de l'effet de la dilution sur les principaux paramètres de flamme		181
Bibliographie		201

Table des figures

1	Emissions globales de CO_2 anthropogéniques depuis le début de l'ère industrielle (d'après [1])	1
2	Emission totale anthropogénique de gaz à effet de serre en fonction du secteur économique en 2010 (d'après [1])	2
3	Diagramme de triple interaction pour une combustion diphasique turbulente	3
1.1	Structure d'une flamme laminaire prémélangée	7
1.2	Comparaison expérience/modélisation pour une flamme éthanol/air à $P = 0.2 MPa$ et $T = 358 K$	10
1.3	Exemple d'instabilités d'une flamme d'hydrogène-air observée par méthode Schlieren (d'après [23])	11
1.4	Instabilités hydrodynamiques d'un front de flamme laminaire	12
1.5	Instabilités thermodiffusives d'un front de flamme laminaire	13
1.6	Nombre de Lewis global et effectif du mélange pour une flamme éthanol/air	15
1.7	Comportement des courbes de stabilité issues du modèle linéaire pour une flamme gazeuse selon la valeur du nombre de Lewis	17
1.8	Courbe de stabilité issue du modèle linéaire pour une flamme gazeuse	18
1.9	Combustion d'une goutte de carburant isolée	20
1.10	Image PLIF OH du passage d'une goutte d'acétone de diamètre initial $200\mu m$ dans une flamme de diffusion méthane/air (d'après [42])	22
1.11	Les différents régimes de combustion dans un brouillard prémélangé (d'après [36])	24

1.12	Les différents régimes d'interaction entre un front de flamme et un spray (d'après [46])	25
1.13	Schéma synthétique des différents régimes de combustion des brouillards selon les nombres adimensionnels caractéristiques	25
2.1	Airbus A310 Zero-G et définition des axes x , y et z de l'avion – Crédits Novespace	32
2.2	Mesure d'accélération à bord de l'A310 Zero-G (VP142, vol 3, parabole 10) et étapes principales de la séquence – Données Novespace	33
2.3	Photographie du dispositif expérimental en configuration de vol à bord de l'A310 ZERO-G et en configuration chimiluminescence/ILIDS	34
2.4	Modélisation CAO du dispositif expérimental en configuration ombroscopie	34
2.5	Modélisation CAO de la chambre de double confinement	35
2.6	Schéma simplifié du circuit gaz du dispositif expérimental	37
2.7	Principe de fonctionnement de la boucle d'injection de carburant liquide	38
2.8	Évolution de la richesse en fonction du nombre de tours de vanne et de la pression de remplissage	39
2.9	Distribution granulométrique pour $P_{ini} = 0.45 \text{ MPa}$, $\phi = 1.3$, $\Delta P = 0.12 \text{ MPa}$	41
2.10	Courbe de Köhler - saturation en fonction de la taille de la goutte d'éthanol	42
2.11	Évolution de la pression et de la température durant la détente - $\phi = 1.4$, $P_{ini} = 0.4 \text{ MPa}$, $T_{ini} = 343 \text{ K}$ (d'après [9])	43
2.12	Séquençage des phases principales d'une expérience	44
2.13	Goutte d'éthanol en sortie de l'injecteur – image obtenue par stroboscopie	46
2.14	Design du système d'injection	47

2.15	Schématisation du fonctionnement du brûleur laminaire	48
2.16	Photographie d'une flamme stabilisée méthane/air stœchiométrique	49
3.1	Principe de l'ombroscopie	54
3.2	Schéma simplifié du montage d'ombroscopie (d'après [9])	55
3.3	Procédure d'extraction du front de flamme pour une image d'ombroscopie	56
3.4	Illustration de la détection du front de flamme – combustion d'éthanol dans un mélange comburant 14.4% O_2 , 10% He , 75.6% Ar . . .	57
3.5	Évolution temporelle du rayon de flamme et de l'étirement	58
3.6	Extrapolation à étirement nul de la vitesse de flamme par les méthodes linéaires et non-linéaires	59
3.7	Processus de segmentation des images d'ombroscopie des flammes instables	60
3.8	Spectre de chimiluminescence d'une flamme de méthane/air stœchiométrique (d'après [76])	62
3.9	Profils adimensionnés de température, de la concentration en radical CH^* et du dégagement de chaleur pour une flamme d'éthanol stœchiométrique	63
3.10	Image CH^* intensifiée d'une flamme instable – éthanol/air, $P_{igni} = 0.33 MPa$, $\phi = 1.3$, $\Delta P = 0.12 MPa$	64
3.11	Traitement des images de chimiluminescence CH^* – segmentation de la flamme (vert) et des cellules d'instabilité (rouge)	65
3.12	Intensité de la diffusion de Mie d'une goutte d'éthanol de diamètre $d = 20 \mu m$ en fonction de l'angle de vue - Calcul effectué avec le logiciel MiePlot	66
3.13	Montage optique servant à créer le plan laser	67
3.14	Schéma simplifié du montage optique créant le plan laser (vue de dessus)	68

3.15	Image expérimentale de tomographie	70
3.16	Triangulation de Delaunay filtrée	71
3.17	Distribution en interdistance sur la figure 3.16	71
3.18	Processus de détermination du front de flamme sur les images PIV .	73
3.19	Détermination du champ de vitesse des gaz frais par PIV	73
3.20	Détection de la position de la goutte	74
3.21	Diffusions multiples d'un rayon incident par une goutte	75
3.22	Principe de mesure de l'ILIDS vue par l'approximation de l'optique géométrique	76
3.23	Image brute du diagnostic ILIDS sur le brûleur – 14 franges – $d = 49 \mu m$	78
3.24	Mesure de taille de frange par analyse fréquentielle 2D	80
3.25	Spectre de puissance projeté de l'image ainsi que le fit permettant d'extraire la fréquence des gouttes	80
3.26	Image ILIDS comportant une très forte superposition mais traitable avec la méthode de DFT globale – $Nb_{frange} = 2.8$	81
3.27	Détection de la taille des taches d'interférence par analyse fréquentielle	82
3.28	Extraction des bords des taches d'interférence	83
3.29	Corrélation entre l'image érodée et un noyau circulaire pour la dé- tection des taches	84
3.30	Positions des taches extraites par la méthode de corrélation	84
3.31	Comparaison entre la méthode de corrélation (*) et la transformée de Hough circulaire (o) pour la détection des taches d'interférence .	85
3.32	Tache d'interférence	86
3.33	Profil d'intensité centré et détermination des passages à 0	86
3.34	Position des lignes d'extraction pour la mesure du nombre de franges	87

3.35	Profil d'intensité centré et fit trigonométrique	87
3.36	Spectre de puissance des profils et fit gaussien	88
3.37	Distribution du nombre de franges mesurées selon la méthode utilisée	89
3.38	Visualisation directe par rétroéclairage et détection numérique d'une goutte d'éthanol de diamètre $d = 73 \mu m$	90
4.1	Comparaison d'une flamme diphasique avec une flamme gazeuse équivalente - $P = 0.4 MPa, \phi = 1.54, \Delta P = 0.1 MPa$	94
4.2	Illustration de la double déviation subie par la lumière en ombroscopie	95
4.3	Comparaison entre une image d'ombroscopie et une image de chi- miluminescence CH^* - $P = 0.25 MPa, \phi = 1.2, \Delta P = 0.15 MPa$ - $2 ms$ après l'allumage	96
4.4	Comparaison des enveloppes des distributions des nombres d'onde des instabilités entre l'ombroscopie (\cdot) et la chimiluminescence (\circ) pour deux conditions du tableau 4.1	97
4.5	Comparaison des distributions des nombres d'onde des instabilités entre l'ombroscopie et la chimiluminescence pour différents nombres de Peclet	99
4.6	Péninsule de stabilité expérimentale des flammes diphasiques obte- nue par ombroscopie	102
4.7	Comparaison entre les données expérimentales (noir) et le modèle linéaire pour les flammes gazeuses équivalentes (rouge)	103
4.8	Distribution des nombres d'onde durant la propagation de la flamme	106
4.9	Moyenne et mode de la distribution des nombres d'onde pour chaque condition expérimentale	107
4.10	Évolution temporelle de l'étirement des cellules et de la flamme pour la condition 2	108
4.11	Évolution de $K_{cellule}$ en fonction de la surface des cellules	109

4.12	Comparaison des nombres d'onde des instabilités et des gouttes pour la condition 2	110
4.13	Franchissement du front de flamme par une goutte – $P = 0.5 MPa$, $\phi = 1.12$, $\Delta P = 0.2 MPa$	112
4.14	Trajectoire de la goutte de la figure 4.13 lors du franchissement du front de flamme - distance radiale calculée à partir des électrodes	112
4.15	Cartographie du franchissement de la flamme par les gouttes et de la stabilité de la flamme pour différentes richesses et conditions initiales	113
4.16	Visualisation par chimiluminescence CH^* de deux flammes en propagation sphérique – $P_{igni} = 0.3 MPa$, $\phi = 1$	114
4.17	Image par ombroscopie du cas α^* – Mélange 2, $P_{ini} = 0.5 MPa$, $\Delta P = 0.2 MPa$, $\phi = 1.2$	116
5.1	Schéma de principe de l'utilisation des diagnostics	121
5.2	Montage d'images successives d'ILIDS illustrant l'évaporation d'une goutte lors du passage du front de flamme – diamètre de goutte de $49 \mu m$, $49 \mu m$, $38 \mu m$ et $15 \mu m$	121
5.3	Synchronisation temporelle des caméras ILIDS et PTV/PIV	122
5.4	Champ de température reconstitué pour une flamme stabilisée méthane/air stœchiométrique	123
5.5	Trajectoire de la goutte depuis les gaz frais jusqu'à sa complète évaporation ($d_0 = 47 \mu m$)	124
5.6	Évolutions temporelles du diamètre d'une goutte et de la température des gaz environnants	125
5.7	Évolutions temporelles des vitesses de la goutte et des gaz frais	126
5.8	Évolution temporelle du nombre de Reynolds de goutte	127
5.9	Nombre de Reynolds de goutte à l'isotherme $T = 525 K$ et dans les gaz brûlés	128

5.10	Position de l'évaporation totale de la goutte par rapport à l'isotherme $T = 525\text{ K}$	128
5.11	Position de l'évaporation totale de la goutte dans le champ de température adimensionnée de la flamme	129
5.12	Durée de l'évaporation totale de la goutte par rapport à l'instant de passage de l'isotherme $T = 525\text{ K}$	130
5.13	Combustion d'une goutte dans les gaz brûlés observée par chimiluminescence CH^*	132
5.14	Signal CH^* tenu observé dans les gaz brûlés pour des flammes stœchiométriques et riches	133
5.15	Profil spatial des principales espèces oxydantes pour une flamme méthane/air	134
5.16	Extraction du taux d'évaporation par régression linéaire, $K = 0.67\text{mm}^2/\text{s}$, $c_i = 0.85$, $\phi = 1$	135
5.17	Détermination des taux d'évaporation par la méthode globale – effet du choix de l'avancement initial \tilde{c}_i	136
5.18	Influence de la présence de DEHS sur l'évaporation (richesse méthane $\phi = 1$)	137
5.19	Taux d'évaporation moyen global déterminé entre l'isotherme $T = 525\text{ K}$ et l'évaporation totale	138
5.20	Taux d'évaporation dans les gaz brûlés calculé à partir de $c_i = 0.85$	139
5.21	Evolution du coefficient d'évaporation de l'éthanol en fonction de la température	140
5.22	Séquence d'images $d_0 = 49\ \mu\text{m}$	142
5.23	Déformation de la flamme au passage d'une goutte – observation par chimiluminescence CH^* – $\phi = 0.9$ – $d_0 = 50\ \mu\text{m}$	143
5.24	Déformation de flamme au passage d'une goutte (d'après [42])	144

5.25	Profil du signal CH^* sur une ligne verticale au niveau du franchissement du front de flamme – la courbe rouge correspond à la figure 5.23	144
5.26	Déformation du front de flamme observée par chimiluminescence CH^* pour différentes tailles de goutte – $\phi = 0.9$	145
5.27	Amplitude maximale de la déformation de la zone de réaction en fonction du diamètre initial de goutte – données issues de la figure 5.26	146
5.28	Gauche : Signal de chimiluminescence CH^* centré sur la zone d'interaction, la ligne continue représente le maxima d'intensité sur chaque verticale – Droite : Déconvolution d'Abel	147
5.29	Suivi temporel de la fin de vie d'une goutte d'éthanol (caméra PIV/PTV - temps d'exposition $30 \mu s$)	148
5.30	Observation directe du passage de la goutte à travers le front de flamme (la luminosité verte correspond à la diffusion de Mie du laser par les gouttes présentes dans le milieu)	149
6.1	Exemple de champ de température et de vitesse pour une flamme méthane/Air - $P = 0.1 MPa$, $\phi = 1$, $T_u = 300 K$	153
6.2	Nombre de Stokes basé sur l'épaisseur de flamme pour une goutte d'éthanol	157
6.3	Conservation de la quantité de mouvement	158
6.4	Comparaison de l'évolution temporelle du diamètre de goutte pour le modèle et pour les données expérimentales	160
6.5	Comparaison du modèle aux données expérimentales	160
6.6	Comparaison de l'évolution temporelle du diamètre de goutte pour le modèle et pour les données expérimentales avec le profil de vitesse modifié	161
6.7	Comparaison du modèle aux données expérimentales avec le profil de vitesse modifié	162

6.8	Profil spatial d'évaporation pour une gamme de diamètres initiaux de gouttes	163
6.9	Position de l'évaporation totale de la goutte par rapport à l'isotherme $T = 525 K$ – comparaison entre les données expérimentales et le modèle	164
D.1	Propriétés de flamme pour un mélange 80% (N_2/Ar) - 20% O_2 . . .	182
D.2	Propriétés de flamme pour un mélange 85% (N_2/Ar) - 15% O_2 . . .	183
D.3	Propriétés de flamme pour un mélange 90% (N_2/Ar) - 10% O_2 . . .	184
D.4	Propriétés de flamme pour un mélange 80% (N_2/He) - 20% O_2 . . .	185
D.5	Propriétés de flamme pour un mélange 85% (N_2/He) - 15% O_2 . . .	186
D.6	Propriétés de flamme pour un mélange 90% (N_2/He) - 10% O_2 . . .	187
D.7	Propriétés de flamme pour un mélange 80% (Ar/He) - 20% O_2 . . .	188
D.8	Propriétés de flamme pour un mélange 85% (Ar/He) - 15% O_2 . . .	189
D.9	Propriétés de flamme pour un mélange 90% (Ar/He) - 10% O_2 . . .	190

Liste des tableaux

1.1	Mécanismes réactionnels utilisés pour les différents carburants . . .	10
2.1	Récapitulatif des capteurs et des paramètres d'acquisition installés sur le dispositif expérimental	37
2.2	Ratios molaires à la stoechiométrie pour quelques carburants	39
2.3	Tableau synthétique de l'effet de chaque paramètre sur la granulométrie du mélange : + effet positif, \emptyset effet négligeable, - effet négatif	45
3.1	Extraction des vitesses de flammes non étirées (cf. fig. 3.6)	59
3.2	Détermination de la résolution des mesures ILIDS pour l'enceinte de combustion sphérique	77
3.3	Détermination de la résolution des mesures ILIDS pour le brûleur laminaire	79
3.4	Résultat du fit de l'équation 3.16 sur le spectre de puissance intégré de la fig. 3.16	81
3.5	Résultat statistique de la détection du nombre de franges	90
3.6	Résumé des différentes utilisations des diagnostics optiques pour chaque dispositif expérimental	91
4.1	Conditions expérimentales utilisées pour la comparaison ombroscopie/chimilumescence	96
4.2	Granulométrie et propriétés des flammes correspondant aux conditions étudiées	100
4.3	Effet des paramètres physiques du mélange sur les propriétés de la courbe de stabilité	104

4.4	Paramètres des équations 4.4 et 4.5 obtenus par fit sur les données expérimentales	107
4.5	Composition des deux mélanges utilisés (fractions molaires mesurées par chromatographie en phase gazeuse)	114
4.6	Résultats expérimentaux de la combustion dans les mélanges modifiés 1 et 2	115
5.1	Extrapolation du diamètre critique de passage de la flamme	130
5.2	Optimisation d'une loi d'Arrhenius modifiée (eq. 5.4) sur les taux de vaporisation	140
5.3	Taux d'évaporation théoriques et expérimentaux pour les richesses étudiées	141
6.1	Bilan sur les termes correctifs du coefficient d'évaporation	155
C.1	Paramètres a et b de l'équation d'état de Van Der Waals des gaz utilisés [113]	178
C.2	Séquence de remplissage pour l'exemple considéré	179

Table des sigles et acronymes

CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CHP	Chambre Haute Pression
CNES	Centre National d'Études Spatiales
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DFT	<i>Discrete Fourier transform</i> – Transformée de Fourier Discrète
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> – Simulation Numérique Directe
IHP	Insert Haute Pression
ILIDS	<i>Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing</i> – Imagerie Laser par Interférométrie pour la mesure de diamètre de goutte
ISS	<i>International Space Station</i> – Station Spatiale Internationale
FFT	<i>Fast Fourier transform</i> – Transformée de Fourier rapide
LII	<i>Laser-Induced Incandescence</i> – Incandescence Induite par Laser
PDF	<i>Probability Density Function</i> – Densité de probabilité
PDPA	<i>Phase Doppler Particle Analyzer</i> – Analyseur de Particule à Phase Doppler
PID	Proportionnel Intégrateur Dérivateur
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i> – Vélocimétrie par Image de Particules
PLIF	<i>Planar Laser-Induced Fluorescence</i> – Fluorescence Planaire Induite par Laser
PSD	<i>Power Spectral Density</i> – Densité Spectrale de Puissance
PTV	<i>Particle Tracking Velocimetry</i> – Vélocimétrie par Tracking de Particules
SMD	<i>Sauter Mean Diameter</i> – Diamètre Moyen de Sauter

Introduction

Contexte sociétal, environnemental et technologique

Cette thèse s'inscrit dans un contexte global d'inquiétude et de lutte face au changement climatique dû aux activités anthropogéniques. En effet, depuis le début de l'ère industrielle, les activités humaines ont augmenté de manière dramatique la concentration en gaz à effet de serre dans l'atmosphère (cf. fig. 1).

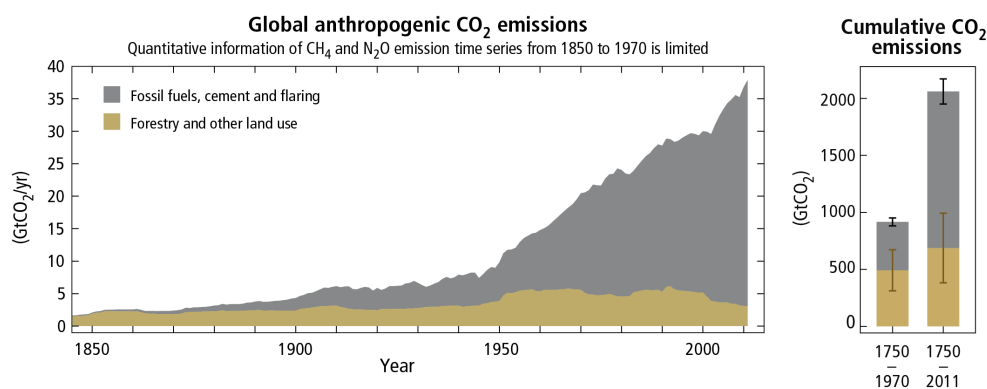


FIGURE 1 – Emissions globales de CO_2 anthropogéniques depuis le début de l'ère industrielle (d'après [1])

La combustion est devenue une méthode de conversion énergétique omniprésente dans notre société contemporaine. Une majeure partie des combustibles utilisés le sont sous une forme liquide, que ce soit l'essence, le kérosène ou le gazole. Ces carburants liquides ont pour avantages une très forte densité énergétique (typiquement plusieurs dizaines de MJ par litre), une facilité de stockage ainsi qu'une technologie mature. Cependant, ces combustibles ne sont pas sans défauts majeurs. Tout d'abord, les réserves d'énergies fossiles sont fortement limitées et leur épuisement arrivera dans quelques dizaines d'années. De plus, la combustion de ces composés carbonés émet massivement des produits de combustion nocifs pour l'environnement et pour la santé humaine (CO_2 , CO , NO_x , CH_4 , particules fines, etc.). Ainsi, les secteurs dépendants des énergies fossiles liquides sont des contributeurs majeurs des émissions de gaz à effet de serre (cf. fig. 2). Dans ce contexte, il

est devenu indispensable de rendre les systèmes utilisant la combustion économes en énergie tout en développant des alternatives renouvelables à l'utilisation du pétrole.

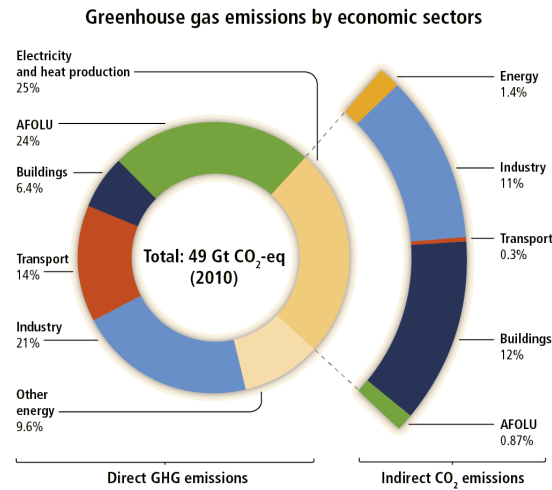


FIGURE 2 – Emission totale anthropogénique de gaz à effet de serre en fonction du secteur économique en 2010 (d'après [1])

Les technologies actuelles ayant recourt à la combustion du carburant liquide sont vastes et incluent notamment les moteurs à combustion interne, les turboréacteurs aéronautiques, les moteurs fusées ainsi que les fours industriels et les chaudières. Pour toutes ces applications, la transformation du carburant liquide en aérosol (phénomène d'atomisation) est un préalable indispensable à la combustion.

La combustion de spray met ensuite en jeu des interactions complexes entre le spray, la combustion et la dynamique des gaz (cf. fig. 3). Dans le monde industriel, les études sont principalement numériques. Cependant, les études expérimentales restent une étape indispensable pour d'une part accroître la compréhension des phénomènes et d'une autre part pour valider ces mêmes modèles numériques.

Objectif de la thèse

Ce travail se situe dans la continuité des recherches menées au laboratoire ICARE sur l'évaporation et la combustion des carburants liquides et des mélanges diphasiques. Les phénomènes mis en jeu étant particulièrement complexes, la première étape est l'étude de l'évaporation d'une goutte isolée sans convection ni naturelle

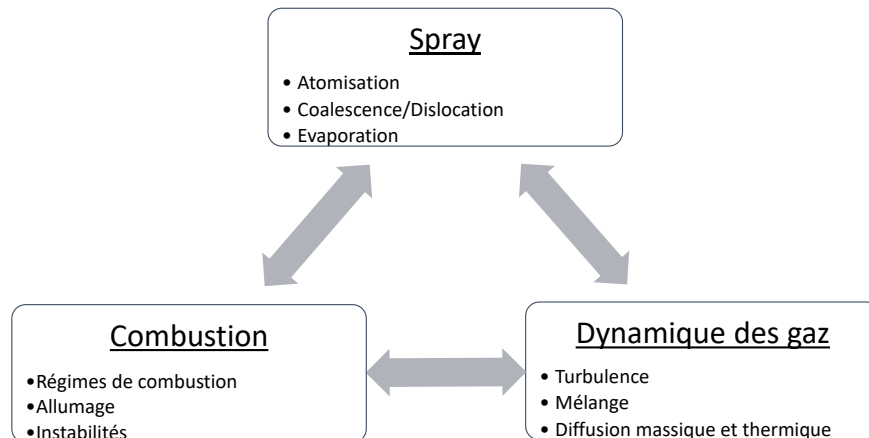


FIGURE 3 – Diagramme de triple interaction pour une combustion diphasique turbulente

ni forcée [2]-[5]. L'étude a ensuite introduit des phénomènes plus complexes tels que la présence de gouttes environnantes [6], la convection naturelle (due à la gravité) [7] ainsi que la convection forcée (due à une vitesse relative entre les gaz et la goutte)[2]. Les recherches se sont ensuite dirigées vers le cas plus réaliste de la combustion d'un ensemble très important de gouttes (aérosol). Cette thèse est ainsi la troisième à aborder cette thématique après celles de M. Nassouri [8] et de R. Thimothée [9].

La présente étude a un double objectif. En premier lieu, il s'agit d'accroître la compréhension de la phénoménologie des interactions entre le spray et la flamme, puis de fournir des cas test quantitatifs pour le développement des codes de calculs numériques, outils qui seront ensuite utilisés pour la conception de produits. Comme indiqué précédemment, la combustion de brouillard de carburant est éminemment complexe et fait intervenir de nombreux phénomènes physiques. Dans le cadre d'une étude fondamentale, il est nécessaire de simplifier le cadre expérimental au cas canonique d'une flamme en expansion sphérique sans génération de turbulence. En outre, le spray réel polydisperse et dynamique est remplacé par un spray monodisperse et statique. Enfin l'éthanol a été choisi pour ses propriétés thermodynamiques compatibles avec les contraintes expérimentales et du fait qu'il est considéré comme l'un des biocarburants les plus prometteurs pour remplacer les énergies fossiles.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'articule en 6 chapitres :

Le **chapitre 1** a pour objectif de présenter de manière succincte les différentes notions nécessaires à la lecture de ce manuscrit. Celles concernant les flammes gazeuses sont tout d'abord exposées avant d'approfondir la combustion des gouttes et des aérosols.

Le **chapitre 2** détaille les différents dispositifs expérimentaux utilisés lors de cette thèse, ainsi que les différentes procédures appliquées durant les campagnes de mesure expérimentale.

Le **chapitre 3** a pour but de détailler les différents diagnostics, principalement par imagerie rapide, utilisés pour observer les gouttes et les flammes. La description de chaque diagnostic est accompagnée de celle des méthodes de traitement numérique utilisées pour exploiter les images expérimentales.

Le **chapitre 4** étudie la morphologie des instabilités des flammes diphasiques en propagation sphérique. Tout d'abord, la pertinence de l'utilisation de l'ombroscopie pour l'étude des instabilités est discutée. La seconde partie du chapitre s'intéresse à la morphologie des instabilités, i.e. à la distribution en taille des cellules à la surface des flammes. Enfin, une dernière section étudie l'origine des instabilités diphasiques de part le lien entre la présence d'instabilités et la granulométrie du mélange.

Le **chapitre 5** analyse plus fondamentalement l'interaction d'une goutte isolée avec une flamme plate stationnaire. Après l'étude de la phénoménologie du passage du front de flamme, un fort accent est mis sur l'étude de l'évaporation de la goutte dans les gaz brûlés et sur la déformation de la flamme.

Le **chapitre 6** propose l'établissement d'un modèle 0D semi-empirique de l'évaporation et de la dynamique d'une goutte dans un milieu soumis à des gradients de vitesse et de température. Ce modèle est ensuite validé sur des données expérimentales issues du chapitre précédent.

Une **conclusion** générale sur le travail fait lors de cette thèse met ensuite un point final à ce manuscrit. Il est ensuite présenté quelques perspectives d'étude pour les travaux futurs concernant l'interaction flamme/gouttes. Finalement, le présent document est complété d'annexes contenant quelques points complémentaires aux différents chapitres.

Étude bibliographique

Sommaire

1.1 Combustion prémélangée laminaire	6
1.1.1 Structure de flamme	6
1.1.2 Ratio d'expansion et épaisseur de flamme	7
1.1.3 Vitesse de flamme	8
1.1.3.1 Vitesse de combustion laminaire fondamentale . .	8
1.1.3.2 Étirement de flamme et vitesse laminaire étirée . .	8
1.1.4 Simulation numérique de cinétique chimique gazeuse	9
1.2 Instabilités des flammes gazeuses	11
1.2.1 Instabilités des flammes gazeuses	11
1.2.1.1 Instabilités hydrodynamiques	11
1.2.1.2 Instabilités thermodiffusives	12
1.2.1.3 Instabilités dues à la gravité	14
1.2.2 Modèle linéaire des instabilités des flammes gazeuses	14
1.2.2.1 Nombre de Lewis	14
1.2.2.2 Modèle linéaire	16
1.3 Combustion diphasique	19
1.3.1 Évaporation et combustion d'une goutte isolée	19
1.3.2 Passage d'une goutte à travers un front de flamme	20
1.3.3 Théorie de la percolation et régimes de combustion	22
1.3.4 Combustion d'un brouillard monodisperse	23

1.1 Combustion prémélangée laminaire

Un préalable indispensable à l'étude des flammes diphasiques est l'étude de la combustion de mélanges purement gazeux. Cette section a pour but d'introduire les concepts fondamentaux de la combustion gazeuse ainsi que les différentes grandeurs caractéristiques des flammes gazeuses qui seront reprises pour les flammes diphasiques.

1.1.1 Structure de flamme

Le phénomène de combustion consiste en un ensemble de réactions chimiques élémentaires faisant intervenir de nombreux intermédiaires réactionnels. En pratique, la réaction chimique peut être réduite à une réaction globale de forme :



Dans le cas particulier d'une flamme d'éthanol/air à la stœchiométrie, cette équation devient :



On définit la richesse ϕ du mélange comme étant le rapport des ratios molaires carburant/comburant avec ce même ratio à la stœchiométrie :

$$\phi = \frac{X_{fuel}/X_{ox}}{(X_{fuel}/X_{ox})_{st}} \quad (1.1)$$

D'après la théorie de Mallard et Le Chatelier, la structure interne des flammes laminaires prémélangées peut être divisée en deux zones, celle de préchauffage et celle de réaction (fig. 1.1). Tout d'abord, dans la zone de préchauffage, la température des gaz frais est élevée par le flux de chaleur provenant de la zone de réaction et des gaz brûlés. Dans cette zone, les phénomènes thermiques sont prépondérants sur les phénomènes chimiques. Dans un second temps, les gaz entrent dans la zone de réaction. Cette zone est régie par la chimie de la combustion et correspond au pic de dégagement de chaleur.

Les échanges thermiques et moléculaires entre ces deux zones entraînent la propagation auto-entretenu du front de flamme des gaz brûlés vers les gaz frais.

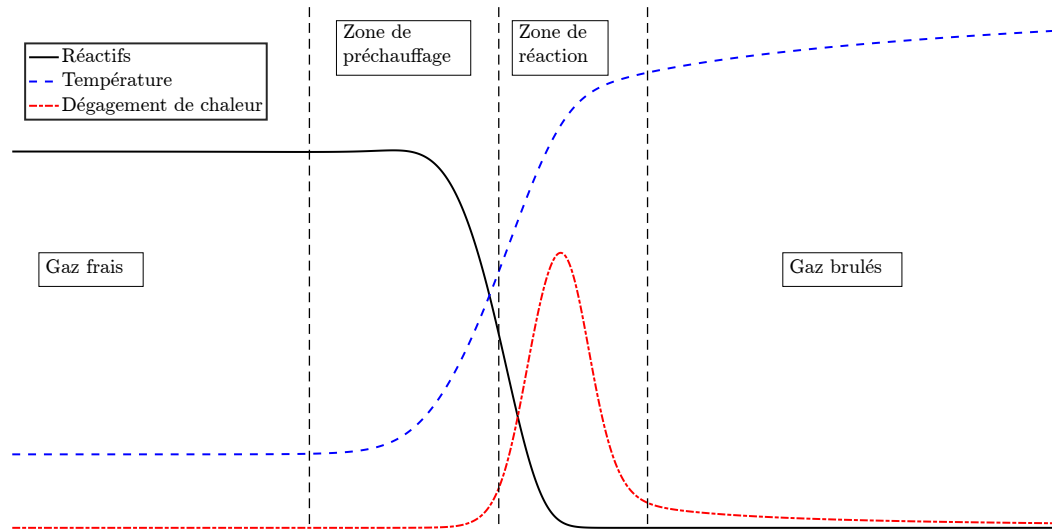


FIGURE 1.1 – Structure d'une flamme laminaire prémélangée

1.1.2 Ratio d'expansion et épaisseur de flamme

Le front de flamme peut être vu comme une interface mobile entre des gaz frais froids et denses et des gaz brûlés chauds et peu denses. On peut alors définir des ratios d'expansion correspondant aux conditions de saut entre les deux zones.

$$\sigma_T = \frac{T_b}{T_u} \quad (1.2)$$

$$\sigma_m = \frac{\rho_b}{\rho_u} \quad (1.3)$$

Avec T la température des gaz et ρ leur densité. Les indices u et b présentent respectivement les gaz frais (*unburnt*) et les gaz brûlés (*burnt*). La première grandeur correspond au ratio d'expansion thermique et la seconde au ratio d'expansion massique. Suivant la loi des gaz parfaits, ces deux valeurs diffèrent d'un ratio M_b/M_u .

De nombreuses définitions existent pour décrire l'épaisseur du front de flamme [10]. Parmi celles-ci, les deux plus couramment rencontrées seront présentées ici. Tout d'abord, l'épaisseur diffusive est définie par

$$\delta_{diff} = \frac{D_{th,u}}{S_L} = \frac{\lambda_u}{\rho_u (c_p)_u S_L} \quad (1.4)$$

Avec $D_{th,u}$ la diffusivité thermique des gaz frais, S_L la vitesse de combustion laminaire adiabatique d'une flamme plane adiabatique et non étirée et λ_u , ρ_u et $(c_p)_u$

correspondant respectivement à la conductivité thermique, à la densité et à la capacité thermique massique à pression constante des gaz frais. Cette définition est facilement utilisable dès que la vitesse de flamme est connue. Cependant, elle sous-estime fortement (d'un facteur de l'ordre de 5) l'épaisseur réelle de la flamme. Une deuxième définition, plus fidèle à l'épaisseur réelle de la flamme, a été introduite par Spalding [11] et basée sur le gradient de température du front de flamme.

$$\delta_L = \frac{T_b - T_u}{(\nabla T)_{max}} \quad (1.5)$$

L'évaluation de cette grandeur nécessite cependant le calcul du profil de température $T(x)$ de la flamme, calcul réalisé grâce à des outils de simulation de cinétique chimique 1D. Dans la suite du manuscrit, et sans indication contraire, cette définition est utilisée pour l'évaluation de l'épaisseur de flamme.

1.1.3 Vitesse de flamme

1.1.3.1 Vitesse de combustion laminaire fondamentale

Lors de sa propagation, la flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais. Il est donc primordial de définir la notion de vitesse de flamme. La vitesse de propagation laminaire S_L^0 illustre la vitesse de propagation d'un front de flamme plan, adiabatique et non étiré dans le repère des gaz frais. Il s'agit d'une grandeur globale de la flamme qui constitue l'un de ses paramètres fondamentaux.

1.1.3.2 Étirement de flamme et vitesse laminaire étirée

Dans le cas d'une flamme en propagation sphérique, l'hypothèse de combustion plane ne s'applique plus. Il faut donc prendre en compte la géométrie de la flamme dans la détermination de ses propriétés. Le paramètre fondamental décrivant la dynamique de la géométrie de la flamme est l'étirement, défini comme la variation temporelle de la surface A de la flamme adimensionnée par elle-même.

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (1.6)$$

Or, pour une flamme en expansion sphérique,

$$A = 4\pi R_f^2 \quad (1.7)$$

L'étirement d'une flamme en expansion sphérique s'exprime alors par l'expression suivante,

$$K = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (1.8)$$

La vitesse de propagation V_s de la flamme est définie comme la vitesse normale de déplacement du front de flamme dans le référentiel du laboratoire. Cette vitesse est déterminée à partir de l'évolution temporelle du rayon de flamme R_f ,

$$V_s = \frac{dR_f}{dt} \quad (1.9)$$

Markstein [12], Karlovitz [13] et Calvin [14] ont proposé une relation linéaire entre l'étirement et la vitesse de propagation laminaire,

$$V_s = V_s^0 - \mathcal{L}_b K \quad (1.10)$$

V_s^0 représente la vitesse de propagation de la flamme à étirement nul (flamme plane). La grandeur \mathcal{L}_b , appelée longueur de Markstein des gaz brûlés, correspond à la sensibilité de la vitesse de flamme à l'étirement. Cependant, cette relation suppose que la flamme soit faiblement étirée, ie. que $V_s/V_s^0 \sim 1$. Une seconde relation, cette fois-ci non linéaire, a été développée par Kelley [15] et Halter [16] afin de pallier les limites de la relation linéaire ; l'utilisation de cette dernière pouvant conduire à des erreurs allant jusqu'à 10% sur l'extrapolation de V_s^0 [16].

$$\left(\frac{V_s}{V_s^0}\right)^2 \ln\left(\frac{V_s}{V_s^0}\right) = -\frac{\mathcal{L}_b K}{V_s^0} \quad (1.11)$$

La vitesse de combustion laminaire fondamentale est ensuite déduite en se plaçant dans le repère des gaz frais en utilisant le ratio d'expansion des gaz,

$$S_L^0 = \frac{\rho_b}{\rho_u} \cdot V_s^0 = \sigma_m \cdot V_s^0 \quad (1.12)$$

1.1.4 Simulation numérique de cinétique chimique gazeuse

La chimie de la combustion est extrêmement complexe et ne peut se résumer par l'équation bilan globale. En effet, la combustion met en jeu plusieurs centaines d'intermédiaires réactionnels intervenant dans plusieurs milliers de réactions.

Il a ainsi été développé des mécanismes cinétiques détaillant chacune de ces réactions, le tout ayant pour objectif de décrire le plus fidèlement possible la chimie

interne de la flamme. Ces mécanismes sont ensuite utilisés par des logiciels spécialisés, tels que CHEMKIN [17] ou Cantera [18] afin de simuler la flamme. Les modélisations 1D ainsi obtenues donnent accès à la vitesse et à la température ainsi qu'aux différentes fractions molaires sur l'intégralité du profil de la flamme.

Carburant	Formule	Mécanisme	
Méthane	CH_4	GRI-MECH 3.0 [19]	53 espèces 325 réactions
Ethanol	C_2H_6O	Leplat et al. [20]	36 espèces 252 réactions

TABLE 1.1 – Mécanismes réactionnels utilisés pour les différents carburants

La figure 1.2 illustre la comparaison entre les données expérimentales et la modélisation de cinétique chimique. Les données expérimentales proviennent des études de Bradley et al. [21], de Liao et al. [22] et Thimothée [9]. Les simulations numériques ont été réalisées à partir du mécanisme de Leplat.

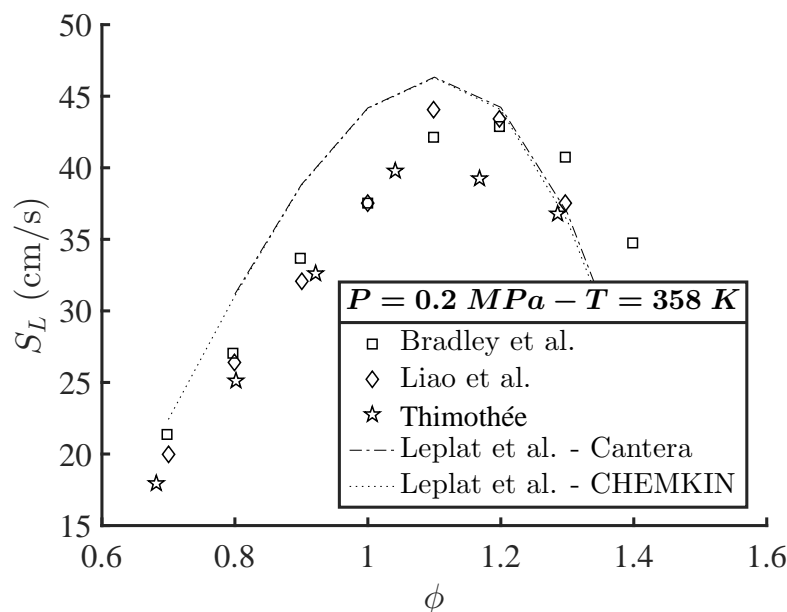


FIGURE 1.2 – Comparaison expérience/modélisation pour une flamme éthanol/air à $P = 0.2 \text{ MPa}$ et $T = 358 \text{ K}$

L'intégralité des calculs effectués pour ce manuscrit a été réalisée avec les données d'entrée suivantes :

- Maillage adaptatif

- Cantera : Slope 0.01 - Curve 0.01 - Ratio 10 - Prune 0
- CHEMKIN : Gradient 0.01 - Curvature 0.01
- *Multicomponent transport*
- Effet Soret (thermodiffusion)

La simulation d'une flamme air/éthanol stœchiométrique à $P = 0.2 \text{ MPa}$ et $T = 358 \text{ K}$ est ainsi faite sur un maillage composé de 1034 nœuds.

1.2 Instabilités des flammes gazeuses

1.2.1 Instabilités des flammes gazeuses

Le front de flamme est caractérisé par de forts gradients locaux de température, de densité et de concentration qui causent eux-mêmes une forte variation locale de la vitesse des gaz et des propriétés thermodynamiques, source d'apparition d'instabilités cellulaires sur le front de flamme. Plusieurs types d'instabilités peuvent être distingués (cf. fig 1.3).

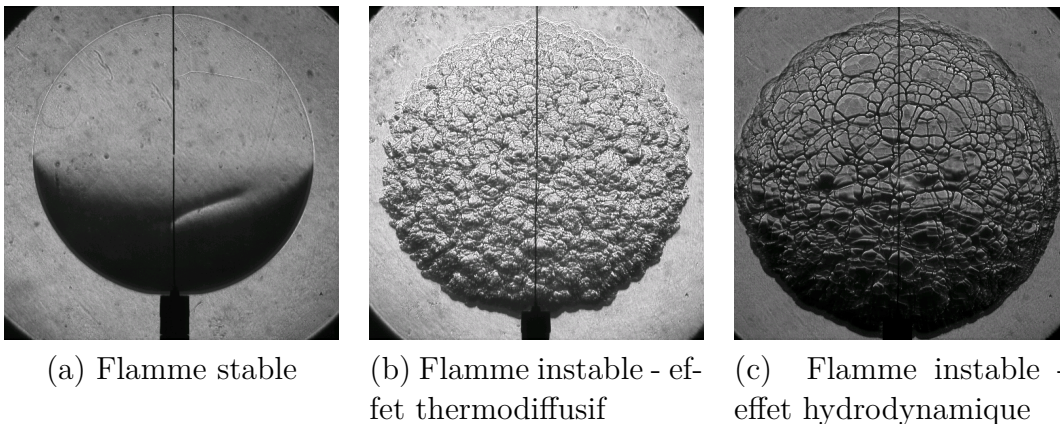


FIGURE 1.3 – Exemple d'instabilités d'une flamme d'hydrogène-air observée par méthode Schlieren (d'après [23])

1.2.1.1 Instabilités hydrodynamiques

Les instabilités hydrodynamiques ont été découvertes indépendamment par Darricus [24] et Landau [25]. Ils ont montré qu'une flamme plate de prémélange est

inconditionnellement instable. En effet, le faible ratio d'expansion $\sigma = \rho_u/\rho_b$ causé par la flamme entraîne une forte accélération des gaz au franchissement du front de flamme, ce qui provoque cette instabilité.

Considérons un front de flamme plan et infiniment fin subissant une perturbation causant un plissement du front de flamme. La conservation de la masse et de la quantité de mouvement induit une divergence des lignes de courant des gaz frais devant les perturbations convexes (partie haute de la fig. 1.4) et une convergence devant les perturbations concaves (partie basse de la fig. 1.4). Ceci provoque respectivement une décélération et une accélération des gaz frais, ce qui modifie localement la vitesse de propagation de la flamme, flamme qui accélère dans la partie convexe et ralentit dans la partie concave. Ce phénomène amplifie la déformation du front de flamme en accentuant l'instabilité. Il faut noter que les instabilités de Darrieus-Landau apparaissent d'autant plus que l'épaisseur de flamme est faible, en particulier à haute pression [26].

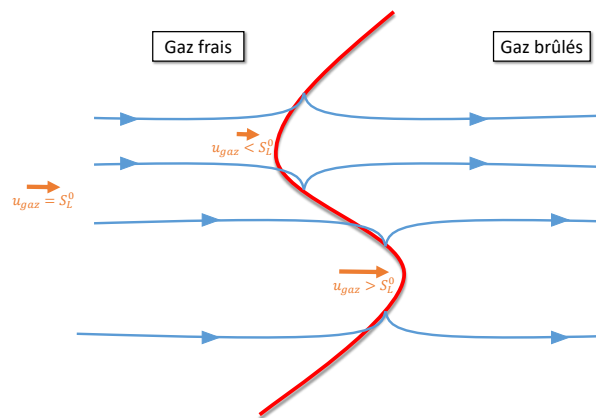


FIGURE 1.4 – Instabilités hydrodynamiques d'un front de flamme laminaire

1.2.1.2 Instabilités thermodiffusives

Les instabilités thermodiffusives ont pour origine la compétition entre les diffusions thermique et des espèces au sein du front de flamme. Les conductions thermique et massique dépendent respectivement de la diffusivité thermique D_{th} et moléculaire D_m . Elles sont de plus colinéaires aux gradients locaux de température et de concentration, donc perpendiculaires au front de flamme.

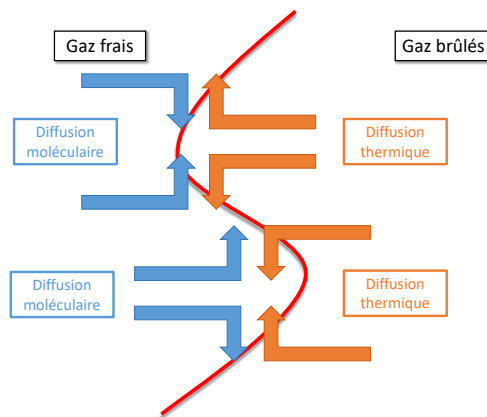


FIGURE 1.5 – Instabilités thermodiffusives d’un front de flamme laminaire

Le nombre de Lewis Le caractérise le déséquilibre entre ces deux flux (eq. 1.13) :

$$Le = \frac{D_{th}}{D_m} \quad (1.13)$$

Plusieurs cas sont alors possibles :

Pour $Le > 1$, la diffusion thermique est prépondérante sur la diffusion massique. Pour un plissement convexe (partie haute de la fig. 1.5), la dispersion du flux de chaleur domine la concentration massique. La vitesse de propagation de la flamme S_L diminue localement, réduisant l’amplitude de la perturbation. Au contraire, pour un plissement concave (partie basse de la fig. 1.5), la concentration du flux de chaleur est prépondérante sur la dispersion massique. La flamme accélère donc localement, réduisant ici aussi l’amplitude de la perturbation. Le cas $Le > 1$ correspond donc à un cas où les instabilités thermodiffusives stabilisent la flamme.

Pour $Le < 1$, la situation est inverse. Pour un plissement convexe, la concentration massique domine la dispersion de chaleur, accélérant localement la flamme et augmentant donc l’amplitude de la perturbation. Pour un plissement concave, la dispersion massique domine la concentration thermique ; ce qui cause une décélération de la flamme, amplifiant le plissement. Le cas $Le < 1$ correspond donc à un cas instable où la perturbation est amplifiée par l’effet thermodiffusif.

Le cas $Le = 1$ correspond à un équilibre où la morphologie de la flamme n’est pas affectée par les propriétés thermodiffusives des réactifs.

Ce mécanisme peut donc conduire soit à une déstabilisation du front de flamme

soit à sa stabilisation. En pratique, le nombre de Lewis critique correspondant à la transition stabilisation/déstabilisation est inférieur à l'unité et est dépendant du nombre de Zeldovich du mélange [27].

1.2.1.3 Instabilités dues à la gravité

Lors de la propagation d'une flamme en expansion sphérique, les gaz brûlés, ayant une faible masse volumique, sont entourés par les gaz frais qui ont une forte masse volumique. L'effet de flottaison des gaz brûlés peut alors déstabiliser la flamme, en particulier pour de très faibles vitesses de flamme. Les expériences réalisées lors de cette étude se déroulant en condition de micropesanteur, les instabilités dues à la gravité (instabilités de Rayleigh-Taylor) ont été négligées.

1.2.2 Modèle linéaire des instabilités des flammes gazeuses

Afin d'étudier l'effet de la présence des gouttes sur la stabilité d'une flamme diphasique, il est nécessaire de la comparer à une flamme gazeuse dans des conditions équivalentes. Cependant, l'apparition des instabilités pour une flamme gazeuse se fait à un rayon plus grand que celui des hublots de la chambre de combustion.

Afin de pallier ce problème, un modèle linéaire développé par Matalon et al. [28], [29] décrivant la stabilité d'une flamme de prémélange en expansion sphérique a été utilisé.

1.2.2.1 Nombre de Lewis

Le modèle linéaire présenté ci-dessous nécessite l'évaluation du nombre de Lewis de la flamme. La diffusivité thermique des gaz frais est calculée à la température T_u des gaz frais par

$$D_{th} = \frac{k_u}{\rho_u c_{p_u}} \quad (1.14)$$

avec k_u la conductivité thermique, ρ_u la densité et c_{p_u} la capacité thermique à pression constante des gaz frais. La méthode de calcul de ces grandeurs figure en annexe B.

Une première définition du nombre de Lewis utilise la diffusivité moléculaire du réactif limitant dans l'inerte abondant (ici le diazote), ainsi, pour un mélange

pauvre, $D_m = D_{fuel \rightarrow N_2}$ et pour un mélange riche, $D_m = D_{oxydant \rightarrow N_2}$. Une estimation plus fiable de cette grandeur peut être faite en la calculant pour le mélange entier $D_{limitant \rightarrow mélange}$ (cf. annexe B). La grandeur obtenue est appelée nombre de Lewis global. L'inconvénient de cette méthode est la discontinuité du nombre de Lewis à la stœchiométrie (fig. 1.6).

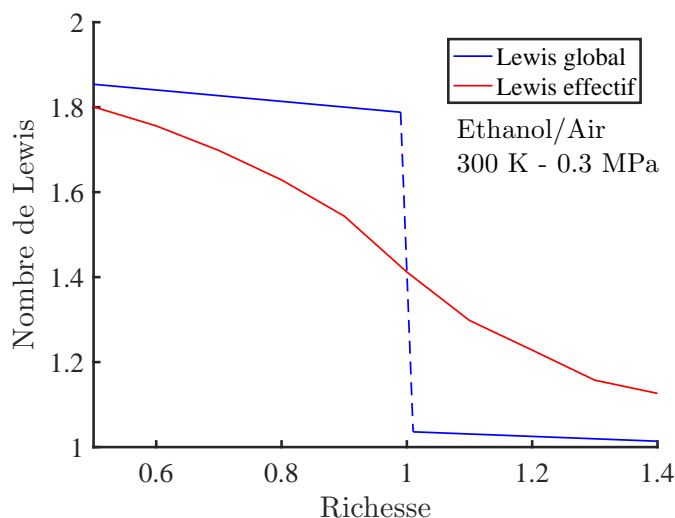


FIGURE 1.6 – Nombre de Lewis global et effectif du mélange pour une flamme éthanol/air

Une autre définition permettant de s'affranchir de la discontinuité est proposée par Betchtold et Matalon [30]. L'objectif est de prendre en compte à la fois le Lewis du réactif limitant Le_D et celui du réactif en excès Le_E . Le nombre de Lewis effectif est alors défini par

$$Le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)\mathcal{A}}{1 + \mathcal{A}} \quad (1.15)$$

avec $\mathcal{A} = 1 + Ze(\tilde{\phi} - 1)$. $\tilde{\phi}$ est égal à ϕ si le mélange est riche et à $1/\phi$ si le mélange est pauvre. Enfin, $Ze = \frac{E_a}{R} \frac{T_{ad} - T_u}{T_{ad}^2}$ est le nombre de Zeldovich avec E_a l'énergie d'activation, R la constante universelle des gaz parfaits, T_u la température des gaz frais et T_{ad} la température adiabatique de flamme. La définition du nombre de Lewis effectif correspond alors à une moyenne des nombres de Lewis pondérée par \mathcal{A} . En conséquence, à la stœchiométrie, Le_{eff} se réduit à la moyenne de Le_D et de Le_E . Pour un mélange non stœchiométrique, $\mathcal{A} > 1$ et le réactif limitant est pondéré plus fortement. Pour des mélanges éloignés de la stœchiométrie, le nombre de Lewis effectif se rapproche donc du nombre de Lewis global.

1.2.2.2 Modèle linéaire

Dynamique des perturbations du front de flamme La géométrie de la surface du front de flamme se décompose sur une base d'harmoniques sphériques (eq. 1.16)

$$r(t, \theta, \Phi) = R(t)(1 + A(t)S_n(\theta, \Phi)) \quad (1.16)$$

R correspondant au rayon moyen de la flamme, A à l'amplitude de la perturbation et S à une harmonique sphérique. La stabilité de la flamme est déterminée par l'évolution temporelle de A . La flamme est instable si la fonction A est croissante et inversement stable si A est décroissante. L'évolution temporelle de l'amplitude d'une perturbation de longueur d'onde n peut être exprimée sous la forme de l'eq. 1.17,

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{\dot{R}}{R} \left(\omega - \frac{l_D}{R} \Omega \right) \quad (1.17)$$

Avec $\dot{R} = \frac{dR}{dt}$ et

$$\Omega = \Omega_1 + \left[Ze \frac{Le_{eff} - 1}{\sigma - 1} \right] \Omega_2 + Pr \Omega_3 \quad (1.18)$$

Pr correspond au nombre de Prandtl des gaz frais et Ze au nombre de Zeldovich. Les coefficients ω et $\Omega_{i=1,2,3}$ ne dépendent que du ratio d'expansion thermique σ , du nombre d'onde de la perturbation n et du profil de la conductivité thermique à travers la flamme. Le détail de leur expression peut être trouvé en annexe A. Le nombre d'onde de la perturbation est relié à la longueur d'onde de celle-ci par la relation $n = 2\pi R_{flamme} / \lambda_{perturbation}$. Ce nombre peut être vu comme le nombre de cellules pouvant être mises côte à côte sur un périmètre de la flamme.

Le coefficient ω représente l'effet de l'expansion thermique, i.e. l'instabilité de Darrieus-Landau. Le coefficient Ω représente l'effet thermodiffusif, Ω_1 , Ω_2 et Ω_3 symbolisant respectivement les diffusions thermiques, moléculaires et visqueuses. Le terme ω ne peut être que positif, ce qui traduit le fait que l'effet hydrodynamique ne peut être que déstabilisateur. Le terme Ω peut changer de signe selon la valeur de Le_{eff} , ce qui traduit l'effet soit stabilisateur ($\Omega > 0$) ou déstabilisateur ($\Omega < 0$) de l'effet thermodiffusif.

Une perturbation ne peut perdurer sur le front de flamme que si le taux de croissance défini par l'équation 1.17 est positif pour son nombre d'onde. Ceci est équivalent à $\omega - \frac{1}{Pe} \Omega > 0$ avec $Pe = R/l_D$ le nombre de Peclet associé au rayon de flamme. Au contraire, si $\omega - \frac{1}{Pe} \Omega < 0$, la perturbation disparaît alors rapidement du front de flamme et ne peut perdurer sur celui-ci. La frontière séparant ces deux

régions, nommée courbe de stabilité, est définie par l'équation 1.19.

$$Pe = \frac{\Omega}{\omega} \quad (1.19)$$

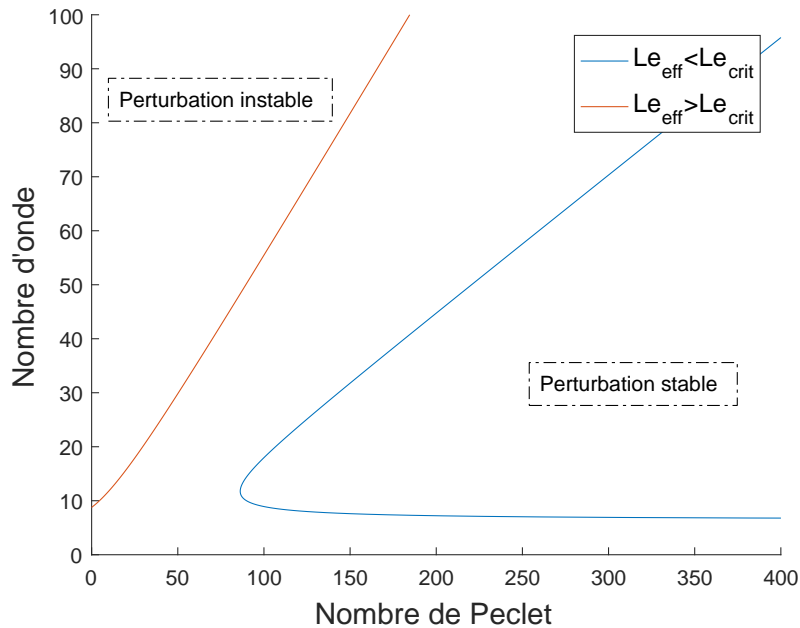


FIGURE 1.7 – Comportement des courbes de stabilité issues du modèle linéaire pour une flamme gazeuse selon la valeur du nombre de Lewis

Il peut être distingué deux comportements suivant la valeur du nombre de Lewis. Si celui-ci est inférieur à une valeur critique (courbe rouge dans la fig. 1.7), les effets d'étirement ne peuvent compenser la déstabilisation des effets hydrodynamiques et thermodiffusifs et la flamme est instable dès son origine. Au contraire, si le nombre de Lewis est supérieur à la valeur critique (courbe bleue dans la fig. 1.7), la courbe de stabilité a un comportement différent, appelé péninsule de stabilité. Pour de faibles nombres de Peclet, les effets stabilisateurs de l'étirement et de la diffusion sont majoritaires, ce qui explique qu'aucun ou peu de nombres d'onde sont stables. Pour de forts nombres de Peclet, l'étirement devient minoritaire (le front de flamme devient localement plan) et une large gamme de nombres d'onde peut alors exister sur le front de flamme.

En pratique, pour l'éthanol, le nombre de Peclet est toujours supérieur à la valeur critique et une péninsule de stabilité est toujours observée (flamme initialement stable). La suite de ce chapitre se concentrera donc sur le cas $Le_{eff} > Le_{crit}$.

Morphologie du front de flamme La flamme dans son ensemble ne peut être instable que s'il existe au moins une longueur d'onde ayant un taux de croissance positif au nombre de Peclet correspondant.

Un point particulier sur la courbe de la figure 1.8 apparaît alors, le nombre de Peclet critique Pe_c . Avant ce point, aucune perturbation n'est stable, donc la flamme est stable. Au-delà de ce point critique, il existe une gamme de longueurs d'onde stables qui peuplent le front de flamme, la flamme est donc instable. Le nombre de Peclet critique correspond alors au point d'apparition des instabilités à la surface de la flamme.

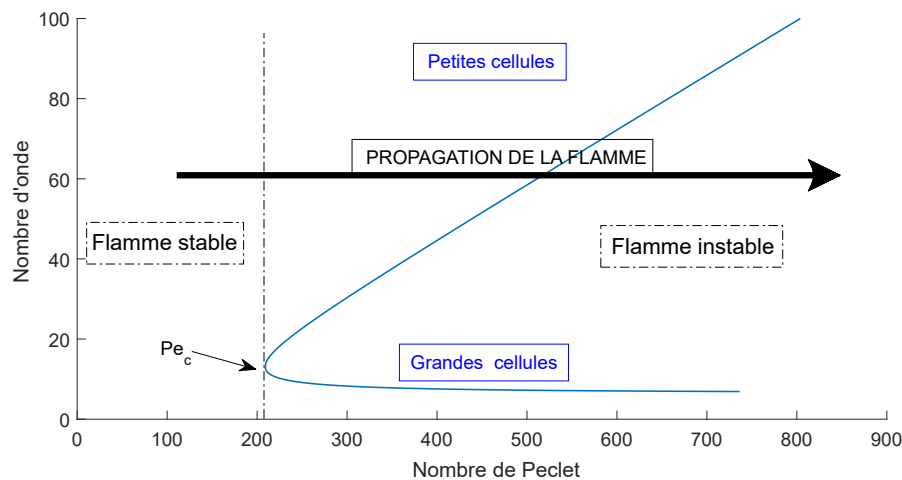


FIGURE 1.8 – Courbe de stabilité issue du modèle linéaire pour une flamme gazeuse

La courbe de stabilité tend vers deux asymptotes pour de larges nombres de Peclet. Pour les faibles nombres d'onde, la courbe de stabilité tend vers une constante. Cela signifie que la taille des plus grosses instabilités croît linéairement avec l'expansion de la flamme. Au contraire, pour les grands nombres d'onde, la courbe de stabilité croît linéairement, induisant que la taille des plus petites instabilités reste constante durant la propagation de la flamme. Il n'y a néanmoins aucune information sur la distribution des nombres d'onde des perturbations dans la zone de stabilité de celles-ci.

Comparaison aux données expérimentales Différentes études ont comparé des résultats expérimentaux à ceux obtenus par ce modèle linéaire. Matalon [31] a montré, à partir de données expérimentales de Bradley et al. et de Law et al., que le nombre de Peclet critique est bien prédit. Cependant, la théorie surestime la taille des plus petites perturbations présentes à la surface de la flamme. Ceci

peut être expliqué par un phénomène de cascade de longueurs d'onde de plus en plus petites, aspect qui ne peut être prédit par un modèle purement linéaire. Une autre étude de Law et al. [32] confirme la bonne prédiction du nombre de Peclet critique par le modèle linéaire.

1.3 Combustion diphasique

Les sections précédentes ont décrit succinctement la physique des flammes laminaires sphériques. Ce faisant, cette nouvelle section vise à effectuer une étude bibliographique de la combustion diphasique liquide/gaz, en partant du cas canonique qu'est la goutte isolée jusqu'au cadre de cette étude, i.e. les aérosols monodisperses.

1.3.1 Évaporation et combustion d'une goutte isolée

La compréhension de la combustion de brouillard de carburants nécessite en premier lieu d'étudier le cas fondamental qu'est la goutte isolée.

Lors de l'évaporation d'une goutte isolée, et en appliquant des hypothèses simplificatrices (quasi-stationnaire, pas de gravité, pas de vitesse relative des gaz), il apparaît que le carré du diamètre de la goutte décroît linéairement avec le temps. Ceci constitue la loi dite du d^2 ,

$$d^2 = d_0^2 - K \cdot t \quad (1.20)$$

où d_0 est le diamètre de la goutte à $t = 0$ et K un coefficient nommé taux d'évaporation. Cette loi a été abondamment étudiée dans la littérature [33]-[35].

Avec les mêmes hypothèses, une goutte en combustion respecte aussi une loi en d^2 mais avec un taux de vaporisation plus élevé [36]. Autour de la goutte en combustion se forme une flamme de diffusion sphérique de rayon r_f (cf. fig. 1.9a). Pour une goutte d'éthanol, le rayon de flammelette autour de la goutte est environ 5 fois plus important que le diamètre de celle-ci (cf. fig. 1.9b).

Des études ultérieures ont inclus les phénomènes de gravité (convection naturelle), de convection forcée et de présence d'autres gouttes. Ces phénomènes induisent une modification de l'évaporation de la goutte et par conséquent une correction

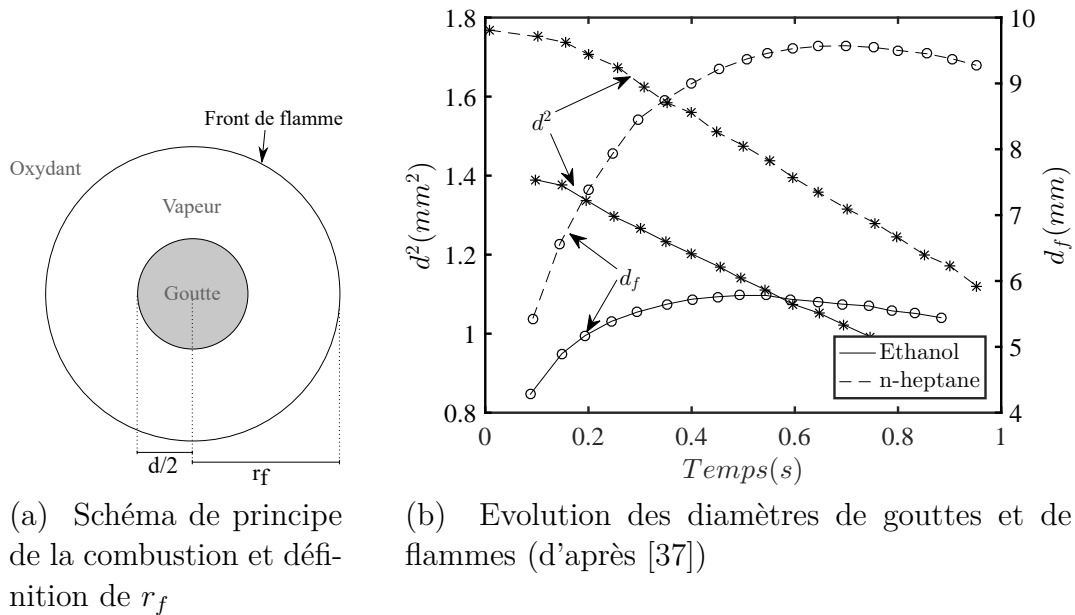


FIGURE 1.9 – Combustion d'une goutte de carburant isolée

du coefficient K . Plus de détails concernant ces phénomènes et les corrections apportées à la vitesse d'évaporation sont précisés dans le chapitre 6.

1.3.2 Passage d'une goutte à travers un front de flamme

L'étude de la combustion de goutte peut se prolonger sur l'étude de l'interaction entre une flamme et une goutte de carburant incidente. Dans cette configuration, la goutte est soumise à un fort gradient thermique lors de son approche du front de flamme.

Quelques études se sont focalisées sur l'interaction entre un front de flamme laminaire stabilisé et une goutte de carburant incidente. Celles-ci utilisent de multiples configurations pour étudier différents phénomènes.

L'étude de Sangiovanni et Labowsky [38] s'intéresse à la combustion de trains de gouttes dans les gaz brûlés d'une flamme laminaire prémélangée et pauvre $CH_4/H_2/air/N_2$ donnant des températures comprises entre 1242 K et 1473 K. L'étude se concentre sur l'évaporation dans la zone des gaz brûlés et non à l'intérieur du front de flamme. Les gouttes ont un diamètre initial relativement im-

portant, soit 100 à 300 μm . Il est ainsi confirmé expérimentalement la loi en d^2 à haute température. De plus, l'importance du facteur d'interdistance sur le coefficient d'évaporation est montrée.

L'étude de Segawa et al. [39] utilise une flamme plane en propagation interagissant avec une goutte statique. La finalité est d'étudier les délais d'inflammation des gouttes. Les gouttes utilisées sont particulièrement grandes (600 μm à 2200 μm), soit un à deux ordres de grandeurs plus importantes que celles utilisées dans ce mémoire. Il est montré que le point d'inflammation de la goutte est fortement dépendant du diamètre initial et de la volatilité de la goutte.

D'autre part, il est montré que la déformation de la flamme induite par la rencontre avec la goutte est aussi fortement dépendante de la volatilité de la goutte, indépendamment du diamètre de la goutte.

Russo et Gomez [40] ont étudié l'évaporation de gouttes d'éthanol par une flamme de diffusion $C_2H_5OH \& Ar / O_2$. Il est montré l'importance de la zone de préchauffage de la flamme sur l'évaporation de la goutte. Il est également montré expérimentalement l'importance du nombre de Damköhler $Da_v = \tau_c / \tau_v$ qui est défini comme le ratio du temps caractéristique de la réaction chimique τ_c sur celui de l'évaporation τ_v .

Une autre étude des mêmes auteurs [41] s'intéresse à l'extinction des gouttes en combustion après leur passage d'un front de flamme. Le dispositif expérimental est différent. Il consiste en une flamme de diffusion de type jet sur laquelle sont injectées perpendiculairement des gouttes d'éthanol de diamètre 80 μm . Il est une fois de plus rappelé l'importance de l'interdistance entre les gouttes. Celle-ci a non seulement un effet sur l'évaporation simple mais aussi sur la combustion, notamment en ce qui concerne l'extinction de celle-ci.

Une dernière étude, la plus pertinente dans le cadre de cette étude, a été réalisée par Mercier et al. [42], [43]. Des gouttes d'acétone de taille importante ($d_0 = 200 \mu m$) sont injectées perpendiculairement à une flamme méthane/air de diffusion. La phase vapeur ainsi que le radical OH sont observés par PLIF (*Planar Laser-Induced Fluorescence*, cf. fig 1.10). Il a ainsi été montré que la vitesse de la goutte incidente est un paramètre déterminant pour l'inflammation de la goutte. Si cette vitesse est forte, la goutte reste inerte lors du franchissement du front de flamme et provoque une extinction locale de la flamme (cf. fig 1.10a). Au contraire, si la vitesse est faible, la goutte s'enflamme lors du passage du front de flamme et continue de brûler après le front de flamme. Le front de flamme n'est pas éteint mais fortement

épaissi lors du passage (cf. fig 1.10b).

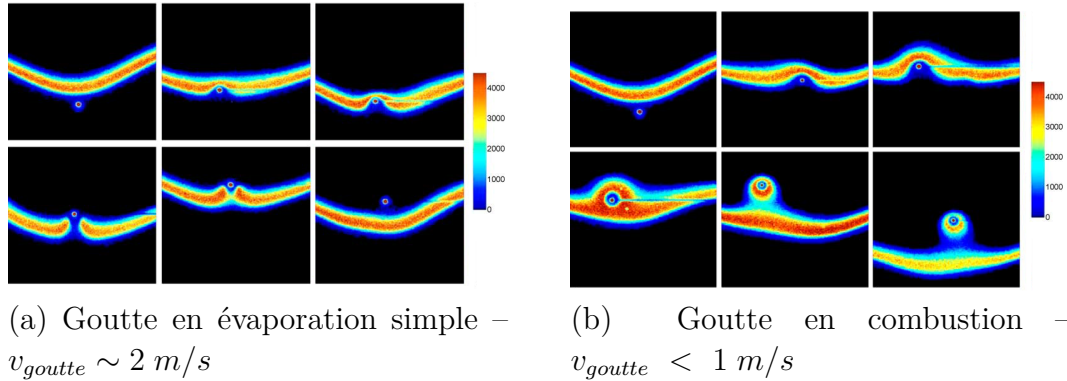


FIGURE 1.10 – Image PLIF OH du passage d'une goutte d'acétone de diamètre initial $200\mu\text{m}$ dans une flamme de diffusion méthane/air (d'après [42])

1.3.3 Théorie de la percolation et régimes de combustion

L'étude d'une goutte isolée ne constitue que la première étape de l'étude des applications pratiques de la combustion des sprays. En effet, la combustion d'un ensemble de gouttes ajoute un degré de complexité à la physique de la goutte isolée [44]. Plusieurs comportements peuvent être distingués selon la phénoménologie de la combustion. Ceux-ci peuvent être caractérisés par différents nombres adimensionnels.

Le premier paramètre fondamental $r_F n^{1/3}$ a été mis en évidence par Kerstein et Law [45] avec n la densité volumique de goutte. La théorie de la percolation permet de distinguer plusieurs comportements de combustion :

1. $r_F n^{1/3} < 0.41$: le brouillard est peu dense (fig. 1.11a). Les gouttes sont suffisamment espacées pour que quasiment chaque goutte ait une flammelette autour d'elle. Il peut cependant arriver que des flammelettes entourent des groupes de quelques gouttes. Cette situation, nommée combustion de groupe, se rapproche de la combustion de goutte isolée.
2. $0.7 < r_F n^{1/3}$: le brouillard est très dense (fig. 1.11b). Les flammelettes se rejoignent pour entourer des poches de gaz frais qui sont consommées au fur et à mesure de la combustion. Cette situation est nommée combustion de poche.

3. $0.41 < r_F n^{1/3} < 0.7$: une situation intermédiaire, nommée combustion percolante (fig. 1.11c). Les deux comportements limites coexistent au sein de la flamme.

Le second paramètre fondamental est le nombre de Damköhler d'évaporation $Da_v = \tau_c/\tau_v$ tel que défini dans la section précédente [36].

1. $Da_v \gg 1$: le temps chimique est très supérieur au temps de vaporisation (fig. 1.12a). En conséquence, les gouttes s'évaporent avant d'arriver au front de flamme. La combustion se rapproche donc du cas gazeux mais avec une distribution en richesse possiblement non-uniforme.
2. $Da_v \sim 1$: les temps chimique et d'évaporation sont du même ordre de grandeur (fig. 1.12b). En conséquence, les gouttes atteignent la flamme et s'évaporent lors du passage à travers celle-ci.
3. $Da_v \ll 1$: le temps chimique est très inférieur au temps d'évaporation, les gouttes traversent le front de flamme sans être totalement évaporées (fig. 1.12c). Elles continuent ainsi à s'évaporer dans les gaz brûlés. La combustion peut même se poursuivre en régime de combustion de goutte isolée si les gaz brûlés contiennent encore de l'oxydant (flamme pauvre).

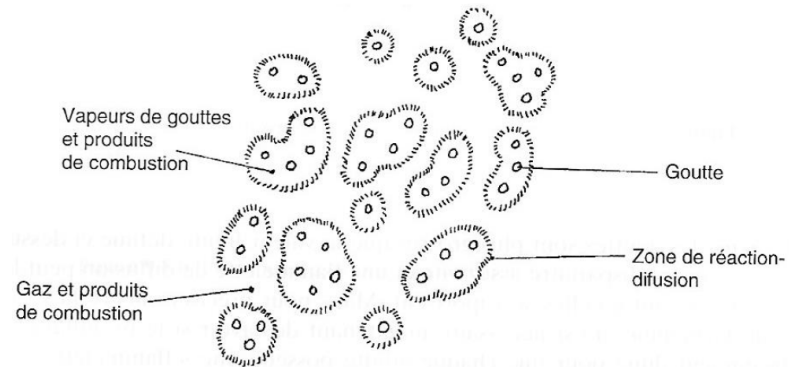
Ces deux nombres adimensionnels montrent ainsi que les grandeurs principales nécessaires à la description du brouillard sont le diamètre des gouttes ainsi que l'interdistance entre elles.

1.3.4 Combustion d'un brouillard monodisperse

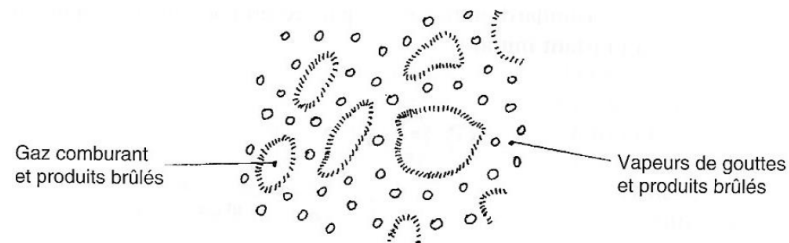
Les applications pratiques de la combustion de carburants liquides se font à partir de sprays polydisperses dans un milieu turbulent. Cependant, une configuration simplifiée, laminaire et brouillard monodisperse, est nécessaire pour comprendre les mécanismes physiques mis en jeu. Afin de pouvoir situer cette étude, il est nécessaire de résumer les études précédemment menées concernant ces phénomènes.

Études expérimentales précédentes Parmi les travaux précurseurs peuvent être cités ceux de Burgoyne et Cohen [47]. Ils ont identifié un diamètre de goutte critique séparant un régime de prévaporisation d'un régime de combustion de gouttes individuelles. Dans leur configuration, et pour des gouttes de tétraline, ce diamètre critique est de $10 \mu m$.

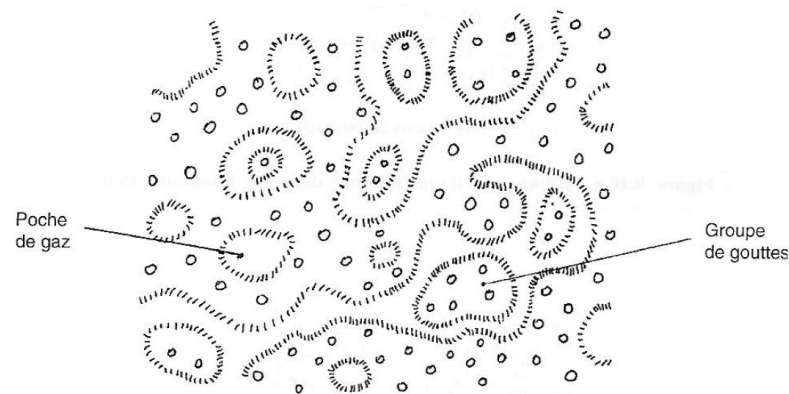
Plus tard, Hayashi et son équipe ont étudié des flammes en expansion dans un



(a) Combustion de groupe



(b) Combustion de poche



(c) Combustion percolante

FIGURE 1.11 – Les différents régimes de combustion dans un brouillard prémélangé (d'après [36])

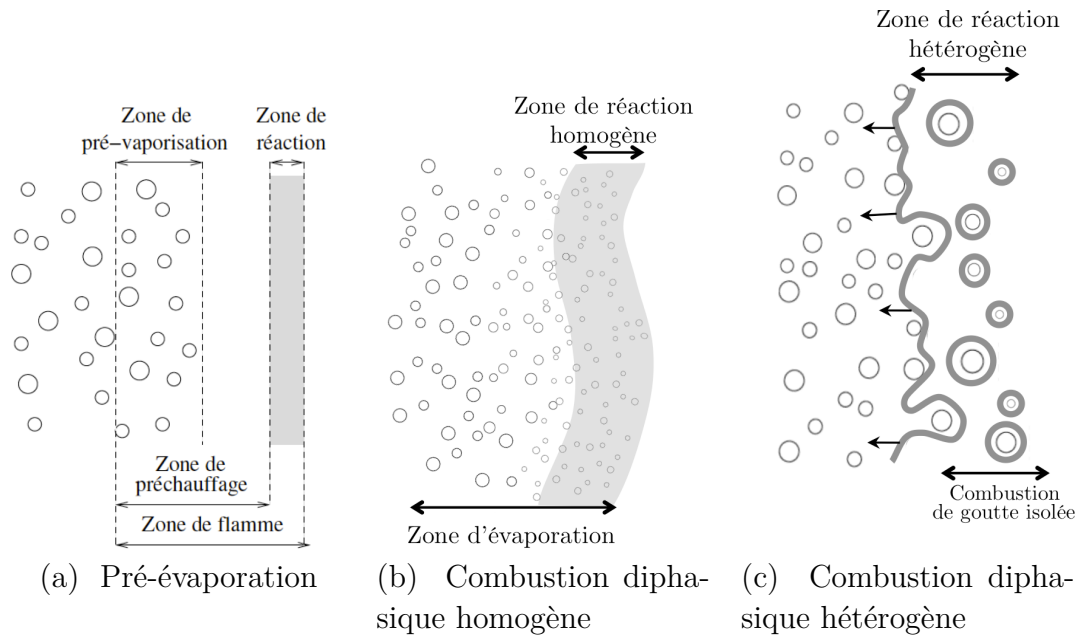


FIGURE 1.12 – Les différents régimes d’interaction entre un front de flamme et un spray (d’après [46])

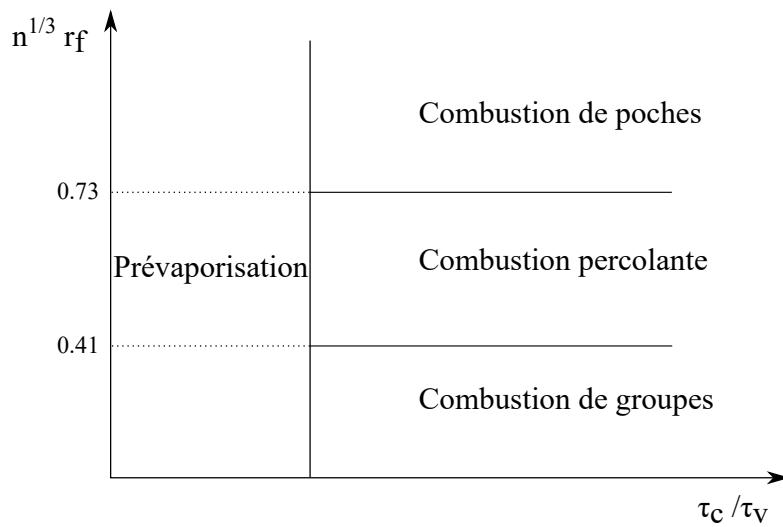


FIGURE 1.13 – Schéma synthétique des différents régimes de combustion des brouillards selon les nombres adimensionnels caractéristiques

milieu diphasique. L'aérosol est créé par expansion (méthode de Wilson) [48], [49]. Ils ont ainsi montré que la vitesse de propagation de la flamme peut être fortement modifiée par la présence des gouttes de carburant dans le milieu combustible. De petites gouttes auront tendance à réduire la vitesse de la flamme par rapport à un équivalent gazeux. L'effet des grosses gouttes dépend des conditions thermodynamiques (richesse, pression), la vitesse peut être soit réduite soit accrue. Il a aussi été noté que la présence de gouttes de taille importante, $20 \mu m$ dans leur cas, provoque une rugosité dans la structure du front de flamme.

Ces résultats ont été corroborés par Nomura et al. [50], [51]. L'impact de la granulométrie de l'aérosol sur la vitesse de la flamme se révèle particulièrement complexe et non-monotone. Les expériences ont été menées dans un dispositif d'enceinte de combustion à expansion et en condition de gravité réduite (tour d'impesanteur) afin d'éviter la sédimentation des gouttes. La déstabilisation de la flamme par des grosses gouttes est aussi observée, le diamètre critique étant également ici $20 \mu m$.

L'influence de l'interdistance a été mise en avant par Nunome et al. [52] pour la propagation d'une flamme dans un aérosol de n-decane. La vitesse de propagation maximale est atteinte pour une interdistance égale au rayon de la flamme autour des gouttes en combustion. Ceci place le maximum en régime de percolation. Ainsi, pour des composés peu volatils, la propagation de la flamme se fait de proche en proche, la flamme entourant une goutte allumant la suivante.

La combustion d'aérosols de carburant fut aussi fortement étudiée par l'équipe de Leeds (Bradley, Lawes et leurs collaborateurs). La méthode expérimentale est similaire aux précédentes, i.e. la technique de condensation par expansion rapide. Outre la confirmation des résultats pré-cités, i.e. la modification de la vitesse de flamme et le déclenchement prématuré des instabilités [53], [54], plusieurs résultats notables sont apparus. Tout d'abord, la présence de goutte peut induire une vitesse de flamme oscillante [55], [56] due à une oscillation de richesse dans la zone de réaction. Il a de plus été montré [57] que des gouttes suffisamment massives peuvent traverser le front de flamme jusque dans les gaz brûlés. Il est suggéré par l'étude que ce franchissement serait d'une importance majeure dans le déclenchement des instabilités. Enfin, il a été démontré que l'effet de l'aérosol sur le comportement de la flamme (vitesse, morphologie) devient négligeable lorsque la turbulence devient élevée [54], [58].

Ce franchissement a de surcroît un impact sur la pression maximale de combustion [59], celle-ci étant réduite par la présence des gouttes. L'effet est d'autant plus important que le composé est moins volatil : le carburant formant les gouttes qui

franchissent le front de flamme s'évaporant sans brûler, il ne contribue pas à la combustion.

Études expérimentales menées au laboratoire ICARE Ce paragraphe a vocation à présenter les études précédemment menées au laboratoire ICARE concernant la combustion diphasique. La configuration choisie est celle de la flamme en propagation sphérique dans un milieu diphasique. La description du dispositif pourra être consultée dans le chapitre 2 de ce manuscrit. La première étape indispensable fut la caractérisation du dispositif expérimental, principalement concernant la formation de l'aérosol [60].

Il a ensuite été montré que la présence des gouttes dans le milieu réactif a une forte influence sur les limites d'inflammabilité, sur la vitesse de propagation et sur la morphologie de la flamme [61], [62]. Ces résultats sont en accord avec l'état des connaissances sur la combustion diphasique, tels que décrits précédemment.

Il a ensuite été montré que sous certaines conditions, des gouttes de carburants peuvent traverser le front de flamme et finir de s'évaporer dans les gaz brûlés [63]. Enfin, des études ultérieures [64], [65] ont montré un lien entre le passage/non-passage des gouttes à travers le front de flamme et la déstabilisation de la flamme par la présence des gouttes.

Études numériques Outre les études expérimentales, plusieurs équipes se sont penchées sur la simulation numérique des flammes diphasiques. Le cadre de cette étude étant purement expérimental, l'étude bibliographique concernant cet aspect n'a pas vocation à être exhaustive mais à présenter quelques études intéressantes et pertinentes pour ce manuscrit.

L'équipe de Haldenwang et Nicoli a simulé la propagation d'un front de flamme à travers un réseau de gouttes. Les différents modes de propagation d'une flamme pauvre selon Da_v observés expérimentalement ont été retrouvés [66]. Si $Da_v \ll 1$, les gouttes sont pré-vaporisées. Pour $Da_v < 2$, la structure de flamme devient instable et un mode de propagation oscillant apparaît. Enfin, si $Da_v \gg 1$, la vaporisation contrôle la propagation de la flamme. D'autres simulations pour des flammes pauvres [67] et riches [68] se sont intéressées aux modes de propagation de ces flammes dans un réseau régulier et monodisperse. Enfin, dans l'étude conjointe précédemment citée [65], il est montré que la présence des gouttes déclenche l'apparition d'instabilités de Darrieus-Landau qui ne seraient pas présentes pour une

flamme gazeuse équivalente.

Plus récemment, Ozel Erol et al. [69] ont simulé en DNS des flammes diphasiques en expansion sphérique. Le comportement des flammes obtenues est en accord avec les résultats expérimentaux, i.e. une modification de la vitesse de flamme et une plus grande sensibilité au déclenchement des instabilités.

Bilan Pour résumer, les points importants des précédentes études sont :

- (i) les limites d'inflammabilité d'un mélange diphasique sont élargies,
- (ii) les vitesses de flammes peuvent être fortement modifiées (positivement ou négativement) par rapport à un mélange gazeux,
- (iii) la présence de gouttes entraîne le déclenchement prématuré des instabilités dans le cas de flammes en propagation sphérique,
- (iv) le passage des gouttes à travers le front de flamme semble avoir une influence majeure sur la stabilité de la flamme.

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1	Introduction	30
2.2	Enceinte de combustion sphérique	30
2.2.1	Micropesanteur et vols paraboliques	30
2.2.1.1	Problématique de la présence de pesanteur	30
2.2.1.2	Les vols paraboliques	31
2.2.2	Dispositif expérimental	33
2.2.2.1	Chambre à double confinement	35
2.2.2.2	Automatisation et mesure des données thermodynamiques	36
2.2.2.3	Système d'injection du mélange gazeux	36
2.2.2.4	Création du brouillard	40
2.2.2.5	Système d'allumage	43
2.2.2.6	Procédure et déroulement d'une expérience	44
2.3	Brûleur laminaire	45
2.3.1	Injecteur piézoélectrique	46
2.3.2	Système de transport des gouttes	46
2.3.3	Brûleur	48
2.4	Bilan	49

2.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de décrire en détail les dispositifs expérimentaux utilisés durant cette étude. Les flammes diphasiques en expansion sphérique ont été étudiées dans une enceinte de combustion sphérique à double confinement. Afin de compléter les résultats obtenus par l'intermédiaire du premier dispositif expérimental, un brûleur laminaire permettant l'injection de gouttes de carburant au niveau du front de flamme a été utilisé.

2.2 Enceinte de combustion sphérique

2.2.1 Micropesanteur et vols paraboliques

2.2.1.1 Problématique de la présence de pesanteur

Les gouttes étudiées dans le dispositif expérimental, comme tout objet ayant une masse, sont soumises aux forces de gravité terrestre et aux différentes forces volumiques dues, entre autre, à la rotation et à la non-sphéricité de la Terre ainsi qu'aux variations d'altitude. Ces forces sont regroupées sous la notion de pesanteur. La direction de cette force définit la verticale et sa norme a se décompose comme le produit de la masse de la goutte par l'accélération locale de la pesanteur. La valeur de cette accélération dépend majoritairement de l'altitude et de la latitude, et de manière plus minoritaire de la longitude (à Orléans, $g = 9.8082 \text{ m/s}^2$ [70]).

Ainsi, pour une goutte sphérique soumise à la pesanteur, à une force de traînée modélisée par une loi de Stokes et à la poussée d'Archimède, sa vitesse de chute terminale est définie comme la vitesse de chute en régime stationnaire.

$$v_{term} = \frac{\rho_l - \rho_g}{18\mu_g} g d_g^2 \quad (2.1)$$

Avec g l'accélération locale de la pesanteur, ρ_g et ρ_l respectivement les masses volumiques du gaz environnant et de la goutte, μ_g la viscosité dynamique du gaz et d_g le diamètre de la goutte. Ainsi, une goutte de taille $d = 25 \mu\text{m}$ dans de l'air à pression atmosphérique et à $T = 300 \text{ K}$ ainsi qu'à $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ aura une vitesse

de chute de $v_{term} = 1.5 \text{ mm/s}$. Cette vitesse n'est pas négligeable en considérant les temps caractéristiques de l'expérience et la taille de la chambre de combustion. Cette sédimentation a pour conséquence une non-homogénéité de la répartition spatiale de l'aérosol, une non-stationnarité du brouillard ainsi que l'apparition de coalescence entre les gouttes.

2.2.1.2 Les vols paraboliques

Une solution à cette problématique est de faire "tomber" l'intégralité de l'expérience (gouttes et dispositif expérimental) à la même vitesse, c'est-à-dire de la mettre en état d'impesanteur. Le terme de micropesanteur est utilisé à la place de celui d'impesanteur car il persiste toujours un reliquat d'accélération. De même, le terme de microgravité couramment utilisé est impropre car l'expérience est toujours soumise à la gravité. Par rapport au niveau de la mer, l'intensité de la gravité n'est réduite que de 0.25 % à une altitude de 8 km (typique d'un vol parabolique) et de 11 % à 400 km (ISS).

Plusieurs solutions techniques sont envisageables pour obtenir des trajectoires de chutes libres : les tours de chute libre (e.g. Bremen Drop Tower), les vols paraboliques, les vols suborbitaux (fusées sondes, e.g. TEXUS) ainsi que les vols orbitaux (e.g. l'ISS).

Parmi toutes ces solutions, l'utilisation des vols paraboliques est la plus adaptée aux contraintes de cette étude. En effet, cette méthode offre le meilleur compromis entre durée et qualité de micropesanteur, coût et facilité d'opération. Elle a aussi pour avantage de permettre aux expérimentateurs d'accompagner leur expérience. Le principe du vol parabolique est de lancer l'avion sur une trajectoire de chute libre, i.e une ellipse. L'avion ne réalisant que le sommet de cette trajectoire, celle-ci peut être facilement approximée par une parabole.

La durée de chute libre durant une parabole est proportionnelle à la vitesse d'injection v_0 et au sinus de l'angle d'injection θ_0 par rapport à l'horizontale (eq. 2.2). Le terme d'injection se rapporte au moment de la transition vers la micropesanteur, i.e. le début de la parabole. Il est donc ainsi primordial de maximiser ces deux grandeurs afin d'accroître le temps de micropesanteur.

$$t_{parabole} = \frac{2v_0 \sin \theta_0}{g} \quad (2.2)$$



FIGURE 2.1 – Airbus A310 Zero-G et définition des axes x , y et z de l'avion – Crédits Novespace

Une parabole typique peut se décomposer en 5 étapes successives :

1. L'avion est en palier horizontal à une vitesse proche de sa vitesse maximale.
2. Les pilotes cabrent l'appareil progressivement jusqu'à un angle compris entre 45° et 50° par rapport à l'horizontale. Durant cette période d'environ 20 s, les moteurs sont plein gaz et le facteur de charge de l'avion atteint $1.8g$. Cette étape a pour but de maximiser les grandeurs v_0 et $\sin \theta_0$.
3. Lorsque l'angle de tangage atteint les 50° , les pilotes réduisent la poussée des moteurs au niveau requis pour compenser exactement la traînée de l'avion. En parallèle, l'avion est placé à l'angle de portance nulle. Ceci annule toutes les forces autres que la pesanteur : il s'agit de l'injection vers l'impesanteur. Durant cette période de transition d'environ 5 s, le facteur de charge passe de $1.8g$ à $0g$.
4. Les pilotes maintiennent la période de micropesanteur pendant environ 20 s en ajustant constamment l'assiette pour rester à l'incidence de portance nulle. C'est durant cette période que l'avion possède une trajectoire parabolique.
5. Lorsque l'avion atteint une inclinaison négative de 45° , les pilotes entament la ressource de sortie jusqu'à atteindre de nouveau une trajectoire en palier. De manière similaire à la ressource d'entrée, le facteur de charge de l'avion est d'environ $1.8g$.

Les vols paraboliques effectués durant cette thèse ont été réalisés à bord de l'Airbus A310 Zero-G de Novespace (filiale du CNES) et sont financés par le CNES. Quatre campagnes de vols ont été réalisées, chacune comportant 3 vols de 31 paraboles. Les niveaux de micropesanteur obtenus sont généralement de $\pm 10^{-2}g$, la qualité

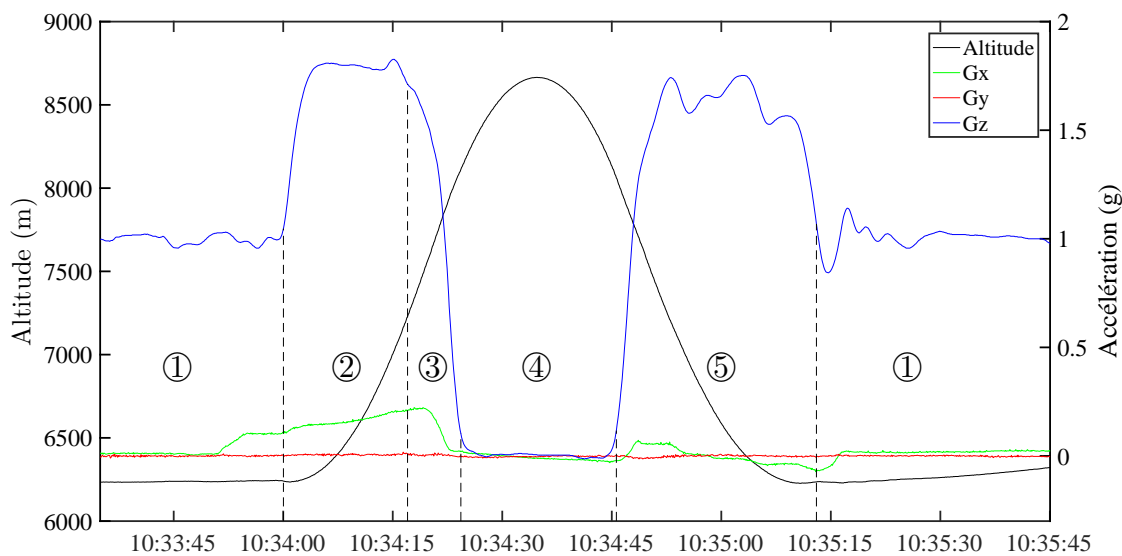


FIGURE 2.2 – Mesure d'accélération à bord de l'A310 Zero-G (VP142, vol 3, parabole 10) et étapes principales de la séquence – Données Novespace

des paraboles étant soumise aux aléas des conditions météorologiques, ceci pouvant introduire des accélérations parasites sur les 3 axes de l'appareil.

2.2.2 Dispositif expérimental

Cette section vise à décrire le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des flammes en propagation sphérique. Les manuscrits des deux thèses précédentes [8], [9] peuvent être utilisés en temps que références complémentaires à cette section.

L'utilisation de vols paraboliques impose de fortes contraintes expérimentales, à la fois de sécurité et opérationnelles. Il doit être prouvé que l'expérience est sûre. Elle doit être capable de résister à un atterrissage sans train, i.e. $9g$ dans la direction longitudinale et $3g$ dans l'axe transversal. En outre, le dispositif expérimental doit être résistant à une double défaillance sans intervention d'opérateurs.



FIGURE 2.3 – Photographie du dispositif expérimental en configuration de vol à bord de l'A310 ZERO-G et en configuration chimiluminescence/ILIDS

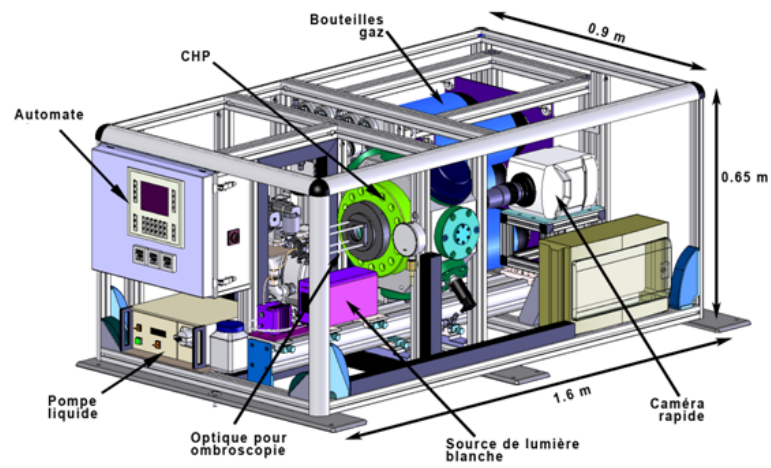


FIGURE 2.4 – Modélisation CAO du dispositif expérimental en configuration ombroscopie

2.2.2.1 Chambre à double confinement

Les expériences sont réalisées dans une chambre à double confinement (cf. fig. 2.5). La combustion est réalisée dans une chambre de combustion sphérique en acier inoxydable de 1 L nommée IHP (Insert Haute Pression) qui est elle-même insérée dans une chambre haute pression en alliage d'aluminium de 11 L nommée CHP (Chambre Haute Pression). Les deux chambres sont reliées par 8 clapets d'évacuation disposés de manière symétrique sur l'IHP. Ces clapets, initialement maintenus fermés et étanches par des ressorts, s'ouvrent si la différence de pression entre l'IHP et la CHP, $P_{IHP} - P_{CHP}$, est supérieure à 0.025 MPa.

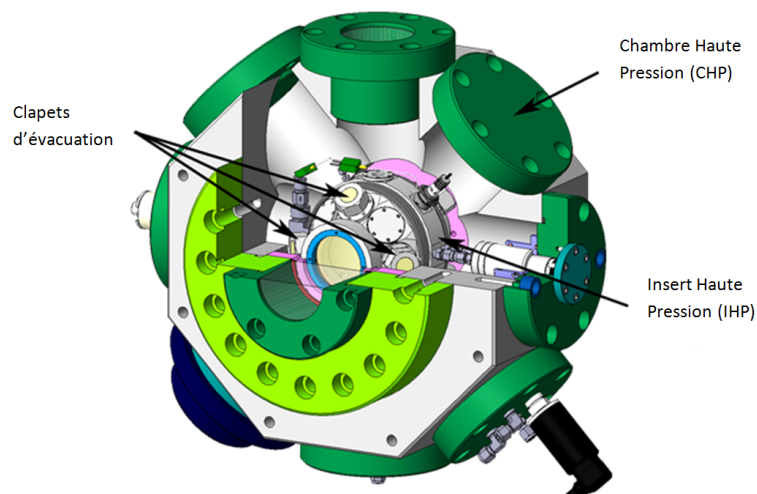


FIGURE 2.5 – Modélisation CAO de la chambre de double confinement

Lors de la phase de remplissage, l'IHP est remplie du mélange combustible tandis que la CHP est remplie de manière simultanée et symétrique d'un gaz inerte, le diazote (N_2). Lors de la propagation de la flamme, la pression différentielle entre l'IHP et la CHP augmente jusqu'à ouvrir les clapets et évacuer une partie des gaz inflammables dans la CHP. Le ratio V_{CHP}/V_{IHP} étant grand, il réduit drastiquement la montée en pression dans la chambre de combustion. D'autre part, ces gaz sont inertés par le N_2 , ce qui assure la non-inflammabilité des gaz présents dans la CHP.

Les deux chambres de combustion sont équipées de hublots alignés permettant la visualisation de l'intérieur de l'IHP par des méthodes optiques. Ces différentes méthodes sont détaillées dans le chapitre 3.

2.2.2.2 Automatisation et mesure des données thermodynamiques

Le séquençage des paraboles étant particulièrement rapide, il a été jugé nécessaire d'automatiser le déroulement de l'expérience. Celle-ci est entièrement contrôlée par un automate Siemens ET 200S programmable. Le contrôle par l'expérimentateur est fait pas l'intermédiaire d'une interface tactile Siemens OP177B. L'automate contrôle l'ensemble des vannes du dispositif par l'intermédiaire d'un circuit pneumatique basse pression pressurisé au N_2 . Il reçoit en outre les données des capteurs décrits ci-dessous qui sont utilisés lors des procédures de remplissage et de détente par l'intermédiaire de régulateurs de type PID.

Le dispositif expérimental est doté d'une série de capteurs permettant de mesurer les propriétés thermodynamiques de l'expérience en temps réel. Ces capteurs ont une double finalité, ils sont utilisés par l'automate et pour le traitement à posteriori des données.

Deux thermocouples de type K sont utilisés par les régulateurs de température de l'évaporateur et du chauffage IHP. Un dernier thermocouple de type K permet de mesurer la température du mélange pendant le remplissage et la détente.

Les mesures de pression sont réalisées à partir de différents capteurs répartis dans la chambre à double confinement. La régulation du remplissage et de la détente est faite à partir de deux capteurs piézo résistifs Keller 21Y et 33X, équipant respectivement la CHP et l'IHP. Un capteur de pression rapide AVL est placé en paroi de l'IHP afin de mesurer la pression lors de la détente et lors de la combustion. Enfin, un capteur de pression mécanique de type Bourdon est relié à la CHP afin d'obtenir une valeur visuelle de la pression dans la chambre.

Les signaux analogiques sont centralisés sur une carte d'acquisition permettant l'enregistrement des différents signaux après numérisation, chacun ayant sa propre fréquence d'échantillonnage et son propre trigger (cf. tableau 2.1).

2.2.2.3 Système d'injection du mélange gazeux

Le remplissage air pour l'IHP et N_2 pour la CHP s'effectue respectivement à partir d'une bouteille d'air et de quatre bouteilles de N_2 embarquées à bord de l'avion. La régulation des débits de remplissage des chambres est pilotée à partir de l'automate par l'intermédiaire de deux débitmètres massiques thermiques de Brooks Instrument débit maximal 100 NL/min pour le N_2 et 10 NL/min pour l'air.

Grandeur	Capteur	Point de mesure	Fréquence d'acquisition (Hz)	Phase
Température	thermocouple K	Chauffe IHP	10	remplissage
	thermocouple K	Chauffe évaporateur	10	remplissage
	thermocouple K	IHP gaz	10 150	remplissage détente
Pression	Keller 33X	IHP	10	remplissage
	Keller 21Y	CHP	10	remplissage
	AVL	IHP	1000 7680	détente combustion
Tension	∅	charge bobine	7680	allumage

TABLE 2.1 – Récapitulatif des capteurs et des paramètres d'acquisition installés sur le dispositif expérimental

En effet, afin de garantir l'étanchéité entre les deux chambres, il faut remplir celles-ci en gardant le différentiel de pression aussi faible que possible. Le remplissage de l'IHP par un PID dont la valeur cible est la pression finale de remplissage. Un autre PID est utilisé pour la CHP, la cible est cette fois-ci une différence de pression nulle entre les deux chambres, calculée de manière dynamique. La pression de la CHP suit ainsi celle de l'IHP.

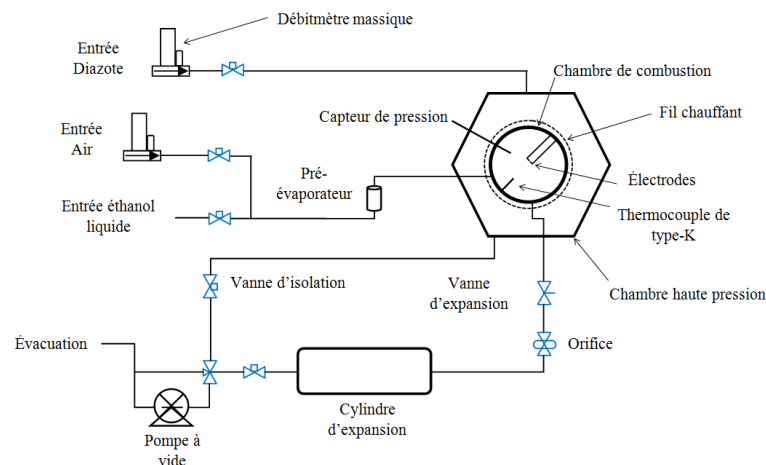


FIGURE 2.6 – Schéma simplifié du circuit gaz du dispositif expérimental

L'éthanol est initialement stocké sous forme liquide dans une fiole. Il est mis en

mouvement de manière continue dans un circuit fermé par une pompe liquide Gilson. Une vanne de commutation Velco 8 ports/2 voies est utilisée pour transférer le liquide de ce circuit au circuit de remplissage de l'IHP. Cette vanne est équipée de deux boucles d'échantillonnage de volume $V_{boucle} = 20 \mu L$, et est reliée aux deux circuits simultanément (cf. fig. 2.7).

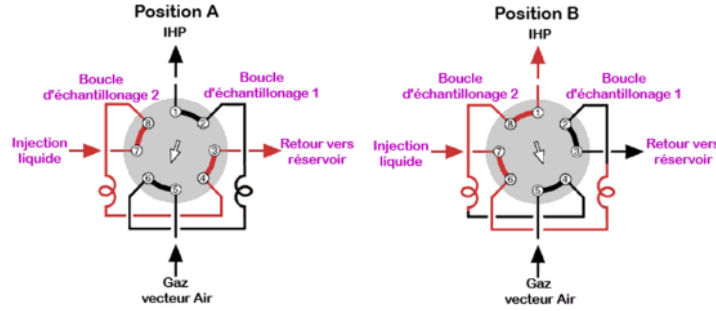


FIGURE 2.7 – Principe de fonctionnement de la boucle d'injection de carburant liquide

En configuration A, les boucles d'échantillonnages 1 et 2 sont respectivement reliées au circuit d'air et d'éthanol. Lors du changement de configuration vers la position B, la boucle 2 est alors connectée au circuit d'air. Celui-ci pousse alors le liquide initialement dans la boucle vers la chambre de combustion. Pendant ce temps, la boucle 1 se recharge en liquide. Ainsi, chaque rotation de la vanne induit l'injection d'un volume de liquide bien défini. Il faut cependant noter la présence d'un volume interne "mort" de la vanne qui doit être rajouté à celui de la boucle en elle-même, $V_{mort} = 8.5 \mu L$.

La quantité de matière n_{fuel} de carburant injectée est égale à

$$n_{fuel} = \frac{N_b(V_{boucle} + V_{mort})\rho_{fuel}}{M_{fuel}} \quad (2.3)$$

avec N_b le nombre de bascules de vanne et ρ_{fuel} et M_{fuel} respectivement la masse volumique et la masse molaire du carburant liquide.

La quantité de matière d'air dans l'IHP s'exprime

$$n_{air} = n_{tot} - n_{fuel} \quad (2.4)$$

$$= \frac{P_{ini}V_{IHP}}{RT_{ini}} - n_{fuel} \quad (2.5)$$

Pour la combustion du composé $C_xH_yO_z$, le ratio molaire à la stœchiométrie est défini

$$\left(\frac{n_{fuel}}{n_{O_2}}\right)_{st} = \frac{1}{x + y/4 - z/2} \quad (2.6)$$

Fuel	Formule	$\left(\frac{n_{fuel}}{n_{O_2}}\right)_{st}$
Dihydrogène	H_2	2
Méthane	CH_4	1/2
Propane	C_3H_8	1/5
Heptane	C_7H_{16}	1/11
Octane	C_8H_{18}	1/50
Décane	$C_{10}H_{22}$	1/62
Ethanol	C_2H_6O	1/3

TABLE 2.2 – Ratios molaires à la stœchiométrie pour quelques carburants

Ainsi, la richesse peut être calculée

$$\phi = \frac{n_{fuel}/n_{O_2}}{(n_{O_2}/n_{air})_{st}} \quad (2.7)$$

$$= (n_{fuel}/n_{air})_{st}^{-1} (1 + r) \frac{n_{fuel}}{n_{air} - n_{fuel}} \quad (2.8)$$

avec $r = x_{diluant}/x_{O_2}$ le ratio des fractions molaires du diluant (i.e. le diazote pour l'air) par rapport à l'oxygène.

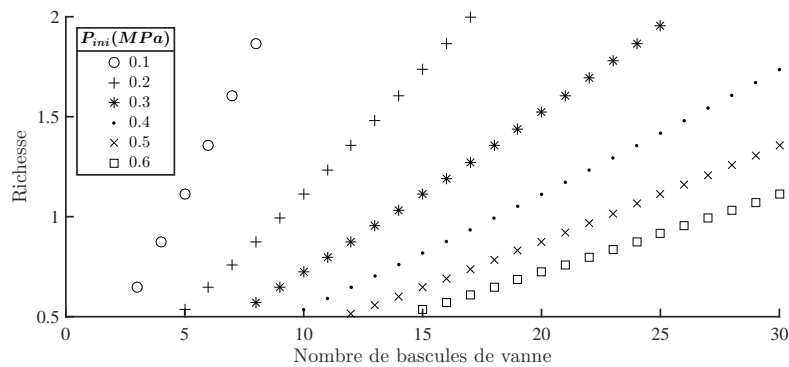


FIGURE 2.8 – Évolution de la richesse en fonction du nombre de tours de vanne et de la pression de remplissage

Cependant, certaines contraintes doivent être prises en compte lors du choix de la richesse :

- le temps entre chaque rotation de la vanne doit être suffisant pour que la boucle puisse se remplir de carburant,
- la richesse doit se situer dans les limites d'inflammabilité du carburant dans le mélange comburant,
- une richesse très élevée peut conduire à une condensation du carburant sur les parois de l'IHP (en particulier sur les hublots),
- des suies peuvent être créées à très haute richesse pour les molécules lourdes.

2.2.2.4 Création du brouillard

Méthode de l'expansion rapide Le brouillard de gouttes est généré par la méthode de l'expansion rapide. L'IHP, initialement remplie du mélange air/carburant gazeux, est mise au contact d'un réservoir initialement mis au vide par l'ouverture d'une vanne. Cette chute de pression entraîne un refroidissement du gaz, ce qui abaisse la pression de vapeur saturante du carburant par la loi de Clausius-Clapeyron. Lorsque la pression partielle de carburant devient supérieure à la pression de vapeur saturante, il commence à nucléer en un nuage de gouttelettes.

Le contrôle de la détente s'effectue par l'intermédiaire de deux paramètres. Tout d'abord, l'intensité de la chute de pression ΔP qui est directement régulée par l'automate lors de l'expérience. La vitesse de la chute de pression est quant à elle modifiable par l'intermédiaire de la taille d'un orifice placé entre l'IHP et le réservoir d'expansion.

Les études précédentes ont montré que la valeur de la densité en volume de gouttes est déterminée dans les premières centaines de millisecondes après le début de la condensation tandis que le diamètre des gouttes croît pendant l'intégralité de la détente.

La méthode de condensation par expansion rapide a pour avantage de produire un aérosol homogène et quasi monodisperse (cf. fig. 2.9).

Phénomène de nucléation Comme indiqué ci-dessus, l'aérosol de gouttes est créé par le phénomène de nucléation. La compréhension de celui-ci est donc nécessaire afin de maîtriser le dispositif expérimental. Il peut être distingué deux phénomènes différents conduisant à la nucléation de gouttes dans un gaz, les nucléations homogènes et hétérogènes.

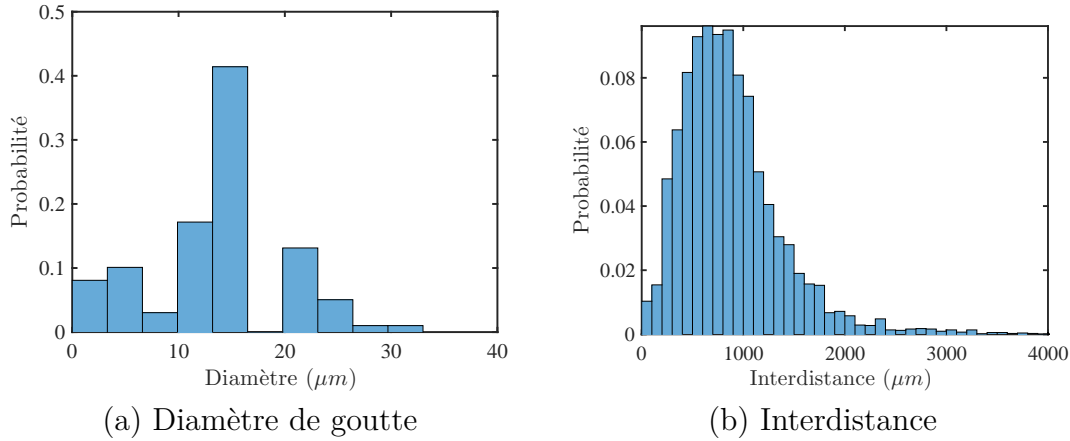


FIGURE 2.9 – Distribution granulométrique pour $P_{ini} = 0.45 \text{ MPa}$, $\phi = 1.3$, $\Delta P = 0.12 \text{ MPa}$

Nucléation homogène La nucléation homogène correspond à la condensation d'un gaz en gouttes dans un milieu initialement purement gazeux (air et vapeur). La condensation a lieu lorsque la pression partielle en vapeur devient plus grande que la pression de vapeur saturante du composé. Il est ainsi utile de définir la notion de saturation comme le ratio de p_{sat} et p_{sat}^0 qui sont respectivement les pression de vapeur saturante autour de la goutte en formation et au dessus d'une surface plane.

$$s = \frac{p_{sat}}{p_{sat}^0} \quad (2.9)$$

Cependant, la nucléation homogène est particulièrement coûteuse énergétiquement et nécessite des saturations particulièrement élevées. Ainsi, pour l'éthanol, la saturation doit atteindre environ $s = 2.5$ pour réaliser une nucléation homogène [71].

Nucléation hétérogène Un second phénomène de nucléation apparaît lorsque le milieu ambiant contient des substrats solides nanométriques ou micrométriques. Ces éléments, typiquement des poussières en suspension, servent de site de nucléation lors de la condensation, celle-ci est favorisée car énergétiquement plus facile [72].

La théorie de Köhler [73] prend en compte à la fois les effets de courbure autour de la goutte (effet de Kelvin) et la présence de substrats (effet de Raoult). Cette théorie permet de calculer la sursaturation s nécessaire à la condensation d'une

goutte de diamètre r .

$$s = \left(1 - \frac{B}{r^3}\right) e^{\frac{A}{r}} \quad (2.10)$$

avec

$$A = \frac{2M_L\sigma}{\rho_L RT} \quad (2.11)$$

$$B = i_s N_s \frac{3M_L}{4\pi\rho_L} \quad (2.12)$$

où M_L , ρ_L et σ sont respectivement la masse molaire, la masse volumique et la tension superficielle du liquide, i_s le facteur de Van't Hoff (degré de dissociation du soluté) et N_s le nombre de mole de soluté.

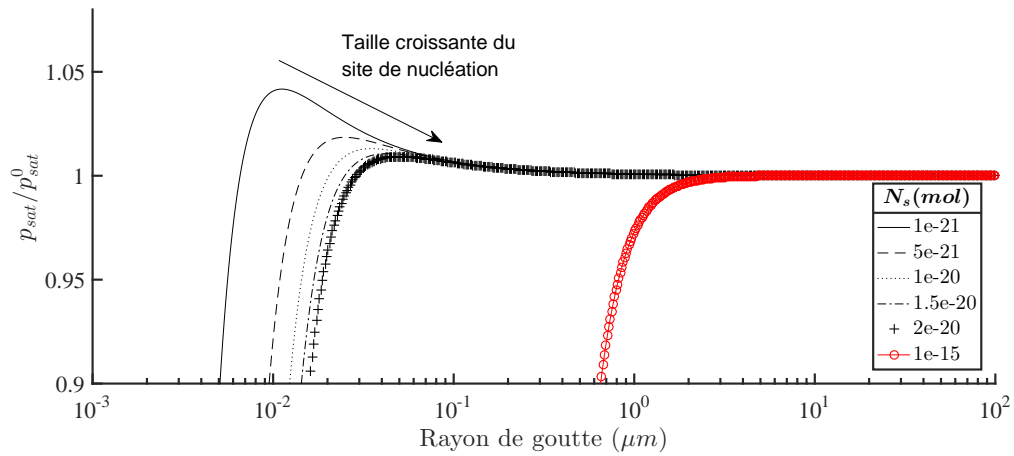


FIGURE 2.10 – Courbe de Köehler - saturation en fonction de la taille de la goutte d'éthanol

La figure 2.10 illustre le degré de saturation nécessaire pour condenser une goutte sur un substrat. Pour qu'une goutte puisse se condenser, elle doit parcourir la courbe de la gauche vers la droite, i.e. accroître son diamètre. Cependant, si la saturation requise (axe des ordonnées) devient supérieure à la saturation ambiante, la goutte ne peut plus grossir et finit par s'évaporer complètement. Par exemple, pour $N_s = 10^{-21} \text{ mol}$, la saturation ambiante doit être supérieure à $s = 1.04$ pour pouvoir grossir au-delà de $0.01 \mu\text{m}$. Il peut être observé que plus le site de nucléation est important (N_s élevé), plus la sursaturation nécessaire à la création de grosses gouttes est faible.

L'expérience est munie d'un filtre à 500 nm . Considérant des particules de densité 10^3 kg/m^3 et de masse molaire 0.05 kg/mol , N_s est de l'ordre de grandeur

de $10^{-15} mol$. Ces sites de nucléation étant particulièrement grands, le degré de saturation à la nucléation nécessaire est égal à 1.

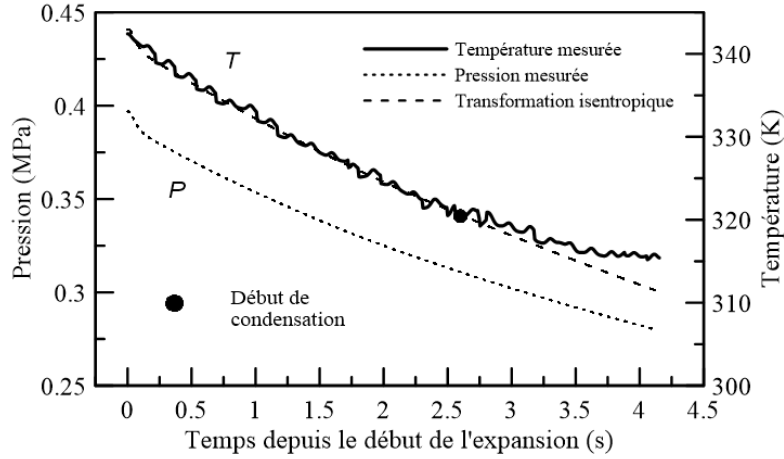


FIGURE 2.11 – Évolution de la pression et de la température durant la détente - $\phi = 1.4$, $P_{ini} = 0.4 MPa$, $T_{ini} = 343 K$ (d'après [9])

La figure 2.11 illustre la chute de pression et de température lors de la détente. L'acquisition en température a été effectuée par un thermocouple de type K nu de $13 \mu m$ possédant un temps de réponse extrêmement rapide. Au point de condensation, $P_c = 0.34 MPa$ et $T_c = 320.4_{-0.5}^{+0.5} K$. L'équation d'Antoine donne alors $p_{sat}^0 = 0.027_{-6 \cdot 10^{-4}}^{+1 \cdot 10^{-3}} MPa$ [74]. Ceci donne une saturation très proche de 1, $s = 0.98_{+0.02}^{-0.02}$.

L'expression de la pression de vapeur saturante étant très sensible à la température, cette valeur de s n'indique qu'un ordre de grandeur de la saturation atteinte lors de la nucléation de l'éthanol. Cependant, la saturation est très inférieure à celle requise pour une nucléation homogène ($s \simeq 2.5$), ce qui confirme que celle-ci est hétérogène. Ceci tend à être corroboré par les très lourdes procédures expérimentales de nettoyage qui sont nécessaires pour observer une nucléation homogène [75] et qui sont incompatibles avec les contraintes expérimentales de cette étude.

2.2.2.5 Système d'allumage

Lorsque la vanne qui relie l'IHP au réservoir d'expansion se referme, le mélange diphasique présent dans la chambre continue d'être agité d'un mouvement important. Ainsi, un délai de quelques centaines de millisecondes est imposé entre la fin

de l'expansion et le déclenchement de la procédure d'allumage afin de laisser au mélange le temps de se stabiliser.

L'allumage au centre de l'IHP est effectué à partir d'une bobine d'allumage de type automobile. Celle-ci est reliée à deux électrodes en tungstène de 0.35 mm de diamètre via une bougie modifiée. L'énergie déposée est contrôlée par le temps de charge de la bobine. Ce paramètre est choisi pour minimiser l'énergie déposée (afin de perturber le moins possible la flamme) tout en assurant la présence de l'arc électrique (tension supérieure au champ disruptif du mélange).

2.2.2.6 Procédure et déroulement d'une expérience

La figure 2.12 résume la procédure expérimentale utilisée. Le séquençage des expériences est contraint par celui des paraboles, i.e. 2 minutes de palier entre chaque parabole, pour un cycle complet durant 3 minutes. Ceci limite la pression avant détente à 4.5 bar compte tenu du temps de mise au vide et du temps de remplissage. Cependant, des pressions plus élevées peuvent être obtenues au cours des paraboles suivant les pauses (6 paraboles par vols).

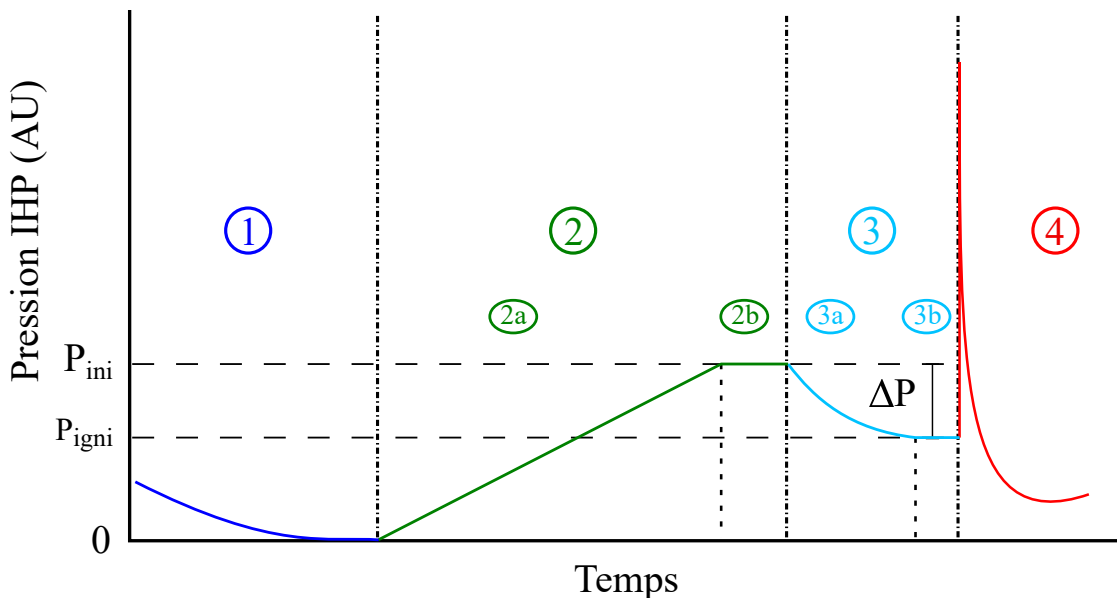


FIGURE 2.12 – Séquençage des phases principales d'une expérience

1. **Mise au vide** Les chambres sont mises au vide par la pompe sèche à spirales afin d'évacuer les produits de combustion de l'expérience précédente.

2. **Remplissage** Sur commande de l'opérateur, l'automate commence le remplissage simultané des chambres avec respectivement le mélange combustible gazeux et le N_2 (étape **2a**). Le mélange repose ensuite jusqu'à la période de micropesanteur (étape **2b**).
3. **Détente** Lorsque le niveau de micropesanteur est jugé satisfaisant, l'opérateur déclenche la détente (étape **3a**). Afin d'atténuer d'éventuels courants, le mélange repose quelques centaines de millisecondes dans la chambre (étape **3b**).
4. **Combustion** Après ce délai, la combustion est déclenchée par la bobine. L'expérience est ensuite prête à être relancée pour un nouveau cycle.

Quatre paramètres expérimentaux principaux sont modifiables afin de contrôler les propriétés du mélange, la pression initiale de remplissage P_{ini} , la richesse ϕ (ou de manière équivalente le nombre de tours de vanne), l'amplitude ΔP de la chute de pression ainsi que la durée t_{fall} de celle-ci. Le tableau 2.3 résume l'effet de ces 4 paramètres sur la granulométrie du mélange.

	<i>SMD</i>	N_d
P_{ini}	\emptyset	+
ϕ	+	+
ΔP	+	\emptyset
t_{fall}	\emptyset	-

TABLE 2.3 – Tableau synthétique de l'effet de chaque paramètre sur la granulométrie du mélange : + effet positif, \emptyset effet négligeable, - effet négatif

La granulométrie étant déterminée par la thermodynamique, il n'est généralement pas possible de découpler les propriétés de la flamme (nombre de Lewis, épaisseur de flamme, vitesse de propagation...) de la granulométrie. Ceci limite ainsi fortement la gamme de points de mesure, il n'est par exemple pas possible d'obtenir de grosses gouttes dans un mélange pauvre et à basse pression.

2.3 Brûleur laminaire

Un second dispositif expérimental a été mis en place lors du dernier semestre de la thèse qui est basé sur l'utilisation du brûleur à jet impactant utilisé lors de la thèse de C. Bariki [76]. Le système de génération de vortex utilisé précédemment a

été remplacé par un système d'injection de train de gouttes. Le but de ce dispositif est d'injecter une goutte de carburant qui viens interagir avec un front de flamme perpendiculaire.

2.3.1 Injecteur piézoélectrique

Les gouttes sont générées par un injecteur piézoélectrique MD-K-140 (*microdrop Technologies*). Cet injecteur produit des gouttes monodisperses d'environ $50 \mu\text{m}$ pour une vaste gamme de liquides (eau, éthanol, hydrocarbures ...).

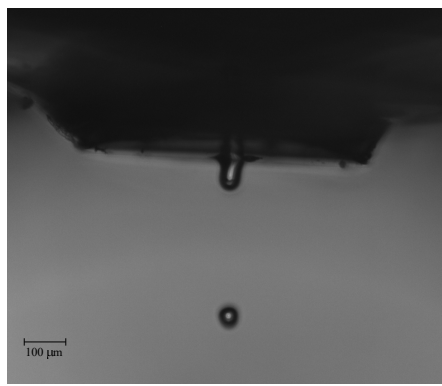


FIGURE 2.13 – Goutte d'éthanol en sortie de l'injecteur – image obtenue par stroboscopie

Quatre paramètres sont utilisés pour contrôler la création des gouttes : la tension et la durée de l'excitation du cristal piézoélectrique, la température de chauffe de l'injecteur ainsi que la fréquence de répétition. Ce dernier paramètre contrôle la périodicité du train de gouttes et peut varier de quelques hertz à quelques centaines de hertz. Lors du réglage de ces paramètres, l'objectif est d'obtenir un train de gouttes possédant une vitesse initiale importante, de la taille souhaitée ($50 \mu\text{m}$) et sans gouttelettes satellites.

2.3.2 Système de transport des gouttes

L'injection des gouttes étant positionnée en bas du brûleur, il faut transporter les gouttes jusqu'à la flamme, à une vitesse analogue à celle des gaz environnants. L'inertie initiale fournie aux gouttes par l'injecteur n'étant pas suffisante,

il est nécessaire d'ajouter un système de transport. Le guidage des gouttes s'effectue par entraînement par un flux gazeux. Ce flux est constitué du prémélange Air/Carburant afin de ne pas perturber la flamme.

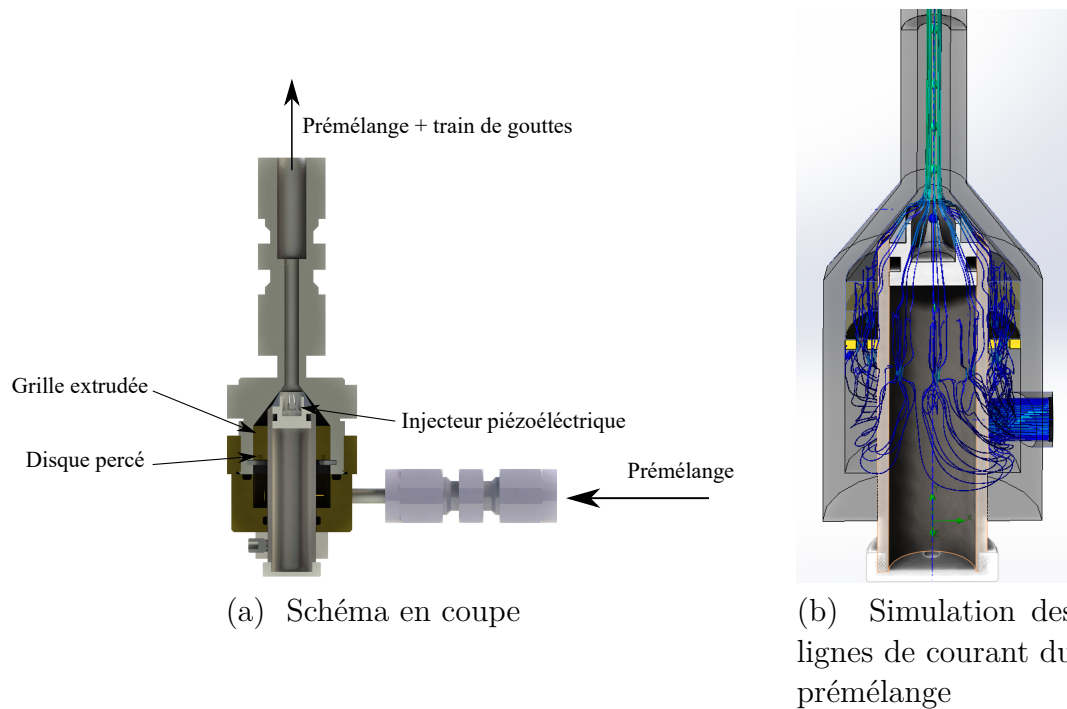


FIGURE 2.14 – Design du système d'injection

La figure 2.14a illustre le fonctionnement du système. Une partie du prémélange est déviée du flux principal et rentre par un unique accès en $3/8''$. Afin de rendre ce flux le plus homogène possible, le gaz passe successivement par un disque percé puis par une grille extrudée permettant d'homogénéiser et de redresser les lignes de courant du prémélange gazeux (cf. fig. 2.14b).

Au niveau de la tête d'injection, le flux de gaz entraîne les gouttes par traînée dans une aiguille de diamètre intérieur 3 mm jusqu'au flux principal dans le convergent du brûleur. Une vitesse minimale du flux d'entraînement est nécessaire afin de garantir l'entraînement des gouttes. Cependant, il faut éviter d'imposer une vitesse trop importante qui aurait pour conséquence une forte déformation de la flamme.

Le temps de séjour des gouttes dans l'aiguille d'injection est d'environ 500 ms ce qui induit une diminution de leur taille par évaporation. Les gouttes principales produites par l'injecteur piézo-électrique ont ainsi un diamètre inférieur au niveau

de la sortie du brûleur. Pour l'éthanol, ce diamètre de sortie est d'environ 20-25 μm , il serait plus important pour des hydrocarbures lourds (heptane, iso-octane) et plus faible pour des liquides volatils tels que l'acétone.

2.3.3 Brûleur

Le dispositif utilisé est de type brûleur à jet impactant (cf. fig. 2.15a). Le système est alimenté en gaz par l'intermédiaire de débitmètres massiques Brooks Instrument. Après mélange entre l'air et le carburant (cf. point $j1$ sur la fig 2.15b), le gaz se dirige vers le système d'ensemencement. Le détail de ce système peut être trouvé au paragraphe 3.4.2.2. Le prémélange ensemencé est ensuite séparé entre le flux principal et le flux d'entraînement (point $s2$). La répartition des débits est effectuée par une vanne micrométrique (vanne $v2$). Concernant le flux principal, le mélange passe à travers une grille de laminarisation. Le prémélange est ensuite accéléré par un profil convergent de rapport de section $S_{entrée}/S_{sortie} = 8.41$. La flamme plate est stabilisée sur une plaque en inox située à 25 mm de la sortie du brûleur. En outre, un co-flow de gaz inerte (diazote) est utilisé afin de faciliter la stabilisation de la flamme.

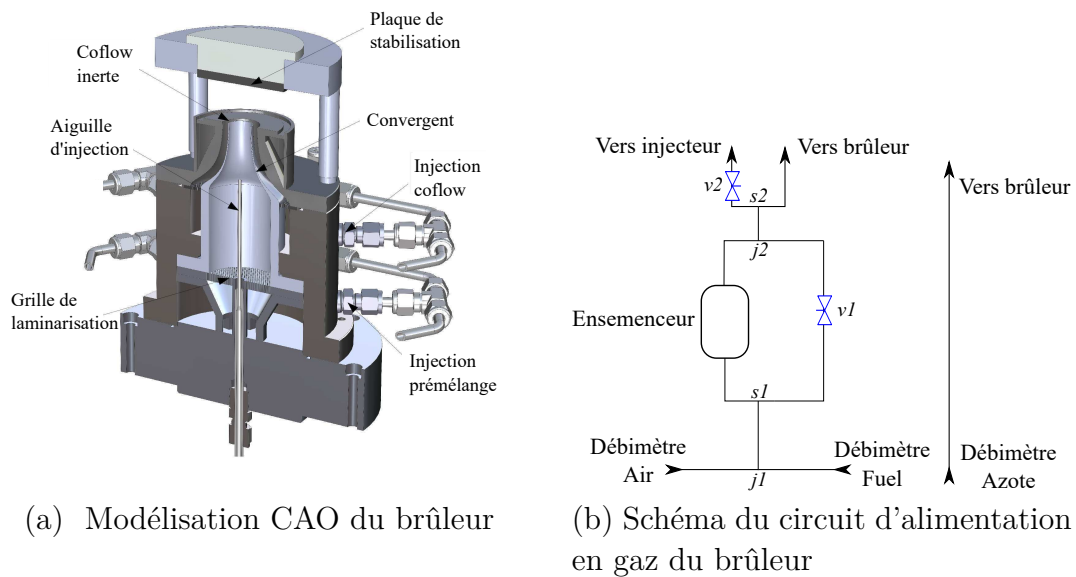


FIGURE 2.15 – Schématisation du fonctionnement du brûleur laminaire

Cette configuration a pour avantage de fournir une flamme plate stationnaire, laminaire et faiblement étirée (cf. fig. 2.16). Les conditions sont ainsi contrôlées

afin de servir de cas canonique à l'interaction entre une goutte et un front de flamme.

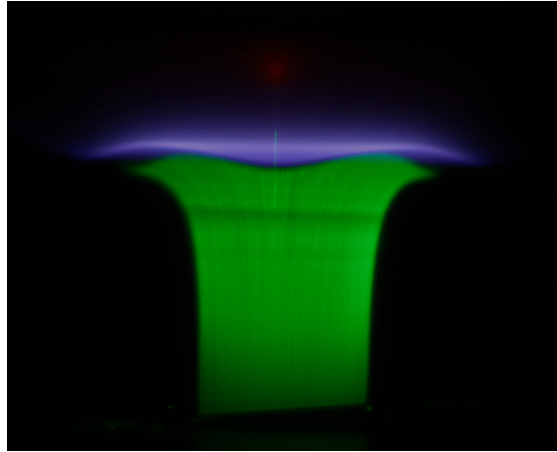


FIGURE 2.16 – Photographie d'une flamme stabilisée méthane/air stœchiométrique

2.4 Bilan

Ce chapitre a été consacré à la description des dispositifs expérimentaux ainsi qu'aux procédures s'y afférant. La première partie s'est concentrée sur le dispositif principal de la thèse, l'enceinte de combustion sphérique à double confinement ainsi qu'à la nécessité de réaliser les expériences en micropesanteur. La seconde partie se focalise sur l'expérience complémentaire, un brûleur laminaire permettant l'injection d'un train de gouttes monodisperses perpendiculairement à la flamme. Un dispositif expérimental sans diagnostics permettant d'observer l'expérience étant superflu, le prochain chapitre est dédié à la description de ceux-ci.

Diagnosics et post-traitement numériques

Sommaire

3.1	Introduction	53
3.2	Ombroscopie	53
3.2.1	Principe de la méthode	53
3.2.2	Implémentation du diagnostic	54
3.2.3	Traitement numérique	55
3.2.3.1	Vitesse de flamme	55
3.2.3.2	Morphologie du front de flamme	59
3.3	Visualisation par chimiluminescence	62
3.3.1	Principe de la méthode	62
3.3.2	Implémentation du diagnostic	63
3.3.3	Traitement numérique	64
3.4	Diffusion de Mie - Tomographie laser - PIV	65
3.4.1	Principe de la méthode	65
3.4.2	Implémentation du diagnostic	66
3.4.2.1	Enceinte de combustion	66
3.4.2.2	Brûleur laminaire	68
3.4.3	Traitement numérique	69
3.4.3.1	Enceinte de combustion	69
3.4.3.2	Brûleur laminaire	72
3.5	Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS)	75
3.5.1	Principe de la méthode	75
3.5.2	Implémentation du diagnostic	77
3.5.2.1	Enceinte de combustion	77
3.5.2.2	Brûleur laminaire	78
3.5.3	Traitement numérique	79

3.5.3.1	Méthode globale	79
3.5.3.2	Analyse individuelle des gouttes	82
3.5.3.3	Traitement des données brutes de comptage	88
3.5.4	Validation	90
3.6	Bilan	91

3.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la présentation des différents diagnostics optiques utilisés pour observer les gouttes présentes dans le milieu et la flamme. Ceux-ci étant implémentés sur deux expériences différentes, leur implémentation et leur post-traitement seront présentés dans le cas le plus complexe afin de ne pas perdre en généralité.

3.2 Ombroscopie

3.2.1 Principe de la méthode

Le front de flamme est l'emplacement d'un très fort gradient de température et par conséquent de masse volumique (cf. fig. 3.1a). L'indice de réfraction étant relié à la masse volumique par la loi de Gladstone (eq. 3.1), le front de flamme correspond donc à un très fort gradient d'indice.

$$n - 1 = \mathcal{K}\rho \quad (3.1)$$

L'ombroscopie est une méthode d'imagerie couramment utilisée pour la visualisation d'écoulements fluides [77]. Ce diagnostic, de même que sa cousine la strioscopie (Schlieren), est basé sur la présence de ces inhomogénéités d'indice optique. La différence entre ces deux diagnostics étant que la strioscopie est sensible à la dérivée première de l'indice de réfraction tandis que l'ombroscopie est sensible à la dérivée seconde.

Afin de pouvoir observer ces gradients d'indice, la flamme est éclairée par une source de lumière collimatée. L'ombre de la flamme par rapport à cette lumière est ensuite projetée sur un écran (cf. fig. 3.1b). Les variations d'intensité apparaissant dans l'ombre de la flamme correspondent ainsi aux variations d'indices, donc de température et par conséquent à la position du front de flamme.

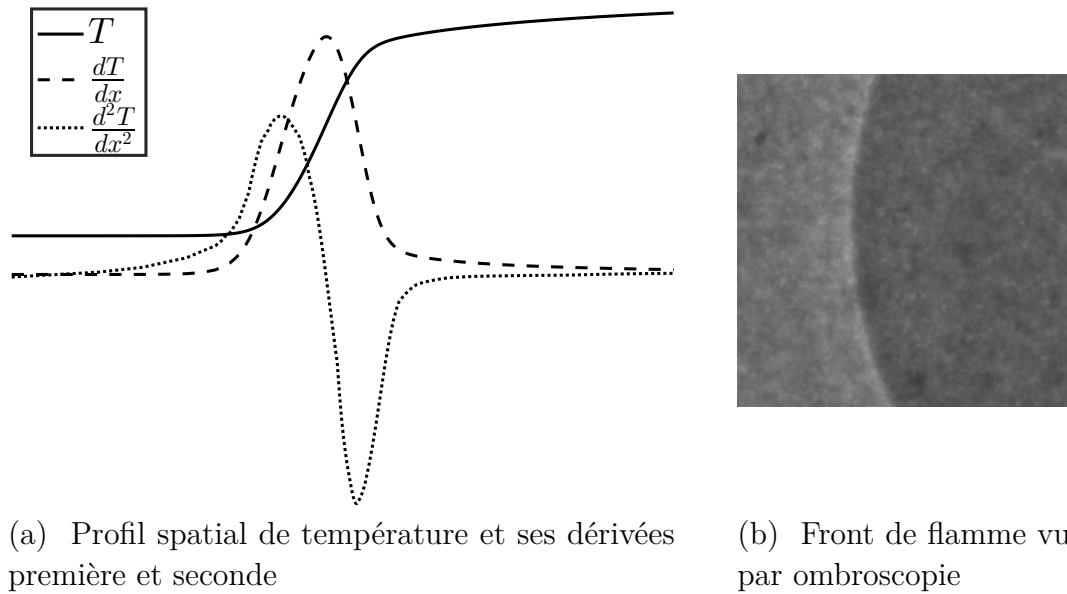


FIGURE 3.1 – Principe de l'ombroscopie

3.2.2 Implémentation du diagnostic

L'ombroscopie a été préférée à la strioscopie pour des raisons pratiques. En effet, les vols paraboliques imposent de nombreuses contraintes de conception (masse, dimensions etc.) et opérationnelles (fortes vibrations, possible relaxation des matériaux en micropesanteur etc.).

La flamme est éclairée par une source de lumière blanche *Laser-Driven Light Source* (LSDS Energetiq EQ-99-FC). Cette source délivre une lumière de puissance stable sur l'ensemble du spectre visible (190nm - 2100nm). Les rayons lumineux divergents issus de la source sont ensuite parallélisés de manière cylindrique par une lentille convergente avant de traverser le double confinement. Les faisceaux lumineux sont ensuite déviés par le front de flamme avant de traverser les hublots opposés. La lumière est alors projetée sur un écran dépoli (calque). Cet écran est finalement filmé à haute vitesse par une caméra rapide Phantom v1210 ou v1611 équipée d'un objectif Nikon 105 mm (cf. fig. 3.2).

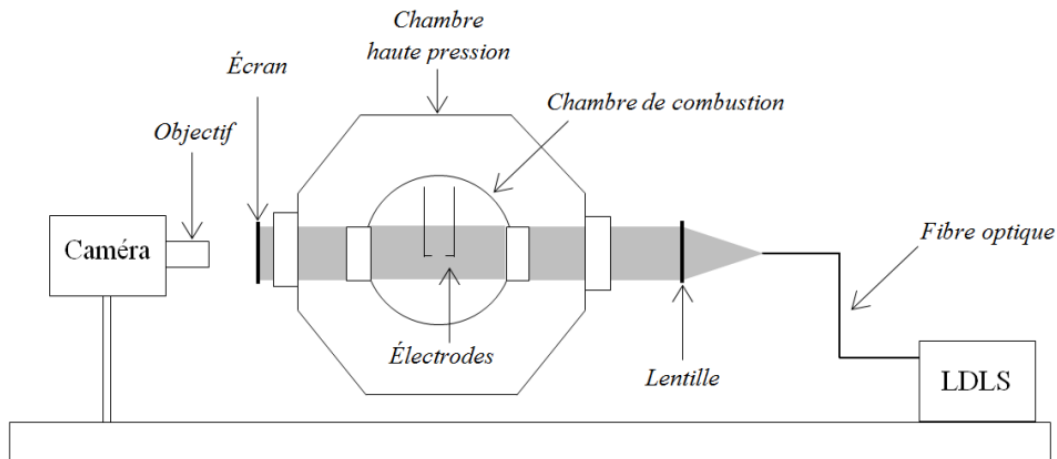


FIGURE 3.2 – Schéma simplifié du montage d'ombroscopie (d'après [9])

3.2.3 Traitement numérique

Les images d'ombroscopie sont utilisées pour deux objectifs différents, la détermination des vitesses de flamme et l'étude de la morphologie des instabilités du front de flamme, qui ont chacun un post-traitement numérique spécifique.

3.2.3.1 Vitesse de flamme

Détection du front de flamme L'étape de détection du front de flamme est d'une importance cruciale car elle détermine la précision finale de l'extraction de la vitesse de flamme.

La méthode de détection se déroule en deux étapes, une binarisation et un traitement sur l'image noir et blanc. La binarisation consiste à sélectionner les pixels tels que $I_{image} < I_{background}$ (cf. fig. 3.3b). L'image subit ensuite une fermeture morphologique (cf. fig. 3.3c). Les régions touchant les bords de l'image sont ensuite supprimées (cf. fig. 3.3d) et les trous comblés (cf. fig. 3.3e). D'éventuels blobs résiduels sont supprimés en ne conservant que la région la plus grande (cf. fig. 3.3f).

La figure 3.4 illustre la détection du front de flamme pour une flamme lisse (fig. 3.4a) et une flamme craquelée (fig. 3.4b). Le rayon de flamme obtenu est déterminé à partir de la surface de flamme détectée en considérant celle-ci comme un disque

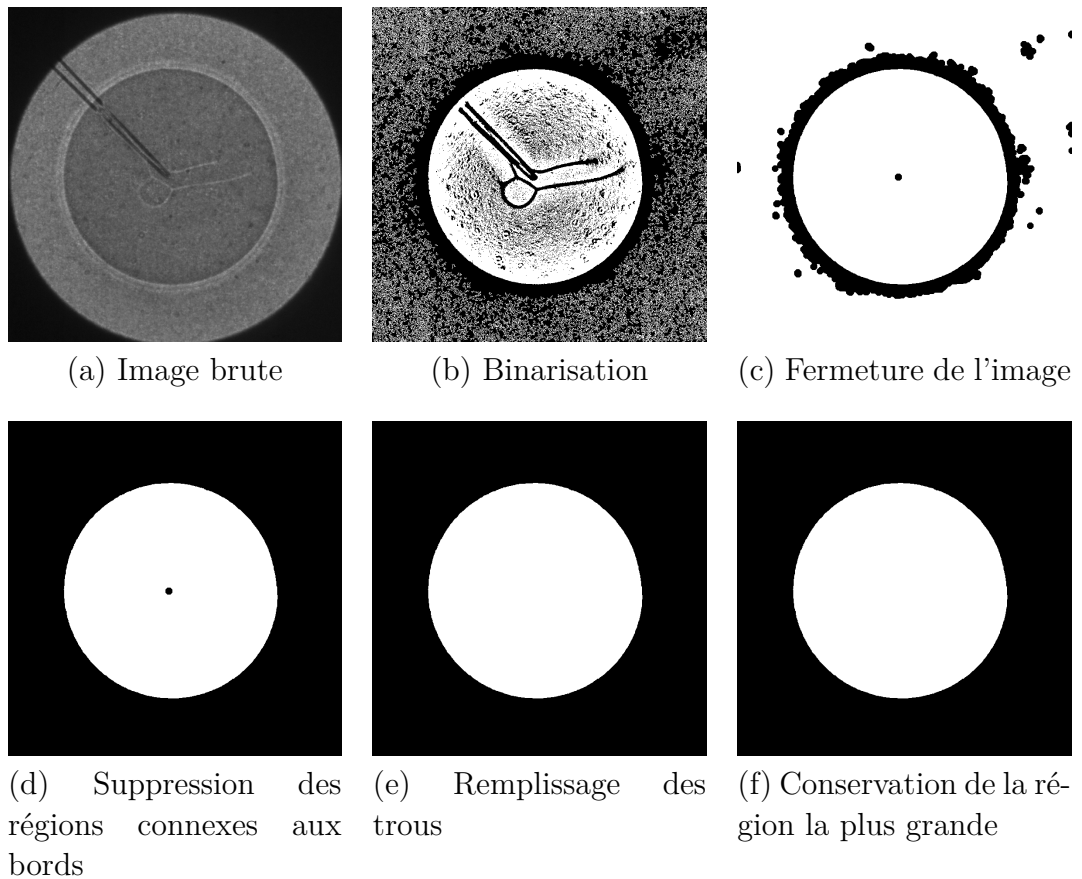


FIGURE 3.3 – Procédure d'extraction du front de flamme pour une image d'om-broscopie

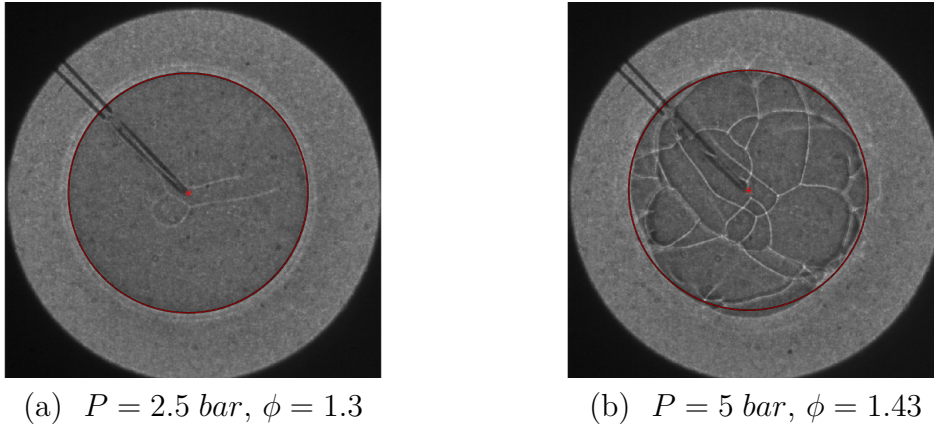


FIGURE 3.4 – Illustration de la détection du front de flamme – combustion d'éthanol dans un mélange comburant 14.4% O_2 , 10% He , 75.6% Ar

$$(R_f = \sqrt{A_f/\pi}).$$

L'intensité de la décharge des électrodes a un fort impact sur la dynamique de la flamme lors de son développement initial. Ainsi, les rayons inférieurs à 0.7 cm sont écartés [26]. En outre, l'impact du confinement apparaît lorsque le rayon de la flamme dépasse le tiers de celui de la chambre, les rayons supérieurs à 2 cm sont de même écartés [78].

Extraction de la vitesse de flamme Les grandeurs fondamentales extraites du tracé temporel du rayon de flamme $R_{flamme-mesure}$ sont la vitesse de combustion laminaire fondamentale ainsi que la longueur de Markstein telles que définies par les équations linéaires (eq. 1.10) et non-linéaire (eq. 1.11). Ces expressions utilisant la dérivée temporelle de $R_{flamme-mesure}$, il est fondamental de filtrer les données afin d'atténuer le bruit introduit par la dérivation. Il a été choisi d'utiliser un filtre de Savitzky-Golay [79] qui consiste à réaliser un lissage en approximant localement la fonction par un polynôme. Cet algorithme a pour avantage d'être robuste, efficace et facile à régler (seulement deux paramètres, le degré du polynôme et la taille de la fenêtre). En nommant \mathcal{SG} ce filtre,

$$R_{f-SG} = \mathcal{SG} (R_{f-mesure}) \quad (3.2)$$

$$V_{f-SG} = \mathcal{SG} \left(\frac{dR_{f-SG}}{dt} \right) \quad (3.3)$$

L'étirement de la flamme est donc défini par

$$K_{SG} = \frac{2V_{s-SG}}{R_{f-SG}} \quad (3.4)$$

La figure 3.5 illustre le résultat de l'extraction du rayon de flamme et de l'étirement. Les résultats filtrés sont de même présentés. Il peut ainsi être observé que ce filtrage est nécessaire à la détermination de l'étirement.

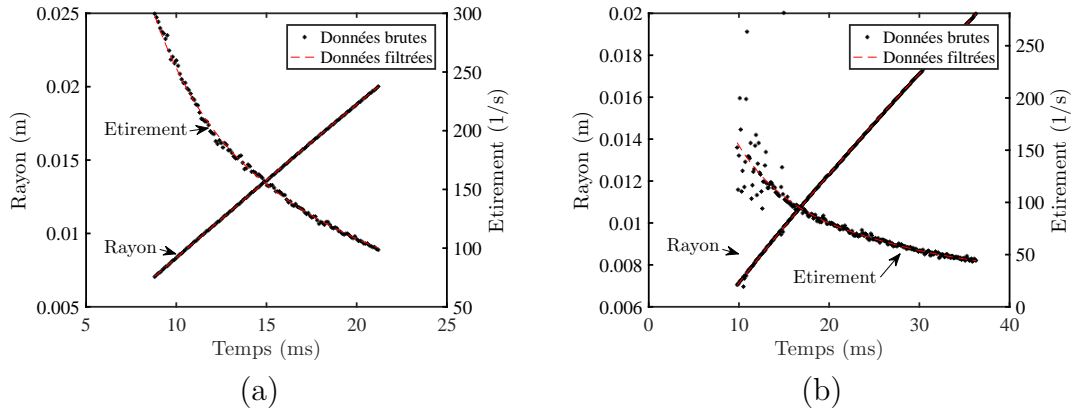


FIGURE 3.5 – Évolution temporelle du rayon de flamme et de l'étirement

Les valeurs de V_s^0 et \mathcal{L}_b sont ensuite déterminées pour les expressions linéaire et non-linéaire par la méthode des moindres carrés sur l'ensemble de la propagation de la flamme.

$$\inf_{V_s^0, \mathcal{L}_b} \left\| V_{s-SG} - [V_s^0 - \mathcal{L}_b K_{SG}] \right\|_2 \quad (3.5)$$

$$\inf_{V_s^0, \mathcal{L}_b} \left\| \left(\frac{V_{s-SG}}{V_s^0} \right)^2 \ln \left(\frac{V_{s-SG}}{V_s^0} \right) + \frac{\mathcal{L}_b K_{SG}}{V_s^0} \right\|_2 \quad (3.6)$$

D'autres méthodes se basant sur une résolution explicite des équations ou sur des solutions sans dérivation [15], [16] ont été testées, mais se sont révélées moins fiables sur le plan numérique.

La figure 3.6 illustre l'extraction de la vitesse de flamme non étirée pour les deux flammes précédentes. Il peut être noté que pour le cas 3.6a, la différence entre les extrapolations linéaire et non-linéaire est minime tandis qu'elle est plus importante pour le cas 3.6b.

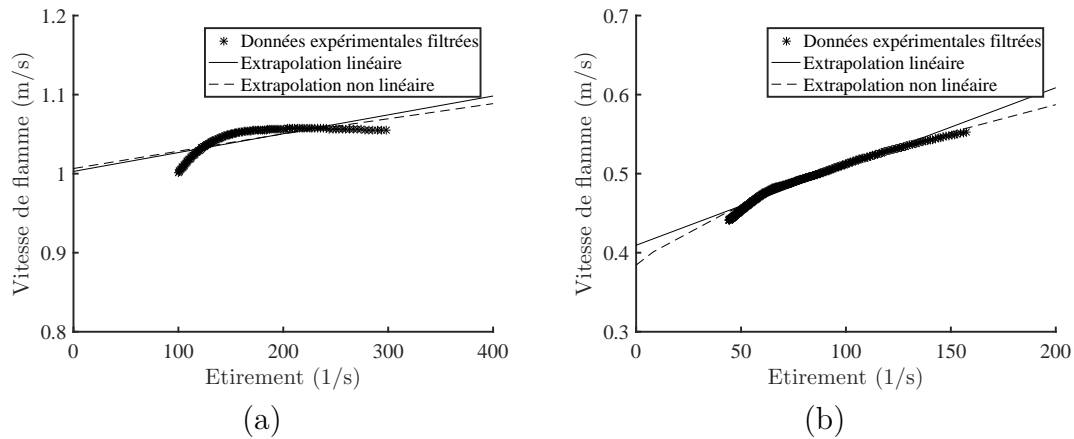


FIGURE 3.6 – Extrapolation à étirement nul de la vitesse de flamme par les méthodes linéaires et non-linéaires

V_s^0 (m/s)	cas (a)	cas (b)
Extrap. linéaire	1.0	0.41
Extrap. non-linéaire	1.0	0.39

TABLE 3.1 – Extraction des vitesses de flammes non étirées (cf. fig. 3.6)

3.2.3.2 Morphologie du front de flamme

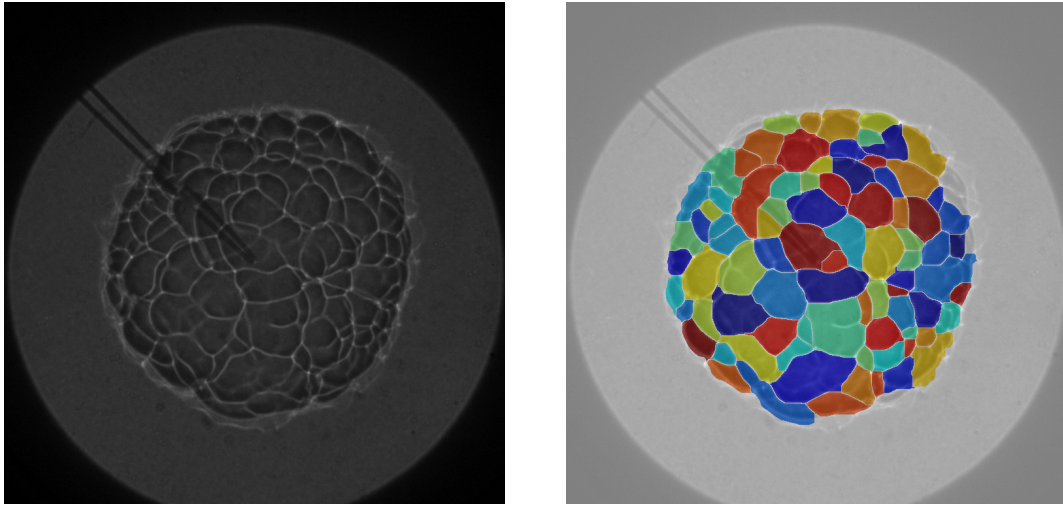
Les flammes instables sont caractérisées par une surface cellulaire. L'étude quantitative de la morphologie de ces flammes nécessite par conséquent le traitement numérique de la surface de la flamme.

Segmentation La première étape du traitement vise à segmenter les différentes cellules présentes à la surface de la flamme, i.e. à définir une frontière précise à chacune d'entre elles. L'algorithme utilisé est basé sur la méthode de la ligne de partage des eaux (plus connue sous son nom anglophone *watershed*). Cette méthode, issue de la morphologie mathématique, se base sur le principe de l'inondation [80]. Chaque minima local de l'image constitue le premier point de sa région. Le niveau «d'eau» monte (l'altitude étant basée sur le niveau de gris de l'image) et les frontières sont définies lors de la rencontre entre «l'eau» de deux régions différentes.

La nature même de la méthode impose qu'il y ait autant de régions segmentées

que de minima locaux sur l'image. Une image réelle (fig 3.7a) contenant du bruit, il est indispensable d'ajouter une étape de traitement afin de retirer tous les minima locaux non significatifs. Ce traitement est basé sur la succession d'un filtre *top-hat* (augmente le contraste des bords) puis d'un filtre par diffusion anisotropique de Perona-Malik [81] (réduit le bruit dans les cellules) et enfin d'un filtre par transformation H-minima (retire les minima non significatifs).

Le résultat ainsi obtenu est illustré par la figure 3.7b, chaque couleur représentant une cellule différente sur la flamme.



(a) Image brute

(b) Image segmentée

FIGURE 3.7 – Processus de segmentation des images d'ombroscopie des flammes instables

Suivi individuel des cellules La méthode du *watershed* est appliquée indépendamment à chaque image de la séquence de propagation de la flamme. Afin de pouvoir suivre individuellement chaque cellule, il est nécessaire d'appliquer un traitement supplémentaire. Celui-ci est basé sur l'optimisation d'une métrique sur l'ensemble des cellules détectées à l'étape précédente [82], [83]. La métrique entre deux cellules i sur l'image n et j sur l'image $n + 1$ est basée sur les propriétés géométriques communes des cellules,

— le taux de recouvrement entre les cellules

$$\mathcal{M}_o(i, j) = 1 - \frac{\mathcal{A}_{inj}}{2} \left(\frac{1}{\mathcal{A}_i} + \frac{1}{\mathcal{A}_j} \right) \quad (3.7)$$

— la distance entre les centroïdes des cellules

$$\mathcal{M}_c(i, j) = \frac{\text{dist}(i, j)}{\sqrt{I_{\text{largeur}}^2 + I_{\text{hauteur}}^2}} \quad (3.8)$$

— la différence de taille relative entre les cellules

$$\mathcal{M}_s(i, j) = \frac{|\mathcal{A}_i - \mathcal{A}_j|}{\max \mathcal{A}_i, \mathcal{A}_j} \quad (3.9)$$

Avec \mathcal{A}_i l'aire de la région i , $\text{dist}(i, j)$ la distance entre les centroïdes des régions i et j et I_{largeur} et I_{hauteur} respectivement la largeur et la hauteur de l'image. La métrique principale est calculée comme la somme pondérée des métriques élémentaires,

$$\mathcal{M}(i, j) = \mathcal{M}_o(i, j) + \mathcal{M}_c(i, j) + 0.5\mathcal{M}_s(i, j) \quad (3.10)$$

La métrique est enfin minimisée sur l'ensemble des cellules afin de déterminer les couples de cellules correspondant entre les images n et $n + 1$.

Correction optiques Les cellules extraites précédemment se trouvent en réalité sur une géométrie tridimensionnelle, celle de la flamme en expansion. Celle-ci peut être considérée en première approximation comme sphérique. Les dimensions observées sur les images correspondent ainsi à une projection d'une géométrie sphérique sur une géométrie plane. Il est donc nécessaire de les corriger.

Un élément de surface $dS_{\text{projeté}}$ situé à une distance r du centre de la flamme projetée a ainsi une vraie surface $dS_{\text{réel}}$,

$$dS_{\text{réel}} = \frac{1}{\sqrt{1 - r^2/R_f^2}} dS_{\text{projeté}} \quad (3.11)$$

De même, la distance entre deux points situés à la surface de la flamme et de latitude et longitude Φ_i et λ_i est déterminée par la formule de Haversine [84],

$$d = 2R_f \arcsin \sqrt{\sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} + \cos \Phi_1 \cos \Phi_2 \sin^2 \frac{\Delta\lambda}{2}} \quad (3.12)$$

En outre, les cellules situées sur le bord d'image de la flamme ne sont pas traitées, car la géométrie de celles-ci est fortement altérée par la projection.

3.3 Visualisation par chimiluminescence

3.3.1 Principe de la méthode

La chimiluminescence correspond à l'émission lumineuse produite par la flamme. Cette production lumineuse est due à la présence dans la flamme d'intermédiaires réactionnels excités de brève durée de vie. En revenant à leur état fondamental, ces espèces vont produire des photons de fréquence déterminée. Pour une flamme hydrocarbure/air, les principaux radicaux sont le OH^* (émission à 308 nm), CH^* (430 nm), C_2^* (309, 431 et 516 nm) et CO_2^* (émission continue sur la bande spectrale 250-700 nm). L'exposant * indique l'état d'excitation du radical.

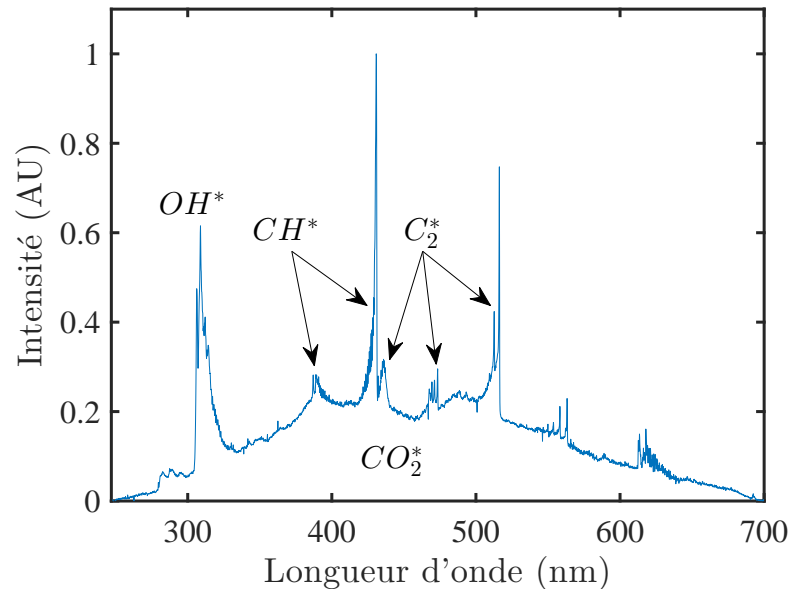


FIGURE 3.8 – Spectre de chimiluminescence d'une flamme de méthane/air stœchiométrique (d'après [76])

La figure 3.8 illustre le spectre d'émission d'une flamme méthane/air stœchiométrique. Une composante continue sur l'ensemble du spectre peut être observée, il s'agit de la contribution du CO_2^* . A celui-ci s'ajoute plusieurs raies d'émission correspondant aux autres radicaux principaux OH^* , CH^* et C_2^* .

Le radical CH^* a été choisi comme marqueur du front de flamme. Il est en effet un bon marqueur de la zone de réaction [85] (cf. fig. 3.9). Il s'agit en outre du pic spectral de plus forte intensité (cf. fig. 3.8). Enfin, il a été montré que pour des flammes de Lewis effectif $Le_{eff} > 1$, la courbure a une forte influence sur l'émission

du CH^* [86]. Les zones d'instabilité étant le lieu de fortes courbures négatives, elles seront visibles sur les images.

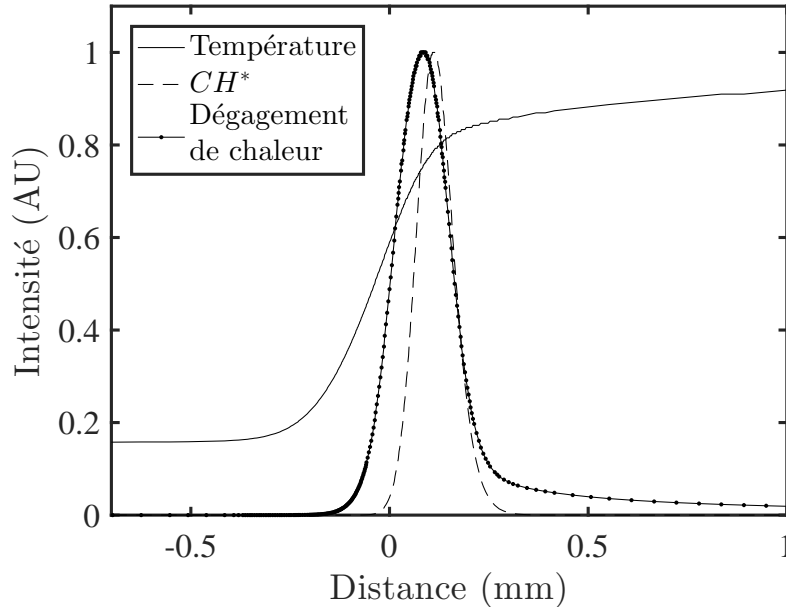


FIGURE 3.9 – Profils adimensionnés de température, de la concentration en radical CH^* et du dégagement de chaleur pour une flamme d'éthanol stœchiométrique

3.3.2 Implémentation du diagnostic

Le signal de chimiluminescence étant produit directement par la flamme, seul un dispositif d'observation est nécessaire. De même que pour les autres diagnostics optiques, l'observation de la flamme lors de l'ensemble de sa propagation est faite par imagerie rapide.

Le signal étant particulièrement faible, il est nécessaire d'intensifier le signal incident. Un intensificateur lumineux rapide LaVision High-Speed IRO est ainsi placé devant la caméra Phantom v1611. L'intensificateur est muni d'un objectif Nikon 105 *mm* équipé d'un filtre interférentiel passe-bande centré sur 430 nm afin de n'extraire que le pic correspondant au signal CH^* . Il faut cependant noter que l'émission issue du CO_2^* dans la gamme de longueurs d'onde observée est aussi acquise par ce diagnostic.

Au contraire de l'ombroscopie où l'objet filmé est planaire (l'écran), l'objet filmé par ce diagnostic est tridimensionnel (la flamme). La profondeur de champ de l'ob-

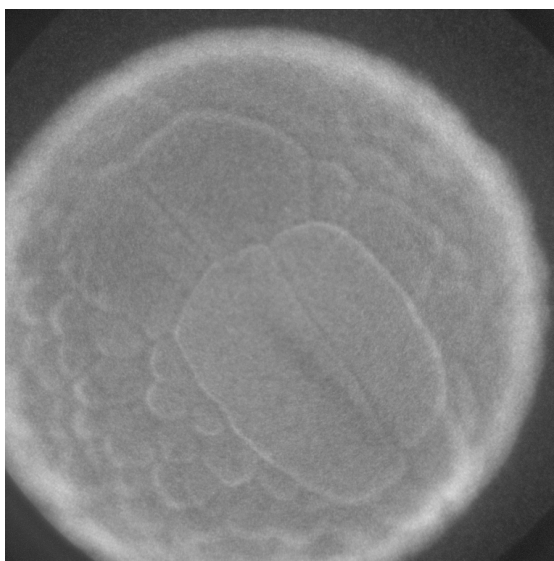


FIGURE 3.10 – Image CH^* intensifiée d'une flamme instable – éthanol/air, $P_{igni} = 0.33 MPa$, $\phi = 1.3$, $\Delta P = 0.12 MPa$

jectif doit ainsi être prise en compte. Pour le système optique utilisé, cette grandeur est faible, environ 1 cm. Ainsi, en mettant l'objectif au point sur l'hémisphère du côté de la caméra, nous sommes sûrs que les détails observés sont situés sur cet hémisphère (cf. fig. 3.10).

3.3.3 Traitement numérique

Le ratio signal/bruit des frontières des cellules d'instabilité étant très faible, il n'a pas été possible de développer un algorithme de segmentation automatique des images de chimiluminescence. Celles-ci ont ainsi été segmentées manuellement puis ont subi le même traitement de correction de la projection que les images d'ombroscopie.

Comme observé dans la figure 3.11, toutes les cellules n'ont pas été segmentées. En effet, il a été préféré une précision sur la détection du nombre, les frontières entre cellules pouvant parfois être ténues et difficiles à distinguer.

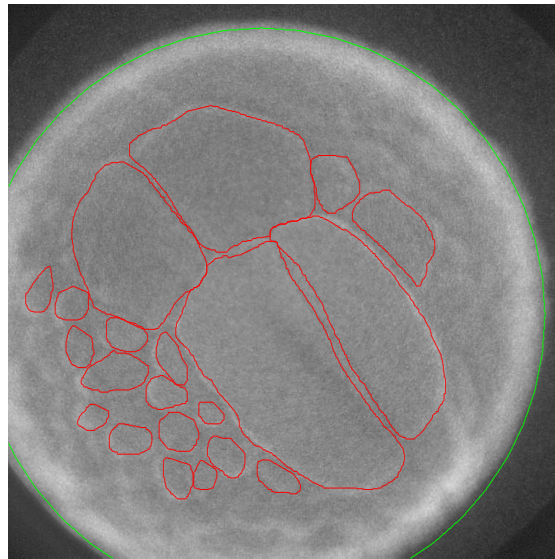


FIGURE 3.11 – Traitement des images de chimiluminescence CH^* – segmentation de la flamme (vert) et des cellules d’instabilité (rouge)

3.4 Diffusion de Mie - Tomographie laser - PIV

3.4.1 Principe de la méthode

La tomographie laser consiste en l’observation directe des gouttes présentes dans le milieu grâce à leur interaction avec un laser incident. La diffusion de la lumière obéit à la théorie de Mie [87], solution particulière des équations de Maxwell pour une onde électromagnétique plane diffusée élastiquement par une particule sphérique d’indice de réfraction complexe (cf. fig. 3.12).

Deux cas de figure expérimentaux peuvent être distingués :

- le milieu contient naturellement des gouttes et celles-ci servent de traceur. Le diagnostic se concentre alors sur la phase liquide. Cette configuration peut être utilisée pour la Vélométrie par Tracking de Particules (PTV) qui permet le suivi individuel de chaque goutte.
- le milieu estensemencé artificiellement en gouttes de petite taille afin de suivre au maximum l’écoulement. La phase d’intérêt est ici le gaz. Ce cas est généralement utilisé pour effectuer de la vélocimétrie laser par particule (PIV) afin de caractériser la cinématique des gaz [88] ou encore la position du front de flamme [89].

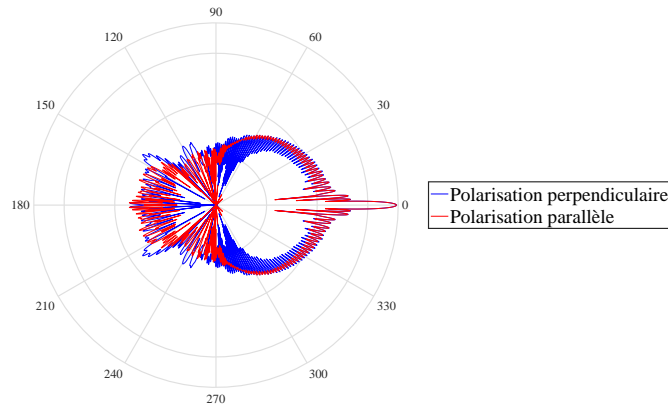


FIGURE 3.12 – Intensité de la diffusion de Mie d’une goutte d’éthanol de diamètre $d = 20 \mu m$ en fonction de l’angle de vue - Calcul effectué avec le logiciel MiePlot

3.4.2 Implémentation du diagnostic

3.4.2.1 Enceinte de combustion

Le diagnostic est utilisé afin d’observer une coupe planaire du milieu à étudier. Afin d’en effectuer la réalisation, un plan laser est créé à l’intérieur de la chambre de combustion.

Le plan laser idéal a pour caractéristiques son homogénéité, la couverture maximale de la chambre de combustion et sa fine épaisseur. La nappe laser est produite à partir d’un faisceau laser continu issu de la source Verdi G-20. Ce laser, de longueur d’onde $\lambda_{laser} = 532 \text{ nm}$ et de diamètre $d_{laser} = 2.25 \text{ mm}$, est d’une puissance variable entre 0 et 20 W [90]. Ce faisceau laser est ensuite transformé en un plan par l’action d’un ensemble d’éléments optiques (cf. fig. 3.13) :

- Un miroir elliptique permettant de dévier verticalement le faisceau qui est initialement horizontal.
- Une lentille plan-convexe de focale $f_1 = 400 \text{ mm}$ focalisant le faisceau et contrôlant l’épaisseur de la nappe.
- Deux lentilles divergentes semi-cylindriques de focale $f_2 = f_3 = -12.5 \text{ mm}$ servant à étaler le faisceau laser en une fine nappe laser d’épaisseur inférieure à $400 \mu m$.
- Un absorbeur de lumière de type escargot situé en bas de l’IHP afin d’absorber la nappe laser. Cet élément est indispensable pour éviter les réflexions sur les parois métalliques de la chambre, réduisant ainsi fortement le bruit

parasite sur les images.

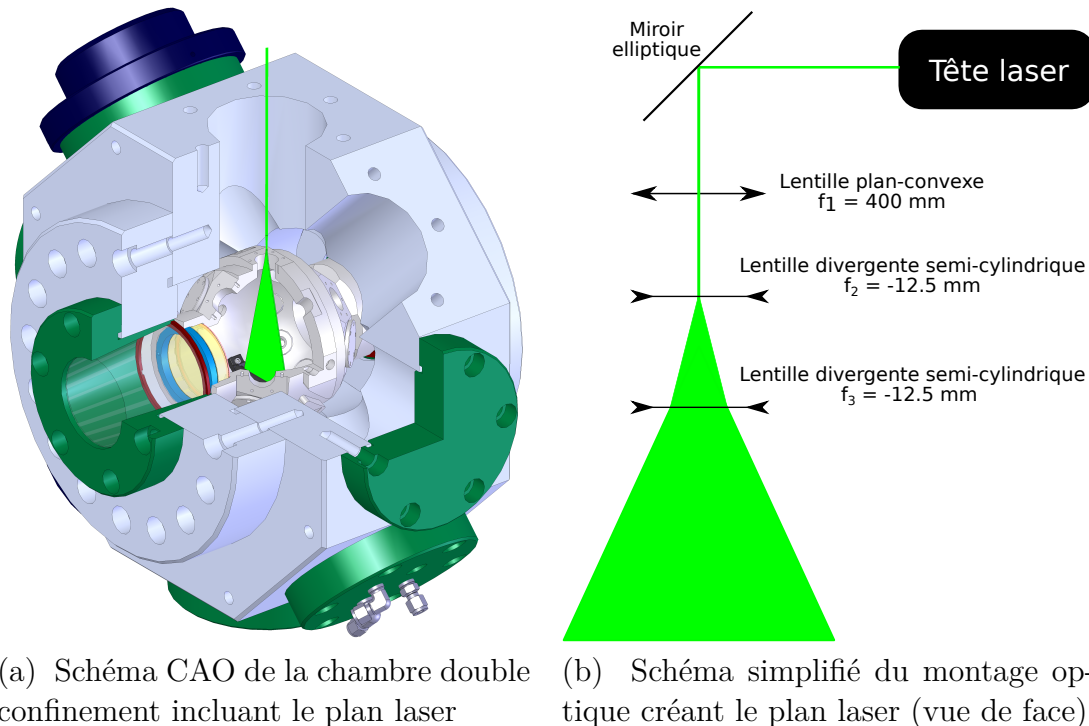


FIGURE 3.13 – Montage optique servant à créer le plan laser

Le réglage du montage optique s'effectue par l'intermédiaire de deux vis permettant la rotation du miroir elliptique. La première étape consiste à régler la position sur l'axe perpendiculaire à la nappe afin de faire passer celle-ci entre les électrodes. Cette étape est réalisée en minimisant les réflexions parasites sur ces mêmes électrodes. La seconde étape est de centrer la nappe laser dans la chambre. Ceci est réalisé en éclairant un brouillard de gouttes et en modifiant l'orientation du miroir jusqu'à obtenir une distribution symétrique en intensité. Afin de se conformer aux normes de sécurité imposées par les vols paraboliques, l'intégralité du chemin optique est confinée et étanche au rayonnement.

Enfin, une caméra rapide, usuellement une Phantom V1210, est placée perpendiculairement à la nappe laser afin d'observer la lumière diffusée par les gouttes. Un objectif Nikon macro de 105 mm à ouverture maximale est utilisé en conjonction avec un filtre passe-bande à 532 nm afin d'éliminer la luminosité produite par la flamme.

3.4.2.2 Brûleur laminaire

La tomographie laser par diffusion de Mie est également utilisée avec le brûleur laminaire. Cependant, outre la présence de gouttes de combustible, l'écoulement estensemencé par des gouttelettes d'huile de Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) de taille typique $d_{10} = 2.4 \mu m$. L'ensemencement fonctionne par effet Venturi pour aspirer et atomiser le liquide dans le flux de prémélange. La densité de gouttes est contrôlée par une vanne pointeau située dans le circuit de contournement de l'ensemencement (*v1* sur la fig. 2.15b).

De même que pour l'enceinte de combustion, le diagnostic implémenté sur le brûleur se base sur une observation planaire à partir d'un plan laser. Ce dernier est créé à partir d'un faisceau laser issu du Verdi G-20 de longueur d'onde $\lambda_{laser} = 532 nm$. Le faisceau est ensuite étendu dans la direction verticale par une lentille semi-cylindrique divergente de focale $f_1 = -25 mm$ puis est affiné par une lentille sphérique convergente de focale $f_2 = 500 mm$. Le faisceau ainsi formé est quasi planaire au niveau du brûleur. Un absorbeur est placé ensuite afin de capter le plan laser après son passage dans le brûleur.

Contrairement à la chambre de combustion, l'épaisseur du laser n'est pas ici un paramètre crucial de l'implémentation, la seule contrainte étant la présence du faisceau de gouttes dans le plan laser.

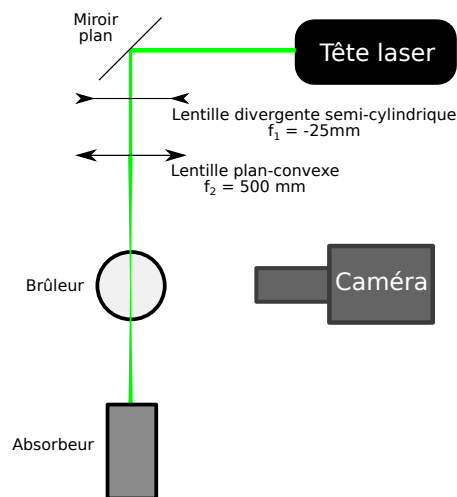


FIGURE 3.14 – Schéma simplifié du montage optique créant le plan laser (vue de dessus)

Une caméra rapide, Phantom V1210, est placée perpendiculairement à la nappe

laser. La caméra est équipée d'un objectif Sigma Macro OS 180 mm. Entre la caméra et l'objectif est placé une bague allonge de 32mm de longueur afin d'accroître le grossissement du système optique.

3.4.3 Traitement numérique

L'utilisation de la diffusion de Mie étant différente entre les deux expériences, les algorithmes de traitement sont présentés séparément.

3.4.3.1 Enceinte de combustion

Comme indiqué précédemment, l'interdistance entre les gouttes est un paramètre majeur de la combustion des aérosols. Il est donc nécessaire de disposer d'une méthode fiable pour déterminer ce paramètre.

Détection des gouttes L'image présentée sur la figure 3.15 illustre la donnée brute de sortie du diagnostic. Chaque point lumineux correspond à une goutte présente dans le plan laser. La première étape consiste à déterminer la position dans l'image de chacune d'entre elles.

La méthode de détection des gouttes est identique à celle utilisée lors de la thèse de R. Thimothée [9] et se base sur une détection par masque gaussien.

Triangulation et calcul des interdistances Une première méthode pour calculer l'interdistance entre les gouttes consiste simplement à en compter le nombre et à supposer une distribution spatiale homogène de l'aérosol.

$$a_{moyen} = \frac{1}{\sqrt[3]{N_{gouttes}/V_{laser}}} \quad (3.13)$$

Cependant, les images de diffusion de Mie permettent de pousser l'analyse de la structure de l'aérosol en donnant la répartition spatiale de la position des gouttes. La méthode la plus adéquate est ainsi de réaliser une triangulation de Delaunay [91] basée sur la position des gouttes calculée précédemment. Cette méthode construit une triangulation telle qu'aucun point n'est à l'intérieur du cercle circonscrit des

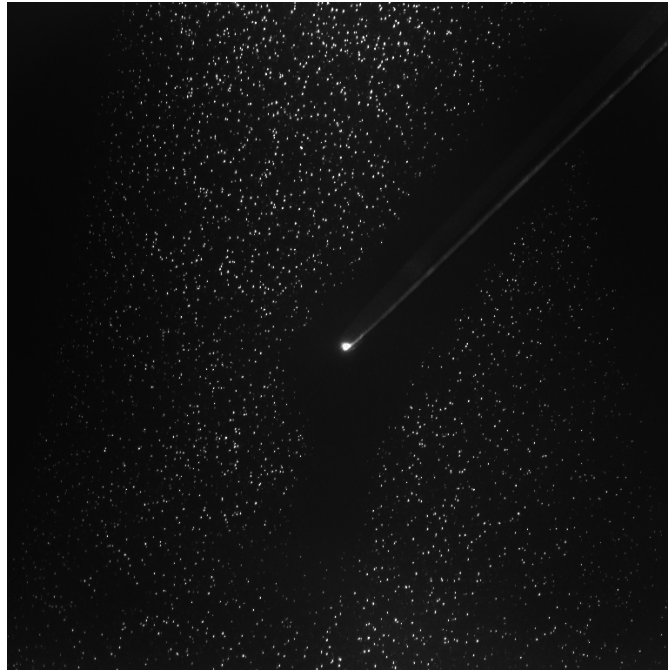


FIGURE 3.15 – Image expérimentale de tomographie

triangles de celle-ci. Cette définition conduit à des arêtes les plus petites possible, ce qui correspond à la définition recherchée de l'interdistance entre les gouttes.

Cependant, l'aérosol peut contenir des "trous", que ce soit par inhomogénéité initiale ou dus à la propagation de la flamme. Il devient intéressant de filtrer les arêtes afin d'éliminer celles ne correspondant pas à une "véritable" interdistance. La méthode utilisée élimine :

- les bords de la triangulation,
- les arêtes trop courtes $\|e\| < \sqrt{2}$,
- les arêtes de longueur éloignée de plus de 3 écarts-types de la moyenne.

Le résultat de cette méthode appliquée sur l'image 3.15 est présenté dans la figure 3.16. Il est possible de calculer une distribution en interdistance à partir de ces données (cf. fig. 3.17). Celle-ci est basée sur une population de 2470 gouttes et 7450 arêtes et donne une interdistance moyenne de 0.58 mm.

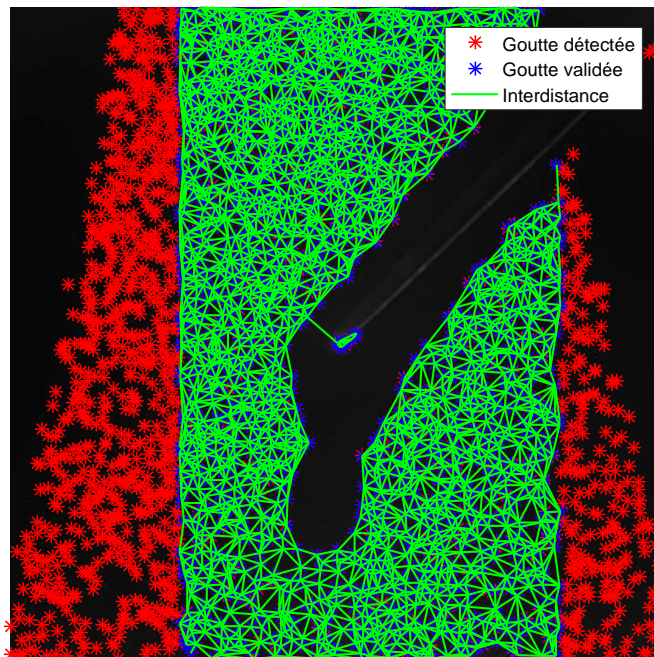


FIGURE 3.16 – Triangulation de Delaunay filtrée

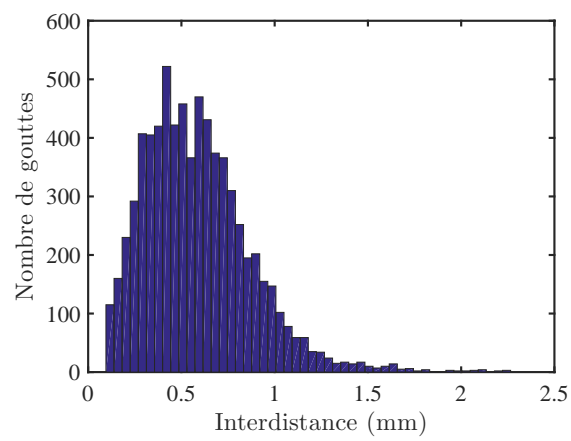


FIGURE 3.17 – Distribution en interdistance sur la figure 3.16

3.4.3.2 Brûleur laminaire

Le diagnostic basé sur la diffusion de Mie est utilisé de manière différente. Il permet en effet d'avoir accès à plusieurs informations. La position du front de flamme et les champs de vitesse des gaz frais sont déterminés en utilisant l'ensemencement tandis que la position et le déplacement de la goutte sont déterminés directement par la diffusion de Mie de celle-ci.

Position du front de flamme Les gouttes de DEHS se vaporisent à une température de 525 K, ce qui permet de déterminer la position d'une ligne isotherme dans le front de flamme.

L'ensemencement PIV étant peu dense, l'isotherme est déterminée à partir de la superposition de 100 images. Ces images sont enregistrées sur une période de 10 ms durant laquelle la flamme reste stationnaire (la flamme peut légèrement osciller selon les conditions, mais à une fréquence bien plus faible).

Après sommation des 100 images (fig. 3.18b), l'image est binarisée (fig. 3.18c) avec un seuil déterminé par la méthode d'Otsu. Le résultat subit ensuite une fermeture morphologique puis les trous éventuellement restants sont comblés (fig. 3.18d). Le contour pouvant se trouver rugueux, une dernière opération, basée sur un filtrage gaussien puis une autre binarisation, permet de le lisser légèrement (fig. 3.18e). Enfin la vérification de la bonne fiabilité de la méthode (fig. 3.18f) est assurée par un contrôle visuel.

Particle Image Velocimetry La technique de *Particle Image Velocimetry* (PIV) est utilisée pour déterminer les champs de vitesse dans les gaz frais à partir de l'ensemencement en DEHS. L'hypothèse fondamentale de cette méthode est que les gouttes d'huile sont suffisamment petites pour suivre fidèlement l'écoulement. Le principe de la PIV est de comparer deux images successives et d'inter-corréler le déplacement des gouttes entre ces deux images afin d'obtenir le déplacement local du gaz (cf. fig. 3.19). Les images sont analysées par la boîte à outils *PIVlab* implémentée dans Matlab [92].

Cependant, l'huile s'évaporant dans la zone de préchauffage de la flamme, il n'est pas possible d'obtenir les champs de vitesse des gaz brûlés.

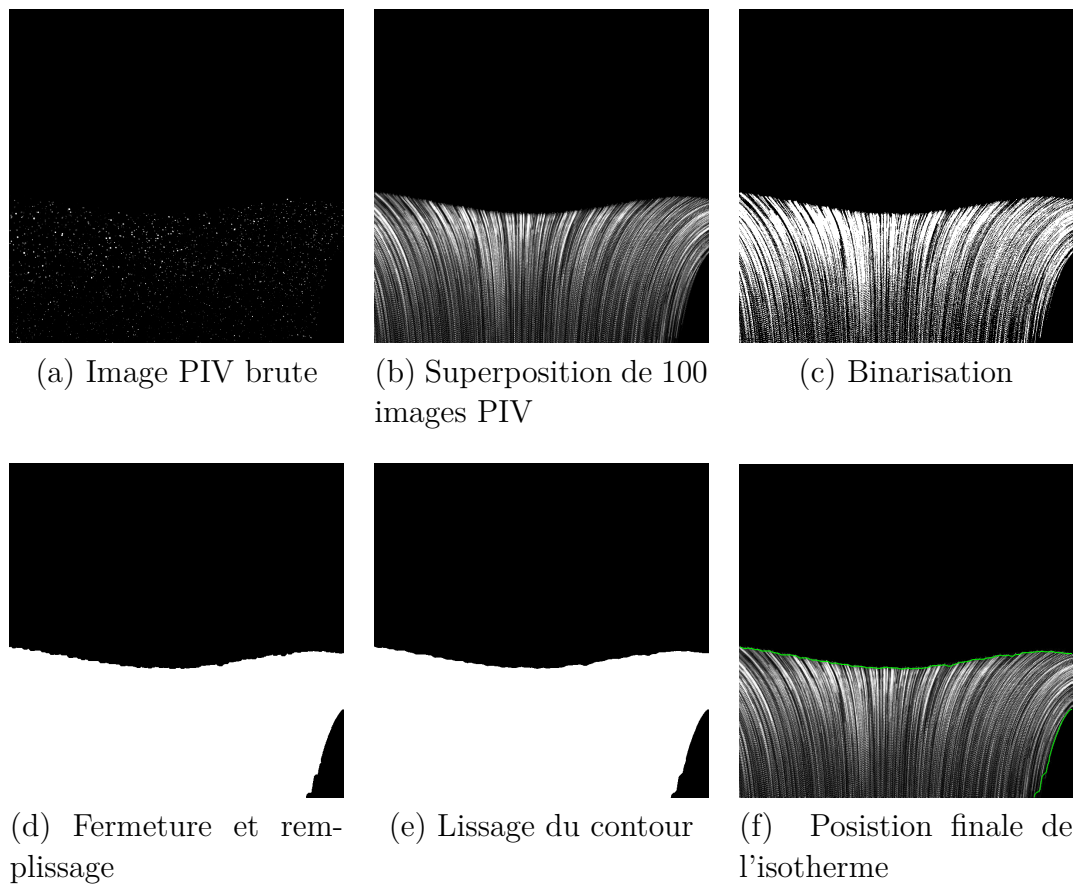


FIGURE 3.18 – Processus de détermination du front de flamme sur les images PIV

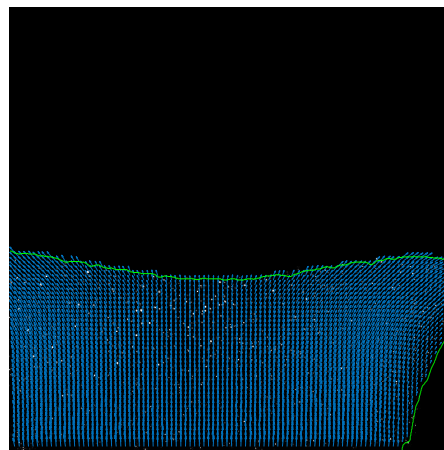
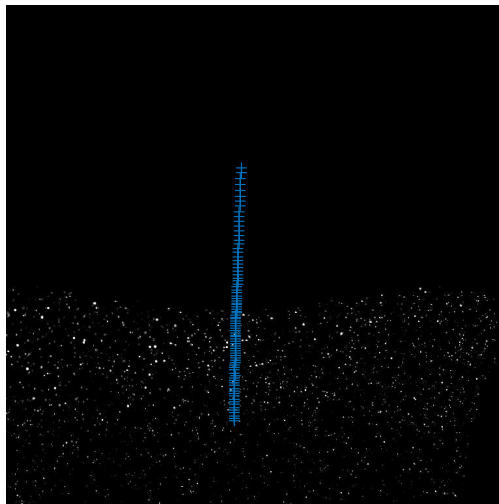


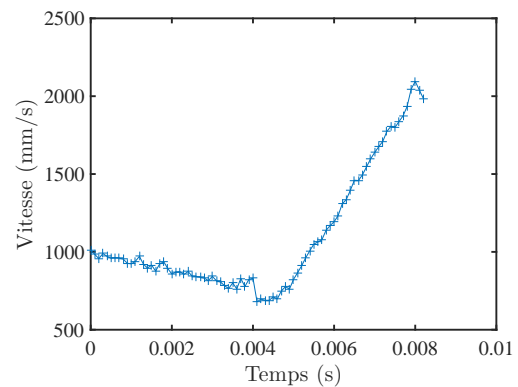
FIGURE 3.19 – Détermination du champ de vitesse des gaz frais par PIV

Particle Tracking Velocimetry Le diagnostic de *Particle Tracking Velocimetry* (PTV) se concentre sur le suivi temporel de la position de la goutte principale.

La méthode est basée sur l'algorithme de Kanade-Lucas-Tomasi (KLT) implémenté dans la librairie *Computer Vision* de Matlab. Cet algorithme nécessite une initialisation de la position de la goutte faite sur la position du plus gros blob présent sur la première image de la séquence. Un blob est défini comme un ensemble de pixels lumineux connectés spatialement. Pour chaque image suivante, la position de la goutte est estimée par l'algorithme KLT. L'emplacement déterminé étant approximatif, celui-ci est affiné en choisissant le blob le plus près de l'estimation. Le résultat de la méthode permet d'observer le déplacement de la goutte (cf. fig. 3.20a). Enfin, la vitesse de déplacement de la goutte dans le repère du laboratoire peut être calculée par simple dérivation des données de sortie de l'algorithme (cf. fig. 3.20b). La vitesse de glissement peut être enfin déterminée en soustrayant à ces données le champ de vitesse du gaz obtenu par PIV.



(a) Trajectoire de la goutte



(b) Vitesse dans le repère du laboratoire

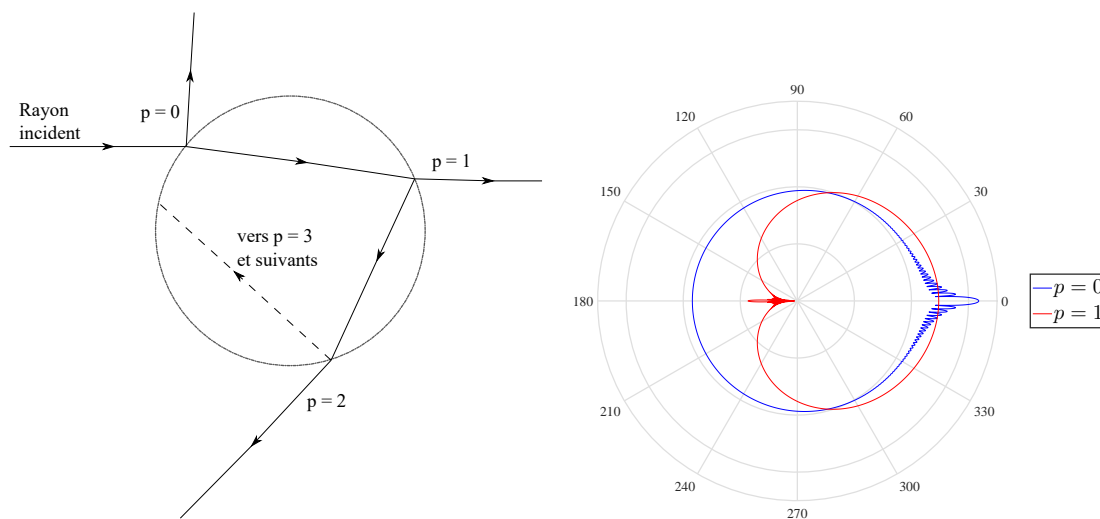
FIGURE 3.20 – Détection de la position de la goutte

3.5 Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS)

3.5.1 Principe de la méthode

La méthode ILIDS (*Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing*) est une méthode d'imagerie laser permettant de mesurer la taille des gouttes dans un spray. Cette méthode a pour avantage d'être non-intrusive et en temps réel, de pouvoir mesurer la taille d'une multitude de gouttes et de ne nécessiter qu'un montage relativement simple [93].

La diffusion optique de la lumière par une goutte sphérique transparente est particulièrement complexe, notamment par la multitude de réfractions et de réflexions à l'intérieur de la goutte (cf. fig. 3.21a). A chaque rayon sortant de la goutte est associé un nombre entier, appelé ordre. L'ordre $p = 0$ correspond à la réflexion directe à la surface de la goutte. L'ordre $p = 1$ correspond à une double réfraction tandis que les ordres supérieurs $p \geq 2$ impliquent une ou des réflexions avant la réfraction de sortie de la goutte.



(a) Réfractions/réflexions multiples d'un rayon incident dans une goutte transparente sphérique et ordre des rayons

(b) Intensité des rayons $p = 0$ et $p = 1$ en fonction de l'angle de vue pour une goutte d'éthanol de diamètre $d = 20\mu\text{m}$

FIGURE 3.21 – Diffusions multiples d'un rayon incident par une goutte

La méthode ILIDS consiste à faire interférer les rayons d'ordre $p = 0$ et $p = 1$. Afin d'obtenir le meilleur contraste, il est préférable que les intensités des deux rayons soient égales. Cependant, l'angle nécessaire afin d'obtenir cette égalité contraint le dispositif expérimental et est variable en fonction de la taille de la goutte ($\theta_{opt} = 79^\circ$ pour $d = 10 \mu m$ et $\theta_{opt} = 74^\circ$ pour $d = 20 \mu m$).

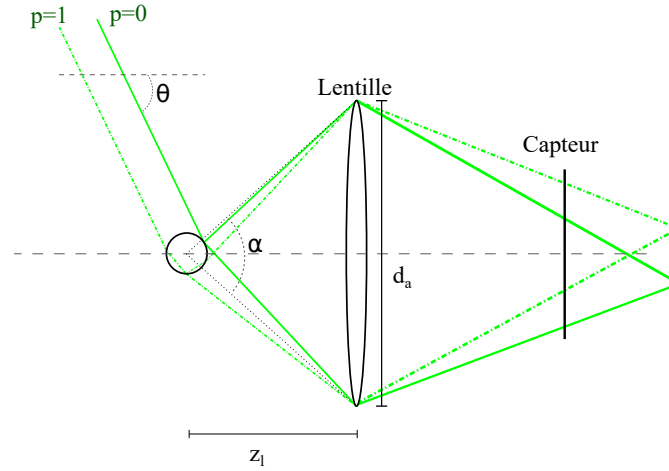


FIGURE 3.22 – Principe de mesure de l'ILIDS vue par l'approximation de l'optique géométrique

Cependant, quel que soit l'angle de vue θ , la fréquence spatiale du motif d'interférence obtenu peut être reliée au diamètre de la goutte, moyennant la connaissance des propriétés géométriques du système optique [94].

$$d = N_{frange} \frac{2\lambda_{laser}}{\alpha} \left(\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 - 2m \cos \frac{\theta}{2} + 1}} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

avec $N_{franges}$ le nombre de franges observé sur le motif d'interférence, λ_{laser} la longueur d'onde du rayon lumineux incident et $m = n_{goutte}/n_{air}$ le rapport des parties réelles des indices de réfraction de la goutte et de l'air. L'angle de collecte α est défini comme l'angle d'ouverture de l'objectif à la lumière émise par la goutte. Il s'exprime géométriquement par

$$\alpha = 2 \arctan \frac{d_a}{2z_l} \quad (3.15)$$

Avec d_a le diamètre de collecte de l'objectif et z_l la distance de celui-ci à la goutte.

3.5.2 Implémentation du diagnostic

3.5.2.1 Enceinte de combustion

L'implémentation du diagnostic ILIDS pour l'expérience de flamme en expansion sphérique se base sur le plan laser décrit précédemment (cf. paragraphe 3.4.2).

Le plan laser est de même visualisé grâce à une caméra rapide Phantom v1611. Cependant, afin de maximiser l'angle de collecte de la caméra, un objectif Sigma Macro OS 180 mm est utilisé.

La caméra est initialement mise au point sur le plan laser, i.e. dans une configuration de diffusion de Mie, avant d'être défocalisée en la reculant. La distance de défocalisation ne modifie que la taille des taches. De grandes taches permettent d'observer des gouttes plus importantes (d'après le théorème de Shannon, il faut au moins deux pixels par frange), mais sont plus susceptibles de causer une superposition entre les différentes taches. Un compromis sur la taille doit ainsi être trouvé entre ces deux contraintes. Des tailles situées entre 30 et 40 pixels ont ainsi été utilisées.

Les données d'implémentation de l'ILIDS sont résumées dans le tableau 3.2. La résolution en diamètre atteint alors $4.0 \mu m/frange$. Considérant une taille de tache de 40 pixels et une taille de goutte maximale de $52 \mu m$ qui correspond à 13 franges, chaque frange est observée sur 3 pixels, ce qui est supérieur à la limite de Shannon.

λ_{laser}	m	d_a	z_l	α	d/N_{frange}
532 nm	1.361	40.8 mm	262.6 mm	8.9°	$4.02 \mu m/frange$

TABLE 3.2 – Détermination de la résolution des mesures ILIDS pour l'enceinte de combustion sphérique

Le milieu étudié est le siège de très fortes variations de température qui induisent une variation des indices optiques mis en jeu et donc du paramètre m . La loi de Gladstone (eq. 3.1) relie l'indice de l'air à sa température avec un coefficient $\mathcal{K} = 0.082$. A $T = 300 K$, $n_{air} = 1 + 2.7 \cdot 10^{-4}$ tandis qu'à $T = 2500 K$, $n_{air} = 1 + 3.3 \cdot 10^{-5}$, donc une variation relative de $2.7 \cdot 10^{-4}$. Concernant l'éthanol, l'indice de réfraction évolue linéairement avec la température $n_{ethanol} = 1.36292 - 4 \cdot 10^{-4} T(^{\circ}C)$ [95]. La variation d'indice n'est que de 1.5% entre la température ambiante ($T = 300 K$) et la température maximale de la goutte, i.e. sa température d'ébullition

$T = 352 K$. Ainsi, la résolution diamètre par frange n'évolue que d'une manière marginale en fonction de la température (variation de l'ordre de 0.1%).

Plus de détails concernant les choix d'implémentation de ce diagnostic peuvent être trouvés dans le paragraphe 4.4.2 de la thèse de R. Thimothée [9].

3.5.2.2 Brûleur laminaire

Le diagnostic ILIDS est implémenté de manière similaire pour le brûleur laminaire (cf. fig. 3.14). L'objectif du diagnostic est la mesure à haute vitesse de l'évolution de la taille des gouttes lors de leur passage du front de flamme.

Le plan laser est le même que celui de la PIV/PTV tandis que le système de visualisation est identique à celui de l'implémentation dans la chambre de combustion, i.e. une caméra rapide Phantom v1611 et un objectif Sigma Macro OS 180 mm à ouverture maximale. Afin de pouvoir étudier la décroissance en taille de la goutte, la caméra est paramétrée à 40000 images par secondes, ce qui impose de réduire la résolution de l'image à 512*512 pixels. La procédure de réglage est de même identique. La caméra est initialement mise au point sur le plan laser (configuration de diffusion de Mie), puis est défocalisée afin d'obtenir le motif d'interférence de la taille souhaitée.

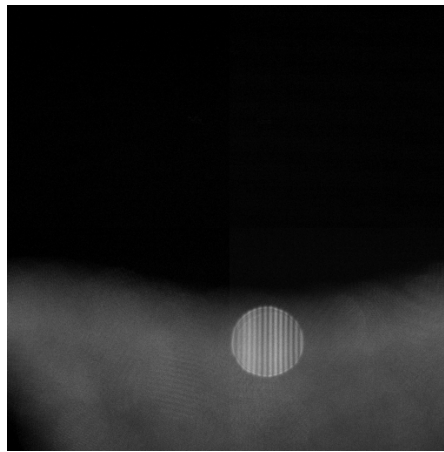


FIGURE 3.23 – Image brute du diagnostic ILIDS sur le brûleur – 14 franges – $d = 49 \mu m$

N'ayant qu'une goutte présente par image, la superposition des taches n'est pas un facteur limitant du réglage de la taille des taches. Cependant, la luminosité

des franges diminue à mesure que la taille augmente, ce qui peut poser problème à très haute fréquence d'acquisition où le temps d'exposition de la caméra est extrêmement faible.

λ_{laser}	m	d_a	z_l	α	d/N_{frange}
532 nm	1.361	40.8 mm	230 mm	10.1°	$3.52 \mu m/frange$

TABLE 3.3 – Détermination de la résolution des mesures ILIDS pour le brûleur laminaire

3.5.3 Traitement numérique

Les images les plus complexes à traiter sont celles obtenues avec l'enceinte de combustion. Il y a en effet de nombreuses gouttes à l'image, ceci pouvant entraîner une forte superposition des taches d'interférence en cas de densité de goutte élevée. Le traitement présenté ici se concentre ainsi sur ce cas. L'algorithme peut être facilement utilisé pour le cas du brûleur laminaire où une goutte au maximum est présente sur l'image.

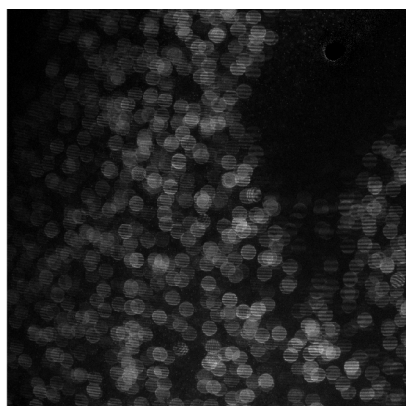
3.5.3.1 Méthode globale

Cette première méthode permet de déterminer une taille moyenne de la distribution de gouttes pour une distribution quasi monodisperse. Il s'agit de réaliser une transformée de Fourier discrète (DFT) à deux dimensions sur l'image brute, après soustraction de l'image de fond. Le spectre de puissance de la DFT-2D permet d'obtenir les différentes fréquences présentes sur l'image ainsi que leur direction.

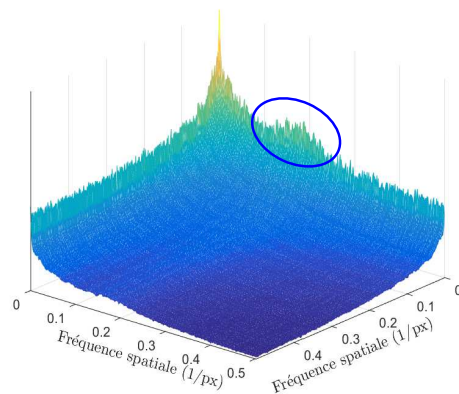
Comme observé sur la figure 3.24b, le spectre de puissance $PSD(f_x, f_y)$ possède un maximum local marqué dans la direction verticale. Ceci correspond aux oscillations d'intensité que constituent les franges d'interférence. Afin d'extraire la fréquence spatiale correspondante, le PSD est projeté sur l'axe vertical par $PSD(f_y) = \max_x PSD(f_x, f_y)$.

La projection ainsi effectuée permet d'obtenir un signal 1D dont il reste à extraire la fréquence spatiale des franges. Pour cela l'équation 3.16 est ajustée par 6 paramètres sur la courbe 3.25.

$$\ln(PSD(f_y)) = \alpha f_y^\beta + \delta + \gamma e^{-\frac{(f_y - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.16)$$



(a) Image ILIDS brute



(b) Spectre de puissance 2D de l'image

FIGURE 3.24 – Mesure de taille de frange par analyse fréquentielle 2D

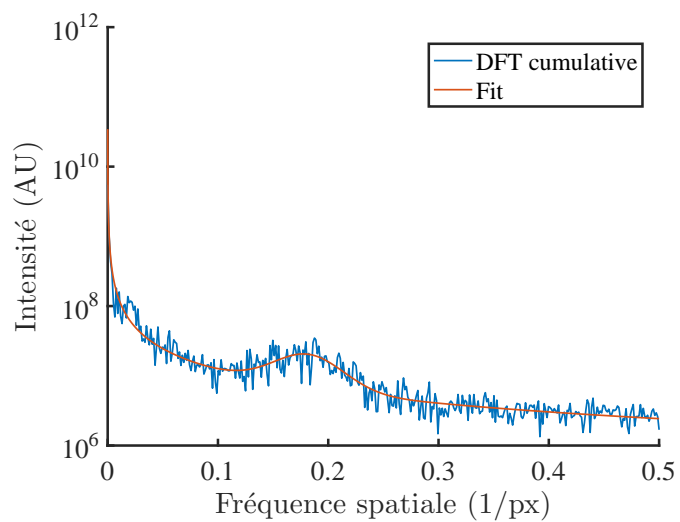


FIGURE 3.25 – Spectre de puissance projeté de l'image ainsi que le fit permettant d'extraire la fréquence des gouttes

La première partie de la fonction, $\alpha f_y^\beta + \delta$, correspond à l'évolution globale du spectre sur toute la gamme de fréquences. La seconde partie, $\gamma e^{-\frac{(f_y - \mu)^2}{2\sigma^2}}$, est une fonction gaussienne dont l'objectif est de se placer sur le pic de fréquence recherché. La présence d'un unique pic assure que la distribution globale est quasi monodisperse.

α	β	δ	γ	μ	σ
$1.05 \cdot 10^2$	$-9.40 \cdot 10^{-3}$	$-9.10 \cdot 10^1$	1.12	$1.83 \cdot 10^{-1}$	$3.22 \cdot 10^{-2}$

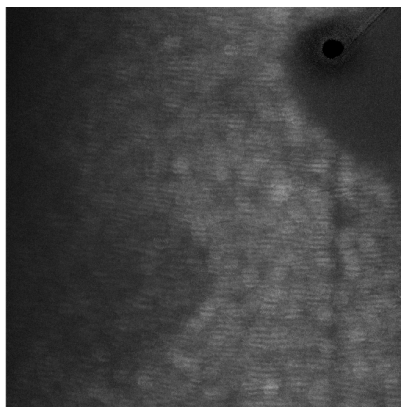
TABLE 3.4 – Résultat du fit de l'équation 3.16 sur le spectre de puissance intégré de la fig. 3.16

Finalement, le nombre de franges est calculé à partir de la position μ de la fonction gaussienne et du rayon des taches.

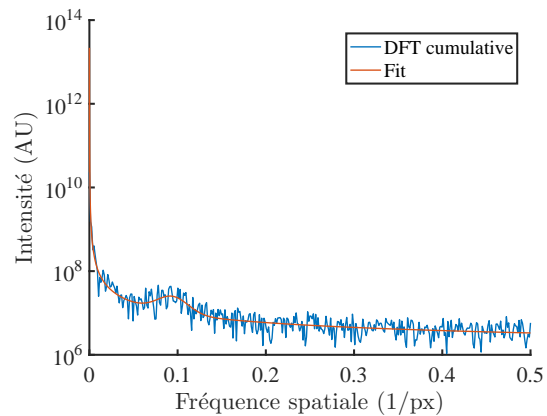
$$N_{frange} = \mu \cdot 2R_{tache} \quad (3.17)$$

Pour l'exemple étudié (cf. fig. 3.24a), $\mu = 0.1826 \text{ px}^{-1}$, ce qui correspond à un nombre de franges de 5.5.

En outre cette méthode permet de traiter des images ayant une très forte superposition de taches, cas où la méthode de détection individuelle a de fortes difficultés (cf. fig. 3.26).



(a) Image brute



(b) Spectre de puissance projeté

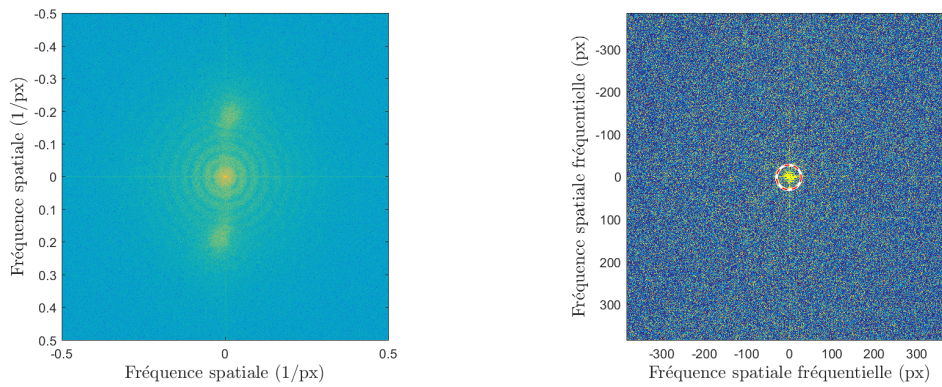
FIGURE 3.26 – Image ILIDS comportant une très forte superposition mais traitable avec la méthode de DFT globale – $Nb_{frange} = 2.8$

L'analyse de la DFT de l'image d'ILIDS fait aussi apparaître un motif périodique omnidirectionnel atténué (cf. fig. 3.27a). Étant donné que la transformée de Fourier

d'un signal porte est un sinus cardinal, le motif correspond aux taches d'interférence circulaires. La période du signal est ainsi directement associée au diamètre des taches d'interférence.

$$\mathcal{F}(\Pi_R)(f) = 2R_{tache} \cdot \text{sinc}(2R_{tache}\pi f) \quad (3.18)$$

Le ratio signal/bruit de ce motif étant particulièrement faible, la période est déterminée à partir d'une DFT (cf. fig. 3.27b). Le cercle observé sur cette image correspond directement à celui des taches d'interférence. Le ratio signal/bruit étant lui aussi très faible sur cette image, la détection doit se faire par un algorithme de détection de motif circulaire, tel que la transformée de Hough circulaire.



(a) Spectre de puissance de l'image ILIDS (b) Spectre de puissance du spectre de puissance et détection du cercle correspondant à la taille des taches

FIGURE 3.27 – Détection de la taille des taches d'interférence par analyse fréquentielle

Le diamètre des taches d'interférence correspond finalement à la moitié du diamètre du cercle observé dans la figure 3.27. Ainsi, le diamètre de 30 pixels mesuré sur les images brutes est retrouvé.

3.5.3.2 Analyse individuelle des gouttes

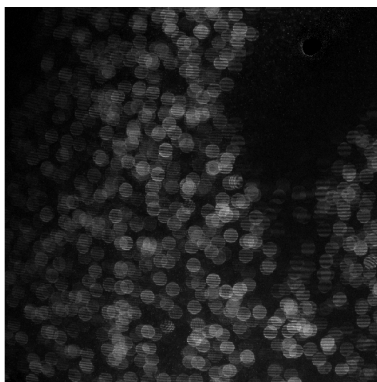
La méthode de DFT globale présentée précédemment ne donne qu'une information globale sur la taille de goutte. Il est ainsi intéressant de mesurer le nombre de

franges de chaque goutte afin d'obtenir une fonction de distribution en taille.

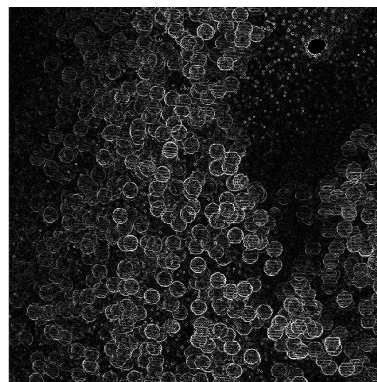
Détection des taches d'interférence Une étape préalable indispensable au comptage des franges est la détection des disques correspondant à chaque goutte présente dans le plan laser. Deux méthodes de détection ont été utilisées, par corrélation et par transformée de Hough.

Détection par corrélation La première est celle utilisée dans les études précédentes [9] et basée sur une corrélation entre l'image et un kernel circulaire.

La première étape est de transformer l'image originale afin de conserver uniquement les bords des franges d'interférence. Tout d'abord, l'image de fond est soustraite à l'image (fig. 3.28a). À l'image obtenue est soustraite une image formée par dilatation puis érosion de l'image soustraite par des éléments structurants discoïdaux de rayon respectif 2 et 1 pixels. L'image obtenue, bien que de faiblement contrastée, permet d'observer nettement les contours de chaque frange d'interférence (cf. fig. 3.28b).



(a) Image ILIDS brute après soustraction de l'image de fond



(b) Image après érosion

FIGURE 3.28 – Extraction des bords des taches d'interférence

L'image est ensuite corrélée avec un noyau de corrélation circulaire correspondant à la taille des taches (fig. 3.29a).

La position de chaque pic de corrélation est ensuite extraite du résultat de la corrélation 2D. Ce résultat est seuillé afin d'extraire les emplacements des taches.

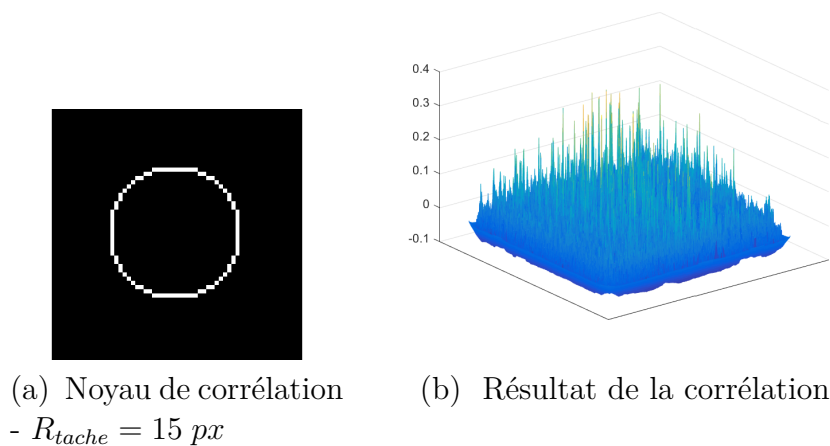


FIGURE 3.29 – Corrélation entre l'image érodée et un noyau circulaire pour la détection des taches

L'algorithme filtre enfin les pics afin de supprimer les dupliques de détection (cf. fig. 3.30).

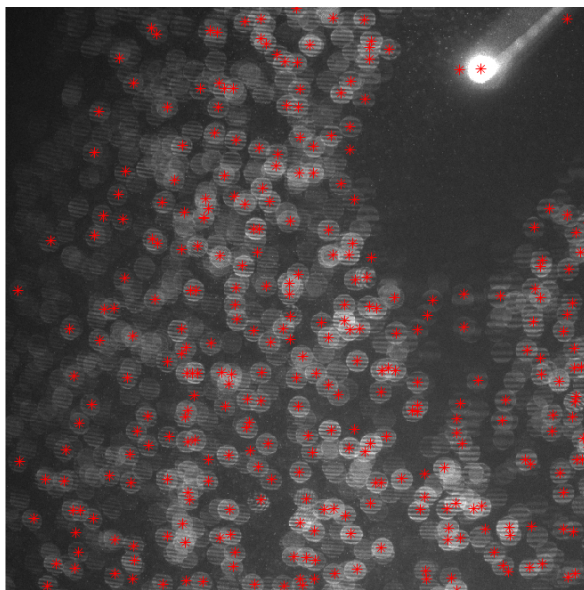


FIGURE 3.30 – Positions des taches extraites par la méthode de corrélation

Détection par transformée de Hough circulaire La seconde méthode se base sur la transformée de Hough circulaire qui permet de détecter les motifs

circulaires présents dans l'image (cette méthode est implémentée de manière native dans Matlab par la fonction *imfindcircles*). Outre sa fiabilité dans la détection des disques, cette méthode a pour avantage d'accepter un intervalle de taille de disque, ce qui est un plus pour certaines taches dont la frontière est difficile à différencier du fond.

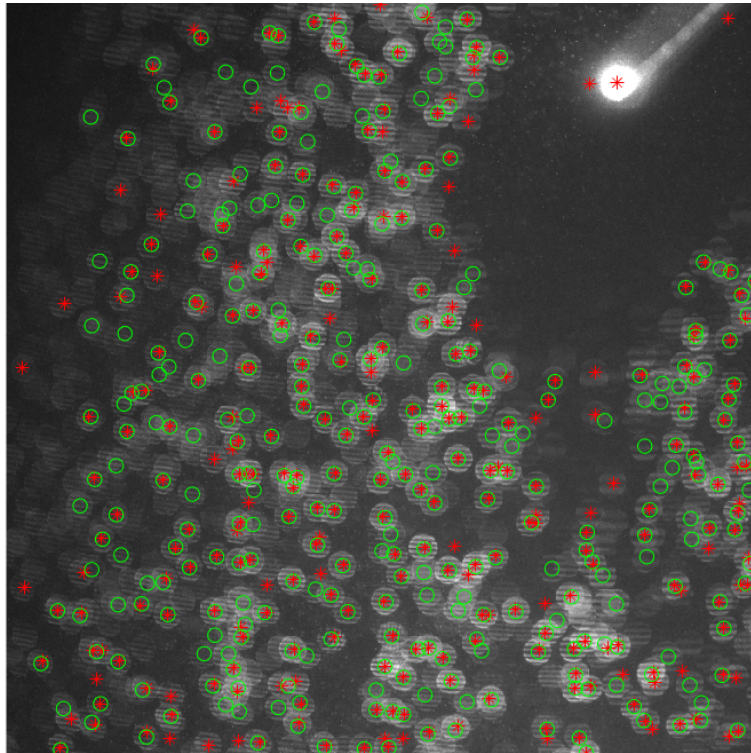


FIGURE 3.31 – Comparaison entre la méthode de corrélation (*) et la transformée de Hough circulaire (o) pour la détection des taches d'interférence

Comme observé sur la figure 3.31, la méthode par transformée de Hough circulaire détecte plus de taches d'interférence tout en ayant un taux de faux positif plus réduit.

Méthode de comptage du nombre de franges La localisation des centres de taches permet de passer à la seconde étape de l'algorithme, la détermination du nombre de franges pour chacune de ces taches. Afin d'améliorer la robustesse et la fiabilité de l'algorithme, plusieurs méthodes de comptage sont implémentées en parallèle. Les différentes méthodes sont détaillées sur un exemple de taches d'interférence (fig. 3.32) issu de l'image 3.28a.

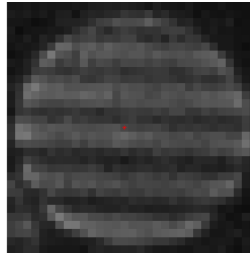


FIGURE 3.32 – Tache d'interférence

Comptage par passage par zéro La première méthode se base sur l'analyse directe du profil d'intensité au niveau du centre de l'image. L'intensité est ramenée autour de zéro soustrayant la moyenne du signal. Le nombre de franges est alors égal à la moitié du nombre de passage à 0 (cf. fig. 3.33).

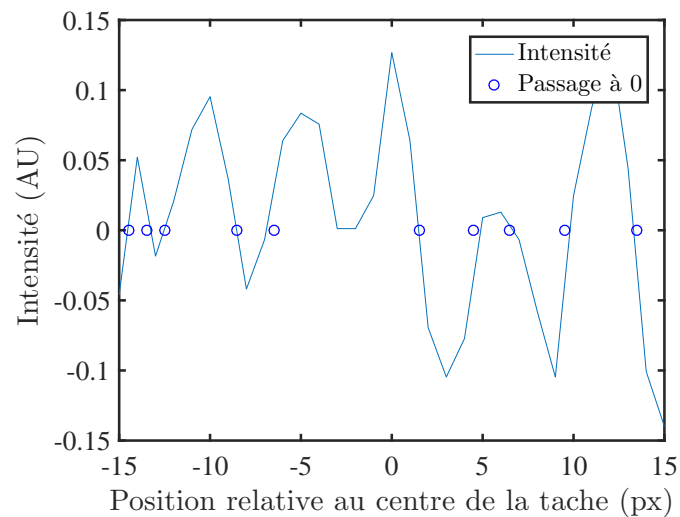


FIGURE 3.33 – Profil d'intensité centré et détermination des passages à 0

Cet exemple montre le manque de robustesse de cette technique. En effet, des franges peuvent être manquées lorsque le signal décroît mais ne change pas de signe. D'autres méthodes doivent ainsi être mises en place afin de déterminer de manière plus fiable le nombre de franges dans le motif d'interférence.

Comptage par fit trigonométrique La deuxième méthodologie se base sur l'optimisation d'une fonction trigonométrique sur le signal.

Afin d'accroître la robustesse de l'algorithme à la superposition, le traitement est

réalisé sur 5 sections de la tache, au niveau du centre, à $\pm\frac{1}{3}R_{tache}$ et à $\pm\frac{2}{3}R_{tache}$ (cf. fig. 3.34).

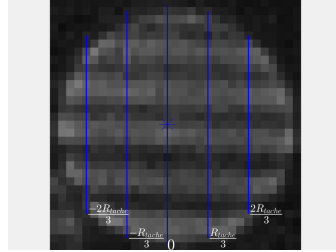


FIGURE 3.34 – Position des lignes d'extraction pour la mesure du nombre de franges

Pour chaque coupe du motif d'interférence, l'algorithme optimise la fonction trigonométrique 3.20 afin d'obtenir la pulsation spatiale ω de l'interférence (cf. fig. 3.35).

$$I(y) = A \cos \omega y + B \sin \omega y + D \tag{3.19}$$

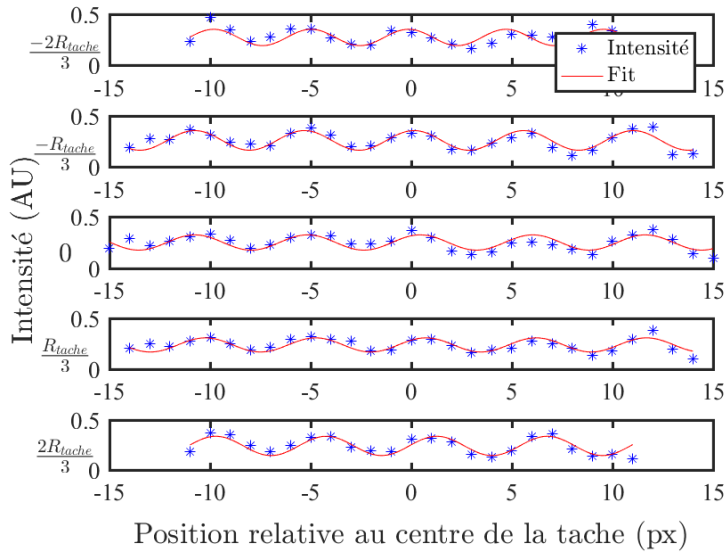


FIGURE 3.35 – Profil d'intensité centré et fit trigonométrique

Cette expression est équivalente à $I(y) = \tilde{A} \sin(\omega y + \phi) + D$, cependant l'algorithme d'optimisation est moins robuste sur cette expression.

Finalement, le nombre de franges est déduit de la pulsation et de la taille de la tache par

$$N_{franges} = \frac{\omega}{2\pi} 2R_{tache} \quad (3.20)$$

Comptage par analyse fréquentielle La dernière méthodologie se base sur une analyse harmonique. Une DFT est réalisée sur chacun des 5 profils précédemment définis. Les franges correspondent ainsi à un pic d'intensité dans l'espace de Fourier.

Afin d'accroître la précision de la détection des pics, ceux-ci sont modélisés par une fonction gaussienne qui est optimisée sur les spectres de puissance.

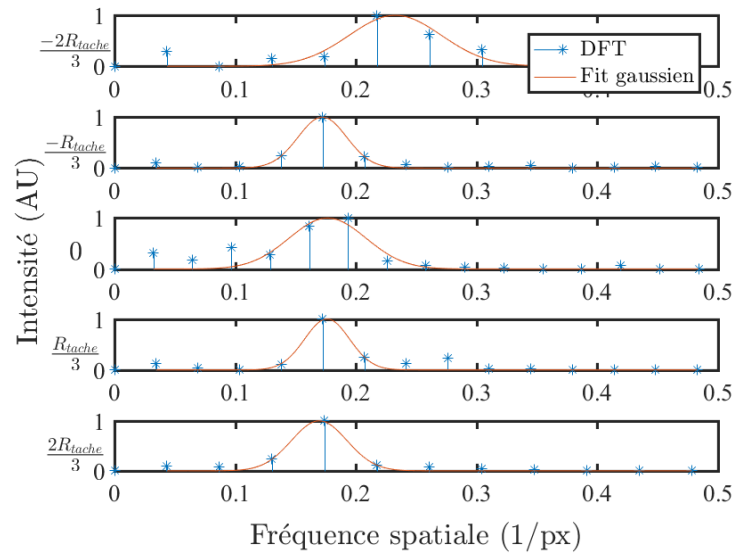


FIGURE 3.36 – Spectre de puissance des profils et fit gaussien

Cette méthodologie a pour double avantage d'être peu sensible au bruit et de ne pas nécessiter un signal entier.

3.5.3.3 Traitement des données brutes de comptage

Les résultats des méthodes présentées précédemment sont ensuite filtrés afin d'extraire un nombre de franges unique pour chacune des taches. Comme illustré par la section $-\frac{2}{3}R_{tache}$ de la figure 3.36, certaines mesures peuvent être fortement

excentrées par rapport aux autres valeurs. Il est ainsi nécessaire d'appliquer un algorithme de filtrage avant de calculer les propriétés statistiques de l'aérosol. Si l'écart-type des différents comptages correspondant aux différentes sections est inférieur à $1/2$ frange, le nombre de franges est alors directement pris comme la moyenne des 5 mesures. Si l'écart-type est supérieur à $1/2$, les mesures situées à plus ou moins un écart-type de la moyenne sont écartées avant de réaliser la moyenne des mesures restantes. Les distributions obtenues par les trois méthodes sont présentées sous la forme d'histogrammes dans la figure 3.37.

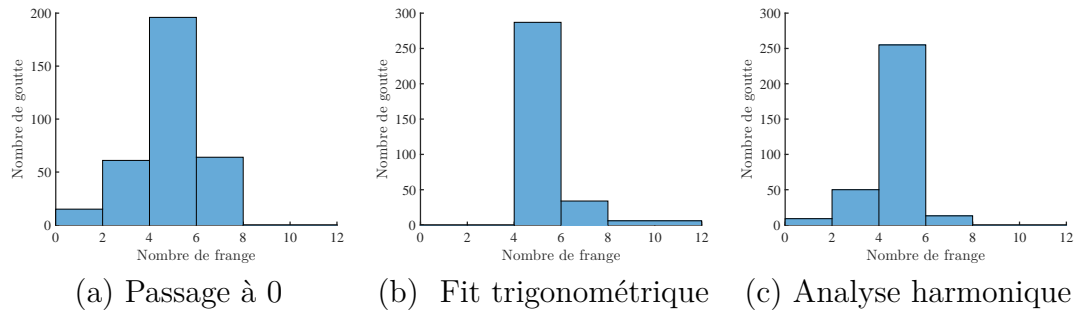


FIGURE 3.37 – Distribution du nombre de franges mesurées selon la méthode utilisée

Enfin, il peut être nécessaire de définir un nombre de franges moyen sur l'ensemble de l'image. Un ensemble de mesures statistiques D_{pq} est ainsi défini par la formulation 3.21.

$$D_{pq} = \left(\frac{\sum_i N_i d_i^p}{\sum_i N_i d_i^q} \right)^{\frac{1}{p-q}} \quad (3.21)$$

Avec N_i le nombre de gouttes dans la classe de diamètre $[d_i - \delta d, d_i + \delta d]$ et p et q deux entiers définissant le type de diamètre utilisé. Le diamètre D_{10} correspond à la moyenne arithmétique du diamètre des gouttes. Les diamètres D_{20} et D_{30} correspondent respectivement aux diamètres moyens surfaciques et volumiques. Enfin, le diamètre moyen de Sauter SMD , ou D_{32} , correspond au diamètre d'une goutte hypothétique ayant le même ratio volume sur surface que le brouillard global.

L'équation 3.14 étant linéaire par rapport à N_{frange} , l'analyse statistique peut se faire de manière équivalente sur le nombre de franges ou sur le diamètre des gouttes. Il peut ainsi être défini N_{pq} le nombre de taches moyen correspondant à

D_{pq} . Le tableau 3.5 illustre le calcul des différents nombres de taches moyens issus des histogrammes 3.37.

	Moyenne = N_{10}	Mode	Médian = N_{NM}	SMD = N_{32}
Global			5.5	
Passage à 0	4.5	5.1	5	5.2
Fit trigonométrique	5.3	5	5.1	5.6
Analyse harmonique	4.8	5.5	5.2	5.2

TABLE 3.5 – Résultat statistique de la détection du nombre de franges

3.5.4 Validation

La méthode d'ILIDS se basant sur un procédé complexe, il est nécessaire de valider la méthode sur d'autres diagnostics.

La valeur du nombre de pixel par frange à été vérifiée en mesurant d'une part le nombre de franges sur l'ILIDS et d'autre part la taille des gouttes par visualisation directe par rétroéclairage (cf. fig. 3.38). Les mesures ont été réalisées sur le dispositif expérimental du brûleur à froid et sur des gouttes d'éthanol.

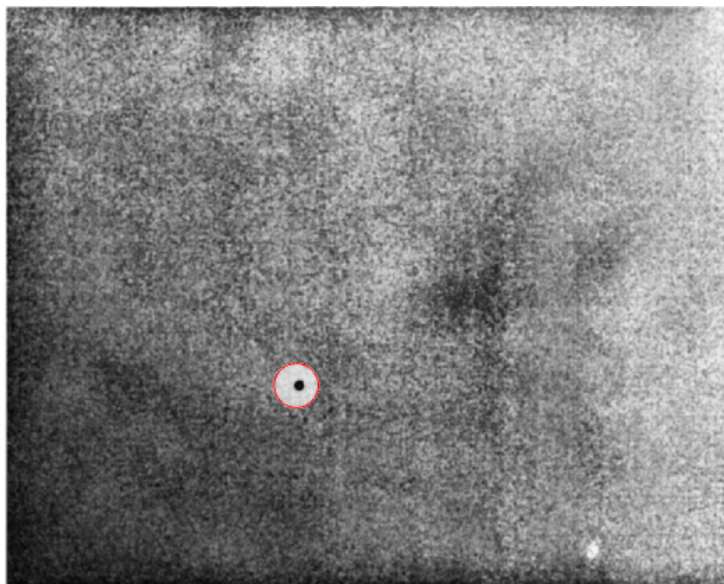


FIGURE 3.38 – Visualisation directe par rétroéclairage et détection numérique d'une goutte d'éthanol de diamètre $d = 73 \mu m$

Les deux méthodes ne pouvant être réalisées simultanément (la luminosité du laser aveugle la caméra), les mesures ont été faites en alternant les diagnostics un nombre suffisant de fois pour avoir une fiabilité statistique. Lors des test réalisés, la caméra a mesuré une distribution monodisperse de diamètre moyen $d_{10} = 73.4 \pm 3 \mu m$. En parallèle, la caméra ILIDS a mesuré un nombre de frange moyen de 19.8 ± 0.2 . Ceci amène à une résolution de $3.7 \pm 0.2 \mu m/frange$.

La mesure directe par caméra a été elle-même validée par une mesure par PDPA (TSI Powersight Solid State Laser-Based PDPA System) lors d'une deuxième série d'expériences. Pour les mêmes raisons qu'indiqué ci-dessus, les expériences ne peuvent être réalisées simultanément. La distribution observée par la caméra est de diamètre moyen $(d_{10})_{camera} = 67 \pm 3 \mu m$, tandis que celle mesurée par PDPA est de diamètre moyen $(d_{10})_{PDPA} = 65 \pm 2 \mu m$.

Ceci permet de confirmer la fiabilité du diagnostic ILIDS dans la mesure de la taille de goutte.

3.6 Bilan

Ce chapitre a été dédié à la description des diagnostics optiques rapides utilisés. Pour chacun d'entre eux, le principe physique, l'implémentation et enfin le post-traitement numérique ont été présentés. Le tableau 3.6 résume l'utilisation de chaque diagnostic pour les deux dispositifs expérimentaux.

	Enceinte de combustion	Brûleur laminaire
Ombroscopie	Vitesse de flamme Morphologie	/
Chimiluminescence	Morphologie	Déformation
Diffusion de Mie	Interdistance Déplacement des gouttes	Position du front de flamme Champ de vitesse des gaz Déplacement des gouttes
ILIDS	Diamètre des gouttes	Diamètre des gouttes

TABLE 3.6 – Résumé des différentes utilisations des diagnostics optiques pour chaque dispositif expérimental

D'autre part certains diagnostics peuvent être couplés afin d'obtenir de manière

synchrone deux informations différentes :

Enceinte de combustion	Brûleur laminaire
Mie + ILIDS	Mie + ILIDS
Chimiluminescence + ILIDS	Chimiluminescence + ILIDS
Chimiluminescence + Mie	

L'ombroscopie nécessitant deux accès optiques, il s'agit du seul diagnostic ne pouvant être couplé avec une autre méthode de visualisation optique.

Comme il sera développé au chapitre 5, cette synchronisation est indispensable à l'analyse des résultats du brûleur.

Étude du comportement des flammes diphasiques instables

Sommaire

4.1	Introduction	94
4.2	Comparaison de l'ombroscopie et de la chimiluminescence pour l'étude des instabilités	95
4.2.1	Effet sur la péninsule de stabilité	97
4.2.2	Effet sur la distribution des nombres d'onde	98
4.3	Morphologie des instabilités des flammes diphasiques	98
4.3.1	Étude de la péninsule de stabilité	100
4.3.1.1	Morphologie de la péninsule de stabilité	101
4.3.1.2	Comparaison avec les flammes gazeuses	101
4.3.2	Étude de la distribution des nombres d'onde	105
4.3.3	Croissance temporelle des cellules	108
4.3.4	Étude du nombre d'onde d'interdistance de gouttes	109
4.4	Étude de l'impact du franchissement du front sur la stabilité de la flamme	110
4.4.1	Critère de franchissement du front de flamme	111
4.4.2	Diagramme instabilité/franchissement	111
4.4.2.1	Combustion dans l'air	111
4.4.2.2	Modification des gaz inertes	114
4.5	Bilan	116

4.1 Introduction

La morphologie d'une flamme laminaire est, avec sa vitesse laminaire et son épaisseur, l'une des ses principales caractéristiques. Il a précédemment été montré que la présence de carburant sous forme liquide dans le prémélange a une forte influence sur la stabilité de la flamme (fig. 4.1) [57], [62].

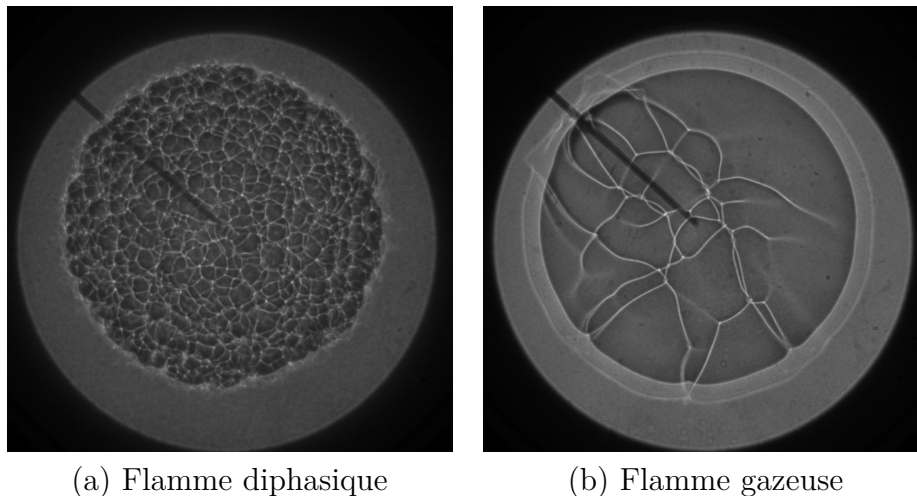


FIGURE 4.1 – Comparaison d'une flamme diphasique avec une flamme gazeuse équivalente - $P = 0.4 \text{ MPa}$, $\phi = 1.54$, $\Delta P = 0.1 \text{ MPa}$

Ce chapitre a pour finalité l'étude de ces phénomènes dans le cadre de la poursuite des études précédentes [8], [9]. Il s'articule autour de trois axes principaux. Une première partie, à but expérimental, cherche à comparer la morphologie du front de flamme vue par deux diagnostics différents, l'ombroscopie et la chimiluminescence CH^* . Une seconde partie a pour but d'étudier de manière quantitative la morphologie de ces flammes diphasiques afin de pouvoir la comparer à celles des flammes gazeuses. Ainsi, l'effet des gouttes sur la stabilité macroscopique de la flamme pourra être évalué. Enfin, la dernière partie s'intéresse au lien entre le déclenchement des instabilités et le franchissement du front de flamme par les gouttes. Les deux premières parties ont fait l'objet d'une publication dans une revue à comité de lecture [96].

4.2 Comparaison de l'ombroscopie et de la chimiluminescence pour l'étude des instabilités

La morphologie du front de flamme a été étudiée par l'intermédiaire de deux diagnostics différents, l'ombroscopie et la visualisation par chimiluminescence CH^* . Ces deux diagnostics diffèrent fondamentalement ; l'ombroscopie utilise une source de lumière externe qui est déviée à chaque franchissement du front de flamme (cf. fig 4.2). Ceci pose le problème de la double déviation du rayon lumineux : l'information sur la morphologie observée est-elle celle de l'hémisphère face à la caméra ou une superposition de celles des deux hémisphères ?

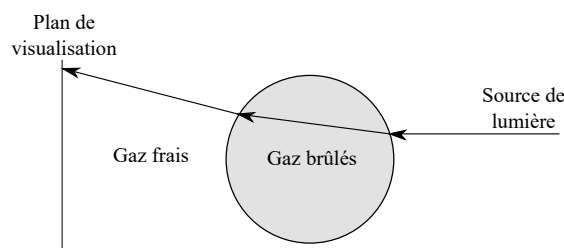


FIGURE 4.2 – Illustration de la double déviation subie par la lumière en ombroscopie

Au contraire, la chimiluminescence utilise la lumière directement émise par le front de flamme lui-même. En outre, la faible profondeur de champ du système de visualisation optique utilisé assure que les détails du front de flamme obtenus sont situés sur l'hémisphère le plus proche de la caméra, les détails de l'autre hémisphère étant floutés.

La figure 4.3 illustre la morphologie vue par ces deux diagnostics pour deux flammes aux mêmes conditions. Une étude quantitative est nécessaire afin de pouvoir comparer les morphologies observées par chacun des diagnostics.

Afin d'obtenir une base statistique fiable, il a été choisi de n'étudier que peu de conditions expérimentales mais avec une forte répétition (cf. table 4.1). Chaque condition a été répétée 5 fois en ombroscopie et 10 fois en chimiluminescence (avec deux mises au point différentes, permettant l'observation de la flamme dans deux gammes de rayons).

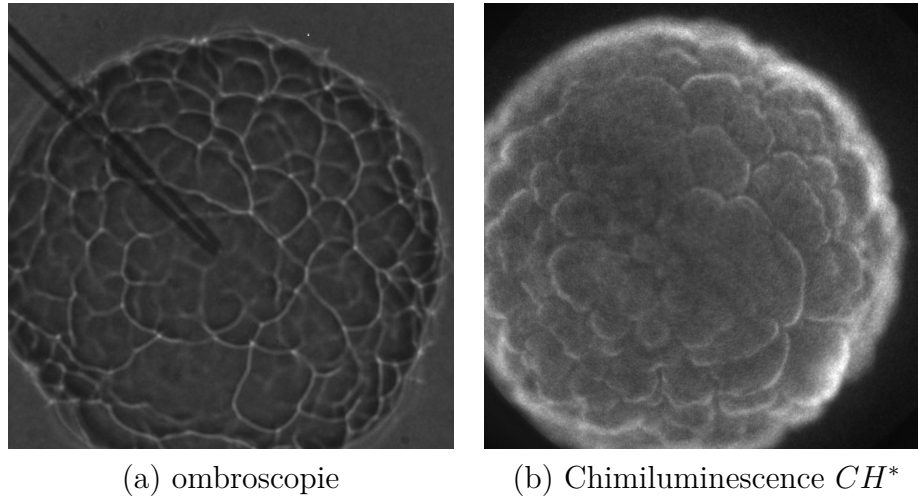


FIGURE 4.3 – Comparaison entre une image d’ombroscopie et une image de chimiluminescence CH^* - $P = 0.25 \text{ MPa}$, $\phi = 1.2$, $\Delta P = 0.15 \text{ MPa}$ - 2 ms après l’allumage

Condition	Ratio N_2/O_2	$P_{igni} \text{ (MPa)}$	ϕ	$\Delta P \text{ (MPa)}$	$T_{igni} \text{ (K)}$
1	80%/20%	0.25	1.2	0.15	337
2	80%/20%	0.33	1.3	0.12	341
3	80%/20%	0.33	1.4	0.12	341
4	80%/20%	0.30	1.1	0.20	339
5	80%/20%	0.30	1.2	0.20	339
6	80%/20%	0.34	1.0	0.25	335

TABLE 4.1 – Conditions expérimentales utilisées pour la comparaison ombroscopie/chimiluminescence

4.2.1 Effet sur la péninsule de stabilité

Un première comparaison peut se faire sur l'enveloppe de la distribution des instabilités, i.e. sur la péninsule de stabilité, telles que décrites dans la section 1.2.2 de l'étude bibliographique. Sur ces gouttes, il faut distinguer l'extremum à gauche, et les limites hautes et basses qui correspondent respectivement au déclenchement des instabilités (Pe_c) et aux limites de la distribution des nombres d'onde $n = 2\pi R_{flamme} / \lambda_{perturbation}$ présents à la surface de la flamme. Les petites cellules ont ainsi un grand nombre d'onde alors que celles de grandes tailles ont un nombre d'onde réduit.

La figure 4.4 compare l'enveloppe des nombres d'onde obtenus par ombroscopie et chimiluminescence CH^* . Pour la limite supérieure des nombres d'onde, les lignes rouges représentent ± 2 écarts-types autour de la moyenne.

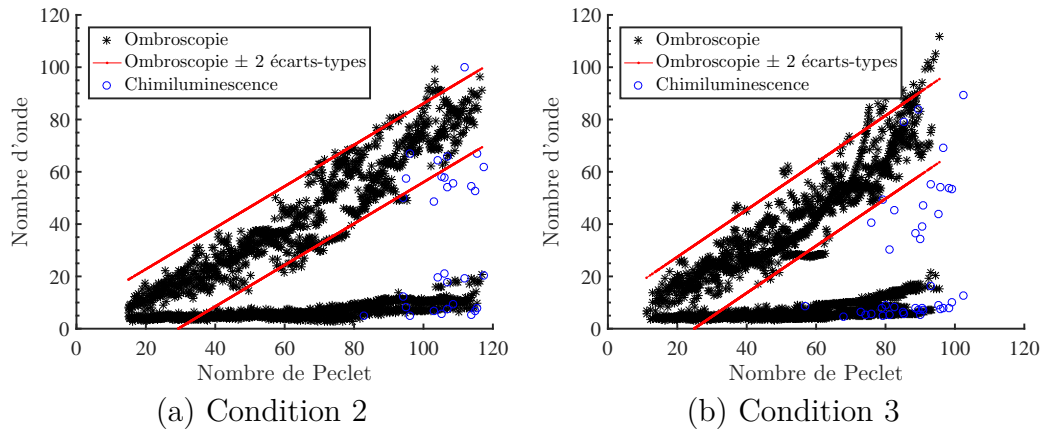


FIGURE 4.4 – Comparaison des enveloppes des distributions des nombres d'onde des instabilités entre l'ombroscopie (·) et la chimiluminescence (○) pour deux conditions du tableau 4.1

Dans les deux cas étudiés, les maxima des nombres d'onde mesurés par ombroscopie sont globalement supérieurs à ceux obtenus par chimiluminescence. Cependant, une analyse statistique est nécessaire afin de conclure. L'inégalité de Vysochanskii-Petunin [97], qui est un raffinement de l'inégalité de Chebyshev, assure que pour une densité de probabilité monomodale et pour un réel $\lambda > \sqrt{8/3} \simeq 1.63$,

$$\mathcal{P}(|X - \mu| \geq \lambda \sigma_{std}) \leq \frac{4}{9\lambda^2} \tag{4.1}$$

Avec respectivement μ et σ_{std} la moyenne et l'écart type de la distribution. Ainsi,

pour $\lambda = 2$, 88.9% des données doivent être à ± 2 écarts-types autour de la moyenne. Cependant, seulement 31% (condition 2) et 25% (condition 3) des valeurs obtenues par chimiluminescence se situent dans cet intervalle. Il peut donc être conclu que l'ombroscopie sous-estime la taille des plus petites cellules. Au contraire, pour les petits nombres d'onde, i.e. les grandes cellules, les résultats des deux diagnostics sont similaires.

Toutefois, l'étude de la péninsule de stabilité ne donne que des informations concernant les extrema de la distribution en nombre d'onde.

4.2.2 Effet sur la distribution des nombres d'onde

Chacun des diagnostics fournit une distribution des nombres d'onde présents à la surface de la flamme, et ceci pour chacune des images. La figure 4.5 illustre la comparaison de ces distributions sur trois nombres de Peclet différents pour les conditions 2 et 3. Les extrema de chaque courbe correspondent ainsi à l'amplitude des péninsules de stabilité de la figure 4.4.

Comme observé dans le paragraphe précédent, l'enveloppe obtenue par chimiluminescence est plus réduite du côté des grands nombres d'onde que celle obtenue par ombroscopie.

Au sein de la distribution, il peut être observé que les maxima des distributions sont similaires. Ceci indique que les tailles caractéristiques représentatives des cellules à la surface de la flamme sont équivalentes pour les deux diagnostics. L'utilisation de l'ombroscopie est donc validée dans l'étude de la morphologie des instabilités, une certaine précaution doit cependant être prise concernant la taille des petites cellules.

4.3 Morphologie des instabilités des flammes diphasiques

La stabilité de la flamme a une forte influence sur son comportement, y compris sur sa vitesse de propagation. Par conséquent, il est essentiel de pouvoir prédire quantitativement la croissance des instabilités présentes à la surface de la flamme.

Cette section vise à décrire quantitativement la dynamique des instabilités cellu-

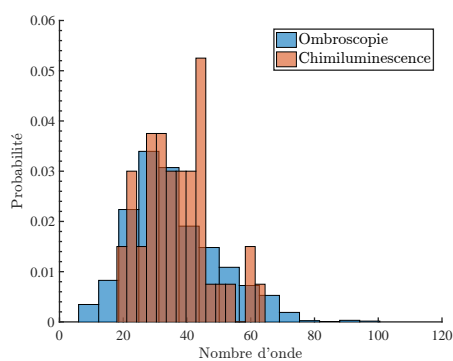
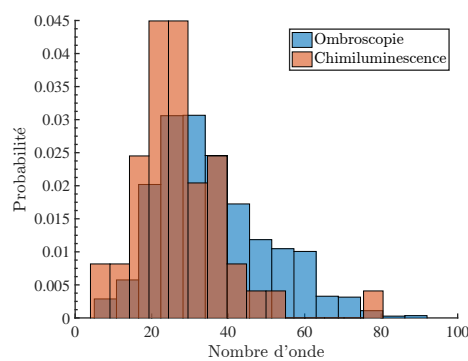
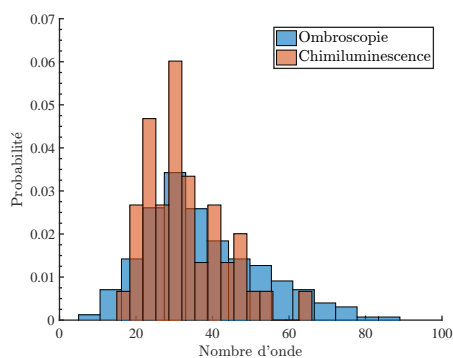
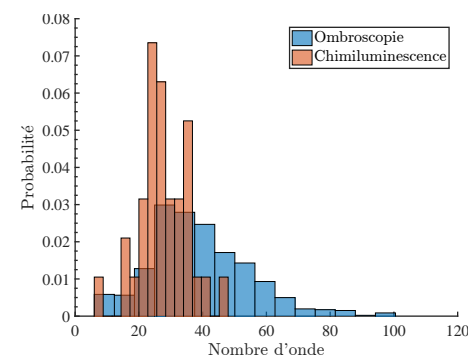
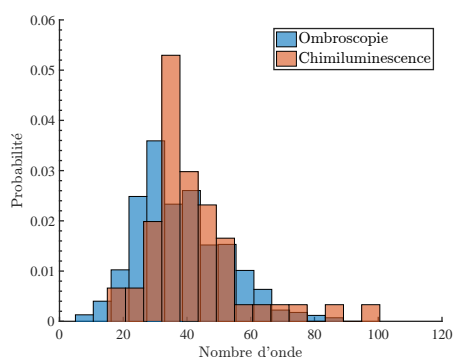
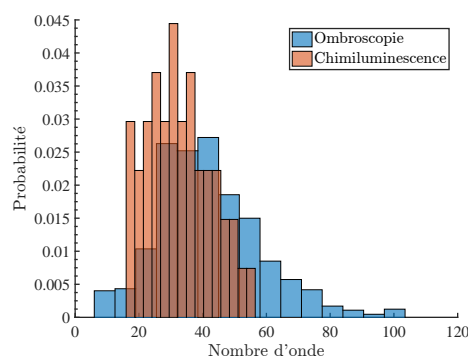
(a) Condition 2 – $Pe = 104$ (b) Condition 3 – $Pe = 85$ (c) Condition 2 – $Pe = 107$ (d) Condition 3 – $Pe = 91$ (e) Condition 2 – $Pe = 112$ (f) Condition 3 – $Pe = 93$

FIGURE 4.5 – Comparaison des distributions des nombres d'onde des instabilités entre l'ombroscopie et la chimiluminescence pour différents nombres de Peclet

laires présentes à la surface des flammes diphasiques. L'étude expérimentale utilise les mêmes données que le paragraphe précédent, résumées dans le tableau 4.2. Celui-ci explicite les conditions thermodynamiques, la granulométrie (a et SMD étant respectivement l'interdistance et le diamètre de Sauter de l'aérosol) et les propriétés physiques des mélanges utilisés.

Condition	a (mm)	SMD (μm)	δ_L (mm)	$\sigma_{thermal}$	Ze	Le_{eff}	Pr
1	0.527 ± 0.05	20 ± 0.9	0.21	7.0	7.833	1.12	0.76
2	0.596 ± 0.05	17 ± 0.9	0.19	6.9	9.187	1.10	0.76
3	0.538 ± 0.05	18 ± 0.9	0.24	6.8	11.03	1.04	0.77
4	0.497 ± 0.05	21 ± 0.9	0.18	7.1	7.118	1.19	0.76
5	0.502 ± 0.05	21 ± 0.9	0.21	6.9	9.798	1.08	0.76
6	0.468 ± 0.05	20 ± 0.9	0.18	7.1	9.092	1.31	0.75

TABLE 4.2 – Granulométrie et propriétés des flammes correspondant aux conditions étudiées

La variabilité du ΔP des conditions expérimentales induit une variabilité de la température d'allumage T_{igni} du mélange. Pour une température initiale de $346K$ avant détente, T_{igni} peut varier de $335K$ à $341K$. Cependant, celle-ci a un effet négligeable sur la stabilité de la flamme [98]. Les propriétés thermodynamiques des flammes présentées dans le tableau 4.2 ont été calculées à partir des mesures expérimentales des températures après la détente.

Les données expérimentales présentées ci-après ont été obtenues par ombroscopie, les méthodes de post-traitement numériques étant plus précises et plus fiables pour ce diagnostic et le pic de distribution des nombres d'onde étant raisonnablement bien caractérisé.

4.3.1 Étude de la péninsule de stabilité

Cette première partie est dédiée à l'étude expérimentale de la péninsule d'instabilité dans le cas des flammes diphasiques puis à la comparaison avec les modèles linéaires des flammes gazeuses équivalentes. La péninsule présentant à la fois le déclenchement des instabilités, puis un encadrement de leur taille, elle est au premier ordre un très bon indicateur de la morphologie de la flamme.

4.3.1.1 Morphologie de la péninsule de stabilité

La figure 4.6 illustre la morphologie de la péninsule de stabilité. Chaque courbe est constituée des nombres d'onde minimaux et maximaux pour chaque image prise durant la propagation de la flamme et ceci pour les cinq répétitions de chaque condition.

Les courbes ont une forme générale identique : une péninsule de stabilité admettant un nombre de Peclet critique, ayant une frontière inférieure et supérieure. La présence de ce nombre de Peclet critique est l'illustration mathématique de la transition stable/instable de la flamme.

Concernant les asymptotes des courbes, il peut être observé que le minimum des nombres d'onde est constant par rapport au nombre de Peclet de la flamme. Comme $n \propto 1/a_{cell}$, cela signifie que la taille des plus grandes cellules augmente linéairement avec la propagation de la flamme. Au contraire, le maximum des nombres d'onde croît linéairement, ce qui signifie que la taille des plus petites cellules reste constante lors de la propagation de la flamme.

Une certaine variance dans la frontière de la péninsule peut être notée. Elle est due à la nature statistique du développement de l'instabilité cellulaire et à quelques choix de détection par l'algorithme de segmentation, la frontière entre deux cellules étant parfois indistincte, principalement lors de la scission de cellules et lors de la transition stable/instable.

4.3.1.2 Comparaison avec les flammes gazeuses

Afin de statuer sur l'effet des gouttes sur la morphologie de la flamme, il est nécessaire de comparer les péninsules de stabilités obtenues au paragraphe précédent à celles correspondant à des flammes gazeuses. La taille du dispositif expérimental utilisé est cependant trop réduite pour observer la transition sur les flammes gazeuses. Le modèle théorique linéaire décrit au paragraphe 1.2.2 de l'étude bibliographique est donc utilisé pour rendre compte du comportement des flammes gazeuses. La figure 4.7 compare ainsi les résultats expérimentaux obtenus pour les flammes diphasiques avec le modèle linéaire de leur équivalent gazeux (cf. eq. 1.19).

Premièrement, il peut être observé que les deux courbes ont une forme similaire. Elles possèdent un nombre de Peclet critique, caractéristique d'une transition

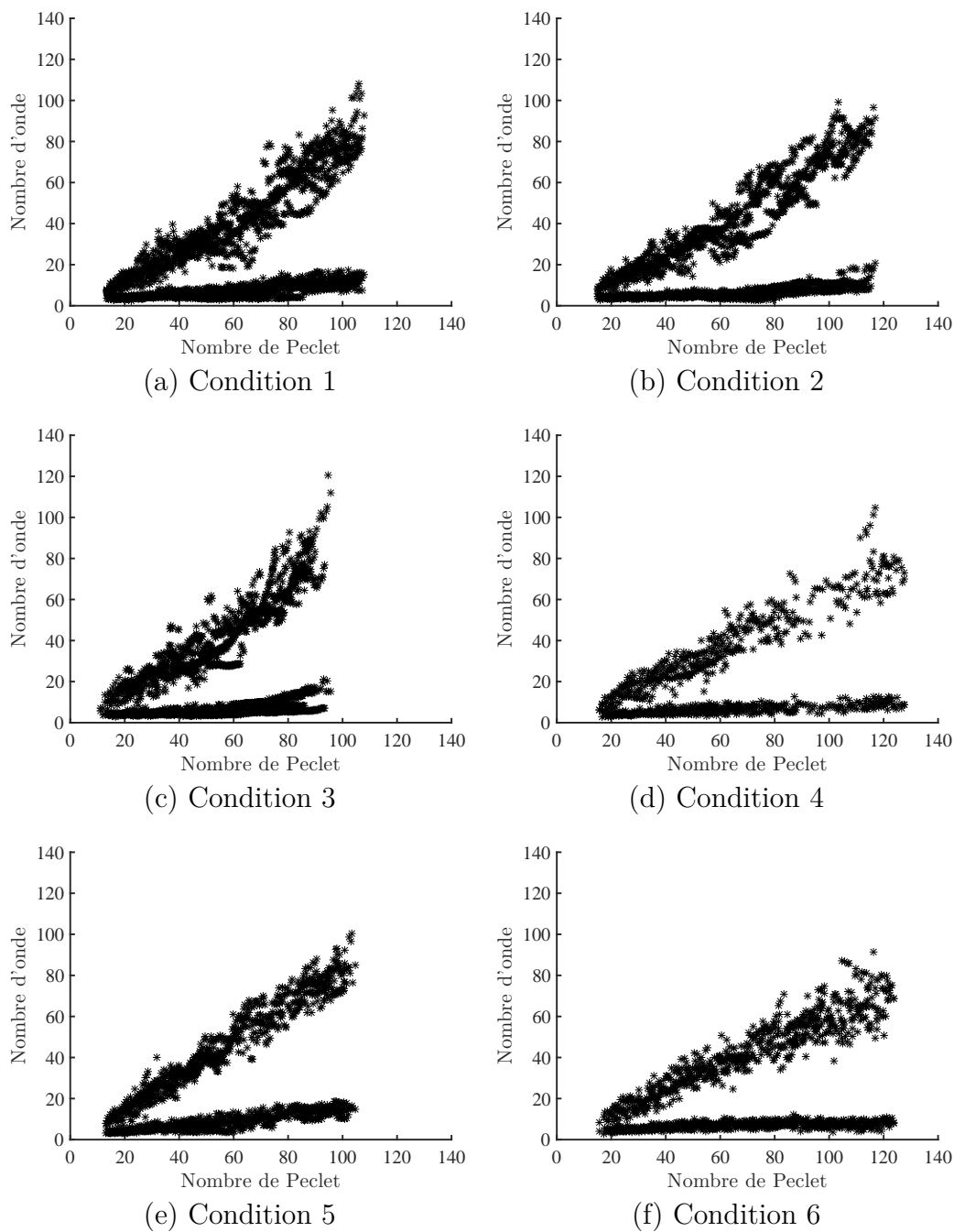


FIGURE 4.6 – Péninsule de stabilité expérimentale des flammes diphasiques obtenue par ombroscopie

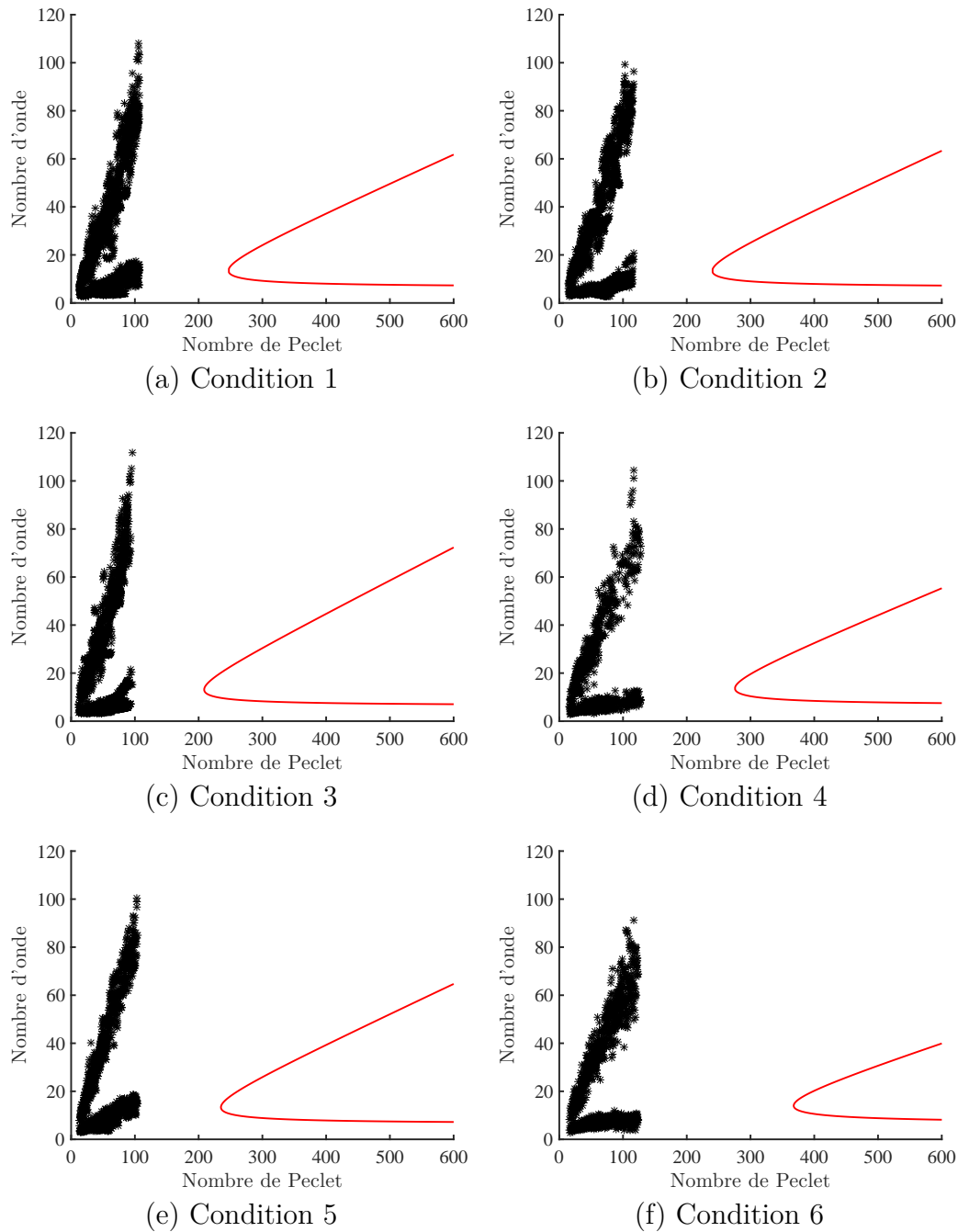


FIGURE 4.7 – Comparaison entre les données expérimentales (noir) et le modèle linéaire pour les flammes gazeuses équivalentes (rouge)

stable/instable. En outre, leurs comportements asymptotiques sont similaires : une asymptote horizontale pour les petits nombres d'onde, et linéaire oblique pour les grands nombres d'onde.

Cependant, plusieurs dissimilarités apparaissent. Tout d'abord, le nombre de Peclet critique est largement inférieur pour une flamme diphasique par rapport à une flamme gazeuse équivalente. Ce résultat est en accord avec les données de la littérature. Ceci correspond à une apparition précoce des instabilités durant la propagation de la flamme. De plus, la pente de la frontière supérieure des nombres d'onde est plus importante dans le cas diphasique, avec une augmentation variant d'un facteur 5 à 7 dans le cas des résultats présentés ici. Cela signifie que les plus petites cellules apparaissent plus rapidement après le déclenchement des instabilités. Cependant, il a été montré que le modèle linéaire utilisé tend à sous-estimer la valeur de la pente de l'asymptote aux grands nombres d'onde [31], tout en prédisant correctement le nombre de Peclet critique [32]. Une attention toute particulière doit donc être portée lors de l'analyse de ce résultat.

Il faut noter qu'il n'a pas été possible d'optimiser le modèle linéaire gazeux sur les données diphasiques en faisant varier les paramètres physiques du mélange (σ , Pr , Ze , Le_{eff}), même en introduisant des termes correctifs tels que ceux présentés dans l'équation 4.2.

$$Pe = \frac{\Omega + \alpha_1 n^{\beta_1} + \gamma_1}{\omega + \alpha_2 n^{\beta_2} + \gamma_2} \tag{4.2}$$

En effet, les courbes expérimentales ont un très faible nombre de Peclet critique tout en ayant une valeur raisonnable pour la pente de l'asymptote des grands nombres d'onde. Or, la diminution du nombre de Peclet critique (par la réduction de Ze et Le_{eff}) entraîne une forte augmentation de la pente de l'asymptote (tableau 4.3). Il faut donc faire varier deux paramètres en augmentant l'un et en diminuant l'autre. Cependant, la modification du nombre de Zeldovich a un fort impact sur le nombre de Lewis critique. Ceci peut entraîner un changement de comportement de la courbe (cf. fig 1.7, flamme initialement instable).

	σ	Ze	Le_{eff}	Pr
Le_{crit}	\sim	\nearrow	.	\searrow
Pe_c	\sim	\nearrow	\nearrow	\nearrow (effet faible)
Pente asymptote	\sim	\searrow	\searrow	\searrow (effet faible)

TABLE 4.3 – Effet des paramètres physiques du mélange sur les propriétés de la courbe de stabilité

4.3.2 Étude de la distribution des nombres d'onde

La section précédente s'est focalisée sur la frontière de la distribution des instabilités cellulaires. Cependant, le post-traitement des images donne accès à la distribution complète des nombres d'onde présents à la surface de la flamme. La figure 4.8 illustre la distribution des nombres d'onde durant l'intégralité de la propagation de la flamme pour l'ensemble des conditions expérimentales étudiées. Les frontières des distributions correspondent aux courbes de la figure 4.6.

La distribution des nombres d'onde à la surface d'une flamme d'un rayon donné est positivement asymétrique. Il en résulte qu'il y a plus de cellules à faible longueurs d'onde, i.e. de grandes tailles, à la surface de la flamme. Cette asymétrie peut être représentée par un coefficient d'asymétrie défini comme le moment d'ordre 3 de la distribution (cf. eq. 4.3)

$$S_3 = \frac{E(x - \mu)^3}{\sigma^3} \quad (4.3)$$

avec μ la moyenne de la distribution et σ son écart-type. Pour les données expérimentales de ce chapitre, ce coefficient varie fortement entre 0.5 et 1.2.

Il peut être utile de disposer d'une taille représentative de la population de cellules présentes à la surface de la flamme, et ce à tout instant de la propagation de la flamme. Cette taille caractéristique peut être définie comme la moyenne (fig. 4.9a) ou le maxima (fig. 4.9b) de la distribution en nombre d'onde à un instant donné. Ces paramètres peuvent être modélisés par les équations 4.4 et 4.5.

$$E(n_{cellule}) = \theta_1(Pe - Pe_c)^{\theta_2} + \theta_3 \quad (4.4)$$

$$\text{mode}(n_{cellule}) = \max(n_{cellule}) = \gamma_1(Pe - Pe_c)^{\gamma_2} + \gamma_3 \quad (4.5)$$

Le tableau 4.4 récapitule les paramètres obtenus par optimisation des équations 4.4 et 4.5 sur les conditions expérimentales. Il peut être observé un vaste éventail de comportements selon la valeur de γ_2 et de θ_2 . Si ces paramètres sont supérieurs à 1, la taille caractéristique des cellules tend à décroître rapidement. Au contraire, s'ils sont inférieurs à 1, la taille caractéristique reste proche de celle des plus grosses cellules.

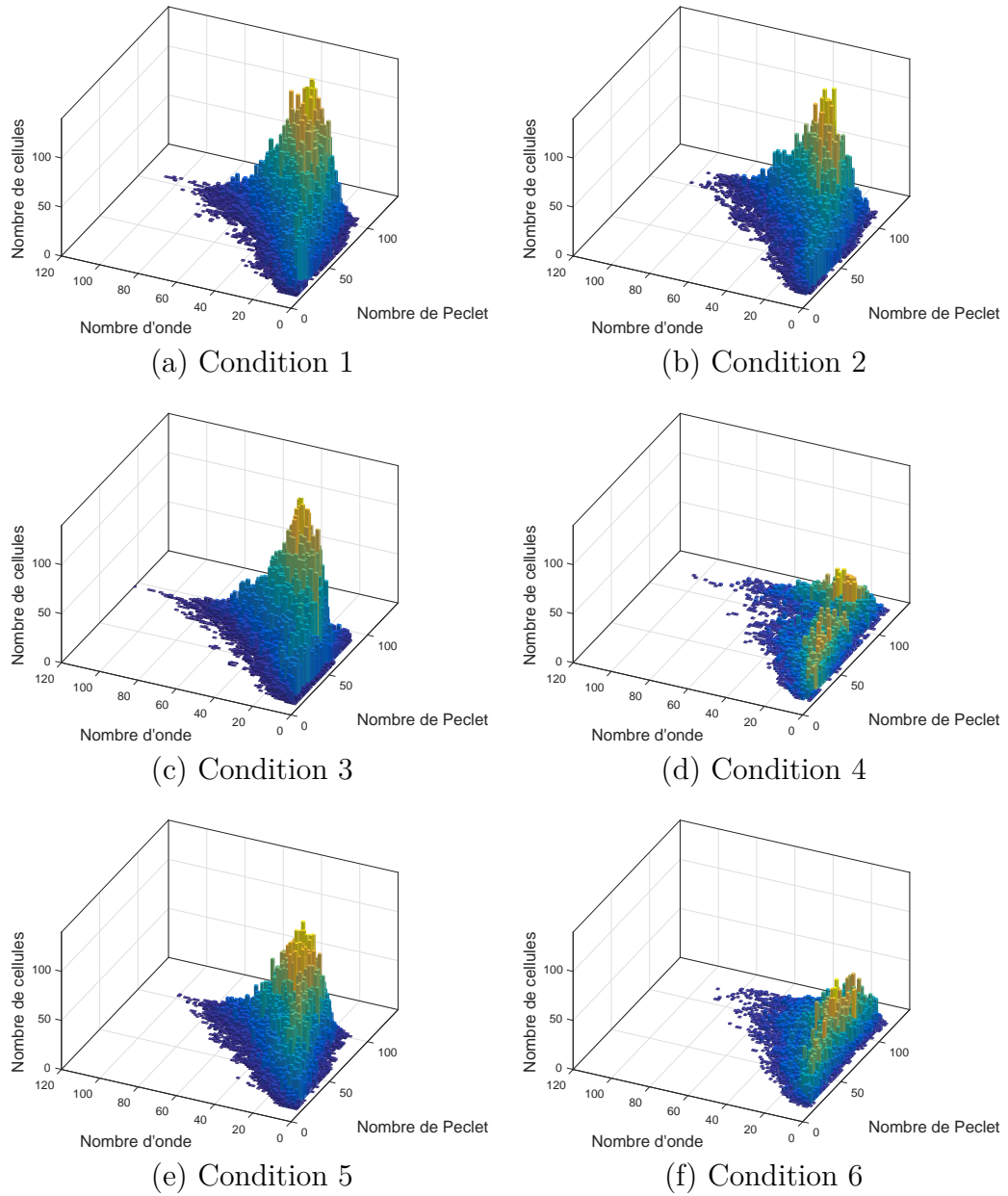


FIGURE 4.8 – Distribution des nombres d'onde durant la propagation de la flamme

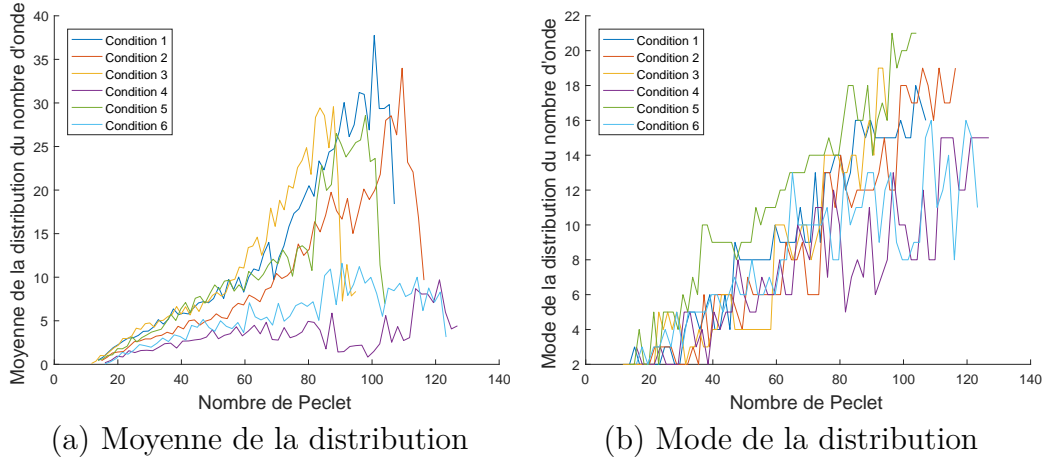


FIGURE 4.9 – Moyenne et mode de la distribution des nombres d'onde pour chaque condition expérimentale

Condition	Mode			Moyenne			Pe_c
	γ_1	γ_2	γ_3	θ_1	θ_2	θ_3	
1	0.12	1.1	1.2	0.016	1.7	1.6	14
2	0.016	1.5	2.0	0.031	1.4	0.76	15
3	0.00098	2.2	2.5	0.30	0.98	-0.71	12
4	0.065	1.1	2.2	0.26	0.61	0.46	16
5	0.29	0.92	1.9	0.087	1.2	0.71	14
6	0.53	0.66	1.3	0.85	0.53	-0.88	16

TABLE 4.4 – Paramètres des équations 4.4 et 4.5 obtenus par fit sur les données expérimentales

4.3.3 Croissance temporelle des cellules

Les sections précédentes ne prennent pas en compte l'historique individuel de chaque cellule. Afin d'étudier l'évolution de la surface de chaque cellule quelle que soit sa taille, il est défini un taux de croissance normalisé par la surface (eq. 4.6). Cette définition correspond à l'étirement de la surface des cellules.

$$K_{cellule} = \frac{1}{A_{cellule}} \frac{dA_{cellule}}{dt} \quad (4.6)$$

La figure 4.10 illustre l'évolution du taux d'étirement des cellules au cours de la propagation de la flamme, et ce pour un tir de la condition 2. Des valeurs négatives de $K_{cellule}$ existent dans le cas de la séparation d'une cellule mère en deux cellules filles, mais ne sont pas montrées par l'échelle logarithmique.

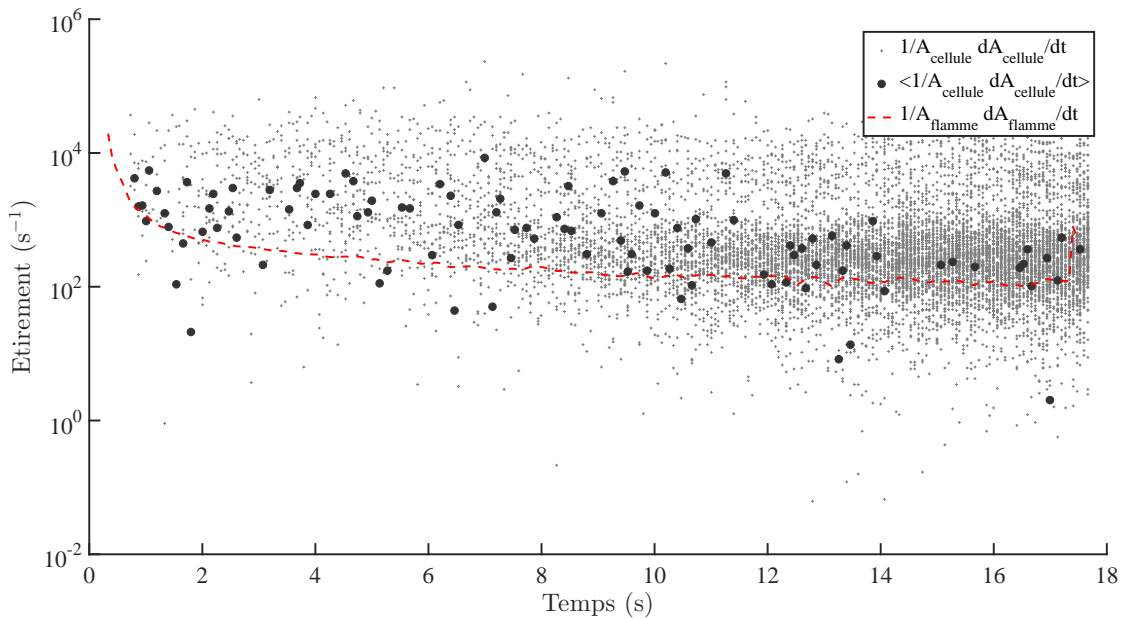


FIGURE 4.10 – Évolution temporelle de l'étirement des cellules et de la flamme pour la condition 2

La distribution de $K_{cellule}$ est fortement étalée sur plusieurs ordres de grandeur. Ceci indique que la croissance des cellules est hautement variable au sein de la population. De plus, il apparaît qu'il n'y a pas de relation directe entre la taille d'une cellule et son taux de croissance (cf. fig. 4.11). Cela indique que le taux de croissance d'une cellule est soit chaotique (dépendant de phénomènes microscopiques).

piques) soit dépendant d'autres variables non étudiées telles que son voisinage ou l'amplitude locale de la cellule.

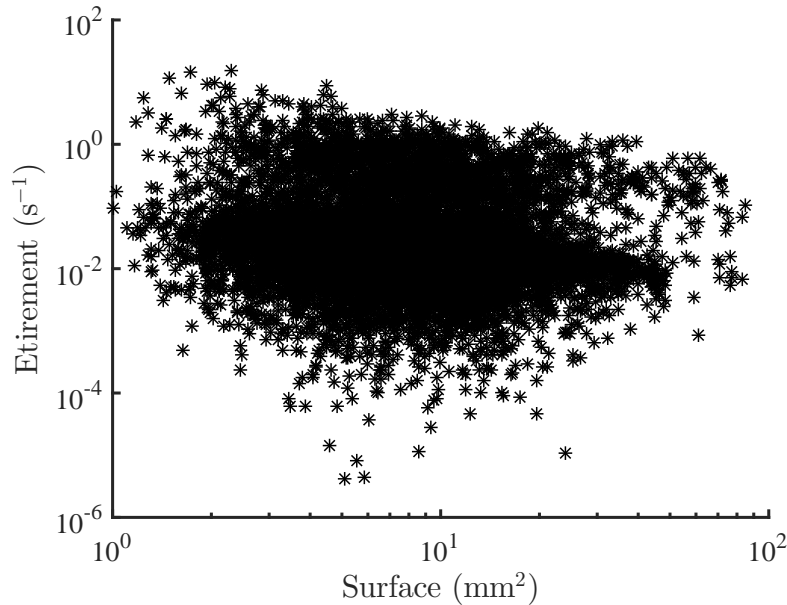


FIGURE 4.11 – Évolution de $K_{cellule}$ en fonction de la surface des cellules

4.3.4 Étude du nombre d'onde d'interdistance de gouttes

Au cours de la propagation de la flamme, l'interdistance entre les gouttes diminue par rapport à la taille de la flamme. Ainsi, de manière similaire aux instabilités cellulaires, il est possible de définir un nombre d'onde correspondant à l'interdistance.

$$n_{goutte} = 2\pi \frac{R_{flamme}}{a} \quad (4.7)$$

Comme il peut être observé sur la figure 4.12, le nombre d'onde correspondant aux gouttes est bien supérieur à celui des instabilités, et ce lors de l'intégralité de la propagation de la flamme. En grandeurs dimensionnelles, cela signifie que la taille des instabilités cellulaires, même les plus petites, est toujours amplement supérieure à l'interdistance entre les gouttes. Ceci tend à signifier que la morphologie des instabilités présentes à la surface de la flamme n'est pas directement déterminée par la traversée individuelle des gouttes. Les gouttes ne seraient que des déclencheurs des instabilités qui seraient ensuite pilotées par les mécanismes

d'instabilités gazeuses. Cette conclusion est en accord avec les conclusions de la littérature [65].

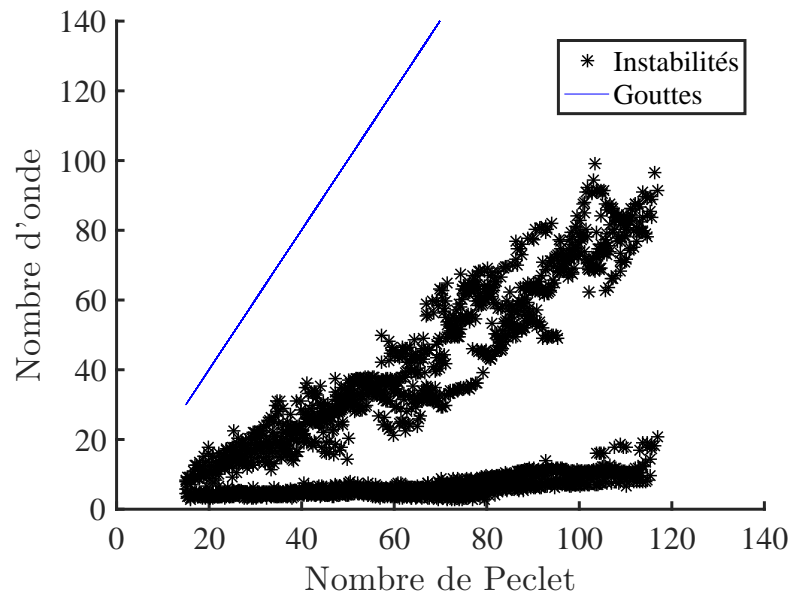


FIGURE 4.12 – Comparaison des nombres d'onde des instabilités et des gouttes pour la condition 2

4.4 Étude de l'impact du franchissement du front sur la stabilité de la flamme

Il a été montré à de nombreuses reprises, que ce soit dans la littérature ou dans la section précédente de ce manuscrit, que la présence des gouttes peut déclencher la transition de la flamme vers l'instabilité. Cette section a pour objectif de contribuer à l'étude des causes de ce phénomène, de part la relation entre la granulométrie de l'aérosol et la morphologie de la flamme.

Cette section se place ainsi dans la continuité directe de l'étude précédente, en particulier le paragraphe 8.5.1 de la thèse de R. Thimothée [65]. Celle-ci avait mis en évidence un très fort lien entre le franchissement du front de flamme par les gouttes et le déclenchement des instabilités. L'objectif est ici de confirmer les résultats expérimentaux obtenus précédemment et de les enrichir par des expériences complémentaires. Les résultats macroscopiques concernant la stabilité de

la flamme obtenus par ombroscopie ou par chimiluminescence sont ainsi confrontés directement aux propriétés microscopiques du brouillard obtenues par imagerie laser.

4.4.1 Critère de franchissement du front de flamme

Afin de réaliser cette étude, il est ainsi nécessaire de définir un critère binaire de franchissement ou non du front de flamme. Le critère choisi est basé sur la cinématique de la goutte en utilisant le raisonnement suivant.

Avant l'allumage, la goutte, ainsi que les gaz frais, sont statiques dans l'enceinte de combustion. Après allumage, les gaz frais sont mis en mouvement par l'expansion des gaz due à la conversion des gaz frais en gaz brûlés. Les gouttes sont entraînées par ce mouvement et ont donc une vitesse non nulle. Enfin, et en supposant que les effets radiatifs sont négligeables, les gaz brûlés sont caractérisés par une vitesse nulle dans le repère de l'expérience [99]. Il est ainsi posé l'équivalence du franchissement de front de flamme et de la nullité de la vitesse de la goutte dans les gaz brûlés (dans le repère de l'expérience).

La figure 4.13 illustre l'utilisation de ce critère. Il est observé sur les images de PTV que la goutte s'immobilise à partir de l'instant $t_0 + 200 \mu s$ et ceci pendant $400 \mu s$ jusqu'à son évaporation complète. Ce phénomène est d'autant plus visible sur la figure 4.14 illustrant l'évolution de la distance radiale de la goutte par rapport au point d'allumage de la flamme. Le critère défini ci-dessus affirme ainsi que la goutte a bien traversé le front de flamme et a terminé son évaporation dans les gaz brûlés.

4.4.2 Diagramme instabilité/franchissement

4.4.2.1 Combustion dans l'air

La figure 4.15 résume l'ensemble des données obtenues lors de cette thèse et de la précédente. Il est possible d'identifier simultanément sur ce graphique les critères de franchissement du front de flamme (\diamond/\circ) et de stabilité de flamme ($+/\cdot$). Il faut noter que pour toutes les conditions étudiées, les flammes gazeuses équivalentes sont stables dans la gamme de rayons étudiée.

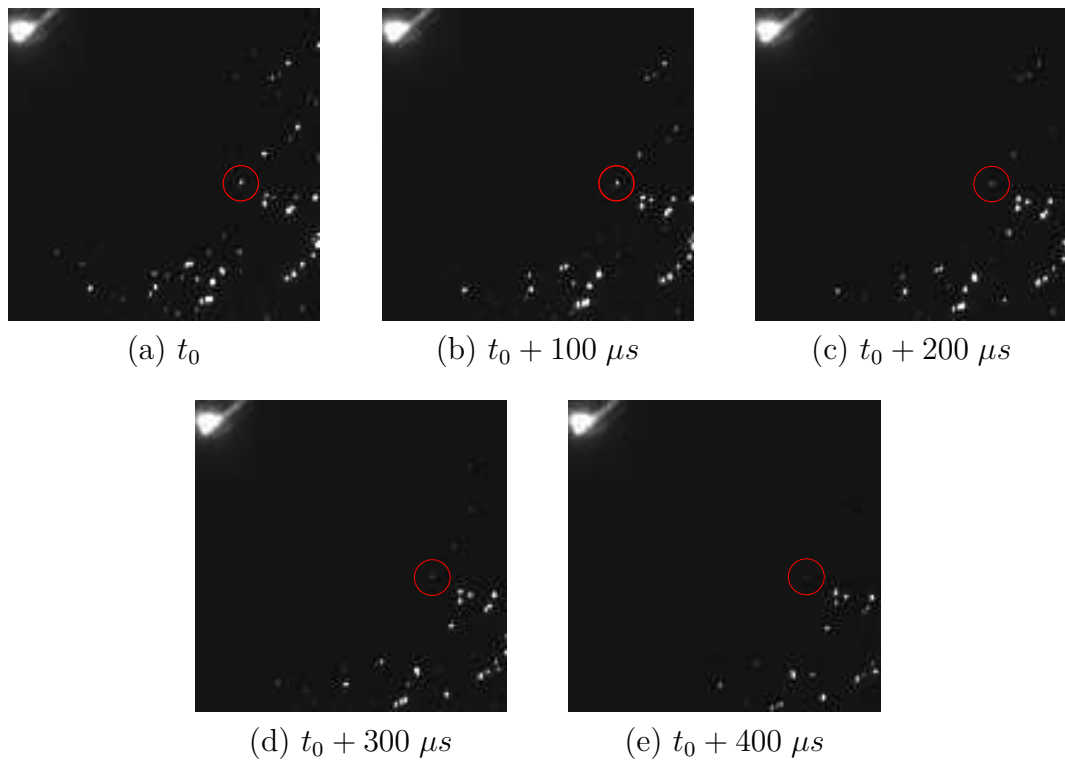


FIGURE 4.13 – Franchissement du front de flamme par une goutte – $P = 0.5 \text{ MPa}$, $\phi = 1.12$, $\Delta P = 0.2 \text{ MPa}$

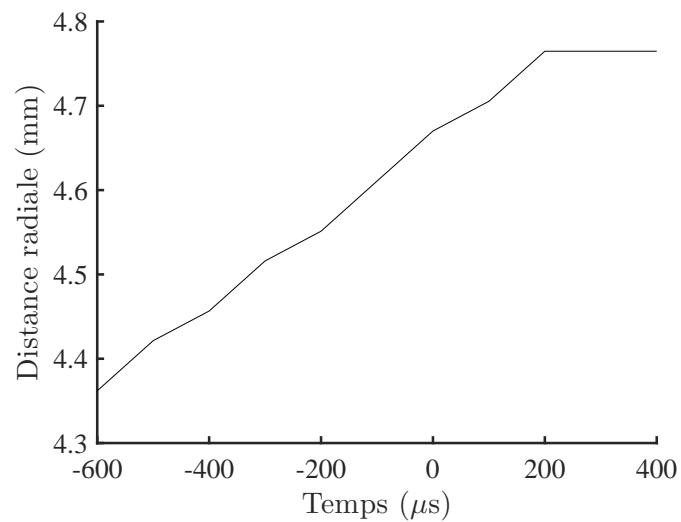
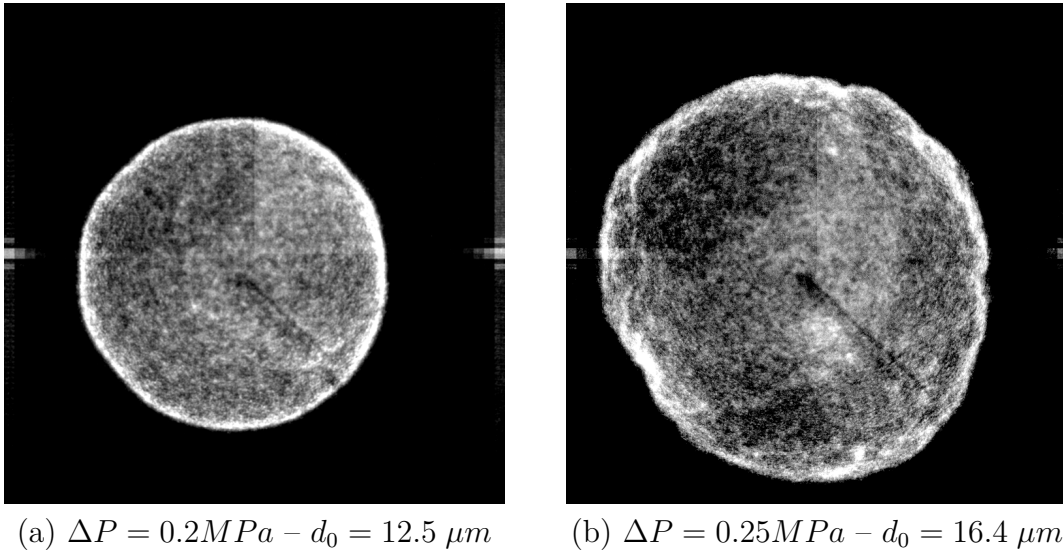


FIGURE 4.14 – Trajectoire de la goutte de la figure 4.13 lors du franchissement du front de flamme - distance radiale calculée à partir des électrodes

(a) $\Delta P = 0.2 MPa - d_0 = 12.5 \mu m$ (b) $\Delta P = 0.25 MPa - d_0 = 16.4 \mu m$ FIGURE 4.16 – Visualisation par chimiluminescence CH^* de deux flammes en propagation sphérique – $P_{igni} = 0.3 MPa$, $\phi = 1$

4.4.2.2 Modification des gaz inertes

Afin d'accroître l'étendue des conditions expérimentales, des expériences ont été menées en changeant la composition du mélange comburant (cf. tableau 4.5). La méthodologie expérimentale de fabrication de ces mélanges peut être trouvée dans l'annexe C. Ceci permet une modification des propriétés de la flamme (S_L^0 , Le , σ , T_{ad}), et donc des temps caractéristiques de combustion et du caractère instable de la flamme.

	Mélange 1	Mélange 2
O_2	0.163	0.142
He	\emptyset	0.098
Ar	0.837	0.76

TABLE 4.5 – Composition des deux mélanges utilisés (fractions molaires mesurées par chromatographie en phase gazeuse)

Plus spécifiquement, le remplacement de l'azote par l'argon et l'hélium augmente fortement la vitesse de flamme, et ceci d'autant plus que la fraction molaire en hélium est grande. Par ailleurs, en raison de la capacité calorifique plus faible des gaz nobles (monoatomiques), la température de flamme est elle aussi augmentée tandis

que l'épaisseur de flamme est réduite. Concernant le nombre de Lewis régissant les instabilités thermodiffusives, la présence d'argon ne le modifie que marginalement par rapport au diazote alors que l'hélium l'augmente fortement.

Cependant, la forte augmentation de la vitesse de flamme nécessite la réduction de la fraction molaire de dioxygène afin de conserver des vitesses compatibles avec le dispositif expérimental. La méthodologie d'analyse reste identique au paragraphe précédent : il est observé si des gouttes franchissent le front de flamme et si la flamme passe en régime instable lors de sa propagation.

Le tableau 4.6 illustre les résultats obtenus pour ces deux mélanges. De même que pour la combustion dans l'air, les flammes diphasiques instables sont corrélées au franchissement du front de flamme par les gouttes présentes dans les gaz frais.

Mélange	P_{ini} (MPa)	ΔP (MPa)	ϕ	Franchissement	Instabilité	Le_{eff}
Mélange 1	0.30	0.15	1.5	oui	oui	1.03
Mélange 1	0.35	0.15	1.1	oui	oui	1.22
Mélange 1	0.35	0.12	1.4	oui	oui	1.06
Mélange 1	0.45	0.10	1.4	<i>non</i>	<i>non</i>	1.06
Mélange 1	0.50	0.20	1.1	oui	oui	1.21
Mélange 2	0.35	0.15	1.3	oui	oui	1.43
Mélange 2	0.41	0.15	1.1	<i>non</i>	<i>non</i>	1.60
Mélange 2	0.41	0.15	1.3	oui	oui	1.43
Mélange 2	0.40	0.15	1.6	oui	oui	1.33
Mélange 2	0.46	0.21	1.4	oui	oui	1.36
Mélange 2	0.5	0.2	1.2	<i>non</i>	α^*	1.55

TABLE 4.6 – Résultats expérimentaux de la combustion dans les mélanges modifiés 1 et 2

Il est de nouveau observé une corrélation entre le passage des gouttes et le déclenchement des instabilités. Cette série d'expérience montre en outre que ce phénomène reste présent à des nombres de Lewis élevés (mélange 2). Ceci montre que l'aspect thermodiffusif, qui est ici stabilisant ($Le > 1$), n'a pas d'impact sur la déstabilisation de la flamme par les gouttes. Cela tend ainsi à confirmer l'aspect hydrodynamique des instabilités cellulaires causées par les gouttes [65].

La dernière ligne du tableau 4.6 est singulière (symbole α^*). En effet, la flamme est instable mais a une morphologie différente des instabilités cellulaires classiques observées dans les autres cas (cf. fig. 4.17). Il s'agit d'un état intermédiaire entre les flammes complètement stables et les flammes cellulaires.

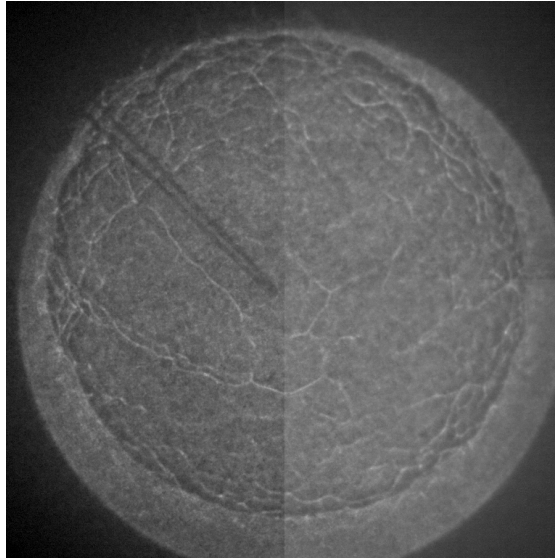


FIGURE 4.17 – Image par ombroscopie du cas α^* – Mélange 2, $P_{ini} = 0.5 \text{ MPa}$, $\Delta P = 0.2 \text{ MPa}$, $\phi = 1.2$

4.5 Bilan

Ce chapitre s'est focalisé sur l'étude expérimentale du comportement des instabilités des flammes diphasiques. Il s'articule autour de trois sections indépendantes. Tout d'abord, une partie à but expérimental où a été étudiée la pertinence de l'utilisation de l'ombroscopie dans l'étude quantitative de la morphologie des flammes instables, le double franchissement du front de flamme par la lumière incidente pouvant biaiser l'observation de la morphologie de la flamme. Ce diagnostic a ainsi été confronté à des résultats obtenus par chimiluminescence CH^* pour lesquels la localisation des cellules est sûre. Il a ainsi été démontré que ces deux diagnostics ne produisent pas le même résultat sur les limites de la distribution de la taille des cellules, en particulier pour les petites cellules. Cependant, les tailles caractéristiques des populations de cellules sont cohérentes pour les deux diagnostics.

Une seconde partie s'est intéressée à l'étude de la morphologie des instabilités dans la configuration d'une flamme diphasique en expansion sphérique. Une analyse quantitative par ombroscopie des cellules présentes à la surface de la flamme a permis de montrer les points suivants :

- (i) La présence des gouttes induit un déclenchement précoce des instabilités cellulaires par rapport à une flamme équivalente purement gazeuse.

- (ii) Cette même présence des gouttes affecte la distribution en taille des cellules à la surface de la flamme.
- (iii) Le taux de croissance individuel de chaque cellule est fortement dispersé et n'est pas lié à la taille de la cellule.
- (iv) La taille des cellules n'est pas directement corrélée à l'interdistance entre les gouttelettes. Ceci indique que les gouttelettes agissent seulement comme un déclencheur du développement des instabilités, qui sont alors régies par les instabilités intrinsèques des flammes gazeuses.

Enfin, une dernière partie s'est attachée à l'étude de l'origine des instabilités, dans la continuité des études précédentes. Les principales conclusions sont les suivantes :

- (i) Le paramètre déterminant dans le déclenchement des instabilités est le franchissement du front de flamme par les gouttes de carburant.
- (ii) L'aspect thermodiffusif ne semble pas jouer de rôle dans les instabilités cellulaires diphasiques qui sont contrôlées par les instabilités hydrodynamiques.

Étude du passage d'une goutte à travers un front de flamme

Sommaire

5.1	Introduction	120
5.2	Méthodologie	120
5.2.1	Synchronisation des diagnostics	122
5.2.2	Calcul de la température des gaz	122
5.3	Phénoménologie du passage du front de flamme	123
5.4	Caractérisation du passage des gouttes dans les gaz brûlés	127
5.5	Réactivité de la goutte dans les gaz brûlés	131
5.5.1	Flamme pauvre	131
5.5.2	Flamme riche	133
5.6	Évaporation dans les gaz brûlés	134
5.6.1	Détermination des taux d'évaporation	134
5.6.2	Effet de la présence de l'ensemencement	136
5.6.3	Influence de la température	137
5.6.3.1	Taux moyen sur la traversée du front de flamme	137
5.6.3.2	Taux d'évaporation dans les gaz brûlés	138
5.6.3.3	Corrélation globale $K(T)$	139
5.7	Déformation du front de flamme	141
5.7.1	Déformation de la zone de préchauffage	141
5.7.2	Déformation de la zone réaction	143
5.7.2.1	Phénoménologie	143
5.7.2.2	Influence de la taille de goutte	145
5.8	Micro-explosion à l'évaporation de la goutte	148
5.9	Bilan	148

5.1 Introduction

Le chapitre précédent a montré un très fort lien entre la morphologie de la flamme et le passage des gouttes à travers le front de flamme. Afin d'accroître la compréhension de ce phénomène, il est donc nécessaire de s'intéresser plus en détail au cas fondamental du passage d'une goutte individuelle à travers un front de flamme.

De manière à disposer d'une configuration canonique simple permettant de contrôler au maximum les paramètres expérimentaux, cette étude a été réalisée grâce au brûleur laminaire à jet impactant décrit dans la section 2.3 de ce manuscrit. Celui-ci permet la projection de gouttes de carburant perpendiculairement à un front de flamme plat et stationnaire.

Deux points seront particulièrement examinés. Tout d'abord l'évaporation de la goutte lors du franchissement du front de flamme et dans les gaz brûlés. Ce point est particulièrement important afin de pouvoir prédire un critère de passage/non-passage d'une goutte à travers une flamme. Le second point étudié concerne la déformation de la flamme lors de la traversée de la goutte, phénomène étant relié au déclenchement des instabilités. Les données présentées dans ce chapitre ont été réalisées à partir d'une flamme gazeuse méthane/air à pression et température ambiantes et pour des gouttes d'éthanol.

5.2 Méthodologie

Cette section est dédiée à la description de la méthodologie utilisée dans ce chapitre.

Le schéma 5.1 illustre l'enchaînement des traitements des données issues des diagnostics optiques afin d'obtenir les grandeurs physiques indispensables à l'analyse de l'évaporation de la goutte.

Le diamètre instantané des gouttes est issu directement des mesures d'ILIDS. La figure 5.2 illustre par un photomontage l'évaporation d'une goutte lors de sa traversée du front de flamme, seules quelques images sont présentées, la séquence entière étant composée de 341 images. La haute cadence de la caméra ILIDS permet de disposer d'une bonne résolution temporelle sur l'évolution de la taille de la goutte.

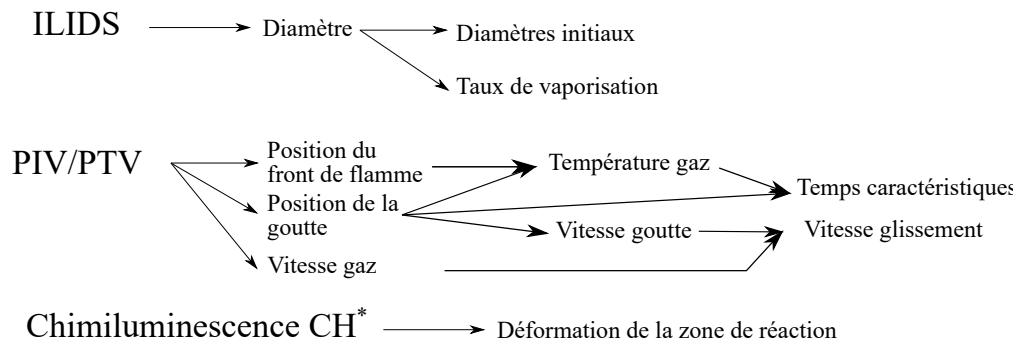
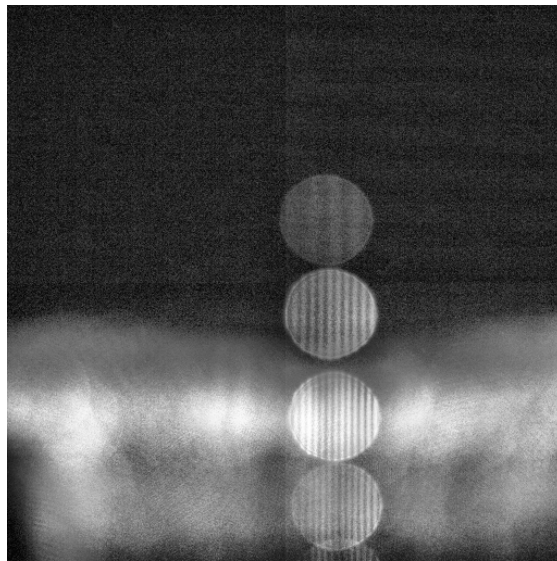


FIGURE 5.1 – Schéma de principe de l'utilisation des diagnostics

FIGURE 5.2 – Montage d'images successives d'ILIDS illustrant l'évaporation d'une goutte lors du passage du front de flamme – diamètre de goutte de $49\ \mu\text{m}$, $49\ \mu\text{m}$, $38\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$

Les informations sur la position de la goutte sont extraites de la seconde caméra en configuration PIV/PTV. De celles-ci sont extraites la vitesse de la goutte et également la position de l'isotherme $T = 525 K$. Les deux paragraphes suivants détaillent deux éléments primordiaux à la méthode développée, la synchronisation entre les diagnostics et la détermination du champ de température.

5.2.1 Synchronisation des diagnostics

La synchronisation des caméras est particulièrement importante pour cette expérience. Elle est en effet indispensable afin de joindre les résultats des deux diagnostics. Il a été choisi de travailler à partir d'une synchronisation temporelle plutôt que spatiale. Afin de disposer d'une référence de temps commune, la séquence d'acquisition des caméras est déclenchée par un signal de trigger commun. Les images numéro 0 sont ainsi correspondantes. Les caméras ayant des fréquences d'acquisition différentes, respectivement 40000 et 10000 images par secondes, les images suivantes peuvent être synchronisées en utilisant un facteur 4 entre l'ILIDS et la PIV/PTV (cf. fig. 5.3).

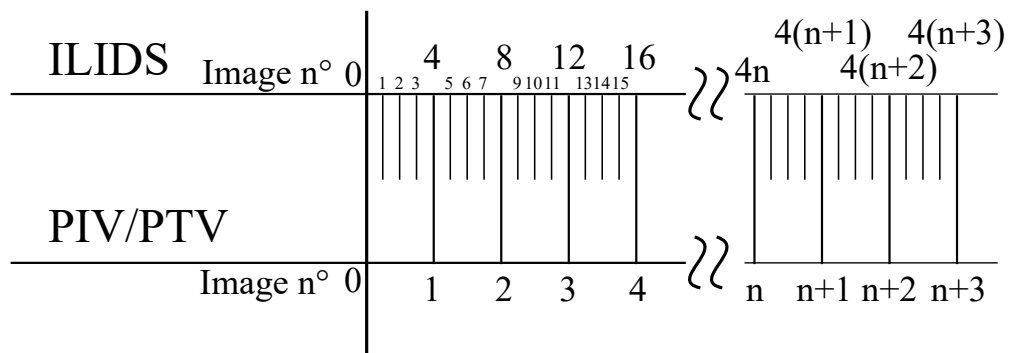


FIGURE 5.3 – Synchronisation temporelle des caméras ILIDS et PTV/PIV

5.2.2 Calcul de la température des gaz

La température ambiante le long de la trajectoire de la goutte est le paramètre fondamental régissant l'évaporation de la goutte. Il est donc indispensable de pouvoir la déterminer lors des expériences. La diffusion de Rayleigh est une méthode usuelle pour mesurer la température des gaz. Cependant, cette diffusion serait totalement noyée sous la diffusion de Mie de la goutte qui est plusieurs ordres de

grandeur plus importante en intensité.

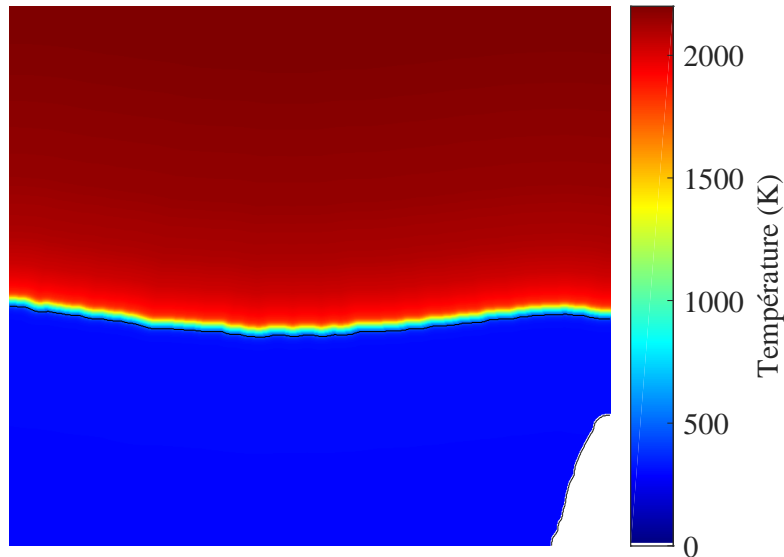


FIGURE 5.4 – Champ de température reconstitué pour une flamme stabilisée méthane/air stœchiométrique

Il faut donc développer une autre méthode permettant de déterminer la température. Le diamètre très faible des gouttes de DEHS utilisées pour l'ensemencement, entre 2 et 3 μm , assure une évaporation quasi-instantanée lorsque la température de leur environnement atteint la température d'évaporation $T = 525 K$. Ceci permet de positionner une ligne isotherme dans la zone étudiée.

Cette position permet de recalculer un profil spatial de température, qu'il soit numérique ou obtenu par diffusion de Rayleigh sans présence de goutte [76]. Le signal Rayleigh pouvant être fortement bruité dans les gaz brûlés, il a été choisi d'utiliser des profils de température numériques calculés à partir du schéma GRI3.0.

La figure 5.4 illustre la reconstruction du champ de température à partir d'un profil 1D numérique, la ligne noire correspondant à l'isotherme $T = 525 K$.

5.3 Phénoménologie du passage du front de flamme

La goutte arrive initialement dans les gaz frais par convection du flux de prémélange. La goutte franchit le front de flamme et poursuit sa trajectoire dans les gaz brûlés jusqu'à son évaporation complète, comme illustré sur la figure 5.5.

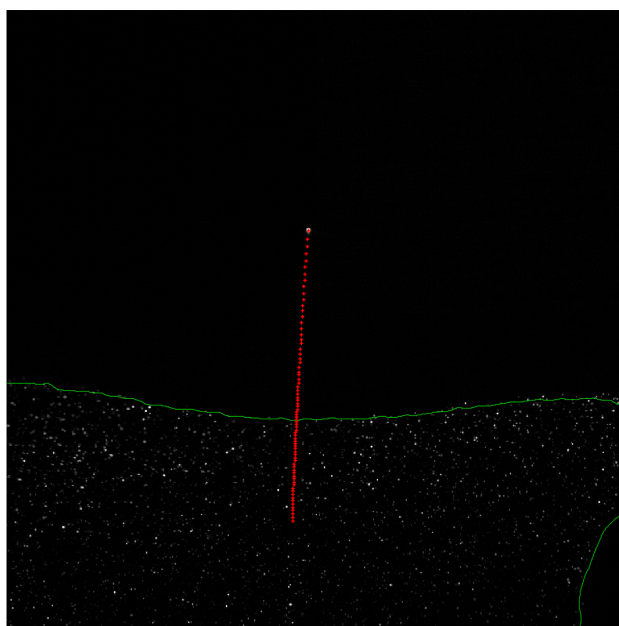


FIGURE 5.5 – Trajectoire de la goutte depuis les gaz frais jusqu'à sa complète évaporation ($d_0 = 47 \mu m$)

Dans les gaz frais, la température est trop réduite pour observer une évaporation à l'échelle de temps considérée (quelques millisecondes). L'évaporation de la goutte devient notable lorsqu'elle traverse le front de flamme, et plus spécifiquement lorsqu'elle atteint la fin du pic d'augmentation de température.

Dans l'exemple présenté dans la figure 5.6, la goutte continue alors son évaporation dans les gaz brûlés et s'évapore totalement 3.8 μs après l'entrée dans le front de flamme.

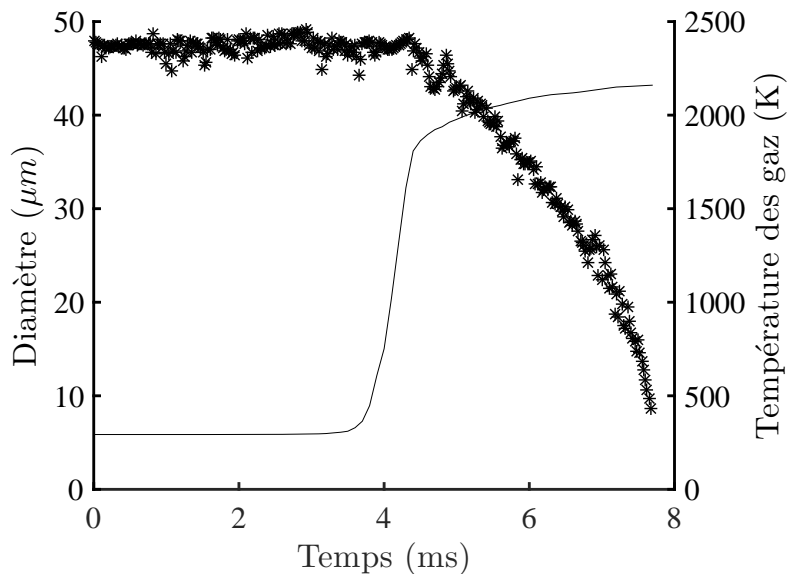


FIGURE 5.6 – Évolutions temporelles du diamètre d'une goutte et de la température des gaz environnants

Les gouttes arrivent avec une vitesse relative de quelques centimètres par seconde par rapport au gaz environnant (cf. fig. 5.7). Ceci induit un ralentissement des gouttes dans les gaz frais ; cependant la goutte possède toujours une vitesse relative non nulle à son arrivée au front de flamme. Au niveau de celui-ci, les gaz accélèrent très fortement, ce qui conduit à une accélération de la goutte par entraînement. L'ensemencement de DEHS s'étant évaporé, aucune information expérimentale n'est accessible sur la vitesse des gaz dans les gaz brûlés. Cependant, de part l'inertie de la goutte, la vitesse augmente progressivement et n'a dans la majorité des cas pas le temps nécessaire pour atteindre la valeur asymptotique égale à V_s^0 . Ainsi, dans le dispositif expérimental utilisé, les gouttes possèdent toujours une vitesse relative par rapport au gaz environnant.

L'impact de cette vitesse relative peut être analysé en calculant le nombre de

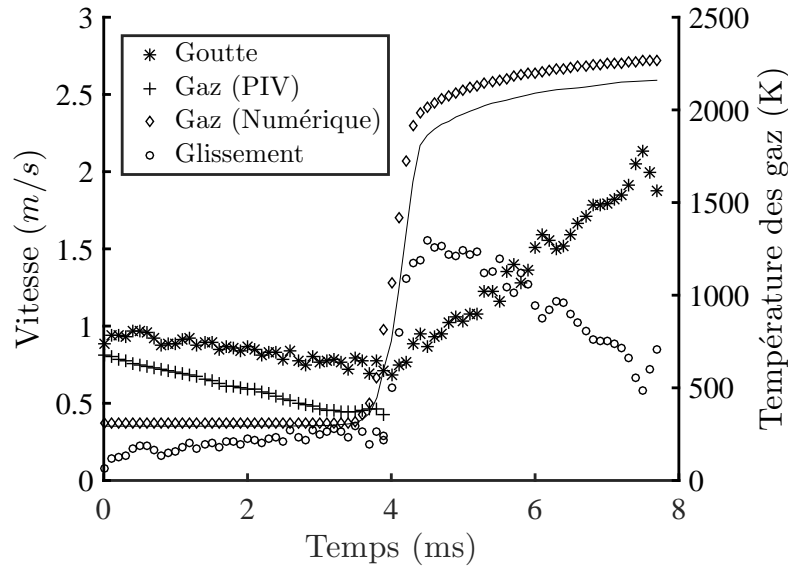


FIGURE 5.7 – Évolutions temporelles des vitesses de la goutte et des gaz frais

Reynolds de goutte sur l'ensemble de la durée de vie de la goutte (cf. eq. 5.1).

$$Re_{goutte} = \frac{\rho_{gaz} \|\vec{v}_{goutte} - \vec{v}_{gaz}\| d_{goutte}}{\mu_{gaz}} \quad (5.1)$$

Afin de disposer d'une valeur numérique de la vitesse de glissement dans les gaz brûlés, la vitesse de ceux-ci est déterminée par une simulation numérique 1D. Les nombres de Reynolds les plus élevés sont situés juste avant la traversée du front de flamme (cf. fig. 5.8). Dans les gaz brûlés, la vitesse de glissement est plus élevée, mais l'augmentation de la viscosité (due principalement à la température) et la diminution de la densité des gaz font fortement décroître le nombre de Reynolds.

La vitesse relative goutte/gaz augmente la vitesse d'évaporation de la goutte, il est donc nécessaire de calculer l'ordre de grandeur. L'effet de ce phénomène sur la valeur du taux d'évaporation peut être prédit par la corrélation de Ranz-Marshall [100], [101]. Plus de détails pourront être trouvés dans la section 6.2.3.3 du chapitre suivant. L'accroissement du taux d'évaporation dû à la convection forcée ne dépasse pas 10%. Au vu des faibles Reynolds de goutte qui sont au maximum de l'ordre de 1 dans les gaz frais et de 0.1 dans les gaz brûlés, l'effet de la convection forcée n'est pas prépondérant dans l'étude de l'évaporation de la goutte.

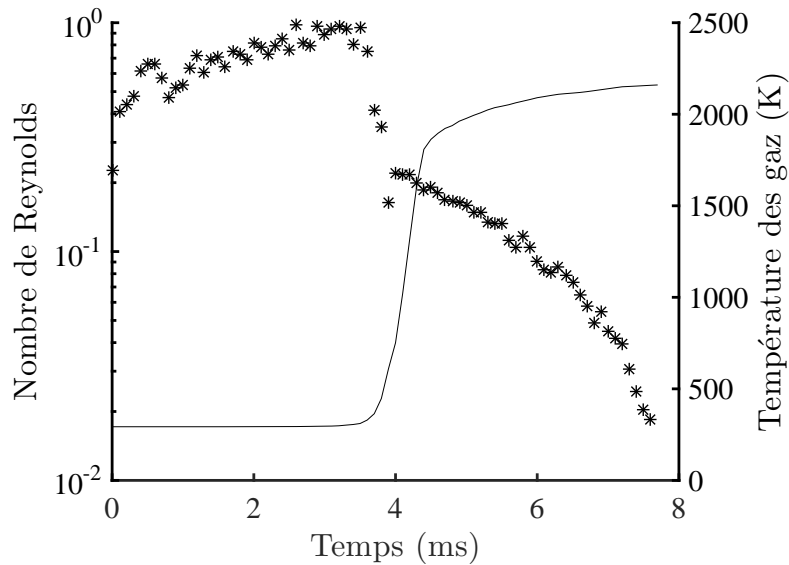


FIGURE 5.8 – Évolution temporelle du nombre de Reynolds de goutte

5.4 Caractérisation du passage des gouttes dans les gaz brûlés

Cette section a pour objectif de décrire de façon globale la traversée du front de flamme par les gouttes en définissant des critères globaux sur le diamètre initial de la goutte.

La vitesse initiale de la goutte est un paramètre particulièrement important de cette section car celle-ci affecte grandement la dynamique du profil de température subi par la goutte. La figure 5.9 illustre le nombre de Reynolds de goutte à l'isotherme $T = 525 \text{ K}$ et dans les gaz brûlés. Ce paramètre augmente naturellement avec le diamètre de la goutte ainsi qu'avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Les nombres de Reynolds de goutte dans les gaz brûlés sont de l'ordre de 10^{-1} . Ainsi, et comme discuté précédemment, l'effet de la convection forcée sur l'évaporation est négligeable.

Afin de définir un critère global représentant l'évaporation de la goutte à travers la flamme, il est défini la distance de pénétration comme la distance entre l'isotherme $T = 525 \text{ K}$ et la position de la goutte lors de son évaporation totale. La figure 5.10 illustre la valeur de cette distance pour l'ensemble des gouttes étudiées. Il peut ainsi être observé une dépendance linéaire de la distance par rapport au diamètre

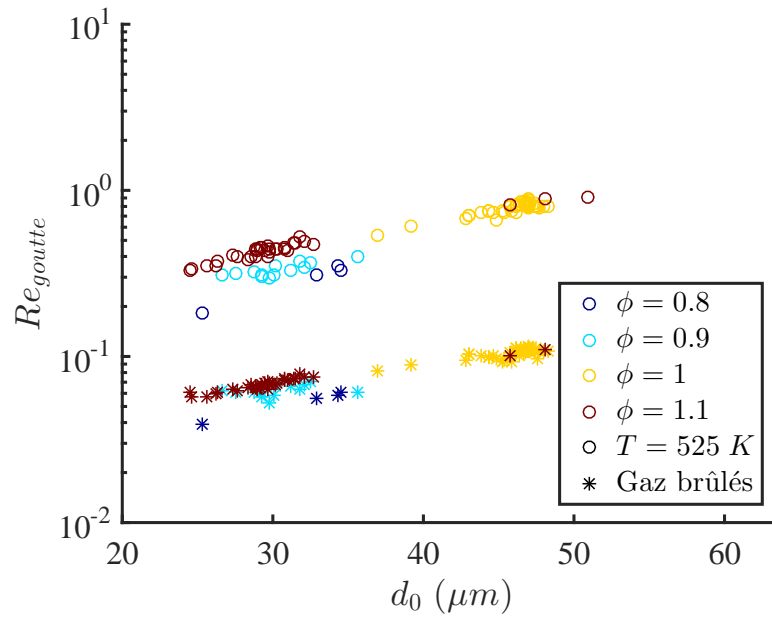


FIGURE 5.9 – Nombre de Reynolds de goutte à l'isotherme $T = 525 K$ et dans les gaz brûlés

initial de la goutte, et ceci pour chacune des richesses étudiées.

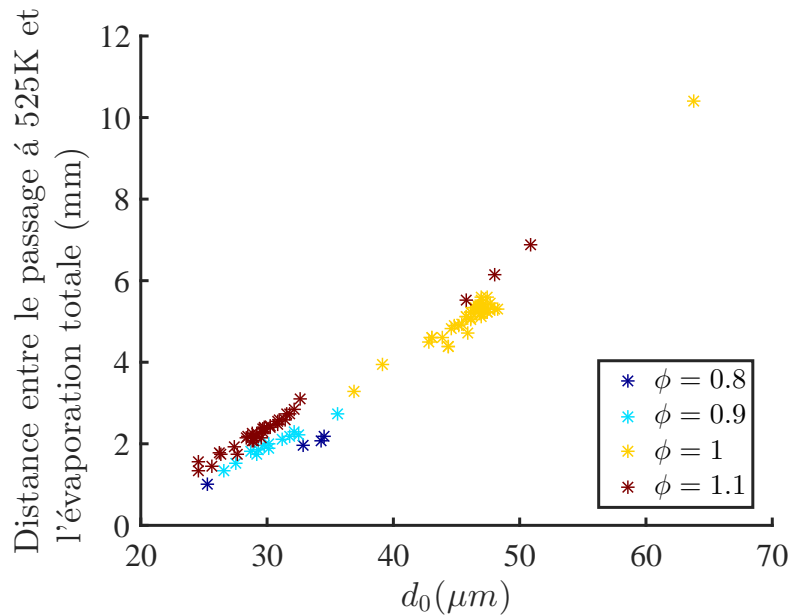


FIGURE 5.10 – Position de l'évaporation totale de la goutte par rapport à l'isotherme $T = 525 K$

Cette distance peut aussi être exprimée en fonction de la température par l'intermédiaire de la variable d'avancement $c(T) = \frac{T-T_0}{T_{ad}-T_0}$, ce qui correspond au champ de température adimensionnée de la flamme (cf. fig. 5.11).

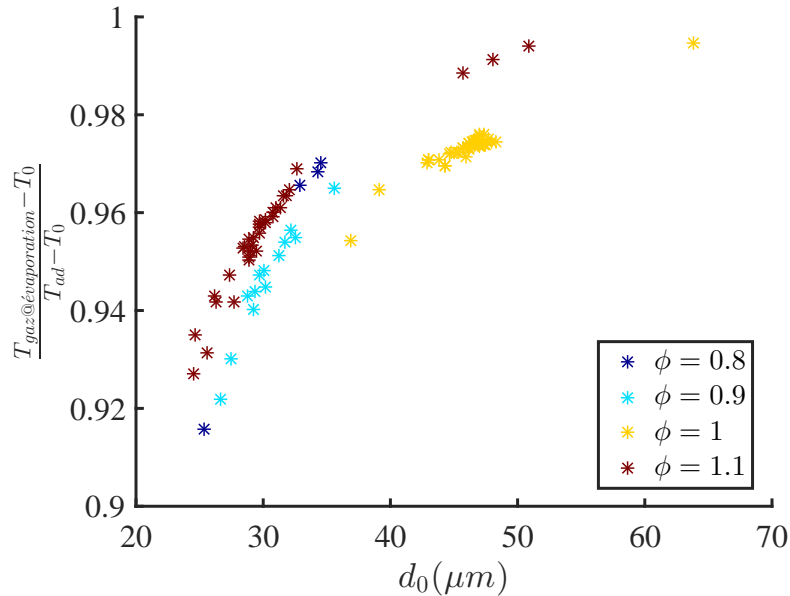


FIGURE 5.11 – Position de l'évaporation totale de la goutte dans le champ de température adimensionnée de la flamme

Cependant, la distance définie ici et le diamètre initial ne sont pas des paramètres indépendants. En effet, la distance est dépendante de la vitesse de la goutte, qui est elle-même liée à la taille de la goutte de part la traînée due à la vitesse relative entre la goutte et les gaz. Travailler sur une base temporelle, et non spatiale, permet ainsi de s'affranchir de ce phénomène. La figure 5.12 illustre la durée correspondante à la distance définie plus haut. Ce temps caractéristique correspond à celui utilisé par la suite (cf. fig. 5.19).

Comme indiqué en introduction de ce chapitre, le passage ou non des gouttes se révèle être un élément fondamental dans la prédiction du développement des instabilités. Il est ainsi particulièrement intéressant de disposer de critères de taille prédisant ce franchissement. Ces critères sont représentés par des diamètres initiaux critiques correspondant à la transition entre passage et non passage à certaines positions dans la flamme :

- d_{crit-1} qui correspond à un critère de passage de l'isotherme $T = 525 K$. Il s'agit donc d'étudier ici si le diamètre initial de la goutte est assez grand

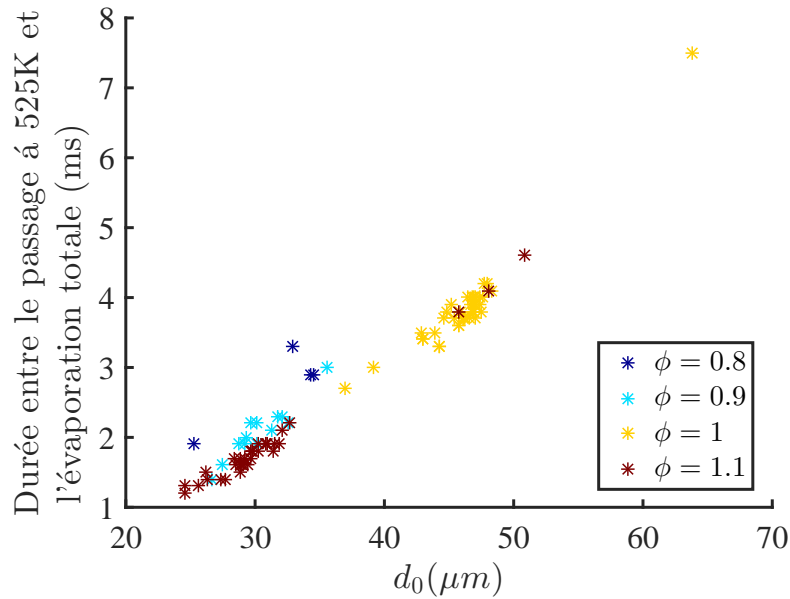


FIGURE 5.12 – Durée de l'évaporation totale de la goutte par rapport à l'instant de passage de l'isotherme $T = 525 K$

pour pouvoir entrer dans la flamme. Le diamètre critique est calculé pour chacune des richesses par une extrapolation linéaire des données de la figure 5.10.

- d_{crit-2} correspondant à l'arrière du front de flamme. Il est défini à partir de la variable d'avancement c_B qui est calculée en considérant la demi épaisseur thermique de la flamme telle que définie par l'équation 1.5 et centrée sur le maximum de dT/dx . La limite arrière du front de flamme se situe ainsi entre $c = 0.8$ et $c = 0.85$ selon la richesse de la flamme gazeuse. L'extrapolation est basée sur l'optimisation de la fonction $c_{evap} = 1 - e^{-\alpha d_0}$ sur les données expérimentales (cf. fig. 5.11) .

Richesse	d_{crit-1} (μm)	d_{crit-2} (μm)	δ_l (μm)
0.8	17 ($c_{525 K} = 0.13$)	18 ($c_B = 0.84$)	534
0.9	17 ($c_{525 K} = 0.12$)	17 ($c_B = 0.80$)	471
1.0	20 ($c_{525 K} = 0.12$)	21 ($c_B = 0.80$)	444
1.1	18 ($c_{525 K} = 0.12$)	18 ($c_B = 0.83$)	433

TABLE 5.1 – Extrapolation du diamètre critique de passage de la flamme

Le tableau 5.1 reproduit les valeurs numériques des diamètres critiques définis précédemment. Plusieurs points peuvent être notés. Tout d'abord, pour toutes les

richesses étudiées, les diamètres critiques sont de l'ordre de $20 \mu\text{m}$. La différence entre les diamètres critiques d_{crit-1} et d_{crit-2} est très faible, voire négligeable. Ceci implique que, du point de vue de la goutte, la flamme peut être considérée comme une interface ayant un diamètre critique de passage. Si $d_0 < d_{crit}$, la goutte s'évapore dans la zone de préchauffage. Au contraire, si $d_0 > d_{crit}$, la goutte passe le front de flamme rentre dans les gaz brûlés avec un diamètre d_{exit} proche de d_0 . Ce phénomène est expliqué par le retard du début de l'évaporation tel qu'il peut être observé sur la figure 5.6. Cependant, ce phénomène est aussi dépendant de la vitesse relative de la goutte par rapport au front de flamme, l'écart entre d_{crit-1} et d_{crit-2} sera d'autant plus réduit que la vitesse de la goutte sera élevée, la goutte passant moins de temps dans l'épaisseur du front de flamme. Dans les applications pratiques de sprays, les vitesses relatives sont bien supérieures à celles utilisées dans cette étude. Pour ces cas, il peut alors être considéré que $d_{crit-1} = d_{crit-2}$.

5.5 Réactivité de la goutte dans les gaz brûlés

Cette section est dédiée à l'étude de la réactivité de la goutte lors du passage du front de flamme. Naturellement, seules les gouttes suffisamment grandes pour le traverser sont concernées par l'analyse. Cet aspect est particulièrement important car la combustion du carburant issu de la goutte a un fort impact sur la déformation du front de flamme [42]. Deux cas différents peuvent être distingués selon la richesse du mélange gazeux, celle-ci influant sur la présence d'oxygène dans les gaz brûlés.

5.5.1 Flamme pauvre

Dans le cadre d'une flamme pauvre, le reliquat d'oxygène restant de la combustion de la phase gazeuse, ici le méthane, peut permettre la formation d'une flamme autour de la goutte. La figure 5.13 illustre ce phénomène pour une richesse $\phi = 0.9$. La bande spectrale 430 nm étant caractéristique de l'émission du radical CH^* , le signal observé provient de la combustion de l'éthanol. L'intensificateur de lumière nécessitant un temps d'exposition très long, un flou de mouvement apparaît sur le signal, limitant ainsi la résolution spatiale.

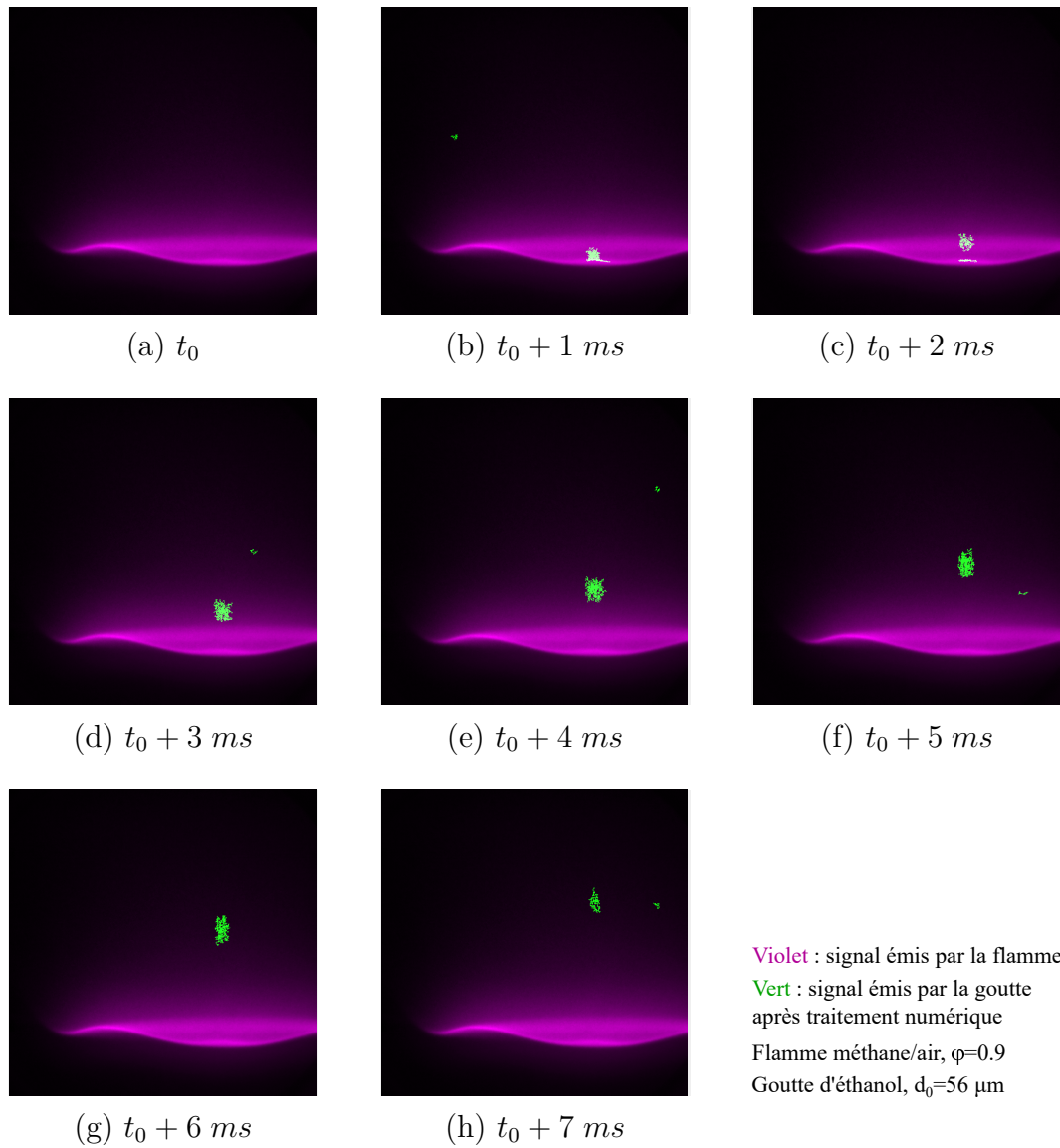


FIGURE 5.13 – Combustion d'une goutte dans les gaz brûlés observée par chimiluminescence CH^*

5.5.2 Flamme riche

Dans le cadre d'une combustion riche, ou dans le cas limite stœchiométrique, l'intégralité de l'oxygène a normalement été consommé au niveau du front de flamme.

Cependant, un très faible signal est observé pour les cas $\phi = 1$ (fig. 5.14a) et $\phi = 1.1$ (fig. 5.14b) dans les instants suivant la traversée du front de flamme. Après un court instant, l'intensité disparaît alors que la goutte, ne s'étant pas encore évaporée totalement, continue sa trajectoire dans les gaz brûlés.

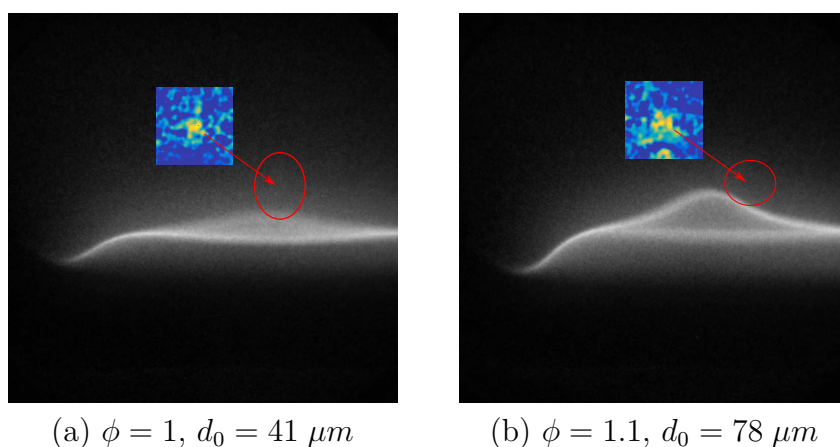


FIGURE 5.14 – Signal CH^* tenu observé dans les gaz brûlés pour des flammes stœchiométriques et riches

Une intensité dans cette gamme spectrale signifiant qu'une réaction de combustion est en cours, il y a nécessairement une espèce oxydante dans l'environnement de la goutte. Deux hypothèses sont alors envisageables, sans être incompatibles :

- Lors de la traversée du front de flamme, la goutte entraîne une partie de l'oxygène l'environnant et empêche sa réaction. Cet oxygène peut ensuite réagir avec l'éthanol en évaporation dans les gaz brûlés.
- L'éthanol réagit avec des oxydants présents en fin de zone de réaction. La figure 5.15 présente les profils spatiaux des oxydants O_2 , O , OH et NO dans les gaz brûlés. Il peut être observé que plus la richesse est haute, plus la fraction molaire de ces espèces est faible. Ceci peut expliquer que le signal est plus faible pour $\phi = 1.1$ que pour $\phi = 1$, l'oxydant étant ici le réactif limitant de la réaction.

Une fois tout l'oxydant présent autour de la goutte consommé, la goutte repasse en configuration de vaporisation pure.

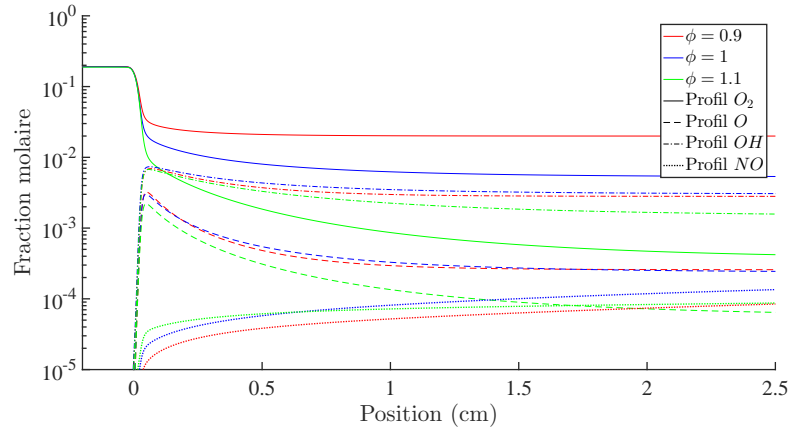


FIGURE 5.15 – Profil spatial des principales espèces oxydantes pour une flamme méthane/air

5.6 Évaporation dans les gaz brûlés

5.6.1 Détermination des taux d'évaporation

Comme il peut être observé sur la figure 5.16, l'évaporation de la goutte dans les gaz brûlés respecte bien une loi en d^2 . L'enjeu devient alors la détermination du taux d'évaporation K . Deux méthodes ont été utilisées ici et sont présentées dans les paragraphes suivants.

Méthode globale Cette méthode utilise la version intégrée de la loi du d^2 entre un instant t_i et l'évaporation de la goutte.

$$K_{global} = \frac{d_t^2}{\tau_{evap}} \quad (5.2)$$

Avec $\tau_{evap} = t_i - t_{evap}$ la durée d'évaporation d'une goutte de taille initiale d_t , le diamètre de la goutte à l'instant t_i . Tout l'enjeu de cette méthode est alors le choix du paramètre t_i . S'il est pris tôt lors du franchissement du front de flamme, K_{global} représentera un taux moyenné sur l'ensemble de la flamme. Au contraire, si seule la fin de l'évaporation est prise en compte, K_{global} correspondra au taux d'évaporation dans les gaz brûlés uniquement. Il faut noter que cette méthode nécessite l'utilisation couplée de l'ILIDS pour la détermination de d_t^2 et de la PTV pour celle de τ_{evap} .

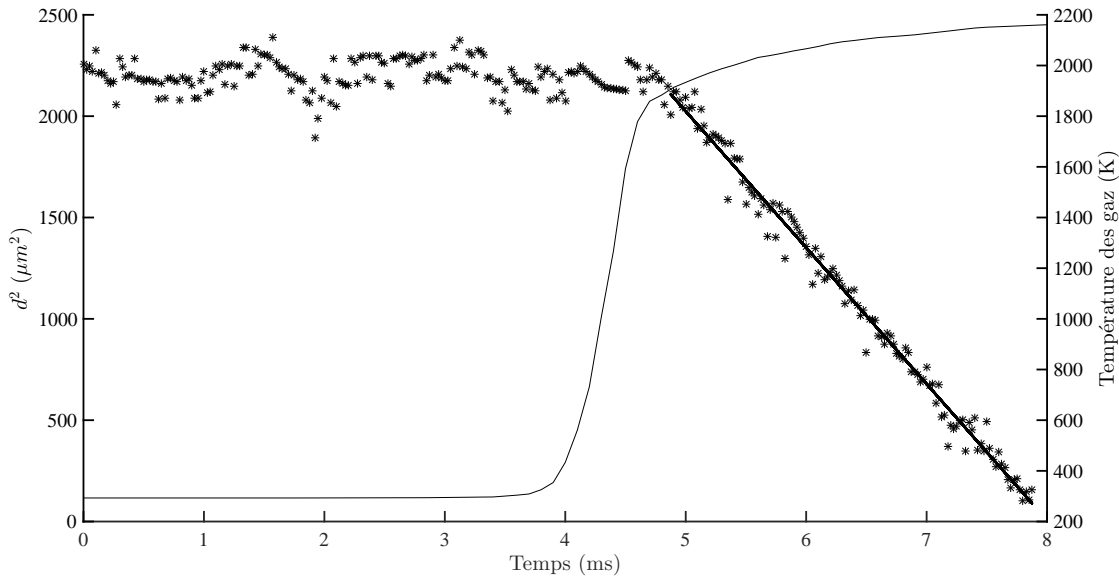


FIGURE 5.16 – Extraction du taux d'évaporation par régression linéaire, $K = 0.67 \text{mm}^2/\text{s}$, $c_i = 0.85$, $\phi = 1$

La figure 5.17 illustre la convergence de K_t en fonction du taux d'avancement modifié $\tilde{c}_i = \frac{T_i - T_0}{T_{\text{evap}} - T_0}$ à l'instant t_i . Logiquement, K_{global} croît avec \tilde{c}_i : un \tilde{c}_i faible tient compte du passage de la goutte dans des gaz plus froids, ce qui réduit en moyenne la vitesse d'évaporation.

Cependant, il peut être noté que cette méthode semble diverger à l'approche de $\tilde{c}_i = 1$. Une autre méthodologie est donc nécessaire afin de disposer de valeurs fiables de K .

Par régression Cette méthode se base directement sur l'utilisation de l'évolution temporelle du carré du diamètre. Une première méthode pourrait être l'utilisation directe de l'équation 5.3. Cependant, elle nécessite une dérivation et est donc fortement sensible au bruit présent sur le profil de $d(t)$.

$$\frac{d}{dt}d^2(t) = -K \quad (5.3)$$

Une méthode plus robuste consiste à effectuer une régression linéaire directe sur le profil de $d^2(t)$. Cette méthode ne nécessite ainsi que la méthode d'ILIDS. Afin de n'étudier l'évaporation qu'à une température constante, celle des gaz brûlés,

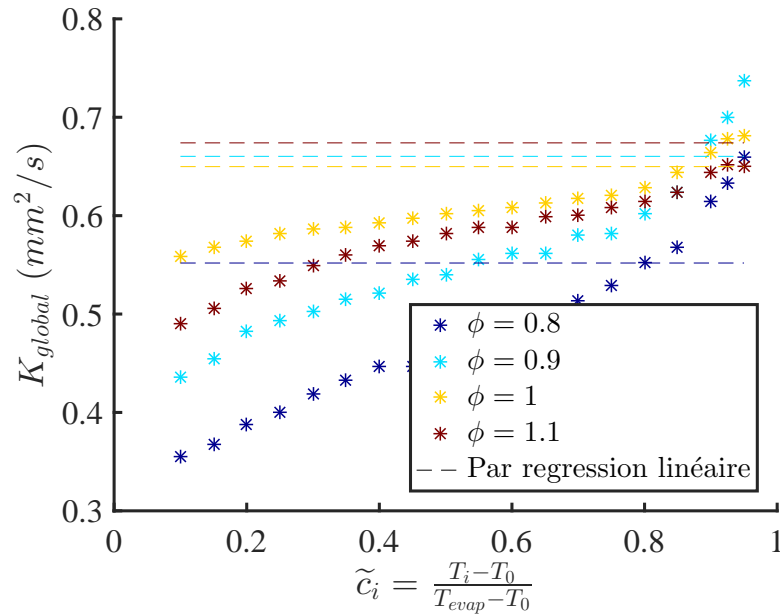


FIGURE 5.17 – Détermination des taux d'évaporation par la méthode globale – effet du choix de l'avancement initial \tilde{c}_i

la régression linéaire n'est effectuée qu'à partir d'un taux d'avancement modifié \tilde{c}_i fixé à 0.85. La figure 5.16 illustre cette méthode pour une goutte de taille initiale $d_0 = 46 \mu m$.

5.6.2 Effet de la présence de l'ensemencement

Le milieu dans lequel évoluent les gouttes étantensemencé avec les fines gouttelettes de DEHS, il est indispensable de statuer sur l'effet de leur présence sur l'évaporation des gouttes. En effet, le gaz d'entraînement étant utilisé pour l'entraînement des gouttes de carburant est lui aussiensemencé ; des gouttes de DEHS pourrait coalescer avec la goutte principale et modifier ses propriétés.

Des expériences ont été réalisées sans la présence d'huile afin d'être comparées aux résultats précédents. L'analyse se fait ici sur le taux d'évaporation dans les gaz brûlés pour une flamme stœchiométrique. La figure 5.18 compare l'évaporation de gouttes d'éthanol dans les deux cas. Il peut être observé que l'évaporation dans la zone des gaz brûlés est similaire, avec des taux de vaporisation quasiment identiques. Il en est donc déduit que la présence de l'ensemencement ne modifie

pas la dynamique de l'évaporation de l'éthanol, ni le taux d'évaporation dans les gaz brûlés.

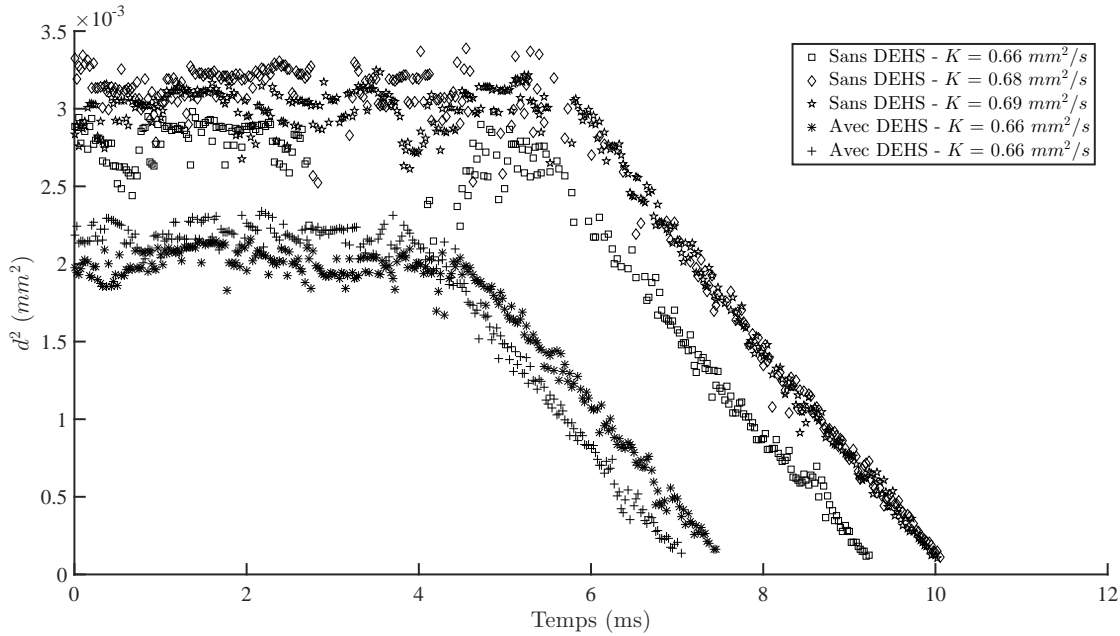


FIGURE 5.18 – Influence de la présence de DEHS sur l'évaporation (richesse méthane $\phi = 1$)

5.6.3 Influence de la température

Le paramètre physique majeur influant l'évaporation est la température. En utilisant les différentes notions définies précédemment, cette section vise à étudier l'évolution du taux d'évaporation par rapport à la température des gaz brûlés environnant.

5.6.3.1 Taux moyen sur la traversée du front de flamme

Le taux d'évaporation correspond à un taux moyen défini sur l'ensemble de la traversée du front de flamme, plus spécifiquement à partir de $T = 525 \text{ K}$.

Ce taux ne correspond pas à une température précise mais au taux moyen observé par la goutte lors du franchissement du front de flamme et lors du séjour dans

les gaz brûlés. Comme attendu, il peut être observé une forte dépendance en température du taux d'évaporation, mais une certaine variabilité est présente sur les résultats expérimentaux.

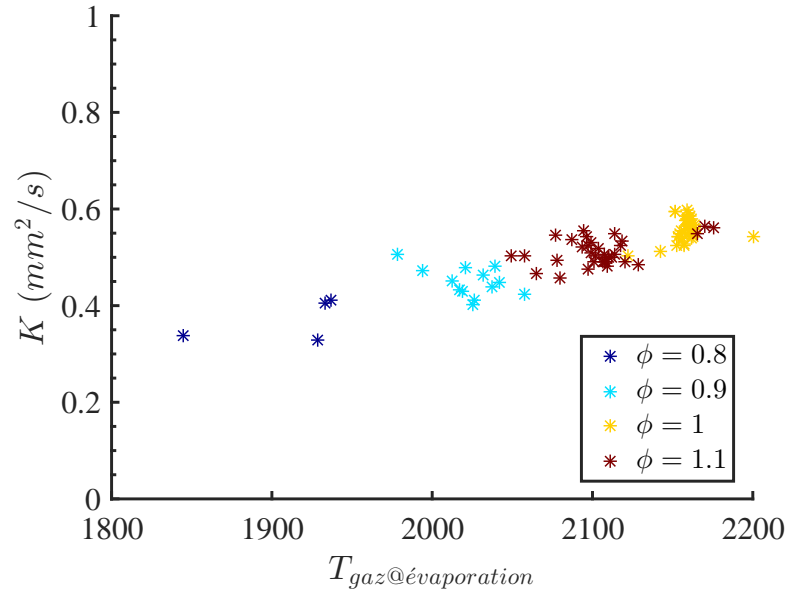


FIGURE 5.19 – Taux d'évaporation moyen global déterminé entre l'isotherme $T = 525 \text{ K}$ et l'évaporation totale

5.6.3.2 Taux d'évaporation dans les gaz brûlés

La constante d'évaporation présentée dans ce paragraphe possède un sens physique plus prononcé, il s'agit d'un taux d'évaporation à haute température dans les gaz brûlés obtenu par régression linéaire sur les derniers 15% d'augmentation de température (i.e. $c_i = 0.85$). Les taux déterminés ici n'étant calculés que dans les gaz brûlés, ils sont logiquement supérieurs à ceux calculés au paragraphe précédent.

Une croissance des taux d'évaporation de 0.56 à $0.66 \text{ mm}^2/\text{s}$ peut ainsi être observée sur la gamme de température $T = 1850 \text{ K}$ et $T = 2200 \text{ K}$. Pour comparaison, le taux de régression d'une goutte d'éthanol de diamètre $50 \mu\text{m}$ en combustion dans de l'air à condition ambiante est de $0.72 \text{ mm}^2/\text{s}$ [102] pour une température maximale de flamme d'environ 1800 K [103].

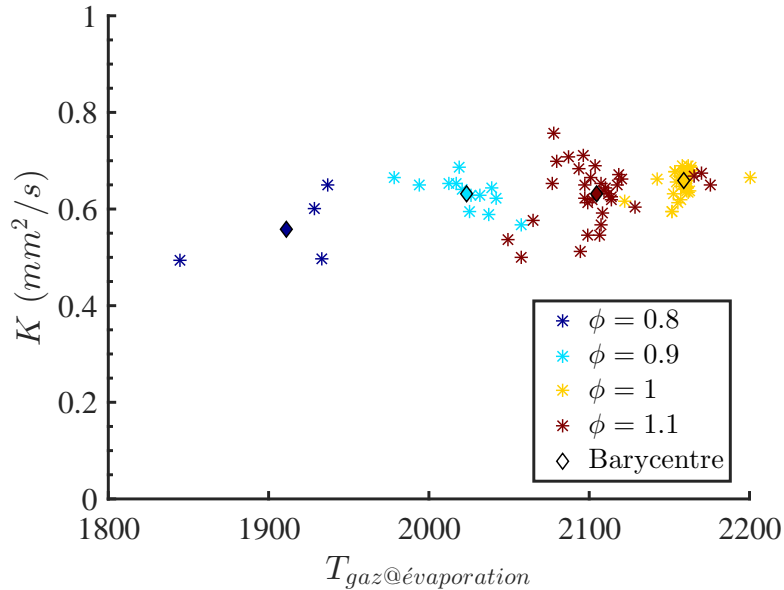


FIGURE 5.20 – Taux d'évaporation dans les gaz brûlés calculé à partir de $c_i = 0.85$

5.6.3.3 Corrélation globale $K(T)$

La figure 5.21 met en perspective les données acquises ici à haute température avec les taux d'évaporation de l'éthanol obtenus à basse et moyenne température (303 à 903 K , [104]). Les taux d'évaporation à haute température présentés ici sont issus des barycentres des taux d'évaporation de la figure 5.20 pour chacune des richesses étudiées.

Il faut cependant noter que les données sont issues de l'évaporation dans des milieux différents. Dans le premier cas, l'évaporation se fait sans réactivité dans une atmosphère d'azote pure. Dans le deuxième cas, l'évaporation se fait dans un milieu complexe (nombreuses espèces) et possiblement oxydant.

Il est maintenant possible de proposer une corrélation du taux d'évaporation en fonction de la température sur une très large gamme de températures. Une fonction de type loi d'Arrhenius modifiée (eq. 5.4) convient particulièrement pour sa croissance rapide à basse température et son comportement asymptotique linéaire à haute température.

$$K(T) = AT^n e^{-\frac{E_a}{RT}} \quad (5.4)$$

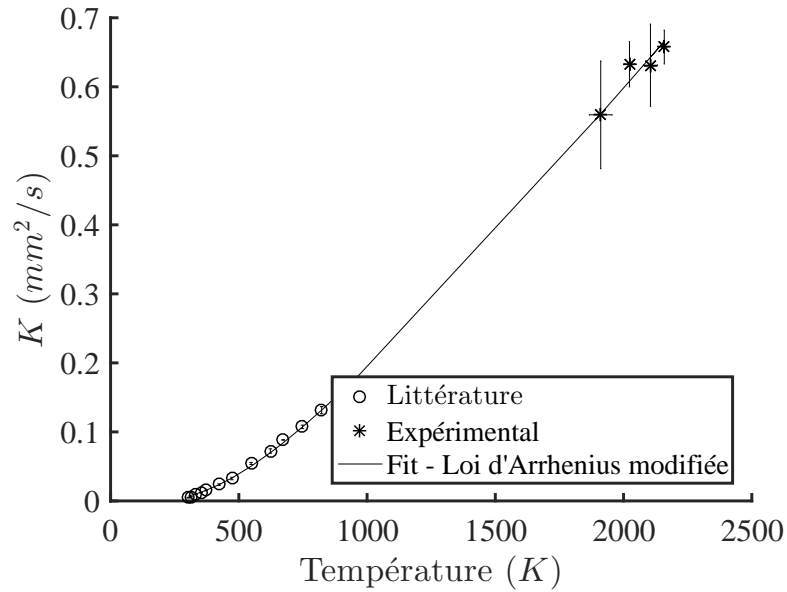


FIGURE 5.21 – Evolution du coefficient d'évaporation de l'éthanol en fonction de la température

Le tableau 5.2 reproduit le résultat de l'optimisation sur les données expérimentales sur l'ensemble de la gamme de température (cf. fig. 5.21).

A	n	E_a
$7.79 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s}$	0.937	7934 J/mol

TABLE 5.2 – Optimisation d'une loi d'Arrhenius modifiée (eq. 5.4) sur les taux de vaporisation

Les résultats obtenus peuvent être comparés aux taux d'évaporation théoriques de la loi du d^2 . L'expression la plus simple est donnée par l'équation 5.5 [2] :

$$K_{d^2\text{-théorie}} = 8(D_{th})_g \frac{\rho_g}{\rho_l} \log \left(1 + (c_p)_g \frac{T_{ad} - T_{evap}}{(L_v)_l} \right) \quad (5.5)$$

Le tableau 5.3 montre l'évolution des taux d'évaporation expérimentaux et théoriques en fonction de la richesse. L'expression 5.5 est calculée aux conditions de température et de composition des gaz brûlés, ces conditions étant obtenues par les simulations numériques évoquées précédemment. Il apparait aussi nettement que les taux donnés par la théorie sont largement surévalués d'un facteur 2.5 par rapport aux taux obtenus expérimentalement.

Richesse	0.8	0.9	1	1.1
$T_{evap\ moyen} (K)$	1911	2023	2159	2105
$K_{expe} (mm^2/s)$	0.56	0.63	0.66	0.63
$T_{ad} (K)$	1987	2121	2210	2187
$K_{d^2-théorie} (mm^2/s)$	1.41	1.56	1.68	1.69

TABLE 5.3 – Taux d'évaporation théoriques et expérimentaux pour les richesses étudiées

Cette différence peut s'expliquer par les hypothèses faites pour la détermination de l'équation du d^2 (cf. eq. 5.5). En effet, il est supposé que la température de la goutte est uniforme et constante, hypothèse dont la validité est discutable au vu de la brièveté de l'évaporation et des gradients thermiques environnementaux subis par la goutte. En outre, comme indiqué dans la section 5.5, l'éthanol peut réagir dans les gaz brûlés, modifiant localement les propriétés physiques du milieu. Enfin, l'évaluation des coefficients thermiques est faite à l'infini dans les gaz brûlés de la flamme méthane tandis que l'évaporation se fait dans un mélange variable de gaz brûlés et d'éthanol.

5.7 Déformation du front de flamme

Comme il a pu être observé dans la littérature, le passage d'une goutte à travers un front de flamme peut avoir un fort impact sur la structure interne de celle-ci. Cette section s'intéresse donc à la déformation subie par la flamme lors du passage de la goutte. Au vu des différents diagnostics optiques utilisés, la structure interne de la flamme est étudiée en deux parties, tout d'abord la zone de préchauffage par PIV puis la zone de réaction par chimiluminescence CH^* .

5.7.1 Déformation de la zone de préchauffage

La morphologie de la zone de préchauffage peut être déduite de celle de l'isotherme $T = 525 K$. La séquence d'images de la figure 5.22 montre le passage d'une goutte de diamètre initial $d_0 = 49 \mu m$ à travers le front de flamme. Afin d'obtenir une meilleure résolution spatiale la densité de l'ensemencement a été accrue.

Il peut être observé que la goutte ne modifie pas la morphologie de la zone de

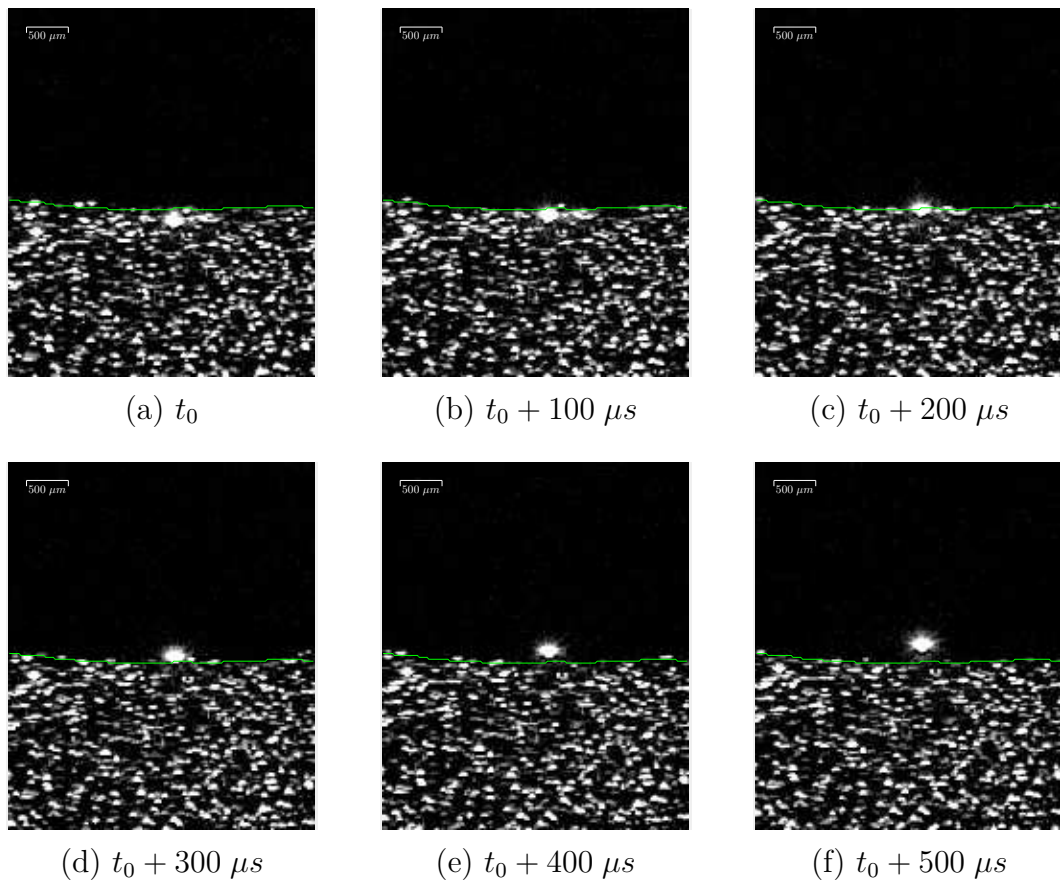


FIGURE 5.22 – Séquence d'images $d_0 = 49 \mu m$

préchauffage de la flamme, du moins à l'échelle de l'interdistance entre les gouttes de l'ensemencement (la centaine de micromètre).

5.7.2 Déformation de la zone réaction

5.7.2.1 Phénoménologie

Le comportement de la zone de réaction a été étudié par l'intermédiaire de la chimiluminescence CH^* couplé à la méthode d'ILIDS. Pour rappel, l'émission lumineuse par le radical CH^* est un bon traceur de la position de la zone de réaction (cf. section 3.3). Il faut cependant noter que les images qui vont être présentées par la suite montrent un signal intégré dans l'axe de la caméra.

Lorsque la goutte traverse la zone de réaction, il peut être observé une déformation de celle-ci sous la forme d'une concavité vers les gaz frais pendant le court instant de la traversée (cf. fig. 5.23).

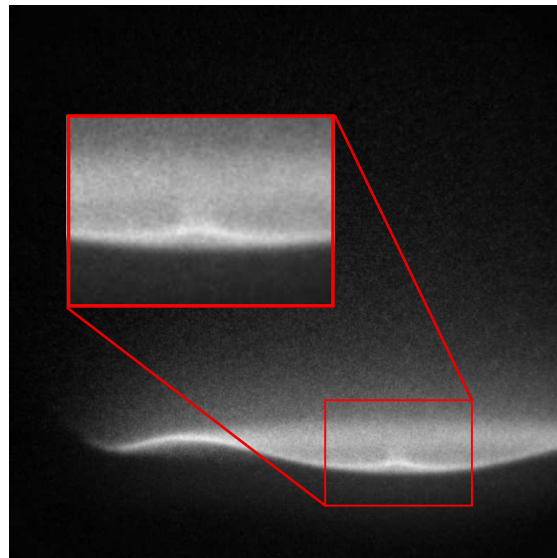


FIGURE 5.23 – Déformation de la flamme au passage d'une goutte – observation par chimiluminescence CH^* – $\phi = 0.9$ – $d_0 = 50 \mu m$

La géométrie de la déformation constatée est en accord avec la morphologie observée dans la littérature par PLIF [42] (cf. fig 5.24). Cependant, une comparaison directe ne peut être faite, les configurations n'étant pas identiques (flamme de pré-mélange vs. flamme de diffusion).

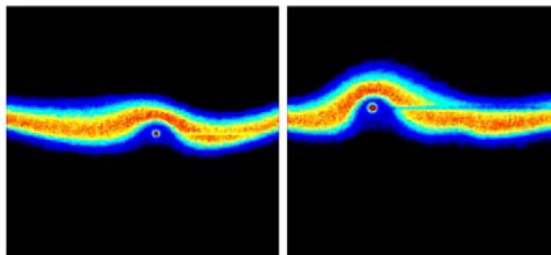
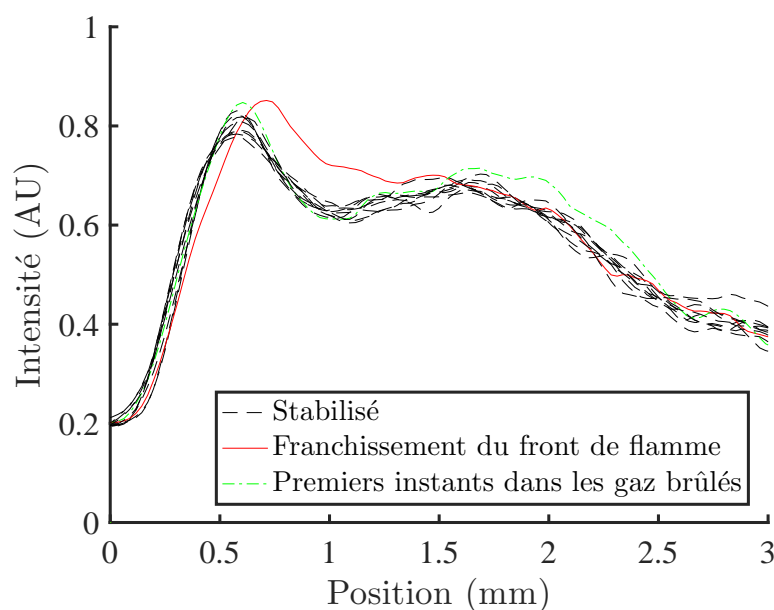


FIGURE 5.24 – Déformation de flamme au passage d'une goutte (d'après [42])

La figure 5.25 illustre la déformation du front de flamme lors du passage de la goutte. Les courbes noires correspondent au profil stabilisé avant ou après le passage; elles servent de référence pour l'étude de la déformation. La courbe rouge, correspondante à l'image 5.23, montre la déformation du front de flamme qui recule d'environ $100 \mu m$ par rapport à sa position de référence. La courbe verte correspond à l'instant suivant, le front de flamme est revenu à sa position initiale. Il peut être observé une légère augmentation de l'intensité dans les gaz brûlés, il s'agit de la réactivité de la goutte dans les gaz brûlés telle que décrite dans la section 5.5.

FIGURE 5.25 – Profil du signal CH^* sur une ligne verticale au niveau du franchissement du front de flamme – la courbe rouge correspond à la figure 5.23

L'observation par chimiluminescence CH^* étant limitée par l'intégration du si-

gnal sur l'axe d'observation, des pistes d'amélioration concernant les diagnostics optiques seront proposées en perspectives à la fin de ce manuscrit.

5.7.2.2 Influence de la taille de goutte

La déformation de la flamme peut être observée sur la figure 5.26 pour une gamme large de diamètre. Tout d'abord, pour une petite goutte, aucune déformation de la zone de réaction n'est observée (cf. fig. 5.26a). Ce cas est observé lorsque la goutte s'évapore entièrement dans la zone de préchauffage et n'atteint pas la zone de réaction.

Lorsque la taille de la goutte est plus importante, une interaction entre celle-ci et la zone de réaction apparaît sous la forme d'une déformation (cf. fig 5.26b-5.26f).

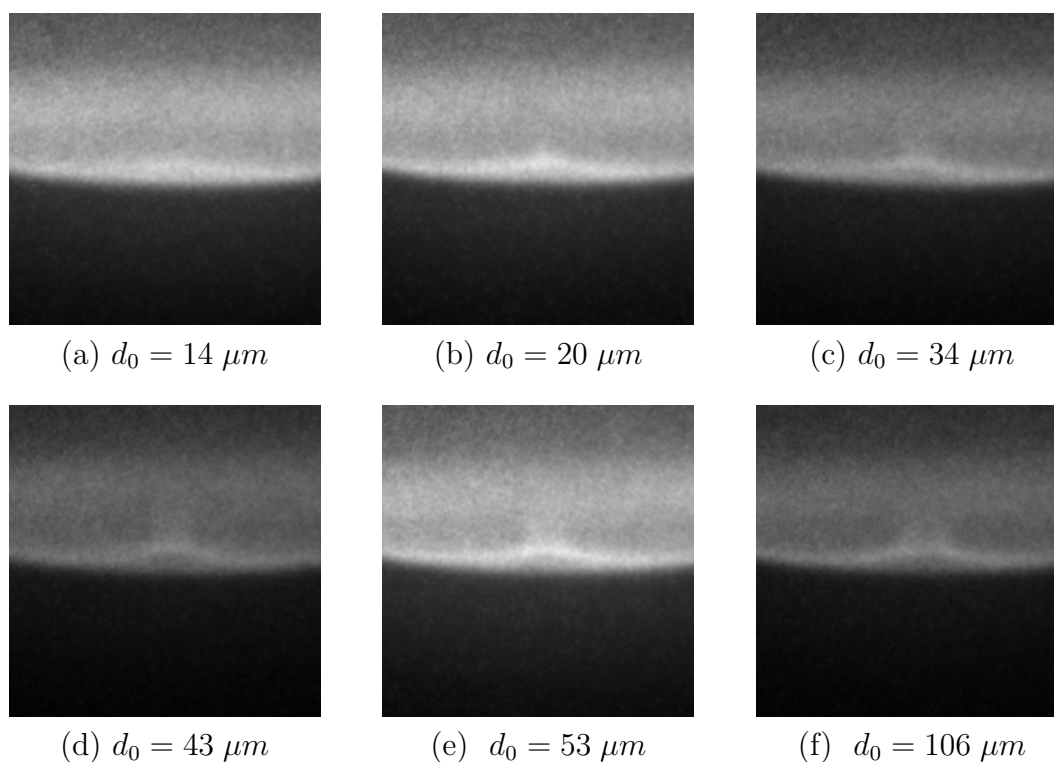


FIGURE 5.26 – Déformation du front de flamme observée par chimiluminescence CH^* pour différentes tailles de goutte – $\phi = 0.9$

Il apparaît qu'au delà d'un certain seuil de déclenchement se situant entre 14 et 20 μm , la taille de la goutte n'a pas d'influence sur l'amplitude de la déformation

(cf. fig. 5.27).

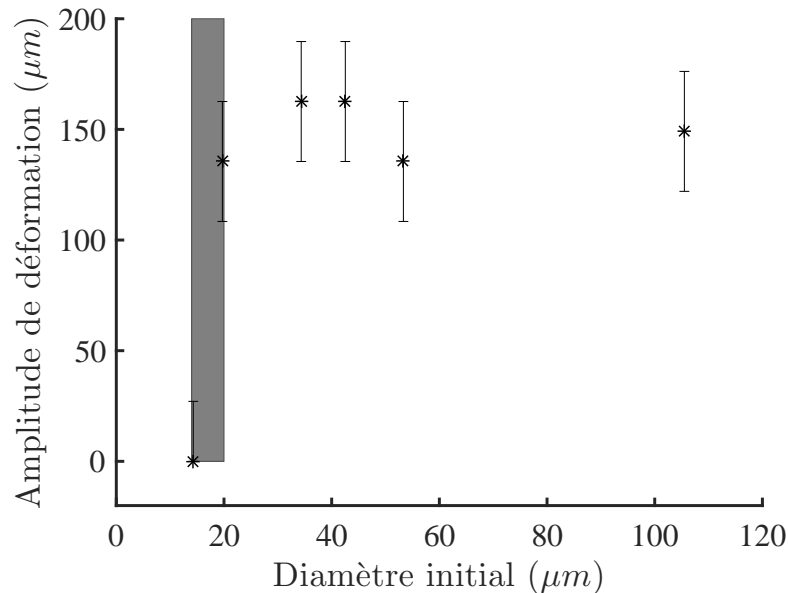
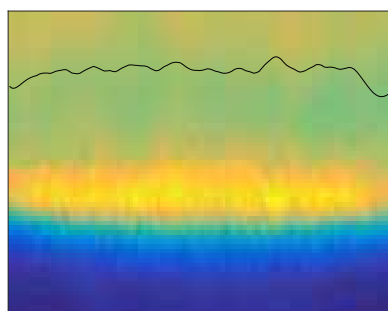


FIGURE 5.27 – Amplitude maximale de la déformation de la zone de réaction en fonction du diamètre initial de goutte – données issues de la figure 5.26

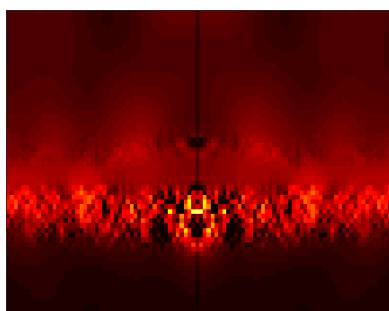
En outre, des phénomènes d'extinction locale peuvent apparaître lors du passage de la goutte. Le diagnostic par chimiluminescence n'est pas adapté mais il permet de donner quelques indications phénoménologiques sur le comportement de la flamme.

Lors du passage d'une goutte il est généralement observé une augmentation locale de l'intensité du signal de chimiluminescence CH^* (cf. fig. 5.28c). L'augmentation de l'émission est d'autant plus visible sur l'image ayant subi une déconvolution d'Abel [105] permettant l'observation du profil de chimiluminescence non intégré (cf. fig. 5.28d).

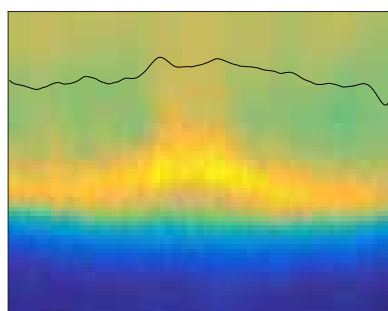
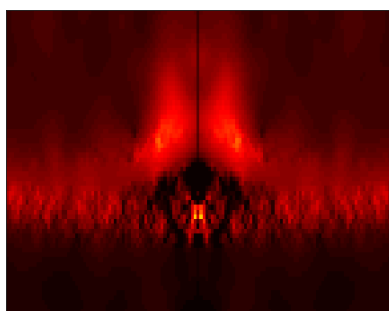
Au contraire, dans le cas $d_0 = 106 \mu m$, le maxima géométrique de la déformation présente une baisse d'intensité du signal CH^* (cf. fig. 5.28e et 5.28f). La principale hypothèse explicative est la présence d'une extinction locale de la flamme lors du passage de la goutte. Peu après le passage de la goutte, l'émission CH^* reprend sa continuité (cf. fig. 5.28g et 5.28h) avant de reprendre sa position stationnaire.



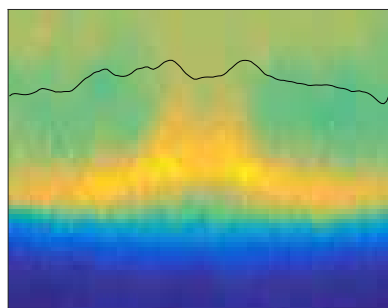
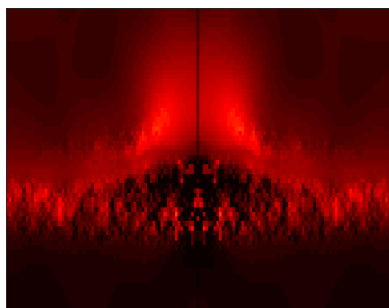
(a) Référence – pas de goutte



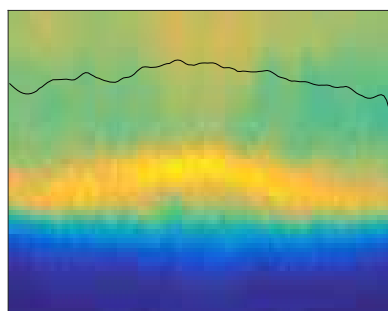
(b)

(c) $d_0 = 53 \mu m$ (cf. fig. 5.26e)

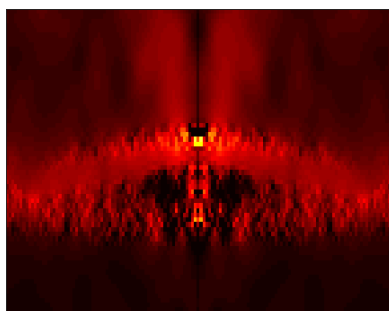
(d)

(e) $d_0 = 106 \mu m$ (cf. fig. 5.26f)

(f)



(g) 1 ms après 5.28e

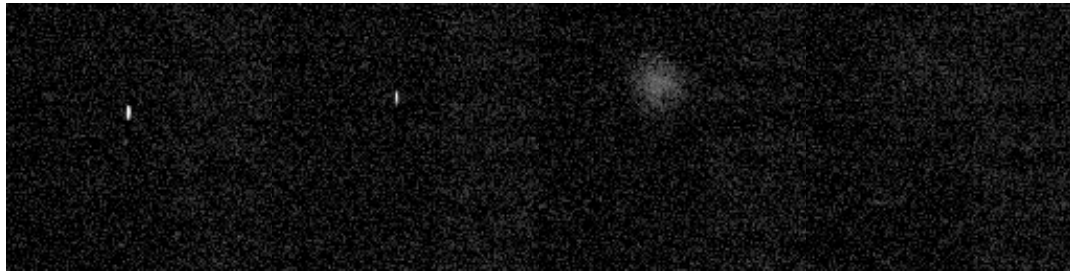


(h)

FIGURE 5.28 – Gauche : Signal de chimiluminescence CH^* centré sur la zone d'interaction, la ligne continue représente le maxima d'intensité sur chaque verticale – Droite : Déconvolution d'Abel

5.8 Micro-explosion à l'évaporation de la goutte

Un dernier point intéressant est l'apparition d'une émission lumineuse rougeâtre dans les gaz brûlés lors de l'injection de gouttes d'éthanol.



(a) $t_0 - 100 \mu s$ (b) t_0 (c) $t_0 + 100 \mu s$ (d) $t_0 + 200 \mu s$

FIGURE 5.29 – Suivi temporel de la fin de vie d'une goutte d'éthanol (caméra PIV/PTV - temps d'exposition $30 \mu s$)

La figure 5.29 illustre l'apparition de ce pulse lumineux. Les images 5.29a et 5.29b, correspondent à la fin de vie de la goutte (l'intensité correspondant à la diffusion de Mie). Au moment de son évaporation totale, un pulse est émis pendant un court instant, moins de $170 \mu s$, à l'emplacement de la disparition de la goutte (cf. fig 5.29c) avant de disparaître (cf. fig 5.29d).

L'émission étant observée avec ou sans présence du laser, il ne s'agit pas d'une interaction de type LII (Laser-Induced Incandescence). Des expériences complémentaires ont été menées avec des gouttes de n-propanol (1-propanol, cf. fig. 5.30b) et d'isopropanol (2-propanol, cf. fig. 5.30c). L'émission lumineuse apparaît pour le 1-propanol mais pas pour le 2-propanol. L'hypothèse privilégiée pour l'explication de ce phénomène est la micro-explosion d'un reliquat d'eau liquide restant dans la goutte lorsque tous les composés organiques se sont évaporés.

5.9 Bilan

Ce chapitre s'est focalisé sur l'étude du passage d'une goutte individuelle à travers un front de flamme plat stabilisé. A cette fin, il a été développé une méthodologie basée sur l'envoi de gouttes isolées de carburant sur une flamme stabilisée dans un brûleur à jet impactant. Des diagnostics par imagerie rapides couplés sont utili-

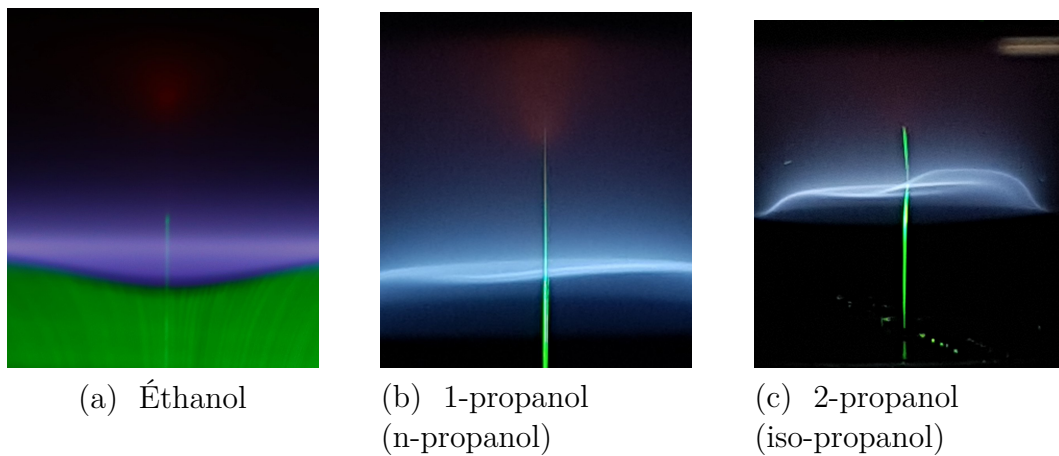


FIGURE 5.30 – Observation directe du passage de la goutte à travers le front de flamme (la luminosité verte correspond à la diffusion de Mie du laser par les gouttes présentes dans le milieu)

sés afin d'obtenir l'historique individuel (diamètre, position et vitesse) de chaque goutte, et de replacer celle-ci dans le champ de température imposé par la flamme.

Il est montré que dans les conditions expérimentales utilisées, des gouttes d'éthanol peuvent traverser le front de flamme si leur diamètre initial est supérieur à $20 \mu m$, et ce quasiment quelles que soient les conditions en richesse de la flamme gazeuse. Les principaux points expérimentaux démontrés sont :

- (i) L'évaporation des gouttes dans les gaz brûlés a été étudiée. Des taux d'évaporation à haute température ont ainsi pu être extraits. Ces taux ont été comparés à des vitesses d'évaporation à basse température et une corrélation empirique $K(T)$ a été mise en place.
- (ii) L'apparition d'une évaporation significative est retardée par rapport au début du gradient thermique de la flamme. Cet effet est lié à la fois à la déformation de la flamme par la goutte et à l'inertie thermique de celle-ci.
- (iii) Dans le cadre d'une flamme gazeuse pauvre, la goutte brûle dans les gaz brûlés avec le reliquat d'oxygène non consommé par la flamme gazeuse. Pour une flamme riche, une réactivité tenue de la goutte en évaporation peut toutefois être observée dans les gaz brûlés.
- (iv) La zone de préchauffage n'est pas déformée à l'échelle pouvant être observée par la PIV ($\sim 100 \mu m$).
- (v) Une condition nécessaire à la déformation de la zone de réaction est la traversée de celle-ci par une goutte encore non-évaporée. Dans ce cas, l'amplitude

de la déformation est indépendante du diamètre initial de la goutte. Cependant, il semble que les gouttes de diamètre très important peuvent éteindre localement la flamme.

Les résultats présentés ici correspondant aux premières études avec le dispositif expérimental, de nombreuses questions restent ouvertes. Plusieurs pistes de recherche seront ainsi proposées en conclusion de ce manuscrit.

Modélisation 0D du franchissement du front de flamme

Sommaire

6.1	Introduction	152
6.2	Modélisation	152
6.2.1	Modélisation de l'environnement ambiant	152
6.2.2	Loi d'évaporation	152
6.2.3	Correction du taux de vaporisation	153
6.2.3.1	Proximité des autres gouttes	153
6.2.3.2	Convection naturelle	154
6.2.3.3	Convection forcée	155
6.2.3.4	Bilan sur les termes correctifs	155
6.2.4	Dynamique du mouvement de la goutte	156
6.2.4.1	Nombre de Stokes	156
6.2.4.2	Dynamique du déplacement de la goutte	157
6.2.5	Résolution	158
6.3	Résultats et comparaison aux données expérimentales . .	159
6.3.1	Validation du modèle	159
6.3.2	Étude de l'effet du diamètre initial	162
6.4	Bilan	163

6.1 Introduction

Les chapitres précédents ont mis en évidence l'importance majeure de l'évaporation des gouttes dans la combustion des mélanges diphasiques.

Ce chapitre a pour but d'exposer un modèle semi-empirique 0D de l'évaporation d'une goutte au passage du front de flamme. Ce modèle s'inscrit dans la continuité du modèle présenté par R. Thimothée dans sa thèse [9], celui-ci utilisant plusieurs hypothèses très restrictives (déplacement de la goutte à la vitesse S_L^0 et absence de convection naturelle et forcée). Le modèle présenté ici lève ces hypothèses en prenant en compte l'influence d'effets physiques supplémentaires.

6.2 Modélisation

6.2.1 Modélisation de l'environnement ambiant

La modélisation de l'évaporation nécessite la connaissance des propriétés du gaz environnant. Les profils de température et de vitesse sont issus de calculs de cinétique chimique 1D (Cantera ou module PREMIX de CHEMKIN). Les données discrètes ainsi obtenues sont interpolées numériquement aux valeurs requises par le calcul du modèle. Ce modèle suppose que l'interaction de la goutte sur la flamme est négligeable, i.e. que les champs de température et de vitesse ne sont pas affectés (*one-way coupling*). Les données présentées ci-après sont valables dans le cadre d'une flamme méthane/air stœchiométrique à pression atmosphérique et $T_u = 300\text{ K}$ en propagation libre et non-étirée.

6.2.2 Loi d'évaporation

Le processus d'évaporation est modélisé par une loi classique en d^2 (eq. 6.1).

$$d^2 = d_0^2 - Kt \tag{6.1}$$

En outre, le taux d'évaporation K est, pour une goutte isolée, seulement fonction de la température. Le modèle utilise la corrélation empirique de dépendance en température définie dans le chapitre précédent (section 5.6.3.3).

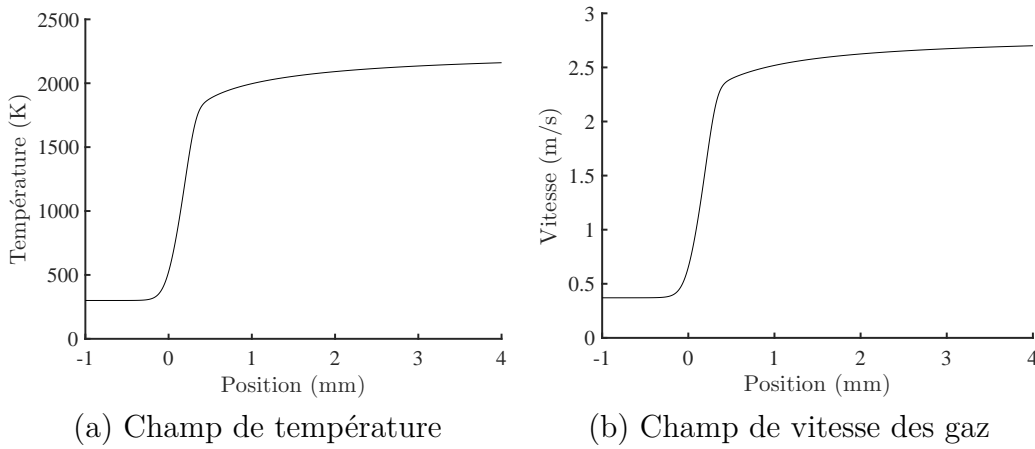


FIGURE 6.1 – Exemple de champ de température et de vitesse pour une flamme méthane/Air - $P = 0.1 \text{ MPa}$, $\phi = 1$, $T_u = 300 \text{ K}$

$$K_{ideal} = AT^n e^{\frac{E_a}{RT}} \quad (6.2)$$

6.2.3 Correction du taux de vaporisation

L'utilisation de la loi du d^2 suppose de faire de nombreuses hypothèses, principalement le fait de modéliser une goutte isolée sans convection naturelle ni forcée. Afin de tenir compte de ces phénomènes, il est nécessaire d'appliquer au taux d'évaporation des corrections, sous la forme des corrélations semi-empiriques définies ci-dessous.

6.2.3.1 Proximité des autres gouttes

Cette correction vise à tenir compte de la présence d'autres gouttes à proximité de celle modélisée. En effet, l'évaporation des gouttes environnantes induit une augmentation de la concentration en phase vapeur dans le milieu gazeux, ce qui entraîne une diminution de la vitesse d'évaporation de la goutte étudiée. La correction appliquée est basée sur une analyse expérimentale de l'évaporation de décane en configuration de réseau cubique centré [6].

Le paramètre central de cette correction est le ratio entre interdistance et diamètre,

a/d_0 . Le diamètre utilisé est le diamètre initial de la goutte, i.e. loin de la flamme. En effet, ce phénomène est cumulatif et dépendant de l'historique de la goutte étudiée. La loi de corrélation obtenue (eq. 6.3) est valable pour a/d_0 variant de 2 à 10. Au delà de 10, la goutte est considérée comme isolée ($\chi_{proximité} = 1$).

$$\chi_{proximité} = \frac{K_{aerosol}}{K_{isolé}} = \begin{cases} C \ln \frac{a}{d_0} + D & \text{si } \frac{a}{d_0} < 10 \\ 1 & \text{si } \frac{a}{d_0} > 10 \end{cases} \quad (6.3)$$

Une régression sur les données expérimentales donne $C = 0.385$ et $D = 0.107$.

6.2.3.2 Convection naturelle

Cette correction tient compte de l'effet de la convection naturelle sur l'évaporation de la goutte. En effet, les gaz chauds produits par la combustion de la goutte sont mis en mouvement par le phénomène de convection, ce qui diminue la concentration locale en phase vapeur, et ainsi accélère l'évaporation de la goutte. La correction est basée sur le nombre de Grashof, tel que défini par l'équation 6.4 ;

$$Gr = g \frac{d_F^3 \rho_{gaz}^2 \Delta T}{\mu_{gaz}^2 T_m} \quad (6.4)$$

Avec g l'accélération locale de la pesanteur, d_F le diamètre de flammelette de combustion de la goutte, ΔT le différentiel de température entre la vapeur et le gaz environnant, T_m la moyenne entre ces deux valeurs, ρ_{gaz} la densité des gaz évaluée à la température T_m et μ_{gaz} la viscosité dynamique des gaz évaluée de même à T_m . Il faut noter que d_F varie fortement mais différemment du diamètre de la goutte [101]. Pour cette étude, il a été ainsi considéré que $d_F \simeq 5 d$. Le nombre de Grashof est fortement dépendant de la pression du gaz ambiant de par la dépendance quadratique en ρ_{gaz} .

En outre, le terme correctif est dépendant du nombre de Prandtl du gaz calculé à la température T_m définie précédemment (eq. 6.5). Cependant, et contrairement au nombre de Grashof, le nombre de Prandtl n'est pas dépendant de la pression du gaz.

$$Pr = \nu_{gaz} / D_{th,gaz} \quad (6.5)$$

La correction s'exprime alors sous la forme de l'équation 6.6, le coefficient 0.05 étant identique pour tous les carburants [106]. Il faut cependant préciser que cette correction ne s'applique que pour une pression inférieure à la pression critique du liquide composant la goutte.

$$\chi_{conv\ naturelle} = \frac{K_g}{K_{g=0}} = 1 + 0.05Pr^{\frac{1}{3}}Gr^{\frac{1}{4}} \quad (6.6)$$

6.2.3.3 Convection forcée

Cette correction tient compte de l'effet de la convection forcée qui est due au mouvement relatif du gaz par rapport à la goutte. De même que la convection naturelle, la convection forcée accélère l'évaporation de la goutte en chassant la phase gazeuse déjà évaporée.

Une corrélation de type Ranz-Marshall basée sur le nombre de Reynolds de goutte permet de tenir compte de ce phénomène sur la vitesse d'évaporation [100], [101].

$$\chi_{conv\ forcée} = \frac{K_v}{K_{v=0}} = 1 + 0.276Re_{goutte}^{\frac{1}{2}} \quad (6.7)$$

6.2.3.4 Bilan sur les termes correctifs

Les corrections définies ci-dessus (eq. 6.3, 6.6 et 6.7) sont appliquées au coefficient d'évaporation par l'équation 6.8.

$$K = K_{ideal} \prod \chi_{correction} \quad (6.8)$$

	Proximité	Convection naturelle	Convection forcée
Paramètre(s) majeur(s)	a/d_0	g, P, d_F, T_b	Re_{goutte}
Effet sur le coefficient d'évaporation	↘	↗	↗

TABLE 6.1 – Bilan sur les termes correctifs du coefficient d'évaporation

Les corrections de convection vont naturellement accélérer l'évaporation ($\chi_{correction} > 1$) en chassant la vapeur présente autour de la goutte (cf. tab. 6.1). Au contraire,

la présence des autres gouttes va ralentir celle-ci en augmentant la quantité de vapeur dans le milieu ambiant ($\chi_{correction} < 1$).

6.2.4 Dynamique du mouvement de la goutte

Le modèle cité développé précédemment faisait l'hypothèse très forte que la goutte se déplace à la vitesse S_L^0 par rapport au front de flamme. Or la vitesse des gaz est grandement modifiée par les gradients de température au sein du front de flamme (cf. figure 6.1b). Il est donc indispensable de prendre en compte la cinétique. Deux choix sont alors possibles, considérer que la goutte se déplace à la vitesse des gaz (pas de glissement) ou résoudre totalement la dynamique du mouvement de la goutte.

6.2.4.1 Nombre de Stokes

Dans le premier cas, il est supposé que la goutte suit parfaitement les gaz au cours de leur accélération dans le front de flamme. Cette hypothèse est validée si le temps caractéristique de la trainée de la goutte est très inférieur à celui de l'accélération des gaz. Le ratio de ces deux temps est nommé nombre de Stokes, $Stk = \frac{\tau_{goutte}}{\tau_{gaz}}$.

Dans le régime de Stokes ($Re_{goutte} < 1$), le temps caractéristique de la goutte peut s'exprimer en fonction de paramètres connus (eq. 6.9)

$$\tau_{goutte} = \frac{\rho_{goutte} d^2}{18\mu_{gaz}} \quad (6.9)$$

Le temps caractéristique des gaz est quant à lui défini en fonction de l'épaisseur du front de flamme et d'une vitesse caractéristique de la goutte (6.10).

$$\tau_{gaz} = \frac{\delta_L}{v_{goutte}} = \frac{\delta_L}{V_s - S_L} \quad (6.10)$$

La figure 6.2 illustre l'évolution du nombre de Stokes en fonction du diamètre de la goutte. Il peut être observé que pour des gouttes de plus de $3 \mu m$ le nombre de Stokes reste supérieur à 0.1, ce qui invalide l'hypothèse de non-glissement pour les gouttes étudiées. Une résolution explicite de la dynamique de la goutte est donc nécessaire.

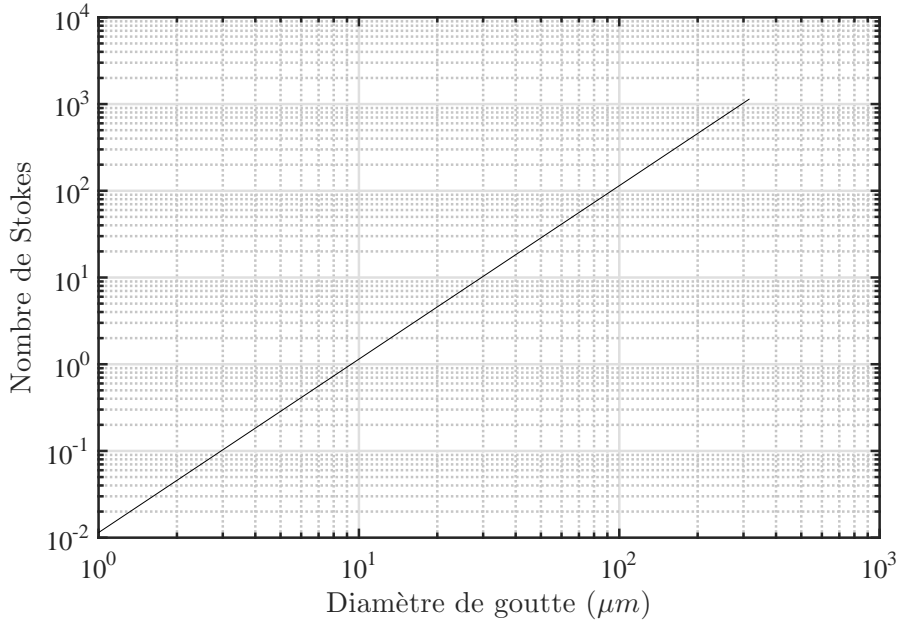


FIGURE 6.2 – Nombre de Stokes basé sur l'épaisseur de flamme pour une goutte d'éthanol

6.2.4.2 Dynamique du déplacement de la goutte

La résolution de la dynamique de la goutte est réalisée à partir du principe fondamental de la dynamique (2nde loi de Newton). L'hypothèse est faite que la gravité et la flottabilité sont négligées.

Force de frottement Pour un nombre de Reynolds de goutte faible (domaine de Stokes), la force de frottement visqueuse appliquée à la goutte s'exprime sous la forme de l'équation 6.11. Le terme d'ordre 0 correspond à la définition classique de la loi de Stokes. Les termes d'ordre 1 et 2 correspondent à une correction basée sur le nombre de Reynolds et qui étendent cette loi pour des nombres de Reynolds supérieurs à 0.1. Ces corrections ont été respectivement apportées par Oseen [107] et Proudman et Pearson [108]. En pratique, l'approximation d'ordre 1 est suffisante, la correction d'ordre 2 étant mineure sur le calcul.

$$\vec{D} = -6\pi\mu_{gaz}r\vec{v}_{relatif} \left(1 + \frac{3}{16}Re + \frac{9}{160}Re^2 \ln \frac{Re}{2} + O(Re^2) \right) \quad (6.11)$$

Mise en équation Afin de déterminer l'équation décrivant la dynamique de la goutte, un bilan est réalisé entre deux instants t et $t + \delta t$. La goutte a initialement une masse $m + \delta m$ et une vitesse v . Au bout de δt , une masse δm de vapeur s'est évaporée de la goutte avec une vitesse relative v_e . La goutte a alors une masse m et une vitesse $v + \delta v$.

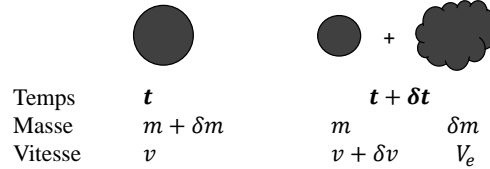


FIGURE 6.3 – Conservation de la quantité de mouvement

La quantité de mouvement du système à t est

$$p = (m + \delta m)v \quad (6.12)$$

Et à $t + \delta t$

$$p + \delta p = m(v + \delta v) + \delta m(v + v_e) \quad (6.13)$$

Soit

$$\frac{\delta p}{\delta t} = m \frac{\delta v}{\delta t} + v_e \frac{\delta m}{\delta t} = m \frac{\delta v}{\delta t} \quad (6.14)$$

Il est supposé que $v_e = 0$, i.e. qu'il n'y a pas de vitesse relative entre la goutte et le gaz qui vient juste de s'évaporer. L'équation du mouvement de la goutte se déduit alors du principe fondamental de la dynamique (eq. 6.15).

$$\begin{aligned} \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{goutte} \frac{dv}{dt} &= -6\pi \mu_{gaz} r (v - v_{gaz}) \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{9\mu_{gaz}(v - v_{gaz})}{2r^2 \rho_{goutte}} = -\frac{18\mu_{gaz}(v - v_{gaz})}{d^2 \rho_{goutte}} \end{aligned} \quad (6.15)$$

6.2.5 Résolution

Les équations ainsi obtenues (dynamique et évaporation) peuvent s'exprimer sous la forme d'un système d'équations différentielles ordinaires non-linéaires du 1^{er} ordre (eq. 6.16). Ce système peut être ainsi aisément intégré par des méthodes

numériques telles que celles de Runge-Kutta. Les profils spatiaux de T , v_{gaz} et μ_{gaz} tels que définis au paragraphe 6.2.1 sont fournis au modèles.

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} x \\ v \\ d^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v \\ -\frac{18\mu_{gaz}(v-v_{gaz})}{d^2\rho_{goutte}} \\ -K \end{pmatrix} \quad (6.16)$$

6.3 Résultats et comparaison aux données expérimentales

6.3.1 Validation du modèle

Ce paragraphe a pour objectif de tester le modèle décrit précédemment sur des données expérimentales issues d'expériences réalisées sur le brûleur laminaire pour une goutte de taille initiale $d_0 = 47 \mu m$ injectée sur une flamme méthane/air stœchiométrique à pression atmosphérique. Les données expérimentales sont issues des expériences sur le brûleur laminaire et plus spécifiquement des données de la section 5.3.

Afin de s'adapter aux spécificités de cette expérience, la vitesse des gaz frais est modifiée en tenant compte des valeurs expérimentales obtenues par PIV. En outre, dans le cas étudié, la goutte étant immergée dans un milieu de température similaire à la température de combustion de sa vapeur, la correction de convection naturelle n'est pas utilisée.

La figure 6.4 permet d'apprécier le résultat du modèle concernant l'évaporation de la goutte en le comparant aux résultats expérimentaux. La dynamique de l'évaporation est très bien retranscrite, y compris sur l'arrière du front de flamme, où l'augmentation de l'évaporation devient significative. Cependant, il peut être observé que loin dans les gaz brûlés, le modèle surestime légèrement la vitesse d'évaporation.

Cette erreur est d'autant plus visible sur le profil spatial de l'évaporation (cf. fig. 6.5a) et sur la cinématique de la goutte dans les gaz brûlés (cf. fig. 6.5b), la vitesse de la goutte étant fortement surestimée par le modèle. L'hypothèse la plus vraisemblable est située au niveau du profil spatial de v_{gaz} dans les gaz brûlés. Le profil ici fourni en faisant l'hypothèse d'une flamme 1D non étirée, or, en réalité,

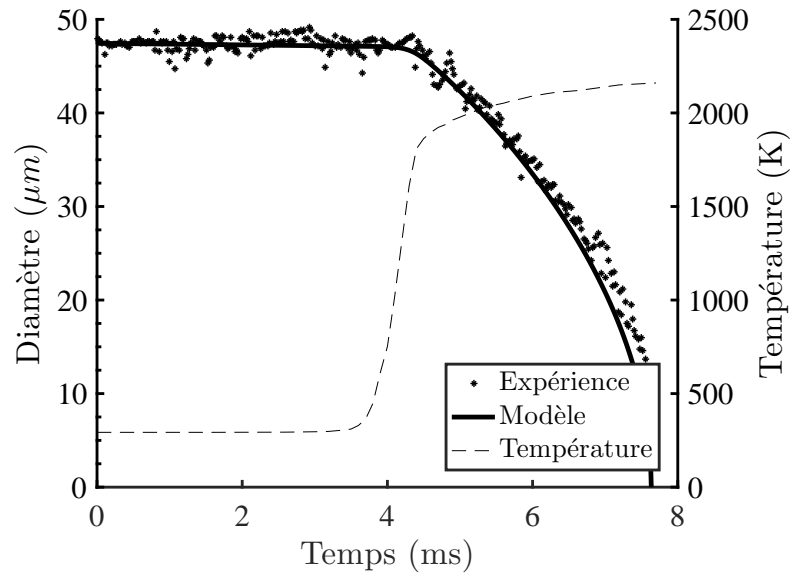
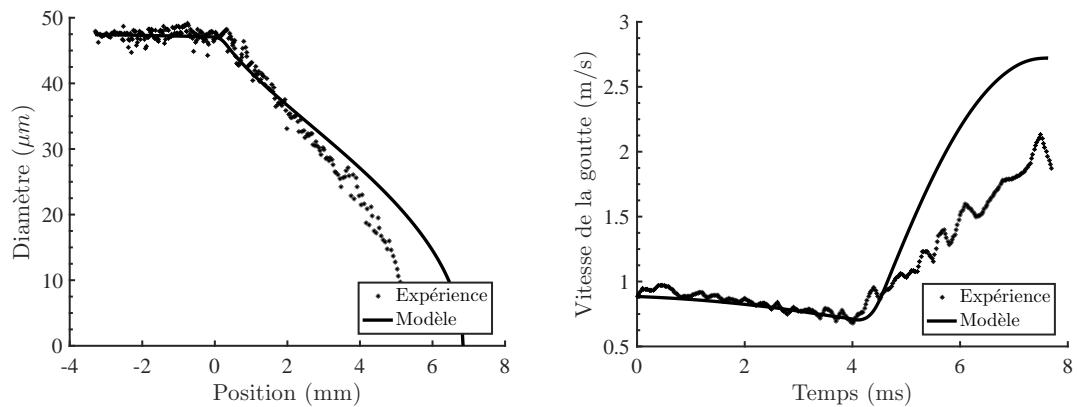


FIGURE 6.4 – Comparaison de l'évolution temporelle du diamètre de goutte pour le modèle et pour les données expérimentales

les gaz subissent une forte divergence après le franchissement du front de flamme, ce qui réduit fortement leur vitesse qui n'est plus égale à V_s^0 , l'axe de symétrie du brûleur étant même le lieu d'un point de stagnation. Le modèle surestime donc la vitesse des gaz, ce qui cause une sur-accélération de la goutte.



(a) Évolution spatiale du diamètre de goutte

(b) Évolution temporelle de la vitesse de la goutte dans le repère du laboratoire

FIGURE 6.5 – Comparaison du modèle aux données expérimentales

Afin de palier ce problème, un champ de vitesse plus représentatif provenant de la thèse de N. Bouvet a été utilisé [109]. Celui-ci avait mesuré les champs de vitesse dans les gaz brûlés par PIV avec ensemencement solide. Les conditions expérimentales (débit, distance à la plaque de stabilisation) n'étant pas parfaitement similaires, la décroissance du profil de vitesse est modifiée en conséquence afin d'avoir une vitesse nulle au niveau de la plaque de stabilisation. La figure 6.6 illustre le résultat de la simulation avec ce profil de vitesse modifié. Ici encore, le modèle retranscrit de manière très précise l'évaporation de la goutte, que ce soit dans le front de flamme ou dans les gaz brûlés. L'évolution temporelle du diamètre de la goutte étant très similaire à celui de la figure 6.4, il peut être conclu que la précision du profil spatial de vitesse des gaz n'est pas un critère déterminant.

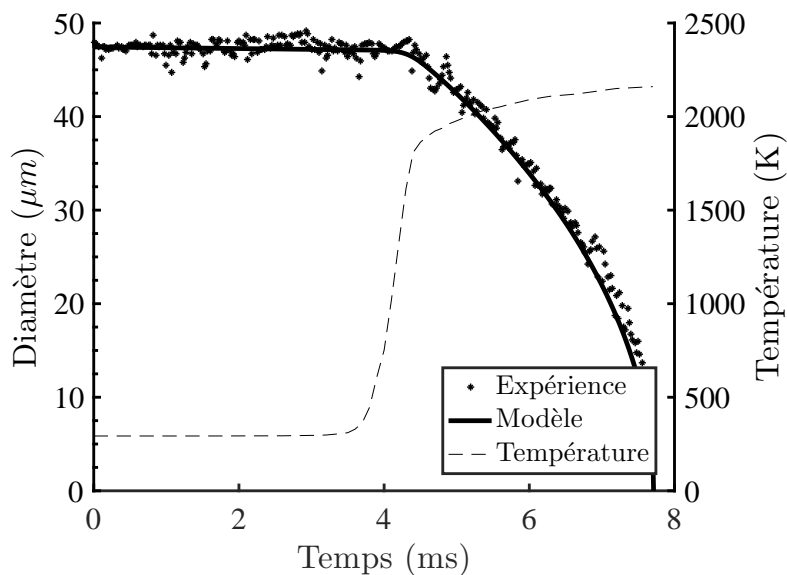


FIGURE 6.6 – Comparaison de l'évolution temporelle du diamètre de goutte pour le modèle et pour les données expérimentales avec le profil de vitesse modifié

L'effet de la modification du champ de vitesse des gaz est nettement plus visible sur l'évolution spatiale du diamètre de la goutte (cf. fig. 6.7a). Ceci est dû à une meilleure détermination de la vitesse de la goutte au cours de son accélération dans les gaz brûlés (cf. fig. 6.7b).

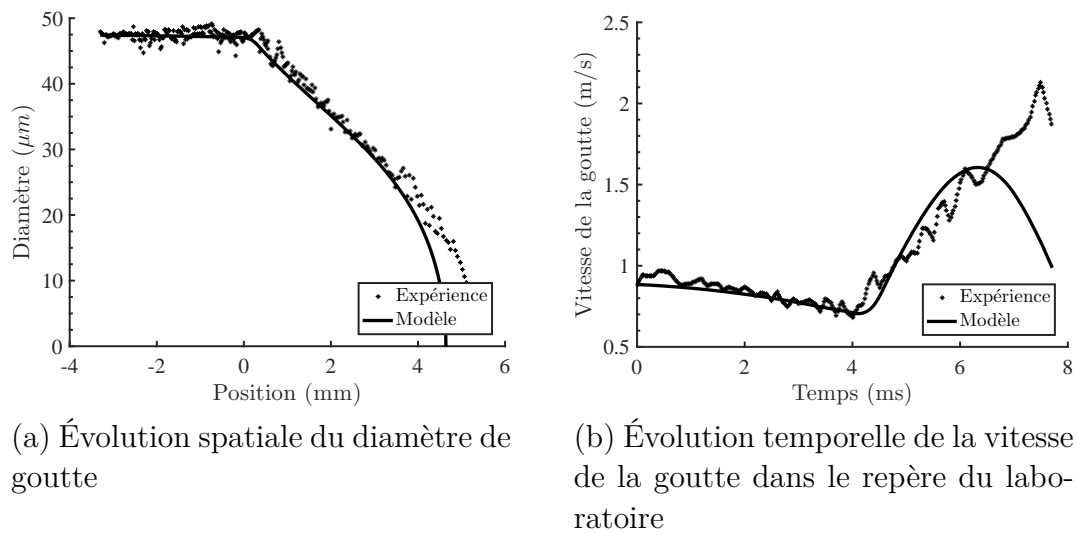


FIGURE 6.7 – Comparaison du modèle aux données expérimentales avec le profil de vitesse modifié

6.3.2 Étude de l'effet du diamètre initial

Ce dernier paragraphe vise à étudier l'évaporation des gouttes par l'intermédiaire du modèle. La figure 6.8 illustre l'évaporation des gouttes pour une vaste gamme de diamètres initiaux (les autres valeurs initiales, position et vitesse, sont tenues constantes). À des fins de visualisation de la zone de réaction, le profil spatial du taux de dégagement de chaleur de la flamme est présenté sur le graphique.

Dans le cadre étudié, une goutte doit avoir un diamètre initial supérieur à $16 \mu\text{m}$ afin de pouvoir franchir le point de variable d'avancement $c_i = 0.85$. Cette valeur est légèrement inférieure à celle trouvée au chapitre précédent, $20 \mu\text{m}$ (cf. tableau 5.1). En outre, dans le même paragraphe, il avait été montré que le diamètre minimum pour atteindre l'isotherme $T = 525 \text{ K}$ est très similaire au diamètre minimum pour franchir le front de flamme. Ce phénomène n'est aucunement visible ici, ce qui constitue une limite au modèle, probablement due au caractère *one-way coupling* de celui-ci qui ne prend pas en compte la déformation du front de flamme pour les grosses gouttes.

Dans le même esprit que le paragraphe 5.4, le point de disparition de la goutte peut être extrait pour chaque diamètre initial d_0 . La courbe 6.9 illustre le comportement de cette grandeur et compare les résultats aux données expérimentales

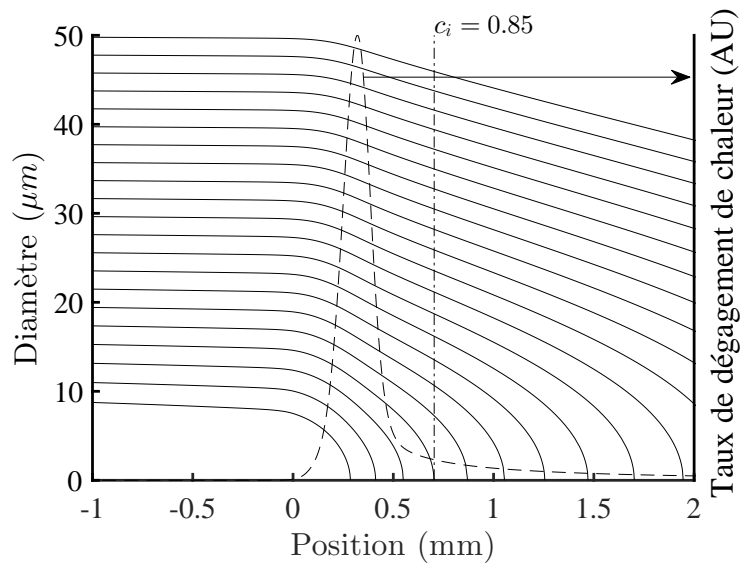


FIGURE 6.8 – Profil spatial d'évaporation pour une gamme de diamètres initiaux de gouttes

de la figure 5.10. Il peut être noté une bonne cohérence entre les données. Une déviation peut être observée pour les diamètres initiaux élevés ; celle-ci est une nouvelle fois attribuée à la mauvaise détermination du profil de vitesse dans les gaz brûlés. Une utilisation complémentaire du modèle peut être l'extrapolation de données expérimentales à des gammes de diamètres autrement inaccessibles.

6.4 Bilan

Ce chapitre a vu la mise en place d'un modèle 0D modélisant la dynamique de l'évaporation d'une goutte dans des gradients de vitesse et de température tels qu'une flamme. A l'échelle du front de flamme, le temps caractéristique du mouvement de la goutte est loin d'être négligeable ; la résolution de la dynamique du mouvement de la goutte doit ainsi impérativement être couplée à la celle de l'évaporation. Basé sur une loi en d^2 classique, le modèle est enrichi en tenant compte des effets physiques pouvant modifier la vitesse d'évaporation, telles que les convections naturelles et forcées ainsi que la présence éventuelle d'autres gouttes à proximité. Cependant, une détermination fidèle des champs de température et de vitesse des gaz environnants est nécessaire à la précision du modèle.

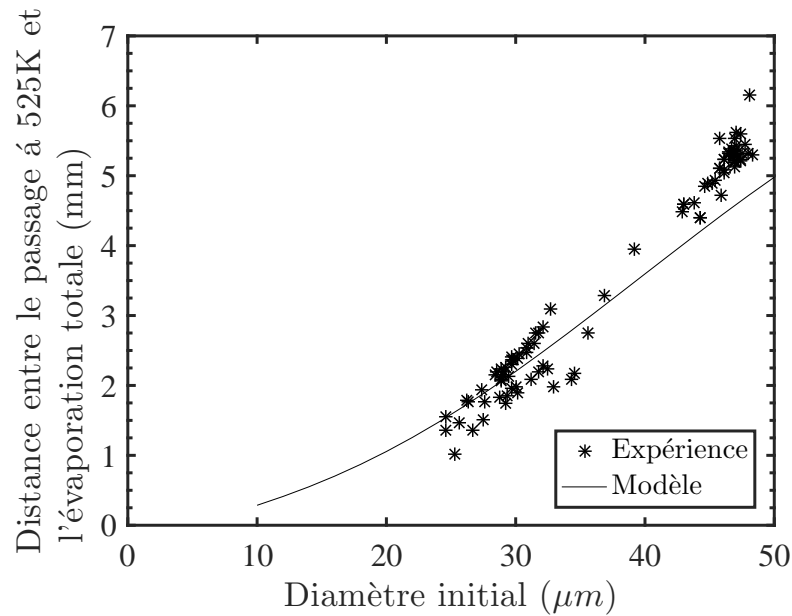


FIGURE 6.9 – Position de l'évaporation totale de la goutte par rapport à l'isotherme $T = 525 K$ – comparaison entre les données expérimentales et le modèle

Le modèle ainsi développé a été validé sur des données expérimentales issues du brûleur laminaire. L'évolution temporelle de la taille de la goutte est particulièrement bien décrite, tant dans le gradient de température (le front de flamme) que dans les gaz brûlés. Cependant, par manque de précision dans le profil de vitesse des gaz, le modèle ne prédit pas correctement la cinétique de la goutte dans les gaz brûlés.

Conclusion et perspectives

Conclusion générale

Ce travail s'est inscrit dans la continuité des travaux de recherche menés au laboratoire ICARE sur l'étude de la combustion dans les milieux diphasiques. Le principal objet était d'accroître la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'interaction d'une goutte ou d'un aérosol avec un front de flamme.

La première partie de l'étude se situe dans le prolongement direct des travaux précédents et se base sur le même dispositif expérimental - une enceinte de combustion sphérique à double confinement en condition de micropesanteur. Plusieurs diagnostics optiques à haute cadence ont été utilisés afin d'observer les différents phénomènes étudiés. L'ombroscopie et la chimiluminescence CH^* ont été utilisées pour observer la taille ainsi que la morphologie du front de flamme. En parallèle, l'observation des gouttes est rendue possible grâce à leur interaction avec un plan laser créé au centre de la chambre de combustion : la diffusion de Mie donne accès à la position et au déplacement des gouttes alors que l'ILIDS permet de mesurer la taille individuelle de chacune d'entre elles. Une attention particulière a en outre été portée au développement des algorithmes numériques permettant d'extraire le maximum d'information de chaque diagnostic.

La présence de gouttes implique de très fortes conséquences sur la stabilité et la morphologie de la flamme. Il a ainsi été choisi d'étudier plus particulièrement ce dernier phénomène.

L'étude de la morphologie des flammes utilise le plus couramment des diagnostics basés sur les gradients thermiques induits par la flamme, la strioscopie et l'ombroscopie. Cependant, ceux-ci peuvent induire un biais de mesure, l'émission lumineuse externe traversant deux fois le front de flamme en configuration de flamme sphérique. La comparaison de la morphologie observée par chimiluminescence et par ombroscopie a mis en évidence la similarité des tailles caractéristiques des instabilités cellulaires présentes à la surface de la flamme. La taille des plus grandes cellules est, elle aussi, bien déterminée par l'ombroscopie ; au contraire, la taille des plus petites cellules est quant à elle légèrement sous estimée.

La morphologie des instabilités des flammes diphasiques a ensuite été étudiée quantitativement. La présence des gouttes induit un déclenchement prématuré des instabilités par rapport à une flamme gazeuse équivalente. Il est en outre montré que la morphologie des instabilités cellulaires est elle aussi modifiée, l'apparition de petites cellules étant accrue. En outre, le taux de croissance individuel de chaque cellule apparaît hautement chaotique et n'est aucunement lié à la taille de la cellule. Enfin, il a été mis en évidence que l'important écart d'ordre de grandeur entre les tailles caractéristiques des cellules (10^{-3} à 10^{-2} m) et celles de l'aérosol (10^{-5} m pour la taille de goutte et 10^{-4} m pour l'interdistance). Ceci implique la présence d'un mécanisme sous-jacent régissant les instabilités diphasiques.

Afin d'étudier ce lien, des expériences associant étude de la morphologie par ombroscopie et de l'aérosol par imagerie laser ont été réalisées. Il est observé que l'apparition d'instabilité est systématiquement corrélée au franchissement du front de flamme par les gouttes de l'aérosol; inversement, dans le cadre des flammes stables, les gouttes sont vaporisées en amont ou dans le front de flamme et ne le traversent pas. L'identification de ce phénomène permet ainsi de progresser dans l'étude de l'origine des instabilités et met en avant l'effet des phénomènes microscopiques, les gouttes, sur l'échelle macroscopique, les instabilités de flammes. Des expériences complémentaires utilisant de l'air modifié (N_2 remplacé par Ar et He) ont validé cette conclusion à nombre de Lewis élevé. Ceci confirme les résultats précédents qui laissaient à penser que les instabilités diphasiques sont d'origine hydrodynamique et que le rôle de l'effet thermodiffusif est négligeable.

Le lien entre franchissement du front de flamme et déclenchement des instabilités ayant été mis en évidence, il a été choisi d'approfondir l'étude dans le cas « élémentaire » d'une goutte isolée incidente à un front de flamme plat et stationnaire. Une nouvelle expérience a donc été développée à partir d'un brûleur laminaire stabilisé. Un système d'injection a été conçu afin d'amener un train de gouttes produit par un injecteur piezoélectrique jusqu'à la flamme. Les diagnostics optiques ainsi que les démarches de post-traitement sont essentiellement similaires à ceux utilisés sur le dispositif expérimental précédent. Une méthodologie a été développée afin de mesurer à haute fréquence les propriétés de la goutte (diamètre, position et vitesse) et de recalculer ces dernières dans les champs de température et de vitesse des gaz imposés par la présence de la flamme.

Il a été déterminé que dans les conditions expérimentales de cette étude (flamme méthane/air à pression et température atmosphérique), un diamètre critique de

20 μm est nécessaire afin de pouvoir franchir le front de flamme et finir de s'évaporer dans les gaz brûlés. Dans ce cas, la goutte s'évapore dans un milieu à température stable et un taux d'évaporation peut être extrait par régression linéaire. En combinant ces taux d'évaporation à haute température à d'autres taux mesurés à basse et moyenne température et issus de la littérature, une corrélation empirique globale de la dépendance du taux d'évaporation à la température a ainsi été mise en place. Il a également été observé que le début de l'évaporation significative se place dans la seconde moitié du gradient thermique de la flamme. Ce phénomène est vraisemblablement lié à la déformation de la flamme et à l'inertie thermique de la goutte.

L'analyse s'est ensuite dirigée vers l'étude de la déformation de la flamme au cours de la traversée de la goutte. Deux diagnostics ont été utilisés, la tomographie par diffusion de Mie des gouttes de DEHS pour l'étude de la zone de préchauffage et la chimiluminescence CH^* pour celle de la zone de réaction. Dans le premier cas, il a été déterminé que la zone de préchauffage n'est pas déformée à l'échelle de résolution du diagnostic ($\sim 100 \mu\text{m}$). Concernant la zone de réaction, une déformation est observable seulement si la flamme est traversée par une goutte non-évaporée. Dans ce cas, l'amplitude spatiale de la déformation est invariante par rapport au diamètre de la goutte. Certains résultats laissent en outre à penser que des grosses gouttes peuvent causer des extinctions locales de la flamme lors de leur traversée du front de flamme. Accessoirement, il apparaît que la vapeur issue de l'évaporation de la goutte réagit chimiquement (présence de radicaux CH^*) dans les gaz brûlés, que ce soit dans une flamme gazeuse pauvre, pour laquelle de l'oxygène est présent dans les gaz brûlés, mais aussi dans une moindre mesure dans le cas de flammes stœchiométriques et riches.

Enfin, au vu de l'importance des processus d'évaporation sur le comportement des flammes diphasiques, un modèle semi-empirique du comportement des gouttes a été développé. Celui-ci, basé sur une loi du d^2 , prend en compte la dynamique de la goutte dans les gradients de température et de vitesse des gaz environnants. La vitesse d'évaporation est en outre corrigée par la prise en compte de l'effet de la convection naturelle et forcée ainsi que celui de la présence des gouttes environnantes. Le modèle a ensuite été validé sur des données expérimentales issues du brûleur laminaire. L'évaporation de la goutte est particulièrement bien décrite durant toute la durée de vie de la goutte (gaz frais, front de flamme et gaz brûlés). Cependant, il apparaît que la précision du profil spatial de la vitesse des gaz est essentielle pour pouvoir bien représenter la dynamique de la goutte.

Perspectives

L'étude expérimentale de l'éthanol dans l'enceinte de combustion sphérique en micropesanteur semble arriver à sa fin, toutes les gammes de conditions expérimentales ayant été étudiées. Changer de carburant liquide semble ainsi indispensable aux futures études expérimentales utilisant ce dispositif. Enfin, et ceci afin de découpler la granulométrie du brouillard de la thermodynamique du mélange, il pourrait être utile de pouvoir contrôler la nucléation de l'aérosol. Ceci pourrait être réalisé en ajoutant des sites de nucléation nanométriques dans l'IHP, par exemple en injectant de la fumée ou des nanobilles de verre.

A contrario, les études basées sur le dispositif du brûleur laminaire étant relativement récentes et prometteuses, l'essentiel des perspectives proposées ici concerne cette expérience. Tout d'abord, l'étude quantitative des déformations induites par les gouttes ne peut se contenter d'une information intégrée telle que la chimiluminescence : l'obtention d'une information planaire est indispensable. Il est ainsi suggéré d'utiliser un diagnostic par imagerie PLIF OH dans le plan d'interaction goutte/flamme, ce qui permettra d'obtenir la morphologie 2D de la zone de réaction. Il sera en outre souhaitable d'étudier de possibles extinctions locales lors de la traversée du front de flamme, et leur impact sur la déformation de la flamme. Concernant l'étude des gouttes elles-mêmes, il est envisageable de monter un diagnostic de type arc-en-ciel [110] permettant d'avoir accès à la température de la phase liquide. Enfin, le couplage de l'étude expérimentale avec une étude numérique semble indispensable. Ceci permettra d'une part d'avoir accès à certaines grandeurs impossibles à visualiser expérimentalement, et d'autre part, d'autoriser une plus vaste gamme de conditions d'études, tant sur le plan des caractéristiques des gouttes que sur celles de la phase gazeuse.

ANNEXES

Détail du modèle linéaire des flammes gazeuses

Cette annexe a pour but d'expliciter les grandeurs utilisées dans le modèle linéaire des flammes gazeuses laminaires [28], [29].

Pour rappel

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{\dot{R}}{R} \left(\omega - \frac{l_D}{R} \Omega \right) \quad (\text{A.1})$$

Les grandeurs ω et Ω sont définies par les équations A.2 et A.3.

$$\omega = [-(b-a) + \sqrt{(b-a)^2 - 4ac}] / 2a \quad (\text{A.2})$$

$$\Omega = \Omega_1 + [Ze \frac{Le_{eff} - 1}{\sigma - 1}] \Omega_2 + Pr \Omega_3 \quad (\text{A.3})$$

avec

$$a = (\sigma + 1)n + 1 \quad (\text{A.4})$$

$$b = 2n^2 + (4 + 5\sigma)n + 4 \quad (\text{A.5})$$

$$c = -[(\sigma - 1)/\sigma]n^3 + 2n^2 + [3(\sigma + 1) - 1/\sigma]n + 2 \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} \Omega_1 = & (\gamma_1/(\sigma\Delta))[n^4(\sigma + 1) + \sigma n^3(2\omega + 5) \\ & + n^2(\omega\sigma - 2\sigma^2 + \sigma - 1) \\ & + n\sigma(\sigma - 7 - 3\omega - \sigma\omega) - 2\sigma(1 + \omega)] \\ & + (\gamma_3/(\sigma\Delta))[n(n^2 - 1)(n + 2)(\sigma - 1)] \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned}
\Omega_2 &= [\gamma_2(\sigma - 1)/(2\Delta)] \\
&\times \{2n^4 + n^3(2\omega\sigma + 2\omega + 10\sigma - 3) \\
&+ n^2[2\sigma\omega^2 + (5\sigma - 1)\omega + 3\sigma - 2\sigma^2 - 2] \\
&+ n[\sigma\omega^2(1 - 4\sigma) - (14\sigma^2 + 1)\omega + 3 - 9\sigma - 8\sigma^2] \\
&- 2\sigma(\omega^2 + 4\omega + 3)\}
\end{aligned} \tag{A.8}$$

$$\begin{aligned}
\Omega_3 &= [2n(n^2 - 1)(\sigma - 1)/(\sigma\Delta)] \\
&\times [(n + 2)(\tilde{\lambda}_b - \gamma_3) - 3(\tilde{\lambda}_b - 1)]
\end{aligned} \tag{A.9}$$

Où

$$\Delta = 2a\omega + b - 2a \tag{A.10}$$

$$\gamma_1 = \frac{\sigma}{\sigma - 1} \int_1^\sigma \frac{\tilde{\lambda}(x)}{x} dx \tag{A.11}$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{\sigma - 1} \int_1^\sigma \frac{\tilde{\lambda}(x)}{x} \ln\left(\frac{\sigma - 1}{x - 1}\right) dx \tag{A.12}$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{\sigma - 1} \int_1^\sigma \tilde{\lambda}(x) dx \tag{A.13}$$

$\tilde{\lambda}(x) = \lambda(x)/\lambda_u$ représente la conductivité thermique normalisée par la conductivité thermique dans les gaz frais et exprimée en fonction de la température normalisée $x = T/T_u$. On note alors

$$\tilde{\lambda}_b = \tilde{\lambda}(\sigma) \tag{A.14}$$

En première approximation, l'évolution de la conductivité thermique peut être considérée comme proportionnelle à $T^{1/2}$.

Détail du calcul des propriétés physiques

Cette annexe a pour finalité de détailler les procédures de calcul des propriétés physiques des gaz purs et des mélanges de gaz. Ces méthodes sont implémentées dans les outils de simulation numérique de cinétique chimique, tels que CHEMKIN ou Cantera.

B.1 Conductivité thermique

Gaz pur La conductivité thermique λ d'un gaz pur est calculée à partir de méthodes numériques telles que celle de Wamatz [111].

Pour simplifier la charge de calcul, la conductivité thermique est calculée à partir d'une corrélation polynomiale du logarithme de la température.

$$\ln \lambda_s = \sum_{n=1}^d b_{s,n} (\ln T)^{n-1} \quad (\text{B.1})$$

Les coefficients polynomiaux $b_{s,n}$ sont spécifiques à chaque espèce étudiée. En pratique, un polynôme de degré 3 (4 coefficients) est suffisant. Seule la dépendance en température est alors prise en compte, la dépendance en pression étant négligeable [112].

Mélange La conductivité thermique d'un mélange de N gaz est ensuite calculée à partir de la relation suivante

$$\lambda = \frac{1}{2} \left(\sum_{s=1}^N X_s \lambda_s + \frac{1}{\sum_{s=1}^N \frac{X_s}{\lambda_s}} \right) \quad (\text{B.2})$$

les grandeurs X_s étant la fraction molaire de l'espèce s dans le mélange.

B.2 Capacité thermique

Gaz pur La capacité thermique molaire à pression constante c_P d'un gaz pur est calculée à partir de polynômes NASA.

$$\frac{(c_P)_s}{R} = \sum_{s=1}^4 \alpha_{s,n} T^{n-1} \quad (\text{B.3})$$

L'évaluation de cette grandeur nécessite en général deux polynômes, l'un à faible température et l'autre à forte température (typiquement de $300K$ à $1000K$ et de $1000K$ à $5000K$). Pour un gaz parfait, la capacité thermique est indépendante de la pression.

Mélange La capacité thermique d'un mélange de gaz peut être calculée par une moyenne pondérée des capacités thermiques individuelles pondérées par les fractions molaires X_s des constituants.

$$c_p = \sum_{s=1}^N (c_P)_s X_s \quad (\text{B.4})$$

Grandeurs dérivées La relation de Mayer permet alors de calculer la capacité thermique à volume constant

$$c_v = c_P - R \quad (\text{B.5})$$

Le coefficient de Laplace peut alors être calculé par

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - R} \quad (\text{B.6})$$

B.3 Diffusivité moléculaire

Gaz binaire La diffusivité moléculaire binaire \mathcal{D}_{ij} de l'espèce i dans l'espèce j peut être calculée par la méthode de Chapman-Enskog [17], [112].

$$\mathcal{D}_{ij} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{2\pi k_B^2}}{\pi \sigma_{ij}^2 \Omega_D^{(1,1)*}} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{P} \sqrt{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j}} \quad (\text{B.7})$$

Avec k_B la constante de Boltzmann, σ_{ij} le diamètre de collision réduit, M_i la masse molaire de l'espèce i et $\Omega_D^{(1,1)*}$ le coefficient de collision intégral, dépendant de la température T . Cette expression est symétrique, $\mathcal{D}_{ij} = \mathcal{D}_{ji}$.

Dans une démarche analogue à celle de la conductivité thermique, la dépendance en température de la diffusivité moléculaire binaire peut être ramenée à une expression polynomiale du logarithme de la température.

$$\ln \mathcal{D}_{ij} = \sum_{n=1}^d d_{ij,n} (\ln T)^{n-1} \quad (\text{B.8})$$

Cette expression étant valable pour une pression unitaire, il faut ensuite évaluer la diffusivité à la pression requise en multipliant la valeur obtenue par $P_{unitaire}/P$.

Mélange La diffusivité moléculaire d'une espèce dans un mélange est calculée à partir des diffusivités binaires.

$$\mathcal{D}_{s,mix} = (1 - Y_s) \left(\sum_{j \neq s} \frac{X_j}{\mathcal{D}_{sj}} \right)^{-1} = \frac{\bar{M} - X_s M_s}{\bar{M}} \left(\sum_{j \neq s} \frac{X_j}{\mathcal{D}_{sj}} \right)^{-1} \quad (\text{B.9})$$

Avec X_i et Y_i respectivement les fractions molaire et massique de l'espèce i et $\bar{M} = \sum X_k M_k$ la masse molaire moyenne du mélange. Pour rappel, la relation entre fraction molaire et massique est $X_i = Y_i \frac{\bar{M}}{M_i}$.

B.4 Viscosité dynamique

Gaz pur La viscosité dynamique η_s d'un gaz pur est donnée par la théorie cinétique standard [17].

$$\eta_s = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi m_s k_B T}}{\pi \sigma_s^2 \Omega_D^{(2,2)*}} \quad (\text{B.10})$$

Avec σ_s le diamètre de collision de Lennard-Jones, m_s la masse de la molécule s et $\Omega_D^{(2,2)*}$ le coefficient de collision intégral, dépendant de la température T .

De même que pour les grandeurs précédentes, celle-ci peut être corrélée par une relation polynomiale du logarithme de la température.

$$\ln \eta_s = \sum_{n=1}^d a_{s,n} (\ln T)^{n-1} \quad (\text{B.11})$$

Pour un gaz parfait, la viscosité dynamique est indépendante de la pression.

Mélange La viscosité dynamique d'un mélange de gaz se calcule à partir de la viscosité de chacun de ses éléments.

$$\eta = \sum_{s=1}^d \frac{X_s \eta_s}{\sum_{j=1}^d X_j \Phi_{sj}} \quad (\text{B.12})$$

Avec

$$\Phi_{sj} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_s}{M_j}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \left(\frac{\eta_s}{\eta_j}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_j}{M_s}\right)^{\frac{1}{4}}\right)^2 \quad (\text{B.13})$$

Protocole de préparation des mélanges

Durant le travail de thèse, il a été nécessaire de réaliser des mélanges de gaz *Oxygène + Diluent* à haute pression. Cette annexe a pour objectif d'expliquer la démarche expérimentale de réalisation de ces mélanges.

C.1 Équation d'état des gaz

Afin de pouvoir déterminer les pressions successives de remplissage du réservoir contenant le mélange, il est nécessaire de disposer d'une équation d'état du gaz considéré. Cependant, lorsque le remplissage s'effectue à haute pression (au delà de 30 bar), l'équation d'état des gaz parfaits ne décrit plus fidèlement le comportement des gaz, ce qui peut causer une forte erreur sur la précision finale du remplissage. Le modèle de Van der Waals a été choisi pour décrire le comportement des gaz réels.

$$\left(P + \frac{an^2}{V^2}\right)(V - nb) = nRT \quad (\text{C.1})$$

avec P la pression absolue du gaz, n sa quantité de matière, V son volume et T la température. R représente la constante universelle des gaz parfaits ($R = 8.314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$). Les deux constantes a et b sont respectivement un terme de cohésion et un terme de covolume dépendants fortement du gaz considéré.

Pour un corps pur, a et b sont reliés aux conditions de pression P_c et de température T_c au point critique par les formulations suivantes

$$a = 27R^2 \frac{T_c^2}{64P_c} \quad (\text{C.2})$$

$$b = \frac{RT_c}{8P_c} \quad (\text{C.3})$$

Espèce	a ($\text{barL}^2\text{mol}^{-2}$)	b (Lmol^{-1})
O_2	1.382	0.0319
Ar	1.355	0.0320
He	0.0346	0.0238
N_2	1.370	0.0387

TABLE C.1 – Paramètres a et b de l'équation d'état de Van Der Waals des gaz utilisés [113]

Pour des mélanges de gaz, il est nécessaire d'utiliser des règles de mélanges afin de déterminer les valeurs des coefficients a_{mix} et b_{mix} [114]. Pour un mélange de n gaz purs ayant chacun une fraction molaire x_i et des coefficients a_i et b_i

$$a_{mix} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n x_i x_j (1 - k_{ij}) \sqrt{a_i a_j} \quad (\text{C.4})$$

$$b_{mix} = \sum_{i=1}^n x_i b_i \quad (\text{C.5})$$

k_{ij} est un paramètre d'interaction binaire entre les gaz i et j . Il est déterminé de manière empirique et respecte $k_{ij} = k_{ji}$ et $k_{ii} = 0$. En l'absence de valeur numérique pour chaque couple d'espèces, et en première approximation, il est choisi d'utiliser $k_{ij} = 0$ pour chaque couple.

Il faut de plus noter que la loi de Dalton n'est plus valable pour des mélanges de gaz réels, l'interaction entre les espèces n'étant plus négligée. Il n'est ainsi plus possible de traiter chaque gaz séparément : il faut traiter chaque étape du remplissage comme un mélange de gaz réels.

C.2 Procédure expérimentale

La procédure de remplissage du mélange du gaz est décrite sur un exemple $He + O_2 + Ar$. Ceci peut bien évidemment être transposé à la création d'un autre mélange. Le contrôle de la séquence de remplissage s'effectue manuellement à partir de mesures de pression effectuées par des manomètres.

Espèce	Fraction molaire x_i
He	0.10
O_2	0.14
Ar	0.76

La cible du remplissage étant la précision sur les fractions molaires de chaque espèce, il faut baser la méthodologie sur la quantité de matière totale n et de chaque espèce n_i . La quantité de matière totale détermine la charge finale du cylindre. Celle ci peut être déterminée par une approximation de gaz parfait en choisissant une pression finale approximative, ici 80 *bar*.

Volume	11 <i>L</i>
Température	295 <i>K</i>
Pression cible approximative	80 <i>bar</i>

n	35.81 <i>mol</i>
n_{He}	3.58 <i>mol</i>
n_{O_2}	5.01 <i>mol</i>
n_{Ar}	27.22 <i>mol</i>

Étape	x_{He}	x_{O_2}	x_{Ar}	a_{mix} ($barL^2mol^{-2}$)	b_{mix} ($Lmol^{-1}$)	P_{cible} (<i>bar</i>)
1	1	0	0	0.0346	0.0238	8.06
2	0.417	0.583	0	0.572	0.0285	19.29
3	0.1	0.14	0.76	1.12	0.0312	77.15

TABLE C.2 – Séquence de remplissage pour l'exemple considéré

Le remplissage du cylindre est séquentiel, les espèces sont introduites les unes après les autres, dans l'ordre croissant de fraction molaire.

Étude numérique de l'effet de la dilution sur les principaux paramètres de flamme

Cette annexe a pour but de présenter les résultats obtenus lors de la préparation des expériences de la section 4.4.2.2. Pour rappel, l'objectif est de modifier les propriétés physiques de la flamme en modifiant l'espèce diluante du mélange (mélange $Ar - He - N_2$ au lieu du pur N_2 de l'air).

Afin de disposer des principaux paramètres physiques de la flamme (vitesse, température, épaisseur, Nombre de Lewis), des simulation de cinétique chimique ont été réalisées en utilisant Cantera (cf. section 1.1.4). La série de figure D.1 à D.9 présente les résultats obtenus pour des couples de diluants, pour plusieurs proportion diluant/ O_2 , ainsi que pour plusieurs richesses en éthanol.

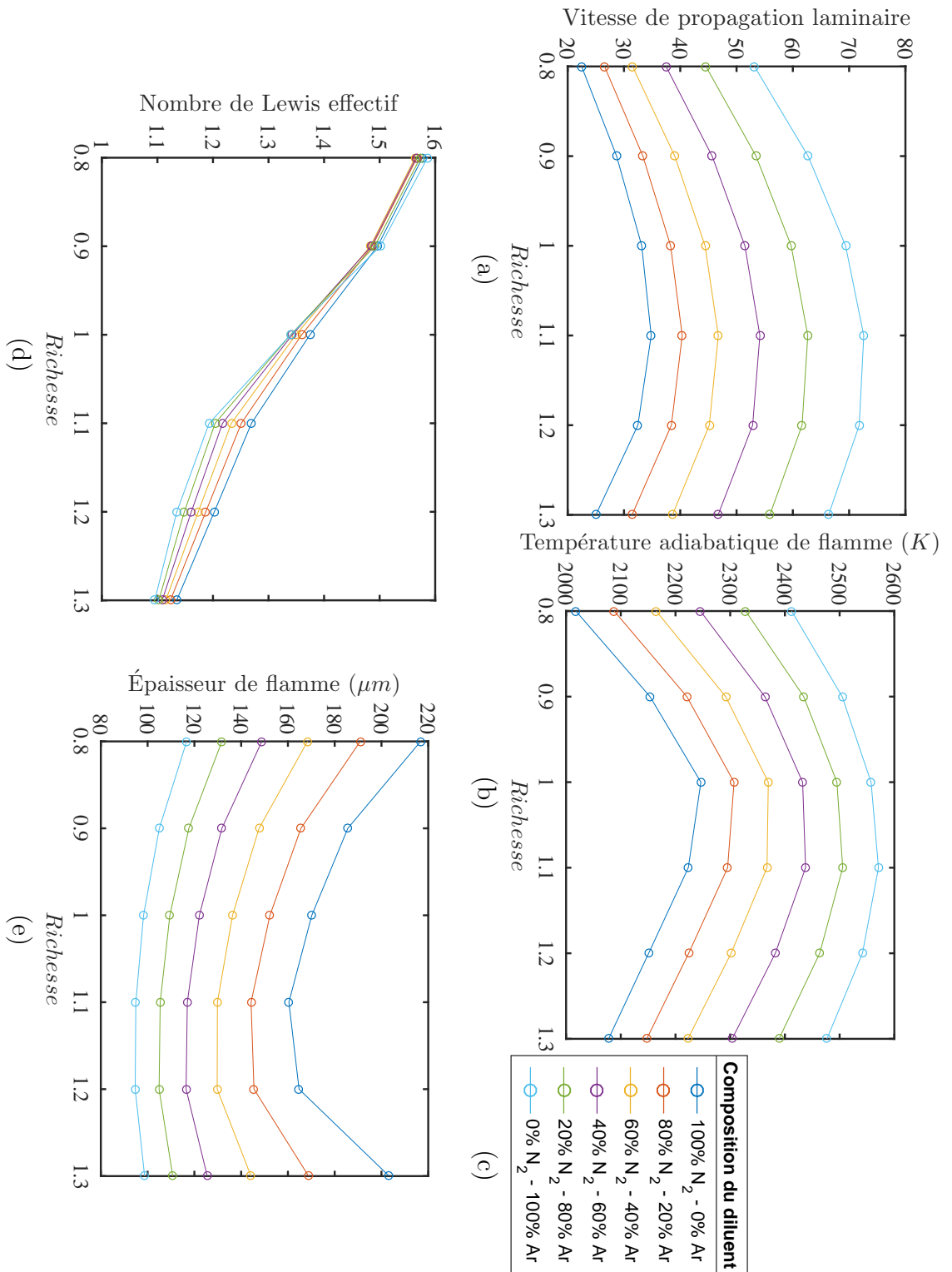


FIGURE D.1 – Propriétés de flamme pour un mélange 80% (N₂/Ar) - 20% O₂

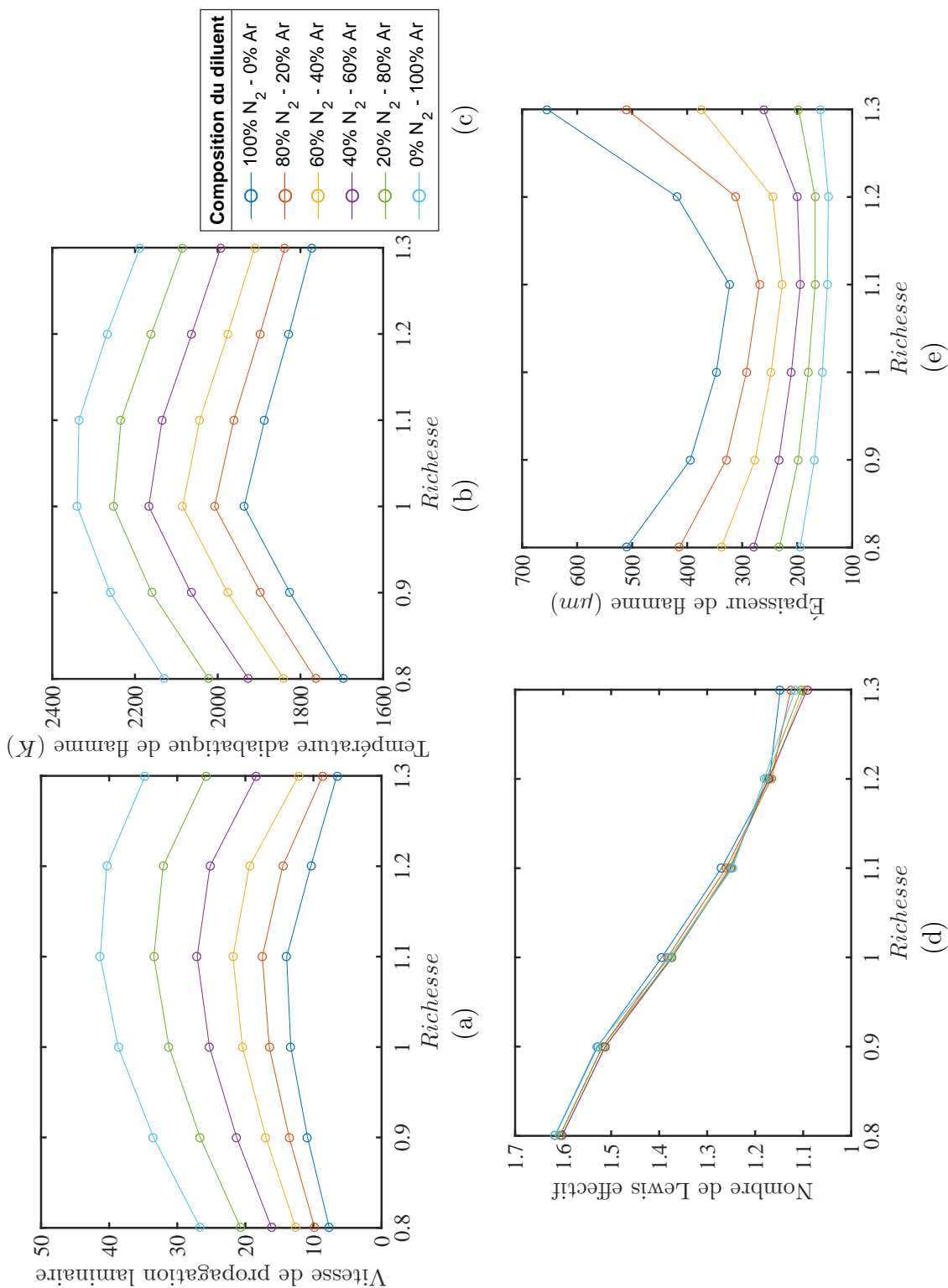


FIGURE D.2 – Propriétés de flamme pour un mélange 85% (N₂/Ar) - 15% O₂

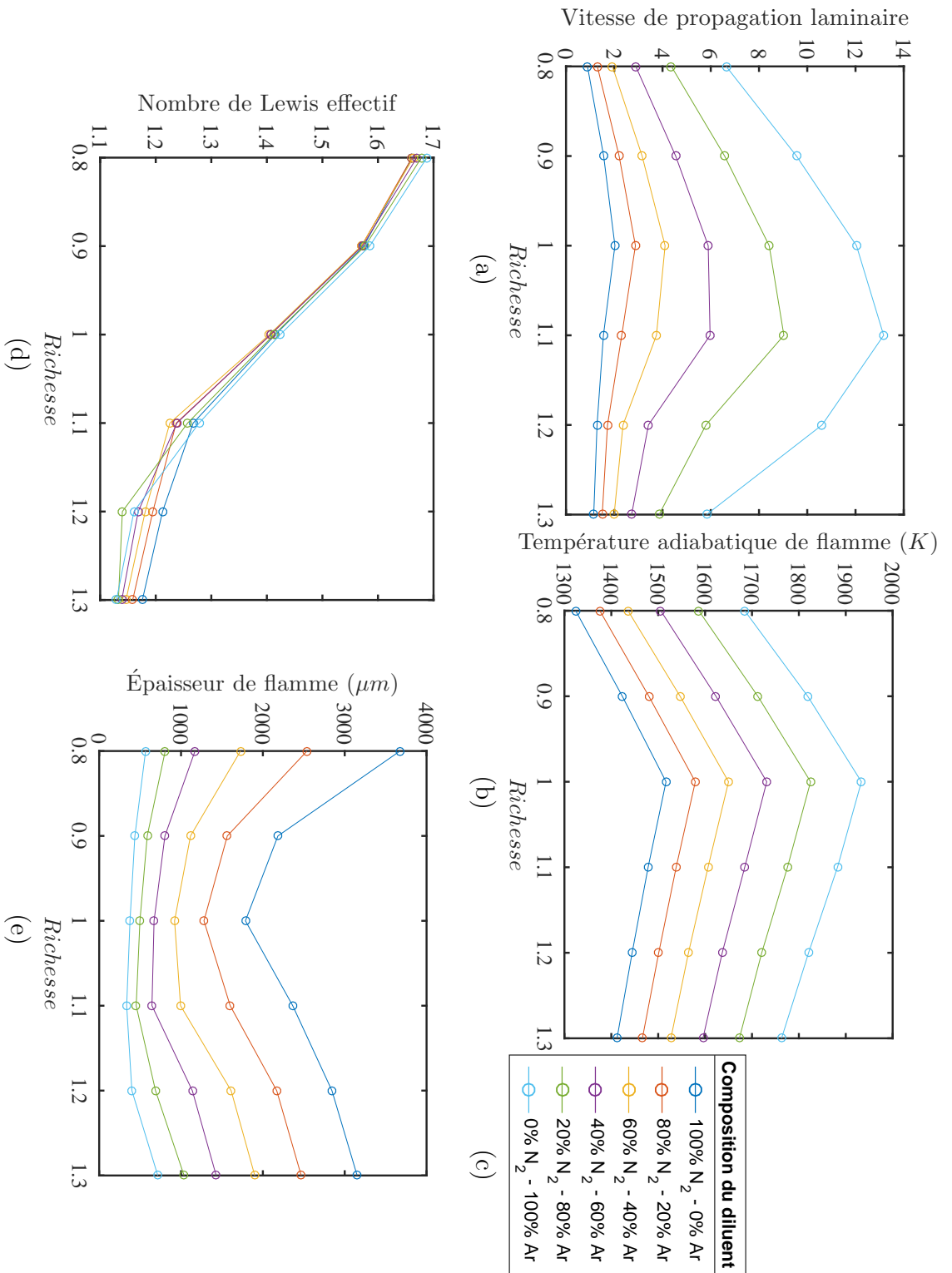


FIGURE D.3 – Propriétés de flamme pour un mélange 90% (N₂/Ar) - 10% O₂

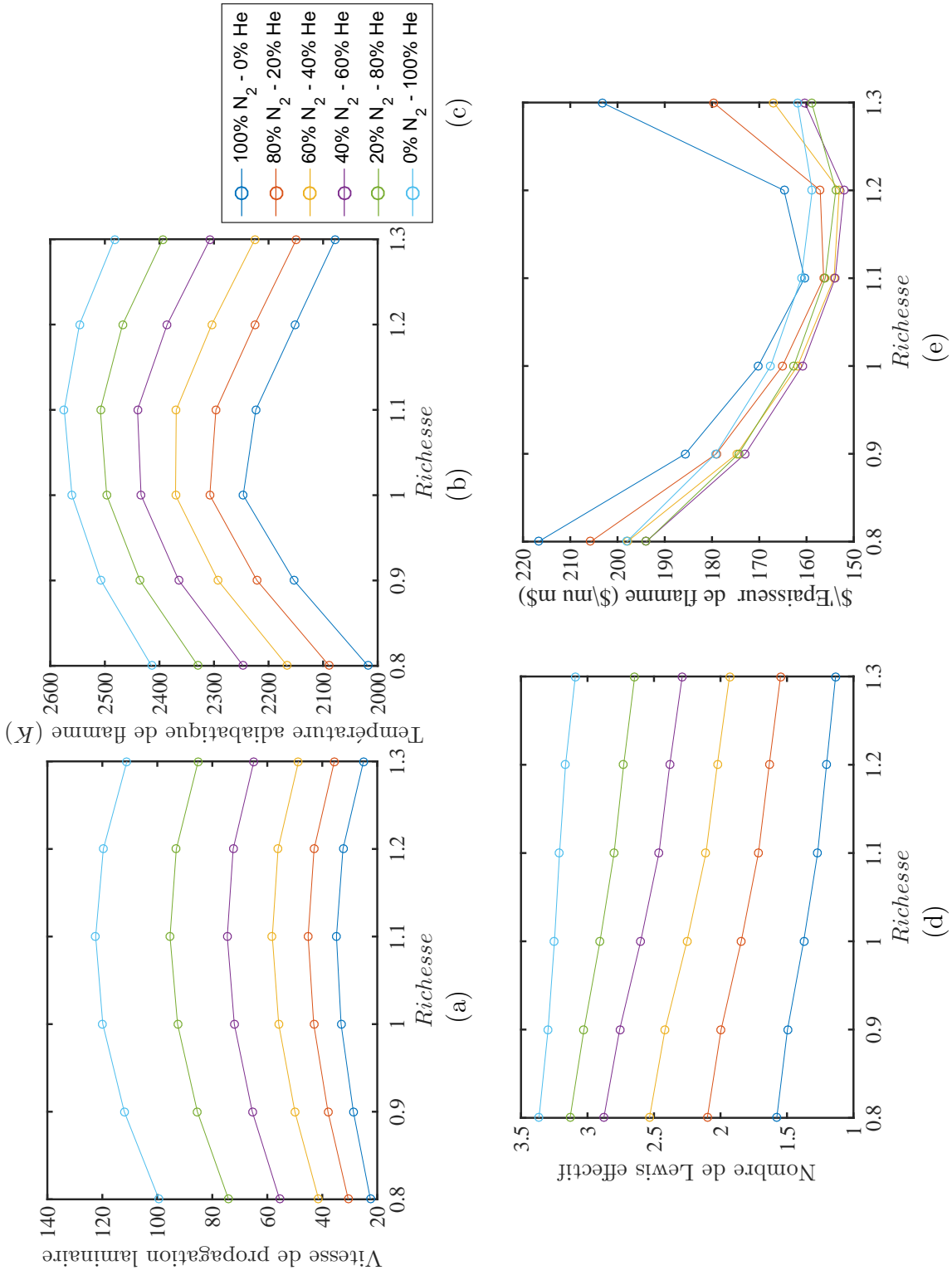


FIGURE D.4 – Propriétés de flamme pour un mélange 80% (N₂/He) - 20% O₂

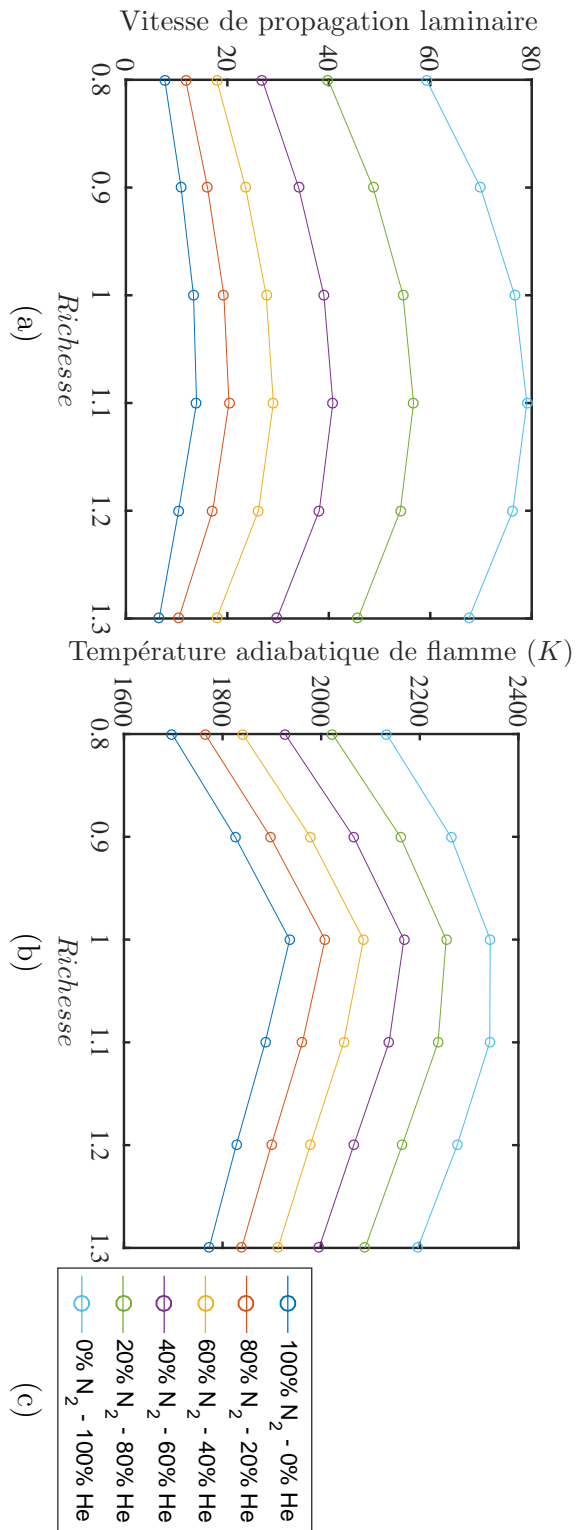
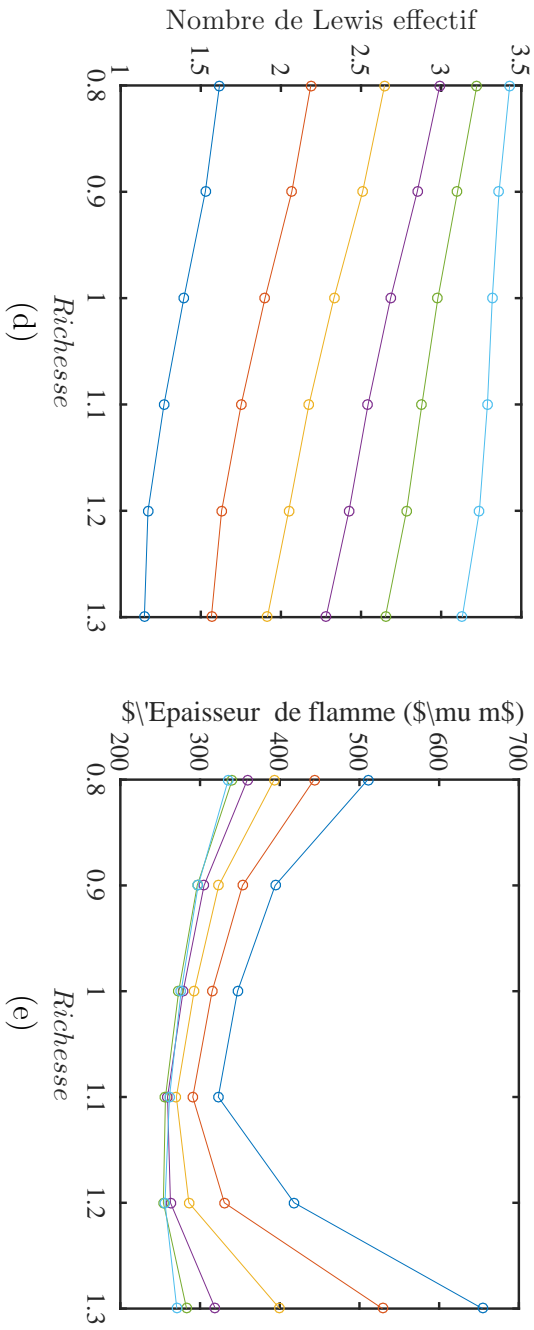


FIGURE D.5 – Propriétés de flamme pour un mélange 85% (N₂/He) - 15% O₂



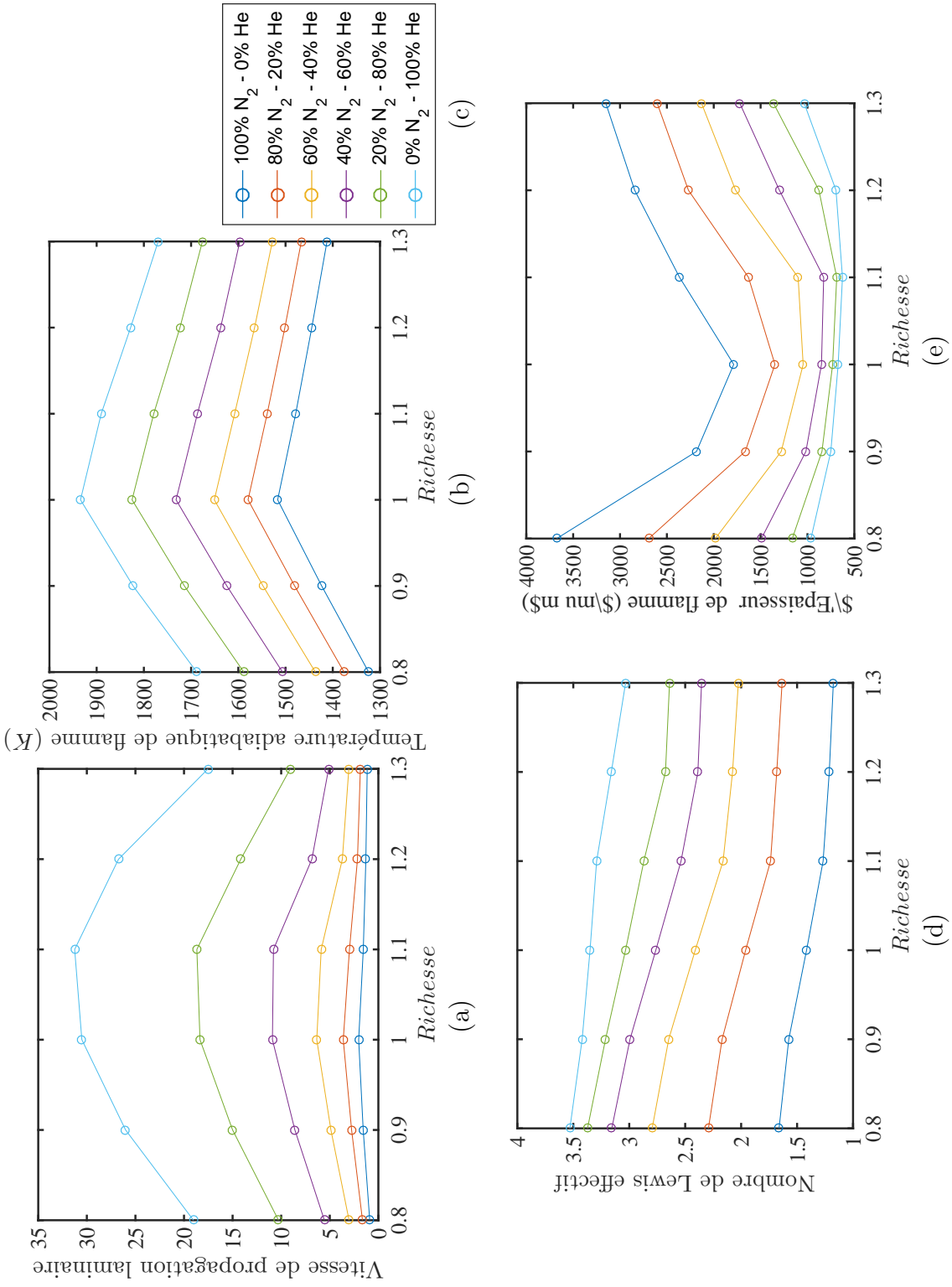


FIGURE D.6 – Propriétés de flamme pour un mélange 90% (N₂/He) - 10% O₂

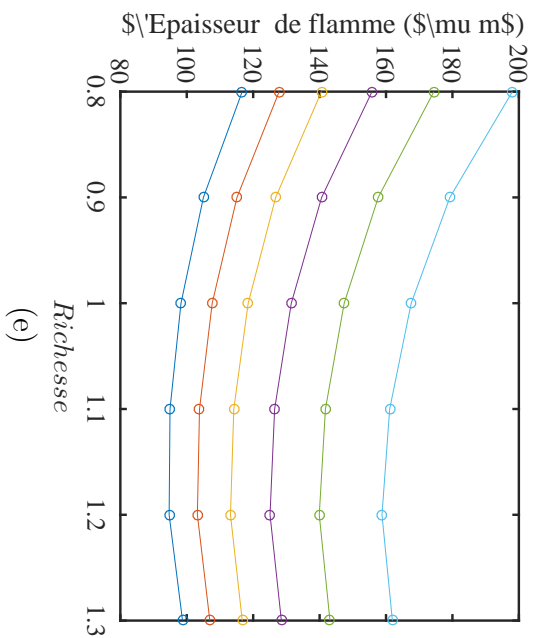
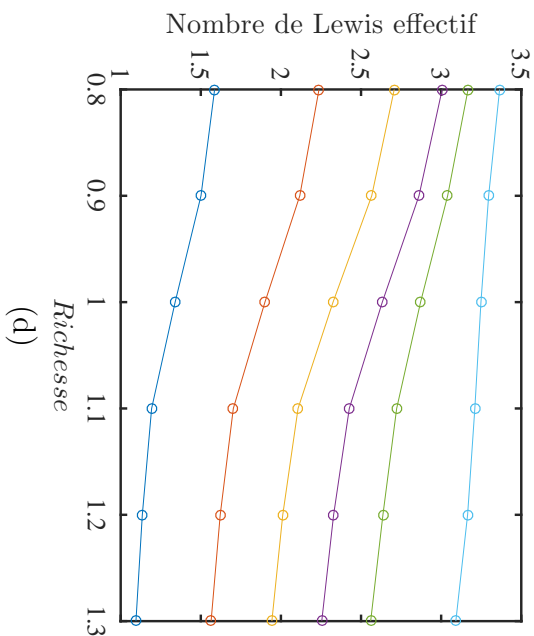
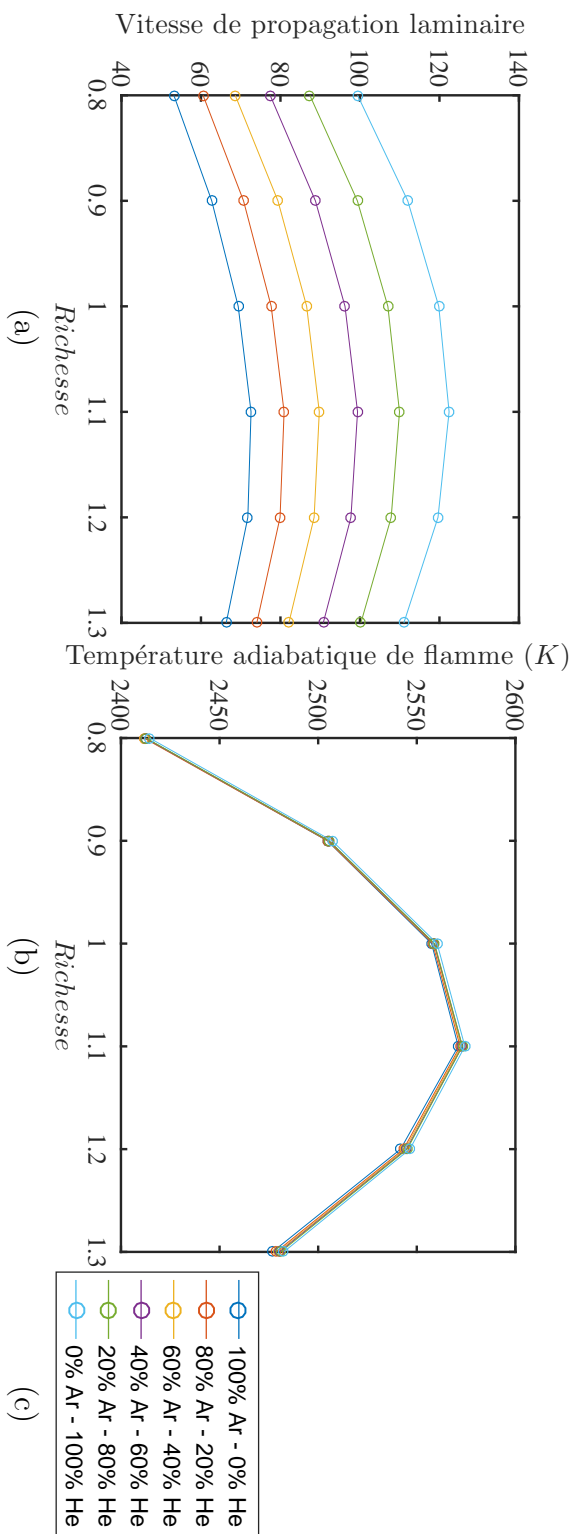


FIGURE D.7 – Propriétés de flamme pour un mélange 80% (Ar/He) - 20% O_2

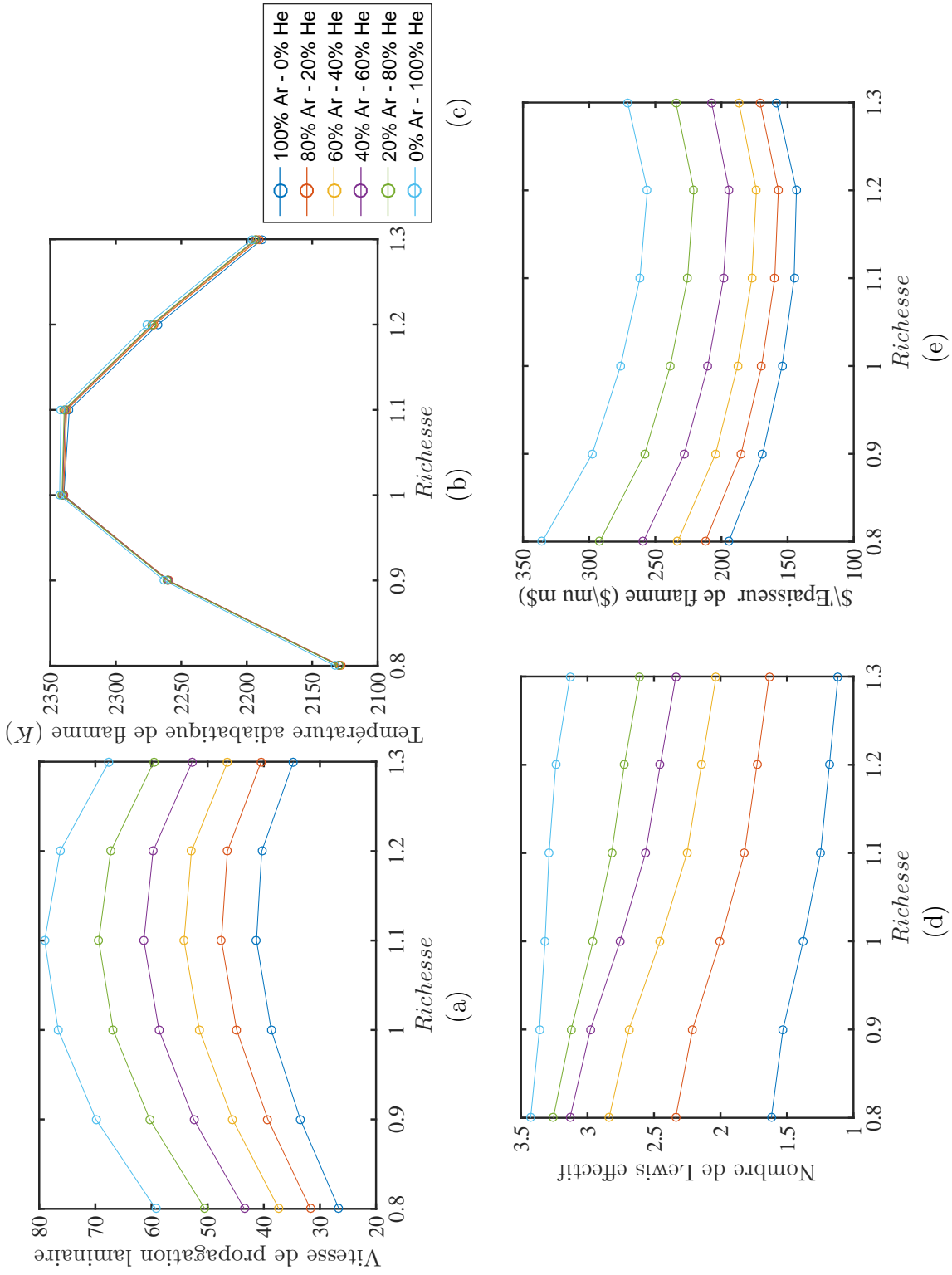


FIGURE D.8 – Propriétés de flamme pour un mélange 85% (Ar/He) - 15% O₂

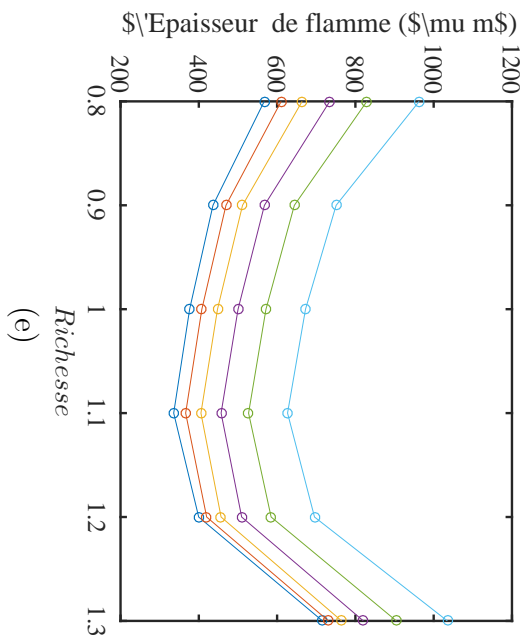
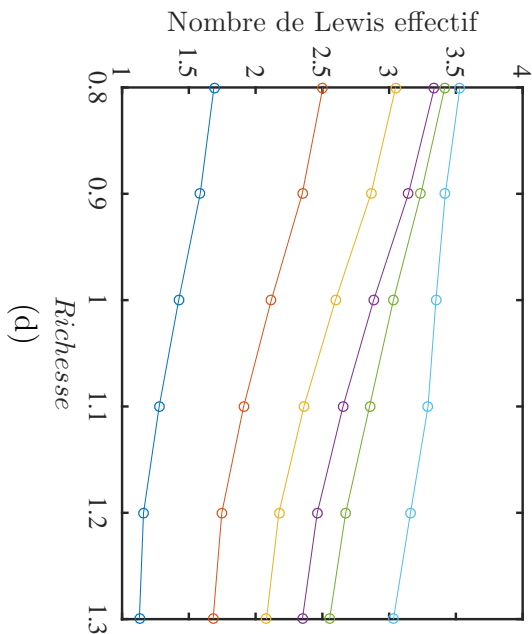
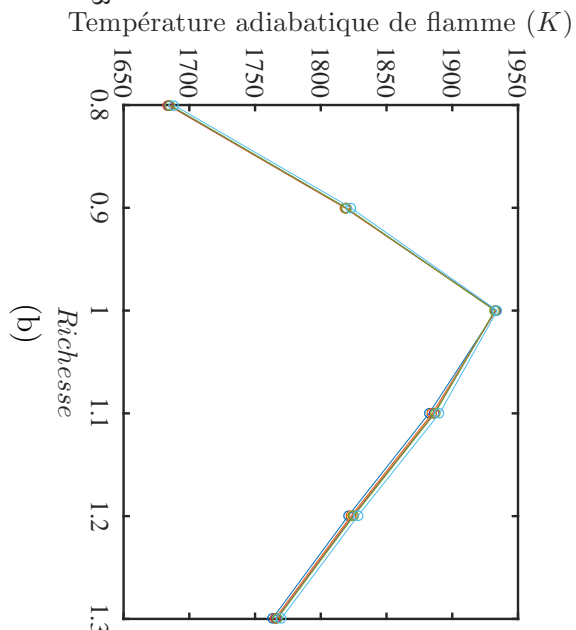
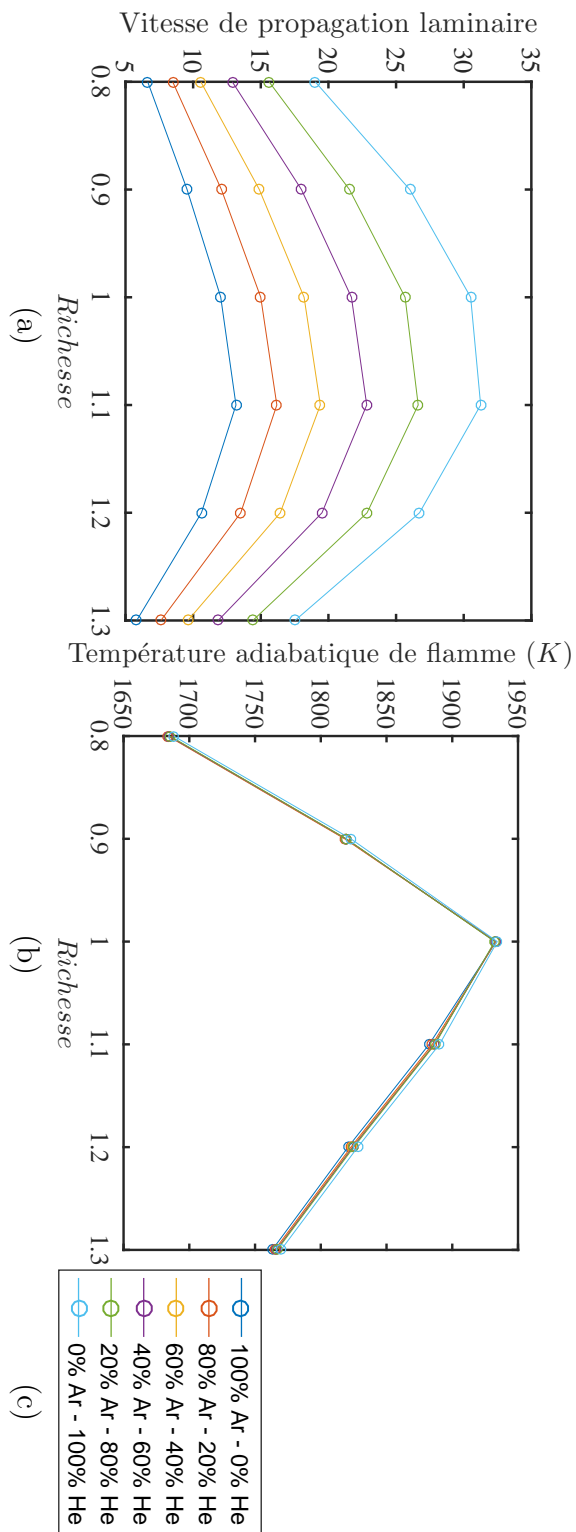


FIGURE D.9 – Propriétés de flamme pour un mélange 90% (Ar/He) - 10% O₂

Bibliographie

- [1] R. K. PACHAURI et L. MAYER, « IPCC, 2014 : Climate Change 2014 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, » Intergovernmental Panel on Climate Change, Geneva, Switzerland, rapp. tech., 2015, OCLC : 914851124, p. 151 (cf. p. 1, 2).
- [2] C. CHAUVEAU, « Vaporisation et combustion de gouttes isolées de n-heptane : Etude en microgravité et influence de la convection forcée, » thèse de doct., Orléans, 1990 (cf. p. 3, 140).
- [3] C CHAUVEAU, X CHESNEAU et I GÖKALP, « High pressure vaporization and burning of methanol droplets in reduced gravity, » *Advances in Space Research*, Microgravity Sciences : Results and Analysis of Recent Spaceflights, t. 16, n° 7, p. 157-160, jan. 1995 (cf. p. 3).
- [4] C. CHAUVEAU, F. HALTER, A. LALONDE et I. GÖKALP, « An experimental study on the droplet vaporization : effects of heat conduction through the support fiber, » Côme, Italy, 2008, p. 8 (cf. p. 3).
- [5] C. CHAUVEAU, M. BIROUK et I. GÖKALP, « An analysis of the d²-law departure during droplet evaporation in microgravity, » *International Journal of Multiphase Flow*, t. 37, n° 3, p. 252-259, avr. 2011 (cf. p. 3).
- [6] C. CHAUVEAU, F. HALTER et I. GÖKALP, « Vaporization in three-dimensional droplet arrays, » Kyoto, Japan, 2006, p. 7 (cf. p. 3, 153).
- [7] C. CHAUVEAU, I. GÖKALP, D. SEGAWA, T. KADOTA et H. ENOMOTO, « Effects of reduced gravity on methanol droplet combustion at high pressures, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 28, n° 1, p. 1071-1077, jan. 2000 (cf. p. 3).
- [8] M. NASSOURI, « Caractérisation expérimentale de la propagation d'une flamme laminaire dans un milieu diphasique (brouillard) à haute pression et en microgravité, » thèse de doct., Orléans, 2014 (cf. p. 3, 33, 94).
- [9] R. THIMOTHÉE, « Caractérisation de la propagation d'une flamme dans un milieu diphasique (brouillards) en microgravité, » thèse de doct., Orléans, 2017 (cf. p. 3, 10, 33, 43, 55, 69, 78, 83, 94, 152).
- [10] T. POINSOT et D. VEYNANTE, *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards Inc., 2005 (cf. p. 7).

- [11] D. B. SPALDING, *Some fundamentals of combustion*. Academic Press, 1955, t. 2 (cf. p. 8).
- [12] G. H. MARKSTEIN, « Experimental and Theoretical Studies of Flame-Front Stability, » *Journal of the Aeronautical Sciences*, t. 18, n° 3, p. 199-209, mars 1951 (cf. p. 9).
- [13] B. KARLOVITZ, D. W. DENNISTON JR., D. H. KNAPSCHAEFER et F. E. WELLS, « STUDIES ON TURBULENT FLAMES A. Flame Propagation Across Velocity Gradients, » *Symposium (international) on combustion*, t. 4, n° 2, p. 613-620, 1953 (cf. p. 9).
- [14] P. CLAVIN, « Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows, » *Progress in Energy and Combustion Science*, t. 11, n° 1, p. 1-59, jan. 1985 (cf. p. 9).
- [15] A. KELLEY et C. LAW, « Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames, » *Combustion and Flame*, t. 156, n° 9, p. 1844-1851, sept. 2009 (cf. p. 9, 58).
- [16] F. HALTER, T. TAHTOUH et C. MOUNAÏM-ROUSSELLE, « Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation, » *Combustion and Flame*, t. 157, n° 10, p. 1825-1832, oct. 2010 (cf. p. 9, 58).
- [17] R. J. KEE, G. DIXON-LEWIS, J. WARNATZ, M. E. COLTRIN, J. A. MILLER et H. K. MOFFAT, « A FORTRAN computer code package for the evaluation of gas-phase, multicomponent transport properties, » Sandia National Laboratories Report, rapp. tech. SAND86-8246, 1986, p. 42 (cf. p. 10, 174, 175).
- [18] D. G. GOODWIN, H. K. MOFFAT et R. L. SPETH, « Cantera : an object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes, » 2017, Version 2.3.0 (cf. p. 10).
- [19] G. P. SMITH, D. M. GOLDEN, M. FRENKLACH, N. W. MORIARTY, B. EITENEER, M. GOLDENBERG, C. T. BOWMAN, R. K. HANSON, S. SONG, W. C. GARDINER, V. V. LISSIANSKI et Z. QIN, *GRI-MECH 3.0*, 2019 (cf. p. 10).
- [20] N. LEPLAT, P. DAGAUT, C. TOGBÉ et J. VANDOOREN, « Numerical and experimental study of ethanol combustion and oxidation in laminar premixed flames and in jet-stirred reactor, » *Combustion and Flame*, t. 158, n° 4, p. 705-725, avr. 2011 (cf. p. 10).

- [21] D. BRADLEY, M. LAWES et M. MANSOUR, « Explosion bomb measurements of ethanol–air laminar gaseous flame characteristics at pressures up to 1.4MPa, » *Combustion and Flame*, t. 156, n° 7, p. 1462-1470, juill. 2009 (cf. p. 10).
- [22] S. Y. LIAO, D. L. ZHONG, C. YANG, X. B. PAN, C. YUAN et Q. CHENG, « The Temperature and Pressure Dependencies of Propagation Characteristics for Premixed Laminar Ethanol-Air Flames, » *The Open Civil Engineering Journal*, t. 6, n° 1, p. 55-64, août 2012 (cf. p. 10).
- [23] M. MATALON, *Flame Instabilities*, Lecture Notes - Combustion Summer School - Princeton University, 2011 (cf. p. 11).
- [24] G DARRIEUS, « Propagation d'un front de flamme, » *La Technique Moderne*, t. 30, p. 18, 1938 (cf. p. 11).
- [25] L. LANDAU, « On the theory of slow combustion, » *Acta Physicochim (USSR)*, t. 19, p. 77-85, 1944 (cf. p. 11).
- [26] D. BRADLEY, R. A. HICKS, M. LAWES, C. G. W. SHEPPARD et R. WOOLLEY, « The measurement of laminar burning velocities and Markstein numbers for iso-octane–air and iso-octane–n-heptane–air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb, » *Combustion and flame*, t. 115, n° 1-2, p. 126-144, 1998 (cf. p. 12, 57).
- [27] A CLARKE, « Calculation and Consideration of the Lewis Number for Explosion Studies, » *Process Safety and Environmental Protection*, t. 80, n° 3, p. 135-140, 2002 (cf. p. 14).
- [28] J. K. BECHTOLD et M. MATALON, « Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames, » *Combustion and Flame*, t. 67, n° 1, p. 77-90, 1987 (cf. p. 14, 171).
- [29] R. ADDABBO, J. K. BECHTOLD et M. MATALON, « Wrinkling of spherically expanding flames, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 29, n° 2, p. 1527-1535, 2002 (cf. p. 14, 171).
- [30] J. K. BECHTOLD et M. MATALON, « The dependence of the Markstein length on stoichiometry, » *Combustion and flame*, t. 127, n° 1-2, p. 1906-1913, 2001 (cf. p. 15).
- [31] M. MATALON, « The Development of Hydrodynamically Unstable Flames, » *Extended abstract for the 20th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, p. 5, 2005 (cf. p. 18, 104).

- [32] C. LAW, G. JOMAAS et J. BECHTOLD, « Cellular instabilities of expanding hydrogen/propane spherical flames at elevated pressures : theory and experiment, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 30, n° 1, p. 159-167, jan. 2005 (cf. p. 19, 104).
- [33] G. GODSAVE, « Studies of the combustion of drops in a fuel spray—the burning of single drops of fuel, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 4, n° 1, p. 818-830, jan. 1953 (cf. p. 19).
- [34] D. B. SPALDING, « The combustion of liquid fuels, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 4, n° 1, p. 847-864, 1953 (cf. p. 19).
- [35] C. K. LAW, « Recent advances in droplet vaporization and combustion, » *Progress in Energy and Combustion Science*, t. 8, n° 3, p. 171-201, jan. 1982 (cf. p. 19).
- [36] R. BORCHI et M. CHAMPION, *Modélisation et théorie des flammes*. Editions Technip, 2000 (cf. p. 19, 23, 24).
- [37] S. OKAJIMA et S. KUMAGAI, « Further investigations of combustion of free droplets in a freely falling chamber including moving droplets, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 15, n° 1, p. 401-407, jan. 1975 (cf. p. 20).
- [38] J. SANGIOVANNI et M. LABOWSKY, « Burning times of linear fuel droplet arrays : A comparison of experiment and theory, » *Combustion and Flame*, t. 47, p. 15-30, jan. 1982 (cf. p. 20).
- [39] D. SEGAWA, T. KADOTA, R. KOHAMA et H. ENOMOTO, « Ignition of binary mixture droplets by a propagating laminar flame, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 28, n° 1, p. 961-968, jan. 2000 (cf. p. 21).
- [40] S. RUSSO et A. GOMEZ, « Structure of laminar coflow spray flames at different pressures, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 29, n° 1, p. 601-608, jan. 2002 (cf. p. 21).
- [41] S. RUSSO et A. GOMEZ, « The extinction behavior of small interacting droplets in cross-flow, » *Combustion and Flame*, t. 130, n° 3, p. 215-224, août 2002 (cf. p. 21).
- [42] X. MERCIER, M. ORAIN et F. GRISCH, « Investigation of droplet combustion in strained counterflow diffusion flames using planar laser-induced fluorescence, » *Applied Physics B*, t. 88, n° 1, p. 151-160, juin 2007 (cf. p. 21, 22, 131, 143, 144).
- [43] M. ORAIN et Y. HARDALUPAS, « Droplet characteristics and local equivalence ratio of reacting mixture in spray counterflow flames, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 57, p. 261-274, sept. 2014 (cf. p. 21).

- [44] H. CHIU, H. KIM et E. CROKE, « Internal group combustion of liquid droplets, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 19, n° 1, p. 971-980, jan. 1982 (cf. p. 22).
- [45] A. R. KERSTEIN et C. K. LAW, « Percolation in combusting sprays I : Transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 19, n° 1, p. 961-969, jan. 1982 (cf. p. 22).
- [46] D. PAULHIAC, « Modélisation de la combustion d'un spray dans un bruleur aéronautique, » Theses, INP Toulouse, avr. 2015 (cf. p. 25).
- [47] J. H. BURGOYNE, L COHEN et D. M. NEWITT, « The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols, » *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, t. 225, n° 1162, p. 375-392, sept. 1954 (cf. p. 23).
- [48] S. HAYASHI et S. KUMAGAI, « Flame propagation in fuel droplet-vapor-air mixtures, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 15, n° 1, p. 445-452, jan. 1975 (cf. p. 26).
- [49] S. HAYASHI, S. KUMAGAI et T. SAKAI, « Propagation Velocity and Structure of Flames in Droplet-Vapor-Air Mixtures, » *Combustion Science and Technology*, t. 15, n° 5-6, p. 169-177, jan. 1977 (cf. p. 26).
- [50] H. NOMURA, K. IZAWA, Y. UJIIE, J. SATO, Y. MARUTANI, M. KONO et H. KAWASAKI, « An experimental study on flame propagation in lean fuel droplet-vapor-air mixtures by using microgravity conditions, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 27, n° 2, p. 2667-2674, jan. 1998 (cf. p. 26).
- [51] H. NOMURA, M. KOYAMA, H. MIYAMOTO, Y. UJIIE, J. SATO, M. KONO et S. YODA, « Microgravity experiments of flame propagation in ethanol droplet-vapor-air mixture, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 28, n° 1, p. 999-1005, jan. 2000 (cf. p. 26).
- [52] Y. NUNOME, S. KATO, K. MARUTA, H. KOBAYASHI et T. NIIOKA, « Flame propagation of n-decane spray in microgravity, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 29, n° 2, p. 2621-2626, jan. 2002 (cf. p. 26).
- [53] M LAWES, Y LEE et N MARQUEZ, « Comparison of iso-octane burning rates between single-phase and two-phase combustion for small droplets, » *Combustion and Flame*, t. 144, n° 3, p. 513-525, fév. 2006 (cf. p. 26).
- [54] A. SAAT, « Fundamental Studies of Combustion of Droplet and Vapour Mixtures, » thèse de doct., University of Leeds, 2010 (cf. p. 26).

- [55] F. ATZLER, « Fundamental Studies of Aerosol Combustion, » thèse de doct., University of Leeds, 1999 (cf. p. 26).
- [56] F. ATZLER, F. X. DEMOULIN, M. LAWES, Y. LEE et N. MARQUEZ, « Burning rates and flame oscillations in globally homogeneous two-phase mixtures (flame speed oscillations in droplet cloud flames), » *Combustion Science and Technology*, t. 178, n° 12, p. 2177-2198, juin 2006 (cf. p. 26).
- [57] D. BRADLEY, M. LAWES, S. LIAO et A. SAAT, « Laminar mass burning and entrainment velocities and flame instabilities of i-octane, ethanol and hydrous ethanol/air aerosols, » *Combustion and Flame*, t. 161, n° 6, p. 1620-1632, juin 2014 (cf. p. 26, 94).
- [58] M. LAWES et A. SAAT, « Burning rates of turbulent iso-octane aerosol mixtures in spherical flame explosions, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 33, n° 2, p. 2047-2054, jan. 2011 (cf. p. 26).
- [59] S. YUAN, C. JI, A. MONHOLLEN, J. S.-I. KWON et C. MASHUGA, « Experimental and thermodynamic study of aerosol explosions in a 36 L apparatus, » *Fuel*, t. 245, p. 467-477, juin 2019 (cf. p. 26).
- [60] M. NASSOURI, C. CHAUVEAU, F. HALTER et I. GÖKALP, « Combustion of aerosols : droplet sizing study in microgravity, » Heidelberg, Germany, 2012, p. 8 (cf. p. 27).
- [61] M. NASSOURI, C. CHAUVEAU, F. HALTER et I. GÖKALP, « Flame structure of ethanol-air premixed mixtures at high pressures in microgravity, » Lund, Sweden, 2013 (cf. p. 27).
- [62] R. THIMOTHÉE, C. CHAUVEAU, F. HALTER et I. GÖKALP, « Characterization of Cellular Instabilities of a Flame Propagating in an Aerosol, » in *Volume 4B : Combustion, Fuels and Emissions*, Montreal, Quebec, Canada : ASME, juin 2015 (cf. p. 27, 94).
- [63] R. THIMOTHÉE, C. CHAUVEAU, F. HALTER et I. GÖKALP, « Experimental investigation of the passage of fuel droplets through a spherical two-phase flame, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 36, n° 2, p. 2549-2557, 2017 (cf. p. 27).
- [64] R. THIMOTHÉE, C. CHAUVEAU, F. HALTER et I. GOKALP, « Experimental investigation of the mechanisms of cellular instabilities developing on two-phase flames, » Leeds, UK, 2015, p. 6 (cf. p. 27).

- [65] R. THIMOTHÉE, C. CHAUVEAU, F. HALTER, C. NICOLI, P. HALDENWANG et B. DENET, « Microgravity experiments and numerical studies on ethanol/air spray flames, » *Comptes Rendus Mécanique*, t. 345, n° 1, p. 99-116, jan. 2017 (cf. p. 27, 110, 115).
- [66] S. SUARD, P. HALDENWANG et C. NICOLI, « Different spreading regimes of spray-flames, » *Comptes Rendus Mécanique*, t. 332, n° 5-6, p. 387-396, mai 2004 (cf. p. 27).
- [67] C. NICOLI, B. DENET et P. HALDENWANG, « Lean Flame Dynamics Through a 2D Lattice of Alkane Droplets in Air, » *Combustion Science and Technology*, t. 186, n° 2, p. 103-119, fév. 2014 (cf. p. 27).
- [68] C. NICOLI, B. DENET et P. HALDENWANG, « Rich spray-flame propagating through a 2DLattice of alkane droplets in air, » *Combustion and Flame*, t. 162, n° 12, p. 4598-4611, déc. 2015 (cf. p. 27).
- [69] G. OZEL EROL, J. HASSLBERGER, M. KLEIN et N. CHAKRABORTY, « A Direct Numerical Simulation Investigation of Spherically Expanding Flames Propagating in Fuel Droplet-Mists for Different Droplet Diameters and Overall Equivalence Ratios, » *Combustion Science and Technology*, p. 1-35, mars 2019 (cf. p. 28).
- [70] C. HIRT, S. CLAESSENS, T. FECHER, M. KUHN, R. PAIL et M. REXER, « New ultrahigh-resolution picture of Earth's gravity field : NEW PICTURE OF EARTH'S GRAVITY FIELD, » *Geophysical Research Letters*, t. 40, n° 16, p. 4279-4283, août 2013 (cf. p. 30).
- [71] J. L. SCHMITT, G. W. ADAMS et R. A. ZALABSKY, « Homogeneous nucleation of ethanol, » *The Journal of Chemical Physics*, t. 77, n° 4, p. 2089-2097, août 1982 (cf. p. 41).
- [72] X. Y. LIU, « Heterogeneous nucleation or homogeneous nucleation ? » *Journal of Chemical Physics*, t. 112, n° 22, p. 8, 2000 (cf. p. 41).
- [73] H. KÖHLER, « The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, » *Trans. Faraday Soc.*, t. 32, n° 0, p. 1152-1161, 1936 (cf. p. 41).
- [74] C. L. YAWS, *The Yaws handbook of vapor pressure : Antoine coefficients*, 2nd Edition. Gulf Professional Publishing, 2015, OCLC : 908413798 (cf. p. 43).
- [75] J. L. SCHMITT, « Precision expansion cloud chamber for homogeneous nucleation studies, » *Review of Scientific Instruments*, t. 52, n° 11, p. 1749-1754, nov. 1981 (cf. p. 43).

- [76] C. BARIKI, « Interaction entre une flamme de prémélange et une structure tourbillonnaire, » thèse de doct., Orléans, 2018 (cf. p. 45, 62, 123).
- [77] F. PARSINEJAD, J. C. KECK et H. METGHALCHI, « On the location of flame edge in Shadowgraph pictures of spherical flames : a theoretical and experimental study, » *Experiments in Fluids*, t. 43, n° 6, p. 887-894, nov. 2007 (cf. p. 53).
- [78] M. P. BURKE, Z. CHEN, Y. JU et F. L. DRYER, « Effect of cylindrical confinement on the determination of laminar flame speeds using outwardly propagating flames, » *Combustion and Flame*, t. 156, n° 4, p. 771-779, avr. 2009 (cf. p. 57).
- [79] A. SAVITZKY et M. J. E. GOLAY, « Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures., » *Analytical Chemistry*, t. 36, n° 8, p. 1627-1639, juill. 1964 (cf. p. 57).
- [80] F. MEYER, « Topographic distance and watershed lines, » *Signal Processing*, t. 38, n° 1, p. 113-125, juill. 1994 (cf. p. 59).
- [81] P. PERONA et J. MALIK, « Scale-space and edge detection using anisotropic diffusion, » *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, t. 12, n° 7, p. 629-639, juill. 1990 (cf. p. 60).
- [82] J. CHALFOUN, A. CARDONE, A. DIMA, M. HALTER et D. ALLEN, « Overlap-Based Cell Tracker, » NIST, rapp. tech. NISTIR 7663, 2009, p. 13 (cf. p. 60).
- [83] J. CHALFOUN, M. MAJURSKI, A. DIMA, M. HALTER, K. BHADRIRAJU et M. BRADY, « Lineage mapper : A versatile cell and particle tracker, » *Scientific Reports*, t. 6, n° 1, déc. 2016 (cf. p. 60).
- [84] R. W. SINNOTT, « Virtues of the Haversine, » *Sky and Telescope*, t. 68, n° 2, p. 158, 1984 (cf. p. 61).
- [85] J. KOJIMA, Y. IKEDA et T. NAKAJIMA, « Spatially resolved measurement of OH*, CH*, and C2* chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane/air premixed flames, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 28, n° 2, p. 1757-1764, jan. 2000 (cf. p. 62).
- [86] C. BARIKI, F. HALTER, F. THIESSET, C. CHAUVEAU, I. GÖKALP, K. TEAV, S. KHEIRKHAH et A. M. STEINBERG, « Structural response of different Lewis number premixed flames interacting with a toroidal vortex, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 37, n° 2, p. 1911-1918, 2019 (cf. p. 63).
- [87] G. MIE, « Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, » *Annalen der Physik*, t. 330, n° 3, p. 377-445, 1908 (cf. p. 65).

- [88] R. J. ADRIAN, « Twenty years of particle image velocimetry, » *Experiments in Fluids*, t. 39, n° 2, p. 159-169, août 2005 (cf. p. 65).
- [89] S. TACHIBANA, L. ZIMMER et K. SUZUKI, « Flame front detection and dynamics using PIV in a turbulent premixed flame, » Lisbon, 2004, p. 12 (cf. p. 65).
- [90] COHERENT, *Datasheet Verdi G Series Family* (cf. p. 66).
- [91] B. DELAUNAY, « Sur la sphère vide. A la mémoire de Georges Voronoï, » *Bulletin de l'Académie des Sciences de l'URSS, Classe des Sciences Mathématiques et Naturelles*, n° 6, p. 793-800, 1934 (cf. p. 69).
- [92] W. THIELICKE et E. J. STAMHUIS, « PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB, » *Journal of Open Research Software*, t. 2, oct. 2014 (cf. p. 72).
- [93] G. KÖNIG, K. ANDERS et A. FROHN, « A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets, » *Journal of Aerosol Science*, t. 17, n° 2, p. 157-167, jan. 1986 (cf. p. 75).
- [94] C. MOUNAÏM-ROUSSELLE et O. PAJOT, « Droplet Sizing by Mie Scattering Interferometry in a Spark Ignition Engine, » *Particle & Particle Systems Characterization*, t. 16, n° 4, p. 160-168, août 1999 (cf. p. 76).
- [95] T. E. SMITH et R. F. BONNER, « Refractive Index-Temperature Data for Anhydrous Ethyl Alcohol, » *Analytical Chemistry*, t. 24, n° 3, p. 517-518, mars 1952 (cf. p. 77).
- [96] G. RENOUX, F. HALTER et C. CHAUVEAU, « Experimental study of the morphology of two-phase flame instabilities in microgravity, » *Atomization and Sprays*, t. 28, n° 10, p. 915-929, 2018 (cf. p. 94).
- [97] F. PUKELSHEIM, « The Three Sigma Rule, » *The American Statistician*, t. 48, n° 2, p. 88, mai 1994 (cf. p. 97).
- [98] Z.-Y. SUN, F.-S. LIU, X.-C. BAO et X.-H. LIU, « Research on cellular instabilities in outwardly propagating spherical hydrogen-air flames, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 37, n° 9, p. 7889-7899, mai 2012 (cf. p. 100).
- [99] H. YU, W. HAN, J. SANTNER, X. GOU, C. H. SOHN, Y. JU et Z. CHEN, « Radiation-induced uncertainty in laminar flame speed measured from propagating spherical flames, » *Combustion and Flame*, t. 161, n° 11, p. 2815-2824, nov. 2014 (cf. p. 111).

- [100] N. FROSSLING, « Uber die Verdunstung Fallender Tropfen, » *Gerlands Beitr. Geophys.*, t. 52, p. 170-216, 1938 (cf. p. 126, 155).
- [101] S. OKAJIMA et S. KUMAGAI, « Experimental studies on combustion of fuel droplets in flowing air under zero- and high-gravity conditions, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 19, n° 1, p. 1021-1027, jan. 1982 (cf. p. 126, 154, 155).
- [102] A. YOZGATLIGIL, « Burning and Sooting Behavior of Ethanol Droplet Combustion under Microgravity Conditions, » thèse de doct., Drexel University, 2005 (cf. p. 138).
- [103] M MEHL, M PEREGO, D MANCA, T FARAVELLI et E RANZI, « Burning Rates and Soot Propensity of Isolated Ethanol Fuel Droplets in Microgravity Conditions, » in *Joint Meeting of the Greek and Italian Sections of the Combustion Institute*, 2004 (cf. p. 138).
- [104] S. SAHARIN, B. LEFORT, C. MORIN, C. CHAUVEAU, L. le MOYNE et R. KAFIFY, « Vaporization Characteristics of Ethanol Droplets : Influence of the Environment Humidity, » in *Volume 1 : Aircraft Engine ; Ceramics ; Coal, Biomass and Alternative Fuels ; Wind Turbine Technology*, Vancouver, British Columbia, Canada : ASME, 2011, p. 669-676 (cf. p. 139).
- [105] V. DRIBINSKI, A. OSSADTCHI, V. A. MANDELSHTAM et H. REISLER, « Reconstruction of Abel-transformable images : The Gaussian basis-set expansion Abel transform method, » *Review of Scientific Instruments*, t. 73, n° 7, p. 2634-2642, juill. 2002 (cf. p. 146).
- [106] B. VIEILLE, C. CHAUVEAU, X. CHESNEAU, A. ODEÏDE et I. GÖKALP, « High-pressure droplet burning experiments in microgravity, » *Symposium (International) on Combustion*, t. 26, n° 1, p. 1259-1265, jan. 1996 (cf. p. 155).
- [107] C. W. OSEEN, *Ueber den gueltigkeitsbereich der stokeschen widerstandsfornel*. Friedländer, 1913 (cf. p. 157).
- [108] I. PROUDMAN et J. R. A. PEARSON, « Expansions at small Reynolds numbers for the flow past a sphere and a circular cylinder, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 2, n° 03, p. 237, mai 1957 (cf. p. 157).
- [109] N. BOUVET, « Experimental and Numerical Studies of the Fundamental Flame Speeds of Methane/Air and Syngas (H₂/CO)/Air Mixtures, » thèse de doct., Orléans, 2009 (cf. p. 161).

-
- [110] A. VERDIER, J. MARRERO SANTIAGO, A. VANDEL, S. SAENGAEW, G. CABOT, G. GREHAN et B. RENOU, « Experimental study of local flame structures and fuel droplet properties of a spray jet flame, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 36, n° 2, p. 2595-2602, 2017 (cf. p. 168).
- [111] N. PETERS et J. WARNATZ, éd., *Numerical methods in laminar flame propagation*, sér. (Notes on numerical fluid mechanics 6). Braunschweig, Wiesbaden : Vieweg, 1982, OCLC : 251970668 (cf. p. 173).
- [112] B. E. POLING, J. M. PRAUSNITZ et J. P. O'CONNELL, *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw-Hill Education, 2000 (cf. p. 173, 174).
- [113] D. R. LIDE et W. M. HAYNES, *CRC handbook of chemistry and physics, 90th edition*. CRC Press, 2009 (cf. p. 178).
- [114] T. KWAK et G. MANSOORI, « Van der waals mixing rules for cubic equations of state. Applications for supercritical fluid extraction modelling, » *Chemical Engineering Science*, t. 41, n° 5, p. 1303-1309, 1986 (cf. p. 178).

Guillaume RENOUX

Étude expérimentale de l'interaction goutte/flamme : propagation d'une flamme dans un aérosol en microgravité et passage d'une goutte à travers un front de flamme

Résumé :

La combustion de carburants liquides est l'une des principales méthodes de conversion d'énergie utilisée dans une large gamme d'applications, allant des moteurs à combustion interne aux moteurs fusées, jusqu'aux turbomachines et les fours industriels. La combustion des aérosols est un phénomène très complexe mettant en jeu de nombreux processus tels que l'atomisation, la vaporisation, la dynamique des fluides ou la cinétique chimique.

Ces travaux de thèse se placent ainsi dans le cadre de l'investigation expérimentale et fondamentale de l'interaction entre flammes et gouttes, dans un but à la fois phénoménologique et de compréhension des processus physiques. Le centre d'intérêt a été dans un premier temps la caractérisation de la propagation d'une flamme laminaire sphérique dans un aérosol de carburant mono dispersé, et plus spécifiquement la stabilité et la morphologie de ces flammes, pour lesquelles ont été menées des études quantitatives. Ces expériences ont été réalisées au cours de plusieurs campagnes de vols paraboliques à bord de l'avion ZERO-G du CNES afin de se soustraire aux problèmes de sédimentation causés par la pesanteur.

Dans un second temps, l'étude s'est dirigée vers une configuration expérimentale plus fondamentale, celle d'une goutte isolée incidente à un front de flamme plat et stationnaire. Ces nouvelles expériences ont permis d'observer à la fois la déformation de la flamme lors du passage de la goutte ainsi que l'évaporation de celle-ci dans le front de flamme et dans les gaz brûlés.

Mots clés : combustion, goutte, aérosol, diphasique, évaporation, microgravité

Experimental study of droplet/flame interaction: propagation of a flame in an aerosol in microgravity and passage of a droplet through a flame

Summary:

Combustion of liquid fuels is one of the main energy conversion methods and is used in a wide range of applications, from internal combustion engines to rocket engines, to turbomachines and industrial furnaces. The combustion of aerosols is a very complex phenomenon involving many processes such as atomization, vaporization, fluid dynamics or chemical kinetics.

These thesis is thus placed within the framework of the experimental and fundamental investigation of the interaction between flames and droplets, with a goal that is both phenomenological and for the understanding of physical processes. The focus was initially on the characterization of the propagation of a spherical laminar flame in a mono-disperse fuel aerosol, and more specifically the stability and morphology of these flames, for which quantitative studies were conducted. These experiments were carried out during several parabolic flight campaigns aboard the CNES ZERO-G aircraft in order to avoid sedimentation problems caused by gravity.

In a second step, the study moved towards a more fundamental experimental configuration, that of an isolated droplet incident on a flat, stationary flame front. These new experiments made it possible to observe both the deformation of the flame as the drop passed through and the evaporation of the droplet in the flame front and in the burnt gases.

Keywords: combustion, droplet, aerosol, two-phase, vaporization, microgravity



**Institut de Combustion Aérodynamique
Réactivité et Environnement
UPR 3021 du CNRS
1C, avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans, Cedex 2**

