HAL
open science

Caractérisation de la propagation d'une flamme dans un milieu diphasique (brouillards) en microgravité

Romain Thimothée

To cite this version:

Romain Thimothée. Caractérisation de la propagation d'une flamme dans un milieu diphasique (brouillards) en microgravité. Milieux fluides et réactifs. Université d'Orléans, 2017. Français. NNT : . tel-01994264

HAL Id: tel-01994264

https://hal.science/tel-01994264v1

Submitted on 25 Jan 2019

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, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement (UPR 3021 du CNRS)

THÈSE présentée par :

Romain THIMOTHÉE

soutenue le : **28 juin 2017**

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

Discipline : **Mécanique et Énergétique**

Caractérisation de la propagation d'une flamme dans un milieu diphasique (brouillards) en microgravité

THÉSE dirigée par :

Christian CHAUVEAU	Directeur de Recherche, CNRS–ICARE
Fabien HALTER	Professeur, Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

Bénédicte CUENOT	Chercheur HDR, CERFACS, Toulouse
Bruno RENOU	Professeur, INSA de Rouen

JURY :

Bénédicte CUENOT	Chercheur HDR, CERFACS, Toulouse
Bruno RENOU	Professeur, INSA de Rouen
Pierre HALDENWANG	Professeur, Université d'Aix–Marseille (Président)
Olivier ROUZAUD	Ingénieur de Recherche, ONERA, Toulouse
Iskender GÖKALP	Directeur de Recherche Émérite, CNRS–ICARE
Christian CHAUVEAU	Directeur de Recherche, CNRS–ICARE
Fabien HALTER	Professeur, Université d'Orléans
Christophe DELAROCHE	Ingénieur, Directeur Scientifique CNES (Invité)

REMERCIEMENTS

Je tiens en premier lieu à remercier Christian Chauveau, qui a dirigé et encadré cette thèse. Je retiens ta grande disponibilité, ton accompagnement de qualité et nos discussions scientifiques captivantes. Tu m'as permis de m'épanouir dans cette thèse en me laissant mes libertés scientifiques tout en étant très présent et en soutien. Je suis également extrêmement reconnaissant envers Fabien Halter, qui a co-dirigé et co-encadré cette thèse et qui m'a donné les bonnes opportunités lors de mon parcours universitaire. Merci pour tes conseils et tes idées d'une pertinence sans égale, ainsi que pour ta présence décisive dans les moments déterminants. Merci à vous deux pour m'avoir accordé votre confiance et pour tous les bons moments extra-labo passés ensemble en congrès et à Bordeaux. J'ai énormément appris auprès de vous, autant humainement que scientifiquement, et votre passage dans ma vie me laissera un souvenir inaltérable. Enfin merci à Toufik Boushaki pour la joie que tu as apportée pendant la préparation stressante des vols (merci qui ? merci Zappoli !).

Ensuite j'adresse mes remerciements à Bénédicte Cuenot, Chercheur au CERFACS, et à Bruno Renou, Professeur à l'INSA de Rouen, pour le temps qu'ils m'ont accordé à lire en détail mon mémoire et pour avoir accepté de rapporter mon travail. Aussi je les remercie pour leurs remarques et observations enrichissantes lors de la soutenance. Je remercie tout particulièrement Olivier Rouzaud et Iskender Gökalp d'avoir bien voulu faire partie du jury. Merci également à Pierre Haldenwang pour avoir présidé le jury et pour son regard « numérique » sur nos expériences diphasiques. Pour finir, je remercie chaleureusement Christophe Delaroche, directeur scientifique CNES du projet, pour sa présence à ma soutenance ainsi que pour son soutien (humain et financier) tant pour les vols paraboliques que pour la pérennité

du projet « diphasique ». Je n'oublie pas de saluer Bernard Zappoli, initiateur du projet au CNES, pour ses encouragements et ses conseils.

Les remerciements sont aussi l'occasion de mettre en lumière toutes les personnes cachées derrière ce travail. Tout d'abord j'exprime ma profonde gratitude envers Yahia Haidous, du laboratoire PRISME, pour sa disponibilité, sa gentillesse et surtout sa patience lors de mes appels désespérés à chaque panne de l'automate de contrôle. Merci pour ton aide précieuse et pour m'avoir appris à communiquer avec cette boîte capricieuse. Ensuite je tiens à remercier Bruno Moreau, du laboratoire PRISME, pour son dépannage de dernière minute sur le montage maison de préparation des airs modifiés. Sans ton coup de main, je n'aurais pas pu réaliser la campagne VP118. Un très grand merci à Benoît Grosselin pour avoir réalisé toutes les mesures de composition des prémélanges et des airs modifiés. Tu as toujours été disposé et arrangeant pour faire une petite place dans ton travail pour moi. Ensuite, je souhaite remercier sincèrement Driss Laraqui, étudiant de 2ème année en école d'ingénieur, que j'ai eu la chance d'avoir en stage avec moi. Tout d'abord un grand merci pour ton aide précieuse sur le développement du programme de traitement des images ILIDS. Merci également pour ta bonne humeur et pour tous nos échanges, ta motivation sans faille et ta force de proposition qui ont participé à l'évolution du programme vers sa version finale et opérationnelle. Pour finir, un très grand merci à Florian Lespinasse pour son aide précieuse sur l'installation du diagnostic d'ILIDS et à Camille Hespel pour m'avoir fait partager son expertise.

Un laboratoire n'est pas un laboratoire sans la présence bienveillante et sage des post-doctorants. Je pense en premier à Pascal Diévart qui a toujours pris soin de nous avec ses délicieux gâteaux et ses *blind test* impromptus qui nous ont permis de sortir de la bulle scientifique. Un énorme merci à Fabien Thiesset pour son aide et son implication dans l'analyse Voronoï des brouillards. Je te remercie sincèrement pour nos discussions sur la science et pour m'avoir fait partager ta vision de la Nature. Merci aussi à Guillaume Maurice pour ton sauvetage de l'adaptateur du capteur LEO juste avant de partir en campagne de vols.

À présent nous allons partir à Mérignac où la majorité des expériences présentées dans le mémoire que vous tenez dans vos mains sont issues. Ainsi je souhaite dire un grand merci à toute l'équipe de Novespace et spécialement à Brian pour nous avoir accompagné pendant ces trois ans et à Anne-Clotilde pour sa bonne humeur et sa jovialité journalière. Je pense aussi à Grunde Jomaas, enseignant-chercheur du Danemark, qui est venu faire des expériences en gravité réduite avec nous et qui a passé quelques semaines au laboratoire. Ton passage a été court mais riche scientifiquement. Merci pour cette soirée pizza à Orléans que je n'oublierai jamais.

Le parcours d'une thèse est jalonné de multiples rencontres et j'en profite pour saluer amicalement Wilfried, Abdallah, Damien et Romain avec qui je suis allé à Leeds. Merci pour tous nos fous rires, nos sorties découvertes restaurations et bars

english le soir et merci pour cette partie de ping-pong improvisée la veille de ma présentation. Un super merci à Sébastien, Julien et Pascal pour les souvenirs inoubliables en Corée du Sud (Soju, kimchi et cigales à volonté ! !). Sans eux le Symposium n'aurait pas été pareil ! Et j'adresse plus particulièrement un énorme merci à Julien (mon « bichon ») pour nos échanges musicaux au détour d'une expérience et pour nos soirées mémorables au Center Park à regarder du Palmashow (Limonette ! !) et du Kaamelott (elle est où la poulette ? ?). Je tiens à exprimer mon profond respect pour Philippe Dagaut avec qui j'ai eu la chance de discuter et de passer quelques moments privilégiés à Montréal. Je me rappelle encore des poutines que nous avons mangées avec Christian et ... (non, ce qui se passe à Montréal reste à Montréal ! !).

Il ne serait y avoir un paragraphe sans parler d'Annalisa, qui a été ma collègue de bureau pendant ces trois ans. Un grand merci pour tout, pour cette cohabitation franco-italienne dans les quelques mètres carrés du bureau B101, et pour m'avoir fait découvrir le café Italien (dont je ne peux plus me passer maintenant). Merci pour nos discussions qui dépassaient bien souvent le cadre de la science et pour avoir rendu agréable l'atmosphère de ce petit espace avec ton accent Italien.

Un très grand merci aux « anciens » du laboratoire : Romain Fragner, Nazim Merlot, Jules Goulier, Julien Molet et Charles Endouard pour m'avoir accueilli et pris sous leurs ailes dès mon arrivée au laboratoire, et avec qui j'ai fait mes premiers *mawashi geri*.

Une pensée pour ceux qui sont toujours dans l'aventure du doctorat : Chaimae, Alexandre, Roberto, Fiona, Joris, Kouamé, Hajar et bien sûr Guillaume qui a la lourde tâche de perpétuer le projet « diphasique » et à qui je souhaite bon courage et bonne chance pour la suite. Un merci spécial à Maxence Lailliau, stagiaire en Master (et maintenant Doctorant ! !), avec qui j'ai beaucoup apprécié travailler. Merci pour ta bonne humeur et ton sens critique affuté. J'aime ça ! !

Enfin merci également à Éric, Laurent et Stéphane de l'atelier mécanique d'ICARE pour la confection de pièces pour le double confinement. Et merci également à l'équipe du secrétariat : Corinne, Murielle, Isabelle et Vincent et à Fabrice pour ses dépannages sur la partie électrique.

Je ne saurais terminer ce chapitre sans remercier ma maman. Je te remercie de tout mon cœur pour m'avoir soutenu depuis le début de mes études et pour avoir toujours cru en moi. Tu m'as offert la vie et je te dédie ce mémoire. Pour finir, j'adresse un très grand merci à Angélique. Tu m'as permis de m'évader et de me libérer l'esprit de la difficulté de la thèse. Merci pour ton attention dans les moments difficiles.

TABLE DES MATIÈRES

I Introduction **1**

1 Introduction générale **3**

1.1 Origine 4

1.2 Contexte sociétal et motivations 5

1.3 Objectifs et stratégie expérimentale 6

1.4 Organisation du manuscrit 8

2 Théories et État de l'art **11**

2.1 La combustion prémélangée laminaire 12

2.2 Les instabilités du front de flamme 18

2.3 Vers la combustion diphasique 22

II Développement technique et informatique 29

3 Dispositif et Procédure expérimentale 31

3.1 Microgravité 33

3.2 Le dispositif expérimental 37

3.3 Procédure d'expérience 46

3.4 Évaluation des incertitudes 53

4 Diagnostics optiques et Traitements d'image 57

4.1 Ombroscopie 59

4.2 Diffraction laser 65

4.3 Tomographie laser par diffusion de Mie 72

4.4 Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS) 88

4.5 Bilan 107

III Résultats 109

5 Caractérisation et Propriétés de l'aérosol 111

5.1 Introduction 113

5.2 Considérations thermodynamiques 113

5.3 Caractérisation standard du brouillard 120

5.4 Variation de la granulométrie du brouillard avant l'allumage 128

5.5 Caractérisation locale du brouillard 134

5.6 Conclusion 142

6 Vitesse et topologie de la flamme diphasique 145

6.1 Introduction 147

6.2 Étude des flammes gazeuses laminaires 151

6.3 Comparaison entre les mélanges gazeux homogène et diphasique . . . 157

6.4 Conclusions 166

7 Étude de l'évaporation du brouillard pendant la combustion 169

7.1 Introduction 171

7.2 Estimation du taux de vaporisation des gouttes 172

7.3 Détermination du passage des gouttes dans les gaz brûlés 176

7.4 Diagramme de combustion pour l'évaporation des gouttes 183

7.5 Conclusions 193

8 Sur les origines des instabilités diphasiques 195

8.1 Introduction 197

8.2 Stratégie expérimentale 199

8.3 Modification de la diffusivité du milieu gazeux environnant 202

8.4 Investigation de l'effet puits thermique des gouttes 211

8.5 L'hypothèse des gouttes comme obstacle physique 224

8.6 Conclusions 225

IV Conclusions générales 227

9 Conclusion générale 229

9.1 Conclusions 230

9.2 Perspectives 232

V Annexes **237**

A Illustrations supplémentaires **239**

B Protocoles expérimentaux **247**

B.1 Remplissage par pression partielle 248

B.2 Chromatographie en Phase Gazeuse - TCD 251

C Mathématiques **255**

C.1 Régression 256

C.2 Propagation d'erreur 260

C.3 Estimation du taux de chevauchement Υ 263

C.4 L'épaisseur de flamme thermique 265

C.5 Calcul du nombre de Lewis effectif $Le_{eff.}$ 268

D Propriétés physiques **271**

D.1 Évaluation de la conductivité thermique k 272

D.2 Évaluation du coefficient adiabatique γ 272

D.3 Évaluation de la diffusivité moléculaire D_m 274

D.4 Évaluation de la viscosité dynamique η 274

D.5 Calcul de l'efficacité d'extinction moyenne $\overline{Q_{ext.}}$ 275

D.6 Détermination de l'épaisseur de la nappe laser 278

D.7 Détermination de la variation de largeur de la nappe laser 280

D.8 Calcul du volume de la nappe laser 283

E Traitement d'image **285**

E.1 Image synthétique de tomographie laser 286

E.2 Inhomogénéité lumineuse de la nappe laser 293

E.3 Image synthétique d'ILIDS 298

F Instabilités spirales en microgravité : théorie et expérience 309

F.1 Introduction 310

F.2 Spécificités expérimentales 310

F.3 Spécificités calculatoires 311

F.4 Résultats 312

F.5 Conclusions 315

Bibliographie 331

LISTE DES FIGURES

1.1 Incinération de diamants. 4

1.2 La combustion diphasique turbulente : triple interaction spray-combustion-turbulence. Reproduit de [1]. 7

2.1 Structure détaillée d'une flamme laminaire de prémélange. Reproduite de [6]. 13

2.2 Modes de combustion des brouillards de gouttes de carburant proposés par Chui et al. [41]. Reproduite et traduite de [43] qui ont fournit une synthèse des régimes théoriques de combustion. 24

2.3 Diagramme de Borghi pour la propagation des flammes laminaires dans un brouillard de gouttes homogènes en taille. Reproduit de [45] et adapté selon les notations du présent manuscrit. 25

2.4 Schéma de différents niveaux d'interaction théorique spray/combustion. a) Pré-évaporation ; b) combustion diphasique homogène ; c) combustion diphasique hétérogène. Reproduite de [47]. 26

3.1 Trajectoire parabolique décrite par l'avion ZERO-G pour atteindre des conditions de microgravité. 35

3.2 (a) Enregistrements des accéléromètres embarqués à bord de l'avion ZERO-G ; (b) Photographie de l'Airbus A310 ZERO-G et report des axes x, y, z. Crédits Novespace. 36

3.3 Schéma 3D de l'ensemble du dispositif expérimental dans sa configuration ombroscopie. 37

3.4 Photographie du dispositif expérimental installé dans l'Airbus A310 ZERO-G en montage tomographie laser/ILIDS. 38

3.5 Schéma simplifié de l'ensemble du dispositif expérimental d'expérience. . 39

3.6 Schéma 3D du double confinement avec la chambre de combustion (IHP) insérée dans la chambre haute pression (CHP). 40

3.7 (a) Illustration de la réduction de montée de pression dans l'IHP pendant la combustion par la présence des 8 clapets d'évacuation ; (b) Démonstration de la propagation isobare de la flamme sur la zone de post-traitement. . 41

3.8 Cartographie de la faisabilité de la richesse des mélanges éthanol−Air à 343 K pour différentes pressions initiales en fonction du nombre d'injections N_B pour la boucle de volume (a) 20 μL et (b) 35 μL. 45

3.9 Déroulement d'un cycle d'expérience type avec les trois phases principales de **1** Remplissage ; **2** Détente ; **3** Combustion, avec l'évolution temporelle de la pression IHP normalisée. Valeurs de temps et de pression arbitraires. 47

3.10 (a) Variation du rapport $P_{ini.}/\Delta P$ mesuré en fonction des mesures de temps de détente t_{fall} avec l'orifice gardé fixe ; (b) Influence de la taille de l'orifice sur le temps de détente montrée sur un rapport $P_{ini.}/\Delta P =$ 2 avec $P_{ini.} =$ 0,4 MPa et $\Delta P =$ 0,2 MPa. 50

3.11 Histogramme des valeurs de température initiale mesurées dans l'enceinte de combustion pour toutes les campagnes d'expériences vol. Valeur consigne de 343 K. 54

3.12 (a) Tracé de la moyenne des pressions de fin remplissage mesurées en fonction de la pression de consigne (les barres d'erreur sont les écarts-types) (b) Tracé de l'erreur relative de la pression en fonction de la pression mesurée. 55

4.1 (a) Illustration du profil spatial de température et de sa dérivée seconde dans le front de flamme ; (b) Zoom sur une partie du front de flamme montrant l'interface lumineuse/sombre, résultante de la dérivée seconde du profil de température, mis en évidence par le diagnostic d'ombroscopie. 59

4.2 Schéma simplifié du montage d'ombroscopie. 61

4.3 Évolution temporelle du front de flamme (Φ = 0,90, P = 0,20 MPa, T = 358 K, fréquence 10 000 $images/seconde$) et illustration de la détection du front de flamme. 62

4.4 (a) Évolution temporelle du rayon du front de flamme $R_f(t)$ pour quatre richesses différentes ; (b) Évolution de la vitesse de propagation de flamme étirée V_S en fonction de l'étirement κ. Flamme gazeuse à P = 0,20 MPa et T = 358 K. 63

4.5 Illustration de la distribution angulaire de l'intensité lumineuse diffusée par une particule selon le mécanisme de Mie. L'onde plane incidente vient de la gauche et la particule est placée au centre du repère angulaire. . . . 66

4.6 Représentation simplifiée du principe de mesure par diffraction laser du granulomètre Sympatec. 67

4.7 (a) Anneaux de diffraction pour une petite particule ; (b) Anneaux de diffraction pour une grosse particule ; (c) Profil d'intensité en r pour une petite particule détectée par le photo-détecteur semi-circulaire. Crédits Sympatec. 67

4.8 (a) Schéma 3D de la double enceinte avec la nappe laser ; (b) Coupe montrant les deux chambres et le chemin optique du faisceau laser (vue caméra). 74

4.9 (a) Coupe du réseau optique de création de la nappe laser ; (b) Dessin simplifié du chemin optique reproduit de la figure 4.8 (b). 75

4.10 Algorigramme du traitement d'image développé pour le post-traitement des images de tomographie laser. Partie 1 : comptage et repérage spatiale 2-D des gouttes. 78

4.11 (a) Image expérimentale de tomographie d'un brouillard généré en microgravité à $P_{ini.}$ = 0,50 MPa, ΔP = 0,175 MPa et Φ_T = 1,10 ; (b) Zoom de l'image expérimentale (a) ; (c) Résultat de la localisation avec l'image binaire ponctualisée. 79

4.12 Exemple d'images instantanées de tomographie laser à différents instants de la combustion à partir de l'allumage. Illustrations du traitement PTV. 82

4.13 Tracé de la mesure du déplacement radial de la goutte d'éthanol suivie sur les images de la figure 4.12 durant la phase de propagation de la flamme. 83

4.14 (a) Triangulation de Delaunay de l'image expérimentale de la figure 4.11 (a) ; (b) Zoom de l'image binaire ponctualisée ; (c) Résultat de la triangulation sur le zoom de l'image binaire ponctualisée. 85

4.15 (a) Diagramme de Voronoï de l'image expérimentale de la figure 4.11 (a) ; (b) Zoom de l'image binaire ponctualisée ; (c) Résultat du pavage sur le zoom de l'image binaire ponctualisée. 87

4.16 Algorigramme du traitement d'image développé pour le post-traitement des images de tomographie laser. Partie 2 : triangulation et pavage. . . . 88

4.17 (a) Distribution d'intensité de la lumière diffractée pour une gouttelette d'isopropanol de 34 μm de diamètre par un faisceau laser [97] ; Schéma d'artiste du phénomène de diffraction d'une onde électromagnétique plane par une goutte sphérique transparente vue sous l'approximation de l'optique géométrique avec les différents ordres des rayons. 89

4.18 (a) Utilisation des termes de la série de Debye pour l'identification des contributions apportées par les différents ordres des rayons lumineux (réflexion + réfractions) à une longueur d'onde de 532 nm et pour une goutte d'éthanol de diamètre 10 μm ; (b) Équivalence des termes de la série de Debye en graphique polaire. 90

4.19 (a) Schéma d'artiste du phénomène de diffraction d'une onde électromagnétique plane par une goutte sphérique transparente à l'angle θ optimum vue sous l'approximation de l'optique géométrique avec les phénomènes de réflexion ($p = 0$) et de réfraction ($p = 1$) des rayons lumineux incidents ; (b) Principe de mesure de la taille de gouttes avec un montage ILIDS type vue avec l'optique géométrique ; (c) Représentations schématiques (reproduites de [101]) de l'observation d'une goutte soumise à un phénomène de diffraction à l'angle θ optimum pour différentes positions focales. 92

4.20 Évaluation de la distribution des amplitudes des différents ordres des rayons lumineux (réflexion + réfractions) à une longueur d'onde de 532 nm et pour une goutte d'éthanol de diamètre 10 μm sous polarisation perpendiculaire avec les coefficients de Fresnel (approximation par l'optique géométrique). 94

4.21 Représentation schématique de l'arrangement optique nappe laser−optique de réception−caméra du système ILIDS de la thèse avec un angle de diffraction $\theta = 90^o$. 95

4.22 Résultat du calcul du taux de chevauchement Υ pour différentes configurations de distance de défocalisation df en fonction de la densité de gouttes N_d. 99

4.23 Performances de détection de l'algorithme de traitement d'images ILIDS développé pendant la thèse avec la variation du taux de reconnaissance R_P en fonction du taux de chevauchement Υ. Graphe reproduit de l'Annexe E.3.3. 99

4.24 Images ILIDS expérimentales du montage optique utilisé pendant la thèse pour la mesure de taille des gouttes d'éthanol (a) classique (b) avec fente (0,75 mm). 100

4.25 Algorigramme du traitement d'images ILIDS pour la mesure des diamètres de gouttes des brouillards d'éthanol. Partie 1 : localisation du centre des taches. 102

4.26 Illustration de la partie 1 de l'algorithme de traitement des images ILIDS : (a) Zoom de l'image expérimentale d'ILIDS de la figure 4.24 (a) ; (b) Détection des bords de l'image expérimentale (a) ; (c) L'image masque (diamètre du disque 40 $pixels$) ; (d) Détection des bords du masque ; (e) Distribution des valeurs de corrélation dans l'espace $(x + x'; y + y')$; (f) Résultat de la localisation des centres de l'image (a) (étoiles rouges). . . 103

4.27 Algorigramme du traitement d'images ILIDS pour la mesure des diamètres de gouttes des brouillards d'éthanol. Partie 2 : extraction de la valeur de diamètre des gouttes à partir des signaux d'interférence. 104

4.28 Illustration de la partie 2 de l'algorithme de traitement des images ILIDS : (g) Zoom sur une tache de l'image (a) de la figure 4.26 dont les coordonnées du centre détectées sont x_S = 472 et y_S = 213 $pixels$; (h) signal d'interférence de la tache (g) extrait de la ligne centrale ; (i) tracé du signal (h) dans l'espace de Fourier avec estimation de la fréquence angulaire des interférences par interpolation (fonction gaussienne) ; (j) Résultats de la mesure granulométrique de l'image expérimentale 4.24 avec le tracé de la distribution en taille des gouttes d'éthanol. 106

5.1 Illustration de l'évolution de la pression et de la température pendant un cycle d'expérience de création d'un brouillard de gouttes sur un diagramme $P - v$. 114

5.2 Variation de la pression et de la température d'un mélange éthanol-air dans la chambre de combustion en fonction du temps pendant la phase d'expansion. 115

5.3 Variation de la pression partielle et de la pression de vapeur saturante de l'éthanol en fonction du temps pendant la processus d'expansion (mélange reproduit de la figure 5.2). 116

5.4 Variation de la richesse liquide en fonction du temps au cours du processus d'expansion. Conditions reproduites de la figure 5.2. 118

5.5 (a) Série temporelle d'images ILIDS de la croissance des gouttes d'éthanol (mesure 3) ; (b) Tracé des mesures du SMD des gouttes d'éthanol en fonction du temps. Conditions du brouillard : $T_{ini.}$ = 343 K, $P_{ini.}$ = 0,35 MPa, ΔP = 0,15 MPa et Φ_T = 1,30. 121

5.6 Variations du SMD en fonction du temps pendant la phase de croissance du brouillard. Comparaison des mesures réalisées par diffraction laser et par ILIDS. 122

5.7 Variation de la transmittance laser en fonction du temps pour différentes conditions de génération de brouillard. (a) Démonstration de la répétabilité de mesure ; (b) Influence de la richesse. 123

5.8 Évolution de la densité de gouttes en fonction du temps pendant la détente pour deux conditions de brouillard. (a) Répétabilité de la mesure de densité par tomographie laser ; (b) Comparaison de l'estimation de la densité entre tomographie et diffraction laser. 125

5.9 Comparaison du point de condensation entre l'approche thermodynamique et l'observation avec le diagnostic de tomographie par diffusion de Mie pour plusieurs brouillards d'éthanol (a) en fonction de la richesse totale ; (b) et en fonction du temps détente. 126

5.10 Illustration des quantités liquide et gaz sur un diagramme $P - v$. 128

5.11 Variation de (a) la densité de gouttes et (b) du SMD d'un brouillard d'éthanol en fonction de la richesse totale. $P_{ini.}$ = 0,45 MPa et ΔP = 0,15 MPa. 129

5.12 Illustration d'un processus de détente selon deux richesses totales différentes sur un diagramme $P - v$. 130

5.13 Variation de la densité de gouttes/du SMD en fonction de (a)-(c) la chute de pression ; (b)-(d) du temps de détente. 131

5.14 Illustration d'un processus de détente selon deux chutes de pression et deux vitesses de chute de pression différentes sur un diagramme $P - v$. . 132

5.15 Variation (a) de la densité de gouttes et (b) du SMD en fonction de la pression initiale de génération des brouillards d'éthanol. 133

5.16 Illustration d'un processus de détente selon deux pressions initiales différentes sur un diagramme $P - v$. 134

5.17 (a) Distribution en aire de Voronoï A_v pour un pas temps (établie à partir d'une seule image) avant l'allumage ; (b) Superposition de 50 distributions en aire de Voronoï A_v issues de 50 images consécutives prises avant l'allumage. Brouillard généré en microgravité à $T_{ini.}$ = 343 K, $P_{ini.}$ = 0,60 MPa, ΔP = 0,25 MPa et Φ_T = 0,75. 135

5.18 (a) Distribution des aires de Voronoï établie à partir des 50 images expérimentales (mêmes conditions que la figure 5.17) ; (b) Tracé du comptage normalisé des aires de Voronoï normalisées $\nu = A_v/\overline{A_v}$ comparé avec la distribution de référence (en échelle linéaire et logarithme). . 137

5.19 (a) Évaluation de l'homogénéité des brouillards d'éthanol générés en microgravité par la méthode de condensation par expansion rapide avec le moment statistique d'ordre 2 de la distribution des aires de Voronoï normalisée ; (b) Tracé du comptage (linéaire et logarithmique) des aires de Voronoï pour un brouillard généré en condition de gravité terrestre. Conditions de génération du brouillard : $P_{ini.}$ = 0,60 MPa, ΔP = 0,25 MPa et Φ_T = 0,75. 138

5.20 (a) Superposition de 50 distributions d'interdistance de gouttes a_D issues de 50 images consécutives prises avant l'allumage ; (b) Distribution des interdistances de gouttes construite de 50 images expérimentales. Même brouillard que la figure 5.17. 140

5.21 Comparaison du calcul de l'interdistance entre goutte a entre l'approche globale commune et une approche statistique, présentée sur plusieurs cas de génération de brouillard d'éthanol avec l'influence de (a) et (b) la richesse totale ; (c) le temps détente et (d) de la pression initiale. 141

6.1 Influence du diamètre des gouttes sur la vitesse de flamme (a) Figure reproduite de Chan et al. [121] ; (b) Figure reproduite de Polymeropoulos [4]. 147

6.2 Diagramme de stabilité des flammes gaz éthanol/air dans l'espace P/Φ évaluée à 333 K et pour un rayon d'observation de $R_m \approx$21 mm. 151

6.3 (a) Tracé de l'épaisseur de flamme thermique calculée pour l'éthanol dans l'air à 333 K en fonction de la richesse pour différentes pressions initiales ; (b) Nombre de Lewis du mélange gazeux éthanol-air en fonction de la richesse et calculé à 333 K. 153

6.4 (a) Valeurs expérimentales de vitesses de combustion laminaire déterminées avec le présent dispositif expérimental à 0,20 MPa et 358 K, comparées avec la littérature [127, 128] et la simulation CHEMKIN [23] ; (b) Valeurs expérimentales de longueurs de Markstein des gaz brûlés déterminées selon les modèles linéaire et non-linéaire à 0,20 MPa et 358 K, comparées avec la littérature [127]. 155

6.5 Valeurs expérimentales de vitesses de combustion laminaire déterminées avec le présent dispositif expérimental à 293 K en fonction de la pression initiale du mélange, comparées avec la littérature [129–133] et la simulation CHEMKIN [134, 135] pour des mélanges (a) $CH_4 - air$ et $C_3H_8 - air$ pauvres ; (b) un mélange $C_3H_8 - air$ riche. 156

6.6 Comparaison des vitesses de propagation de flamme non-étirée de mélanges éthanol-air entre gaz et diphasique pour différentes conditions de brouillards. 160

6.7 Séquences d'images d'ombroscopie de flammes d'aérosol (bas) comparées avec des flammes gaz (haut) dans des conditions d'allumage similaires. . 162

6.8 Classification des morphologies de cellularités de flammes diphasiques observées selon trois morphologies principales : (1) craquelure ; (2) petite échelle et (3) grande échelle. 164

6.9 Diagramme de stabilité des flammes diphasiques éthanol/air dans l'espace $P_{allum.}/\Phi_T$ évaluée à la pression d'allumage et à la richesse totale pour un rayon d'observation $R_m \approx$21 mm. 165

7.1 (a) Image expérimentale (image brute soustraite par l'image de fond) du diagnostic ILIDS prise avant l'allumage ; (b) Image expérimentale (image brute soustraite par l'image de fond) prise pendant la combustion à $t =$ 9,7 ms. 172

7.2 Illustration de la mesure de décroissance du diamètre d'une goutte en évaporation aux abords du front de flamme, obtenue par ILIDS à haute cadence. 174

7.3 Extraction du taux d'évaporation K d'une goutte située aux abords du front de flamme à partir des mesures de diamètre obtenues par ILIDS haute cadence. 175

7.4 (a) Exemple d'une goutte de carburant identifiée dans les gaz brûlés par le changement de régime de son déplacement radial ; (b) Exemple d'une goutte de carburant évaporée pendant son déplacement (fin de mesure de la figure 4.13 du Chapitre 4). 177

7.5 Répartition des valeurs de nombre de Stokes des gouttes d'éthanol pour les expériences microgravité menées avec les diagnostics tomographie et ILIDS. 179

7.6 Illustration du traitement numérique appliqué aux images de chimiluminescence pour le report du contour de flamme sur les images de tomographie laser enregistrées simultanément et sur le même champ spatial. Conditions du brouillard : $P_{ini.} =$ 0,55 MPa, $T_{ini.} =$ 343 K, $\Delta P =$ 0,20 MPa et $\Phi_T =$ 0,95. Images prises à $t =$ 8,42 ms. 181

7.7 Comparaison de l'évolution temporelle du déplacement radial d_r d'une goutte d'éthanol et de la différence entre le déplacement radial et le rayon du contour de flamme de chimiluminescence $d_r - R_{chim.}$ pendant la combustion pour la validation du critère d'identification des gouttes dans les gaz brûlés : $\mathrm{d}[d_r(t)]/\mathrm{d}t = 0$. (a) Conditions similaires à la figure 7.6 ; (b) $P_{ini.} =$ 0,60 MPa, $T_{ini.} =$ 343 K, $\Delta P =$ 0,25 MPa et $\Phi_T =$ 0,95. 182

7.8 Diagramme expérimental de combustion de l'état (0, 1 ou 2) des gouttes d'éthanol au passage de la flamme en fonction des paramètres de granulométrie et de vaporisation des aérosols, et de réactivité des flammes en tracé adimensionné. 185

7.9 Cartographie des expérimentations microgravité de combustion des brouillards avec les états de passage/non-passage des gouttes d'éthanol dans la flamme (états 0, 1 et 2) sur le diagramme théorique de Borghi et Destriau [149]. 187

7.10 Illustration du modèle de simulation avec le calcul de l'évolution du diamètre d'une goutte d'éthanol au passage d'un front de flamme : influence du diamètre initial d_0. 191

7.11 Simulation du diagramme expérimental de combustion (figure 7.8) avec la modélisation de l'état des gouttes d'éthanol au passage de la flamme. 192

8.1 (a) Configuration de la combustion d'une flamme d'aérosol sphérique avec les différentes zones, vue dans un plan 2D. Adaptée de [56] ; (b) Schématisation des différentes zones ainsi que des distributions en température et fraction massique (concentration) de carburant et d'oxygène pour une flamme d'aérosol sphérique avec (pauvre) 0$\leq a \leq$1 (riche). Adaptée de [155]. Le point 0 correspond à l'étincelle. 198

8.2 Schéma du montage de préparation des prémélanges et mélanges inertes. 201

8.3 (a) Nombre de Lewis calculé en fonction de la richesse en éthanol de plusieurs airs modifiés substitués à l'hélium à 343 K et 0,1 MPa ; (b) Vitesse de combustion laminaire simulée (mécanisme de Leplat et al. [23] modifié) en fonction de la richesse pour plusieurs compositions d'air modifié substitué à l'hélium à 343 K et 0,2 MPa. 203

8.4 Limite de transition des régimes stable/instable des flammes gaz éthanol/air dans l'espace P/Φ pour différents mélanges $O_2/\mathrm{diluants}$: Air commun ; Air modifié (1) et Air modifié (2). Zone gauche : stable ; zone droite : instable. 205

8.5 Réactivité de la combustion d'éthanol dans les environnements d'airs modifiés (1) et (2) évaluée à 0,30 MPa et 343 K avec (a) les vitesses de combustion laminaire expérimentales comparées à la simulation cinétique et (b) les longueurs de Markstein expérimentales des gaz brûlés. 206

8.6 Démonstration de l'influence de la diffusivité du milieu gazeux (avec le nombre de Lewis Le) sur l'apparition des instabilités des flammes diphasiques : air commun : air modifié (1) ; air modifié (2). 209

8.7 Démonstration de l'influence de la diffusivité du milieu gazeux (avec le nombre de Lewis Le) sur l'apparition des instabilités des flammes diphasiques : air commun : air modifié (2) ; air modifié binaire. 210

8.8 Variations des grandeurs de pression, température, SMD et densité de gouttes pour un brouillard d'eau dans un mélange d'air lors du processus d'expansion. Conditions : f = 8,5%, $T_{ini.}$ = 350 K, $P_{ini.}$ = 0,3 MPa, $T_{allum.}$ = 316 K et $P_{allum.}$ = 0,2 MPa. 213

8.9 Tracé du nombre de Lewis à 350 K en fonction de la richesse pour les mélanges (a) méthane-air ; (b) propane-air. 215

8.10 Influence du taux de dilution en vapeur d'eau sur (a) le nombre de Lewis (calculé à 298 K et 0,1 MPa) ; (b) l'épaisseur de flamme laminaire (calculée à 350 K et 0,2 MPa) des mélanges gazeux méthane-air et propane-air. 217

8.11 Influence du taux de dilution en vapeur d'eau sur la vitesse de combustion laminaire (évaluée à 350 K) du mélange gazeux propane-air pauvre. . . . 219

8.12 Diagramme expérimental des observations morphologiques (pas de propagation - propagation - cellularités) des flammes diphasiques pour (gauche) méthane-air-eau, (milieu) propane-air-eau pauvre et (droite) propane-air-eau riche dans l'espace $P_{allum.}/f$. 221

8.13 Diagramme expérimental des observations morphologiques de toutes les flammes diphasiques d'eau (méthane-air-eau et propane-air-eau riche et pauvre). Mise en évidence de l'effet puits thermique lors du changement de phase liquide→gaz de l'aérosol sur le régime de stabilité. 223

8.14 Confrontation du régime stable/instable des flammes diphasiques avec l'identification du passage/non-passage des gouttes de carburant dans la flamme dans l'espace $P_{ini.}/\Phi_T$ des expériences d'aérosols d'éthanol en microgravité. 225

A1 Vitesse de flamme étirée en fonction de l'étirement pour une flamme éthanol/air gaz : influence de l'effet confinement des parois de la chambre. 239

A2 Figure reproduite de la figure 5.4. Sensibilité de la richesse liquide à la mesure de température pendant le processus de détente. 240

A3 Images de tomographie laser prises avant l'allumage d'un aérosol généré dans les mêmes conditions à $P_{ini.}$ = 0,60 MPa, ΔP = 0,25 MPa et Φ_T = 0,75 pour une gravité (a) réduite à 10^{-2} g (b) terrestre g. 240

A4 Images d'ombroscopie des flammes d'aérosol des graphes (a) et (c) respectivement de la figure 6.6. 241

A5 Tracé du déplacement radial de trois gouttes identifiées en état 2 (passage en paquet dans la flamme) dans l'espace du capteur caméra. Conditions du brouillard : $P_{ini.}$ = 0,45 MPa, $T_{ini.}$ = 343 K, ΔP = 0,15 MPa et Φ_T = 1,40. 241

A6 Diagramme expérimental de combustion de l'état (0, 1 ou 2) des gouttes d'éthanol au passage de la flamme en fonction des paramètres de granulométrie des aérosols et du temps chimique τ_c. 242

A7 Effet de la température environnante sur la vitesse de vaporisation d'une gouttelette d'éthanol : données expérimentales [150] et corrélation. . . . 242

A8 Influence du paramètre de proximité sur la vitesse de vaporisation d'une gouttelette de décane au centre d'un réseau cubique centré : données expérimentales [49] (figure 7) et corrélation. La figure originale est tracée en fonction du rapport de l'interdistance sur le rayon initial de la goutte. 243

A9 Effet de la température environnante sur la vitesse de vaporisation d'une gouttelette d'eau : données expérimentales [159] et corrélation. 243

A10 Variation de la granulométrie avant allumage des brouillards d'eau générés dans l'air. Variation du SMD et de la densité de gouttes avec (a)-(c) le taux de dilution en eau f ; (b)-(d) la chute de pression ΔP. 244

A11 Illustration du phénomène « pas de propagation » pour un mélange diphasique méthane-air-eau à $P_{ini.}$ = 0,30 MPa, ΔP = 0,15 MPa, f = 5,00 % et Φ = 1,00. 245

B1 Comportement des différents gaz utilisés pendant la thèse selon l'hypothèse des gaz parfaits et le modèle Van der Waals. 250

B2 (a) Chromatogramme du mélange He-O_2, détection du dioxygène ; (b) Courbe d'étalonnage du dioxygène illustrant la détermination du pourcentage molaire. 252

C1 Évolution de l'épaisseur de nappe et de son incertitude en fonction de y du le repère cartésien $x0y$ dans la zone d'enregistrement de la caméra. . 262

C2 (a) Profil spatial de température calculé avec PREMIX ; (b) Dérivée et filtre par transformée de Fourier de la dérivée du profil spatial de température. Cas d'une flamme gaz éthanol-air à P = 0,33 MPa, T_u = 316 K et Φ = 1,25. 265

C3 Détermination des bornes d'existence de l'épaisseur de flamme dans le profil de température. Cas méthane-air stœchiométrique à 0,25 MPa et 300 K. 267

C4 (a) Évaluation de l'énergie d'activation E_a d'un mélange propane-air à 0,1 MPa, 358 K et $\Phi = 1{,}35$ avec le tracé de $2 \cdot \ln(\rho_u \cdot S_L^0)$ en fonction de $1/T_{ad.}$; (b) Variation du nombre de Zel'dovich Ze pour des mélanges éthanol-air en fonction de la richesse et pour différentes pressions initiales à 343 K. 269

D1 Évolution de la capacité thermique à pression constante ramenée sur la constante des gaz parfaits en fonction de la température des gaz pour le diazote, le dioxygène et l'éthanol. Points : mesure expérimentale ; Lignes : *fit* polynomial de degré 4. 273

D2 Tracé du coefficient d'efficacité d'extinction d'une goutte d'éthanol dans l'air en fonction du paramètre de diffraction et du rayon de la goutte. . . 277

D3 Illustration des propriétés d'un faisceau gaussien. Image reproduite de [182]. 279

D4 Dessin simplifié du chemin optique, introduction d'un deuxième repère cartésien $x'0'y'$ pour le calcul de l'épaisseur de nappe. 279

D5 Tracé de l'évolution de l'épaisseur de la nappe laser sur la zone de visualisation permise par la caméra. 280

D6 Tracé de la largeur estimée de la nappe laser sur la zone de visualisation permise par la caméra. 282

D7 Dessin simplifié du chemin optique, définition des hauteurs H_1, H_2 et H_3 bornant les limites de la zone de visualisation permise par la caméra pour le calcul du volume de nappe. 283

E1 (a) Image réelle zoomée de tomographie laser par diffusion de Mie pour un brouillard à $P_{ini.} = 0{,}45$ MPa, $\Delta P = 0{,}15$ MPa et $\Phi_T = 1{,}20$; (b) Simulation avec $\sigma_{noise} = 0{,}002$, $Z = 0{,}08$ et $N_s = 8000$. 287

E2 Évaluation de la performance de trois méthodes de comptage sélectionnées dans la littérature avec le taux de performance sur le comptage de particules. 289

E3 Performances de la méthode du masque gaussien sur le comptage du nombre de gouttes pour les trois configurations d'images synthétiques. . 290

E4 Évolution de la distribution des aires des taches lumineuses en fonction du nombre de taches générées. Images synthétiques en configuration 1. . 292

E5 Illustration du profil d'intensité de lumière dans la nappe avec différentes zones d'étude. 294

E6 Variation de la densité de gouttes en fonction de la zone d'étude. 294

E7 Variation des grandeurs statistiques d'intérêts en fonction de la zone d'étude. 295

E8 Tracés des PDFs normalisées des aires normalisées et des interdistances normalisées construites à partir d'une image expérimentale selon différentes zones d'étude. 297

E9 (a) Comparaison des profils d'intensité des franges calculés par la théorie (bleu) et avec l'expression simplifiée pour la simulation (rouge) ; (b) tache d'interférence ILIDS simulée. 300

E10 Illustration de la capacité du générateur d'images synthétiques à simuler les observations expérimentales d'ILIDS (a) Image réelle zoomée d'un brouillard d'éthanol ; (b) Image simulée avec $d_{tache} = 40\ pixels$, $\sigma_{noise} =$ 0,002, $p1 =$ 0,01, $I_0 =$ 100 et $N_{frange} =$ 6. 301

E11 Performances de détection par l'algorithme de traitement d'image avec la variation du taux de reconnaissance R_P en fonction du nombre de taches générées N_{int}. 303

E12 Résultats de la détection des centres des taches par l'algorithme de traitement d'image (étoiles rouges) pour différents nombres de taches générées N_{int} (a) 10 (b) 50 (c) 400 (d) 1000. 303

E13 Tracé des coordonnées détectées $(x_S; y_S)$ par l'algorithme de traitement d'image en fonction des coordonnées simulées $(x_C; y_C)$ par le générateur de synthèse pour plusieurs nombres de taches générées. Colonne (1) coordonnées X et (2) coordonnées Y. 304

E14 Performances de comptage du nombre de franges par l'algorithme de traitement d'image en fonction du nombre de taches générées N_{int}. Configuration réaliste (avec bruit). 307

E15 Performances de comptage du nombre de franges par l'algorithme de traitement d'image pour des distributions en taille de goutte réalistes, avec (a) $N_{int} =$ 10 ; (b) $N_{int} =$ 50 (c) ; $N_{int} =$ 400 ; (d) $N_{int} =$ 1000. . 308

F1 (a) Énergie d'activation en fonction de la pression pour les flammes éthanol$-He-O_2$ pour plusieurs richesses de 0,45 à 0,65 ; (b) Nombre de Lewis global en fonction de la richesse pour le prémélange éthanol$-He-O_2$.312

F2 Valeurs calculées du nombre de Lewis réduit $l = Ze \cdot (Le - 1)$ avec la richesse pour les prémélanges éthanol$-He - O_2$ et pour plusieurs pressions (a) limite thermo-diffusive cellulaire ; (b) limite thermo-diffusive pulsée. 313

F3 Limite théorique et résultats expérimentaux en microgravité pour les flammes prémélangées d'éthanol dans un air modifié $He - O_2$ à 343 K dans l'espace P/Φ (a) avec les trois observations comportementales des flammes ; (b) filtrée avec seulement les observations « stable » et « spirale pulsée ». 314

F4 Photographie d'une flamme éthanol$-He - O_2$ à 14,5 $bars$ et 0,50 de richesse. 314

F5 Zoom sur des motifs en spirale. 315

NOMENCLATURE

Caractères Latins

a	Distance séparant les gouttes	m	[L]
a_c	Distance inter-goutte moyenne	m	[L]
a_D	Distance inter-goutte par triangulation	m	[L]
$\overline{a_D}$	Distance inter-goutte moyenne par triangulation	m	[L]
A_ν	Aire de Voronoï	m^2	$[L^2]$
C_A	Concentration surfacique de gouttes	m^{-2}	$[L^{-2}]$
$C_{opti.}$	Concentration optique	–	–
C_p	Chaleur spécifique à pression constante	$J{\cdot}mol^{-1}{\cdot}K^{-1}$	$[ML^2T^{-2}\Theta^{-1}]$
d_a	Diamètre de la lentille de collecte	m	[L]
d_{beam}	Diamètre du faisceau laser	m	[L]
d_r	Déplacement radial d'une goutte	m	[L]
d_{tache}	Diamètre d'une tache d'interférométrie	Pixel	–
df	Distance de défocalisation	m	[L]
D, d	Diamètre d'une goutte	m	[L]
D_{10}	Diamètre moyen arithmétique	m	[L]
D_{20}	Diamètre moyen surfacique	m	[L]
D_{32}	Diamètre moyen de Sauter	m	[L]
D_{kj}	Diffusivité moléculaire binaire $k \rightarrow j$	$m^2{\cdot}s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
D_m	Diffusivité moléculaire	$m^2{\cdot}s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
$D_{th.}$	Diffusivité thermique	$m^2{\cdot}s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$

e	Épaisseur de la nappe laser	m	[L]
E_a	Énergie d'activation de la flamme	$J{\cdot}mol^{-1}$	$[ML^2T^{-2}]$
f	Distance focale	m	[L]
f	Taux de dilution en vapeur d'eau	–	–
F	Fréquence de comptage	–	–
g	Accélération de la pesanteur	$m{\cdot}s^{-2}$	$[LT^{-1}]$
k	Conductivité thermique	$W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}$	$[MLT^{-3}\Theta^{-1}]$
K	Taux de vaporisation d'une goutte	$m^2{\cdot}s^{-1}$	$[L^2T^{-1}]$
L, l	Longueur	m	[L]
L	Chaleur latente de vaporisation	$J{\cdot}mol^{-1}$	$[ML^2T^{-2}]$
l	Nombre de Lewis réduit	–	–
L_b	Longueur de Markstein (gaz brûlés)	m	[L]
Le	Nombre de Lewis global	–	–
$Le_{eff.}$	Nombre de Lewis effectif	–	–
m	Masse	kg	[M]
m	Indice de réfraction complexe	–	–
m	Rapport de la partie réelle de l'indice de réfraction de l'éthanol sur celui de l'air	–	–
M	Masse molaire	$kg{\cdot}mol^{-1}$	[M]
n	Quantité de matière	mol	–
n	Partie réelle de l'indice de réfraction	–	–
N	Nombre de gouttes	–	–
N_B	Nombre d'injection du liquide	–	–
N_d	Densité de gouttes	m^{-3}	$[L^{-3}]$
N_{frange}	Nombre de franges	–	–
P	Pression	Pa	$[ML^{-1}T^{-2}]$
$P_{allum.}$	Pression à l'allumage (respectivement après la détente)	Pa	$[ML^{-1}T^{-2}]$
$P_{diff.}$	Différence de pression entre la CHP et l'IHP	Pa	$[ML^{-1}T^{-2}]$
$P_{ini.}$	Pression avant la détente (respectivement après le remplissage)	Pa	$[ML^{-1}T^{-2}]$
P_f	Pression partielle du carburant	Pa	$[ML^{-1}T^{-2}]$
$P_{sat.}$	Pression de vapeur saturante	Pa	$[ML^{-1}T^{-2}]$
Pe_c	Nombre de Péclet critique	–	–
Q	Chaleur	$J{\cdot}m^{-3}{\cdot}s^{-1}$	$[ML^{-1}T^{-3}]$
Q_i	Coefficient d'efficacité	–	–
r	Rapport volumique N_2/O_2 de l'air ambiant	–	–
r	Rayon des coordonnées cylindriques	m	[L]
r_g	Rayon d'une goutte	m	[L]

r_F	Rayon d'une flamme de diffusion hypothétique enveloppant une goutte	m	[L]
R	Constante universelle des gaz	$J{\cdot}mol^{-1}{\cdot}K^{-1}$	$[ML^2T^{-2}\Theta^{-1}]$
R_c	Rayon critique d'apparition des instabilités	m	[L]
$R_{chim.}$	Rayon du signal de chimiluminescence	m	[L]
R_f	Rayon de la flamme	m	[L]
S_L	Vitesse de combustion laminaire étirée	$m{\cdot}s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
S_L^0	Vitesse de combustion laminaire non-étirée (fondamentale)	$m{\cdot}s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
Stk	Nombre de Stokes	–	–
t	Référence du temps	s	[T]
t_{fall}	Temps de détente (de la chute de pression)	s	[T]
T	Température	K	$[\Theta]$
$T_{allum.}$	Température à l'allumage (respectivement après la détente)	K	$[\Theta]$
$T_{ini.}$	Température avant la détente (respectivement après le remplissage)	K	$[\Theta]$
$T_{ad.}$	Température adiabatique de flamme	K	$[\Theta]$
Tr	Transmittance de l'intensité lumineuse	–	–
u	Largeur de la nappe laser	m	[L]
V_b	Volume d'une boucle d'injection	m^3	$[L^3]$
V_{chambre}	Volume de l'IHP	m^3	$[L^3]$
$\overline{V_g}$	Vitesse moyenne d'une goutte	$m{\cdot}s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
V_{mesure}	Volume de mesure de la nappe laser	m^3	$[L^3]$
V_{nappe}	Volume de la nappe laser	m^3	$[L^3]$
V_S	Vitesse de propagation étirée	$m{\cdot}s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
V_S^0	Vitesse de propagation non-étirée	$m{\cdot}s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
W	Poids moléculaire	$kg{\cdot}mol^{-1}$	[M]
X	Fraction molaire	–	–
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	m	[L]
X, Y	Coordonnées cartésiennes	Pixel	–
x, y, z	Nombre d'atomes de carbone, d'hydrogène et d'oxygène	–	–
z_l	Distance plan laser−lentille de collecte	m	[L]
z_R	Distance capteur caméra−lentille de collecte	m	[L]
Ze	Nombre de Zel'dovich	–	–

Caractères Grecs

α	Coefficient de dépendance en température	–	–
α	Angle de collecte	–	–
β	Coefficient de dépendance en pression	–	–
χ	Partie imaginaire de l'indice de réfraction	–	–
δ_L^0	Épaisseur de flamme thermique	m	[L]
ΔP	Chute de pression (détente)	Pa	$[\mathrm{ML^{-1}T^{-2}}]$
η	Viscosité dynamique	Pa·s	$[\mathrm{ML^{-1}T^{-1}}]$
γ	Coefficient adiabatique	–	–
κ	Taux d'étirement de la flamme	$\mathrm{s^{-1}}$	$[\mathrm{T^{-1}}]$
λ	Longueur d'onde	m	[L]
ν	Aire de Voronoï normalisée	–	–
Φ	Richesse du mélange air+carburant	–	–
Φ_G	Richesse gaz du mélange diphasique	–	–
Φ_L	Richesse liquide du mélange diphasique	–	–
Φ_T	Richesse totale du mélange diphasique	–	–
ρ	Masse volumique	$\mathrm{kg{\cdot}m^{-3}}$	$[\mathrm{ML^{-3}}]$
σ	Facteur d'expansion	–	–
σ_i	Section efficace	$\mathrm{m^2}$	$[\mathrm{L^2}]$
σ_ν	Homogénéité de l'aérosol	–	–
τ_c	Temps caractéristique de combustion	s	[T]
τ_{He}	Taux de substitution en Hélium	–	–
τ_v	Temps caractéristique de vaporisation	s	[T]
θ	Angle de diffraction	–	–
Θ	Angle des coordonnées cylindriques	–	–
Υ	Taux de recouvrement	–	–

Sigles et Acronymes

CHEMKIN	*CHEMical KINetics*
CC	*Cross−Correlation*
CHP	Chambre Haute Pression
CMOS	*Complementary Metal Oxide Semiconductor*
CNES	Centre National d'Études Spatiales
FFT	*Fast Fourier Transform*
FWHM	*Full Width at Half Maximum*
HELOS	*Helium−Neon Laser Optical System*
ICARE	Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement
IHP	Insert Haute Pression
ILIDS	*Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing*
LCV	*Lower Calorific Value*
PDF	*Probability Density Function*
PID	Proportionnel Intégrateur Dérivateur
PIV	*Particle Image Velocimetry*
PSD	*Particule Size Distribution*
PTV	*Particle Tracking Velocimetry*
SMD	*Sauter Mean Diameter*
SYMPATEC	*SYsteM PArticle TEChnology*
TCD	*Thermal Conductivity Detector*

Première PARTIE I

INTRODUCTION

« Imaginez ce que cela signifie de comprendre ce qui donne sa couleur à une feuille ! ce qui fait qu'une flamme brûle ! »

Marie Anne Lavoisier dans la pièce *Oxygène*, de Carl Djerassi et Roald Hoffman

CHAPITRE

1

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Sommaire

1.1 Origine **4**

1.2 Contexte sociétal et motivations **5**

1.3 Objectifs et stratégie expérimentale **6**

1.4 Organisation du manuscrit **8**

1.1 Origine

”Par une journée d’automne de 1772, dans le jardin de l’Infante situé devant le Louvre, les Parisiens flânant le long de la Seine ont peut-être remarqué un étrange engin : une plate-forme en bois montée sur six roues, comme un wagon plat, sur laquelle était installé un assemblage d’énormes morceaux de verre. Les deux lentilles les plus larges, d’un rayon de 2 m 50, avaient été serrées l’une contre l’autre pour former une seule loupe puissante qui capturait les rayons du Soleil et les faisait ensuite passer par une deuxième lentille plus petite puis jusqu’à une table. Sur la plate-forme, des scientifiques en perruques et lunettes noires effectuaient une expérience, tandis que les assistants, tels des aspirants, actionnaient la manivelle et ajustaient le gréement en suivant le Soleil dans le ciel.

L’un des hommes qui avait réservé du temps sur la machine, l’accélérateur de particules de son époque, s’appelait Antoine Laurent de Lavoisier. Il essayait de découvrir ce qui arrive lorsqu’on incinère des diamants.

On savait depuis longtemps que les diamants brûlaient (on sait maintenant qu’ils sont constitués de carbone) et les bijoutiers parisiens avaient demandé à l’Académie des Sciences de chercher si cela constituait un risque. Lavoisier lui-même s’intéressait davantage à une autre question : la nature chimique de la combustion. La beauté du « verre ardent » consistait dans sa capacité à concentrer la lumière du Soleil sur un point dans un récipient fermé, réchauffant ce qui avait été placé à l’intérieur. Les émanations du bocal pouvaient ensuite être canalisées à travers un tube dans un flacon rempli d’eau, gargouillant jusqu’à former une bulle qui était ensuite prélevée et analysée.

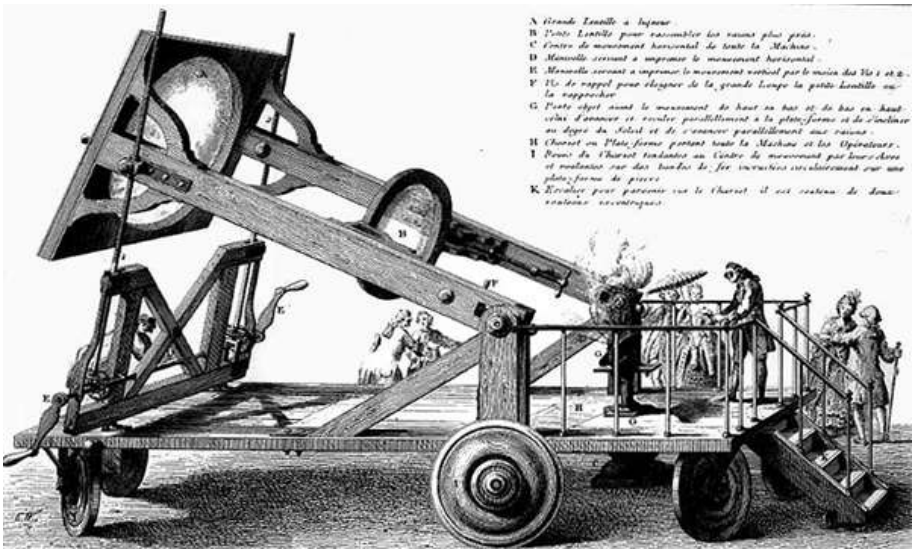


FIGURE 1.1 – Incinération de diamants.

L'expérience fut un échec ; la chaleur intense cassait sans cesse le verre. Mais Lavoisier avait d'autres sujets à l'ordre du jour. Ce qu'il avait proposé à l'Académie des Sciences était un programme d'étude de « l'air contenu dans la matière » et de son lien à la véritable nature du feu".

Extrait de "Les plus belles expériences scientifiques", livre édité par Biblis Science, écrit par George Johnson, journaliste scientifique au New York Times.

Lavoisier est aujourd'hui considéré comme le père de la chimie. L'une de ses plus importantes découvertes a été la détermination de la nature du phénomène de combustion. Ses expériences ont conduit à la découverte des deux composants principaux de l'air et l'identification de la combustion comme une réaction chimique incluant le dioxygène contenu dans l'air. On lui doit les mots comme « oxygène » (du grec signifiant « formeur d'acide ») et « azote » (du grec signifiant « sans vie »). Lavoisier n'était pas le seul de son époque à travailler sur les problématiques incluant la combustion ou la conservation des masses. Il s'est notamment inspiré des travaux de Joseph Black et a travaillé avec son homologue anglais Joseph Priestley de Leeds. Cependant, Lavoisier fut celui qui a le mieux compris et qui a su résoudre les mystères de l'époque sur la combustion. Avec ses découvertes, Lavoisier participa également à la fin de la théorie aristotélicienne [1], très ancrée à son époque, au profit de la théorie épicurienne sur les atomes.

1.2 Contexte sociétal et motivations

La combustion est aujourd'hui omniprésente dans nos sociétés modernes en raison de sa propriété fortement exothermique. La combustion est exploitée sur des combustibles majoritairement liquides (essence, kérosène, fioul/gazole) qui sont dérivés du pétrole. Les carburants liquides offrent un très bon compromis alliant une facilité de stockage et une haute densité énergétique.

Une des problématiques majeures posées par la combustion provient de la matière première (pétrole) qui est nonrenouvelable. Fatalement, l'épuisement des ressources pétrolières mettra fin à l'exploitation des carburants fossiles par la combustion. Parallèlement, le dégagement massif des produits de la combustion dans l'atmosphère provoque une forte pollution des couches atmosphériques, caractérisée par la présence en excès de gaz divers (CO_2, CO, HC, NO_x, *etc.*). De même, la généralisation de la combustion dans nos quotidiens (pour se chauffer, pour se déplacer, pour acheminer des marchandises) a induit une dépendance forte de l'économie des pays modernes à la consommation de l'énergie fossile.

1. Théorie selon laquelle la matière est composée de quatre éléments fondamentaux – la terre, l'air, l'eau et le feu –, dont les variations de dosage détermineraient la nature des corps.

La réponse face à cette raréfaction des énergies fossiles est le remplacement de nos dépendances énergétiques par des sources renouvelables (éoliens, hydroélectrique, solaire). Plusieurs pays se mobilisent et s'engagent, avec notamment la COP 21, conférence mondiale sur le climat qui s'est tenue en 2015 à Paris, qui a conduit à la mise en œuvre de politiques ambitieuses en termes de performance et d'efficacité énergétique. Plusieurs prises de conscience sont nécessaires et des nouveaux concepts politico-économiques voient le jour, comme la « *blue economy*[2] ».

Dans cette dynamique actuelle, il est indispensable d'investir très fortement dans la maîtrise des consommations énergétiques tout en œuvrant à l'émergence de technologies nouvelles. Cette étude s'inscrit dans cet axe de recherche, pour une meilleure utilisation de l'énergie fossile en augmentant l'efficacité énergétique de la combustion. Le but étant de laisser le temps aux énergies dites « renouvelables » de se développer et de concurrencer l'actuel apport énergique fourni par les produits dérivés du pétrole, tout en assurant une transition économique souple.

1.3 Objectifs et stratégie expérimentale

La combustion des sprays revêt une importance pratique dans un large éventail d'applications technologiques qui inclut les moteurs à combustion interne, les turbines à gaz, la production d'électricité, les fours et les chaudières. Cependant, plusieurs phénomènes de la combustion de sprays ne sont pas encore entièrement compris en raison de la complexité des systèmes de conversion d'énergie des carburants liquides. La combustion telle qu'elle existe en pratique résulte d'un couplage complexe entre la turbulence, le spray et la combustion (*cf.* figure 1.2). Il est par exemple nécessaire d'atomiser et de distribuer le carburant liquide de manière contrôlée dans la chambre de combustion afin de faciliter la vaporisation puis la combustion du carburant (alors transformé en vapeur). La compréhension de la combustion industrielle nécessite donc une approche interdisciplinaire, mais l'étude de chacun des couplages est tout aussi importante.

Une description complète est possible uniquement par le biais de simulations numériques, mais les investigations expérimentales sont essentielles pour fournir des données quantitatives dans des configurations simplifiées et contrôlées afin d'alimenter les modèles. Ainsi, des études théoriques, expérimentales et numériques, doivent être menées en parallèle pour accroître les connaissances dans le domaine de la combustion diphasique, et ainsi améliorer le fonctionnement des applications actuelles.

2. *The Blue Economy-10 years, 100 innovations, 100 million jobs*, par Gunter Pauli.

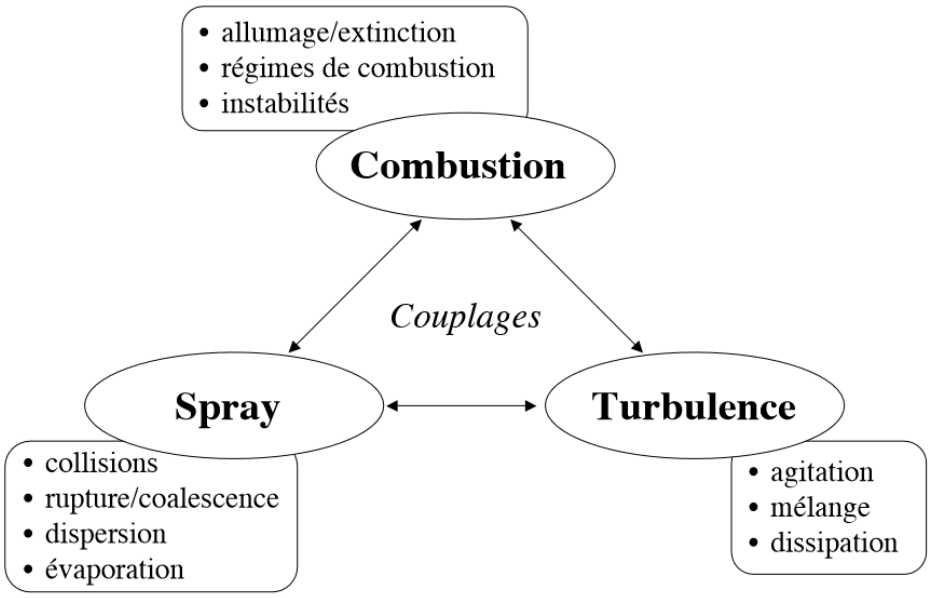


FIGURE 1.2 – La combustion diphasique turbulente : triple interaction spray-combustion-turbulence. Reproduit de [1].

Dans la présente étude, nous avons volontairement relaxé certaines interactions. Tout d'abord la turbulence a été écartée avec l'étude de la combustion en régime laminaire. Le choix s'est porté sur la propagation de flammes en expansion sphérique dans une enceinte de combustion sphérique, qui offre une large gamme de variabilité de pression, température et richesse. Cette configuration expérimentale est largement utilisée dans la littérature des flammes monophasiques gaz et se rapproche des chambres de combustion des moteurs à combustion interne. Le spray réel polydisperse a été remplacé par un brouillard de gouttes monodisperses en taille, afin de réduire l'influence de la granulométrie à une seule taille de gouttes. Enfin, l'éthanol a été sélectionné comme carburant d'essai en raison de ses données thermodynamiques bien établies et parce qu'il est considéré comme l'un des candidats les plus prometteurs en tant que biocarburant. Les expériences de cette thèse ont également bénéficié de conditions de gravité réduite, qui offrent un environnement idéal pour mener une étude paramétrique précise. Contrairement aux expériences conduites au sol, dans des conditions de gravité terrestre, la microgravité assure une répartition des gouttes du brouillard de manière homogène dans la chambre de combustion, et apporte ainsi un contrôle supplémentaire sur la granulométrie.

Les premières études sur les milieux diphasiques [2–4] ont montré que les flammes qui se propagent dans un aérosol présentent des caractéristiques très différentes de leurs homologues gazeux. La vitesse de propagation de la flamme peut être accrue dans les mélanges diphasiques et les limites d'inflammabilité sont élargies. Ces pro-

priétés représentent un avantage pour certaines applications, mais peuvent conduire aussi à de graves risques industriels. Le travail expérimental présenté à travers ce manuscrit a pour ambition de fournir une meilleure compréhension des différentes étapes intervenant dans la combustion diphasique avec : la vaporisation, la vitesse de combustion, la stabilité des flammes et les régimes de combustion, tout en s'appuyant sur les flammes des mélanges gazeux comme référence.

1.4 Organisation du manuscrit

Le manuscrit est développé autour de 9 Chapitres regroupés en 5 Parties.

Le Chapitre 2 est consacré au rappel des théories et notions utiles de la combustion prémélangée laminaire et de la combustion des brouillards, qui sont nécessaires au manuscrit. Une veille scientifique sur la combustion diphasique des flammes laminaires en expansion sphérique dans un brouillard homogène en taille est également présentée. L'approche bibliographique a volontairement été réduite à l'essentiel des besoins stricts du manuscrit. Le but ici n'étant pas de revisiter toutes les théories existantes qui peuvent être retrouvées dans les livres. La majorité des références agrémente le manuscrit au fur et à mesure de l'avancement.

La deuxième Partie est destinée à la présentation des outils techniques et informatiques mis en œuvre et employés au cours de la thèse pour répondre à la problématique.

Le Chapitre 3 détaille l'ensemble de l'appareillage expérimental développé sur le sujet, avec le dispositif de métrologie, la procédure d'un cycle d'expérience en microgravité ainsi que l'évaluation des incertitudes sur les grandeurs de pression, température et richesse.

Le Chapitre 4 a pour but de décrire les différentes méthodes de mesures non intrusives employées et mises en place pendant la thèse. Le principe, la précision et la complémentarité des diagnostics optiques d'ombroscopie, de granulométrie à diffraction laser, de tomographie laser par diffusion de Mie et d'*Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing* (ILIDS) sont étayés.

La troisième Partie expose les résultats obtenus sur la combustion diphasique, répartis sur 4 Chapitres.

Le Chapitre 5 est le premier chapitre de la Partie résultat et présente l'étude menée sur la formation du brouillard et la maîtrise des conditions granulométriques (taille et nombre de gouttes) à l'allumage en fonction des paramètres expérimentaux. Avant de poser son regard sur la flamme, la compréhension et la faisabilité des

brouillards est un prérequis indispensable. Le brouillard d'éthanol est généré par le biais d'une technique de condensation par expansion rapide (détente) basée sur le principe des chambres de Wilson [5].

Le Chapitre 6 propose l'étude de la combustion diphasique avec une approche macroscopique. Les vitesses de propagation des flammes diphasiques sont comparées aux vitesses de propagation de leurs homologues gaz pour plusieurs conditions d'allumage. La présence du carburant sous forme liquide est également regardée avec la confrontation de l'apparition et de la topologie des instabilités cellulaires se développant sur la surface des flammes gaz et diphasiques.

Le Chapitre 7 est consacré à la vaporisation des gouttes proches du front de flamme. L'étude a permis d'élucider plusieurs interrogations sur l'interaction goutte/flamme. Une discussion sur les différents régimes de combustion est également donnée.

Le Chapitre 8 consiste en une étude stratégique construite autour d'expériences originales visant à répondre à la question de l'origine des instabilités diphasiques. Outre un aspect fondamental important, ce chapitre a permis d'améliorer la compréhension des mécanismes mis en jeu dans la combustion diphasique.

La Conclusion générale, en quatrième Partie, met un point final à ce travail de thèse, suivie d'une présentation des perspectives. Une cinquième Partie figure dans le manuscrit avec les Annexes, qui viennent en appui du développement général de la thèse. Le lecteur pourra trouver : des illustrations supplémentaires, deux protocoles expérimentaux additionnels, des développements analytiques accompagnés de leurs démarches calculatoires, la méthode d'évaluation des incertitudes, des corrélations de propriétés physiques et la conception/validation de deux programmes de traitement d'images déployés pendant la thèse. Pour finir, l'Annexe F présente une étude qui a été menée parallèlement aux travaux de cette thèse, pour la validation de la théorie thermo-diffusive sur la prédiction d'instabilités pulsées de type « spirale » sur la surface de flammes prémélangées dans le cas de nombre de Lewis élevé.

CHAPITRE

2

THÉORIES ET ÉTAT DE L'ART

Sommaire

2.1 La combustion prémélangée laminaire 12

2.1.1 Structure de flamme 12

2.1.2 Vitesse de combustion laminaire S_L 13

2.1.3 Modèles théoriques 14

2.1.4 Étirement du front de flamme κ 14

2.1.5 Vitesse de propagation V_S et longueur de Markstein L_b . 15

2.1.6 Vitesse de combustion laminaire fondamentale S_L^0 16

2.1.7 CHEMKIN et la simulation des flammes 18

2.2 Les instabilités du front de flamme 18

2.2.1 Effet de la gravité 18

2.2.2 Implications théoriques 19

2.2.3 Saut de densité et épaisseur de flamme δ_L^0 20

2.2.4 Propriétés thermo-diffusives et nombre de Lewis Le . . . 20

2.3 Vers la combustion diphasique 22

2.3.1 La configuration de goutte isolée 22

2.3.2 La théorie de la combustion des brouillards 23

2.3.3 La combustion laminaire des brouillards monodisperses . 26

Un préalable nécessaire à la compréhension de la combustion diphasique est la combustion des mélanges gazeux. Les sections 2.1 et 2.2 présentent la théorie sur la combustion prémélangée laminaire et les instabilités associées. La dernière section 2.3 est dédiée à la combustion diphasique. Pour étudier et comprendre la combustion des sprays, il faut comprendre les principes sous-jacents. Ainsi, une revue de la combustion des gouttes isolées est décrite dans la première sous-section, suivie de celle de la théorie de la combustion des brouillards. Enfin, une revue des travaux antérieurs liés à la combustion de mélanges diphasiques sous forme de brouillards de gouttes homogènes en taille dans des conditions laminaires est présentée en dernière sous-section.

2.1 La combustion prémélangée laminaire

2.1.1 Structure de flamme

La combustion consiste en une succession de réactions chimiques, suivant plusieurs voies réactionnelles complexes incluant des espèces intermédiaires. Souvent, pour des besoins pratiques, la combustion est réduite à une réaction globale :

$$\text{carburant} + \text{comburant} \Rightarrow \text{produits} + Q$$

avec Q le dégagement de chaleur de la flamme et le couple carburant + comburant qui forment les gaz frais et les produits de combustion qui forment les gaz brûlés. Cette réaction globale de combustion ne reflète pas la réalité de la combustion, mais donne néanmoins un bilan de matière, requis pour la détermination des proportions des gaz frais (fractions molaires de chaque composant).

La propagation d'une flamme, et la combustion de façon générale, sont des phénomènes auto entretenus qui sont régis de proche en proche. La chaleur et les espèces réactives produites localement par les multiples réactions diffusent vers les gaz frais environnants, qui sont amenés progressivement dans les conditions d'inflammation. La structure d'une flamme prémélangée laminaire peut être schématisée comme sur la figure 2.1 suivante avec la délimitation de la zone de préchauffage et de réaction.

Dans la zone de préchauffage, le flux de chaleur provenant de la zone de réaction et des gaz brûlés élève la température des gaz frais en amont. Dans la zone de réaction, le pic de dégagement de chaleur est induit par les réactions chimiques. Plusieurs définitions peuvent être adoptées pour définir l'épaisseur d'une flamme. Dans la littérature, de nombreuses définitions existent pour l'épaisseur de flamme laminaire.

Cette grandeur sera retrouvée plus loin dans le Chapitre.

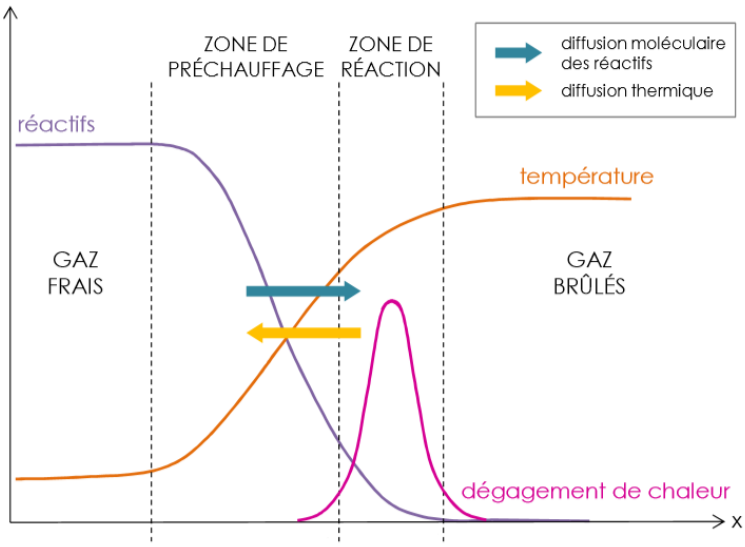


FIGURE 2.1 – Structure détaillée d'une flamme laminaire de prémélange. Reproduite de [6].

2.1.2 Vitesse de combustion laminaire S_L

Lors du processus de combustion, la flamme se propage des gaz brûlés en direction des gaz frais. La vitesse de combustion laminaire traduit la vitesse de consommation des gaz frais, et respectivement la vitesse de formation des produits. La vitesse de combustion laminaire se définit comme la vitesse relative aux gaz frais dans une situation de flamme plane se propageant librement (de manière stable) dans un mélange combustible homogène. C'est sans aucun doute l'un des paramètres les plus importants pour caractériser un mélange air+carburant donné et dans des conditions thermodynamiques données [7]. Sur le plan pratique, la vitesse de combustion laminaire relie le taux de dégagement de chaleur des moteurs à combustion interne (performances) ainsi que les émissions [8]. Sur un plan plus fondamental, elle sert de valeur cible pour la validation des mécanismes cinétiques [9]. Plusieurs configurations expérimentales existent dans la littérature pour étudier les flammes laminaires dans des conditions simplifiées et ainsi déterminer les caractéristiques fondamentales comme la vitesse de combustion laminaire. Ces techniques incluent des flammes stabilisées (flammes coniques (type Bunsen), flammes plates (stabilisées sur brûleur) et flammes à jets opposés), ou en propagation dans un milieu homogène au repos (flammes sphériques en expansion). La suite de la section va être développée autour des flammes en expansion sphérique, qui est la configuration de la présente étude. Une description plus exhaustive des différentes techniques d'étude des flammes laminaires pourra être retrouvée dans la thèse suivante [10].

2.1.3 Modèles théoriques

Dans le cas des flammes en expansion sphérique, un mélange combustible homogène au repos est allumé en son centre par une décharge électrique (ou un faisceau laser focalisé) qui conduit la flamme à se propager de manière sphérique. Selon la forme et la taille de l'enceinte de combustion, il existe deux méthodes différentes pour la mesure de la vitesse de combustion laminaire. La méthode de la pression constante [11] et la méthode du volume constant [12]. Pour la thèse, la méthode de la pression constante a été employée et consiste en l'observation de la formation puis de la propagation des flammes prémélangées en propagation sphérique. Cela implique l'évolution de la flamme à partir du plasma déposé par la décharge électrique de l'allumage vers le régime autoentretenu par les phénomènes de diffusion et de transport qui perpétuent la propagation de la flamme. Les chambres à double confinement de type libération de pression sont particulièrement adaptées pour la méthode de la pression constante, surtout pour les chambres de combustion de petite taille.

Le déplacement du front de la flamme est enregistré pendant l'expérience de combustion à l'aide d'un diagnostic optique comme les techniques *schlieren* et ombroscopique, ou la tomographie laser par diffusion de Mie. Pour la thèse, une technique d'ombroscopie a été développée pour visualiser le front de flamme et obtenir l'historique de la propagation du rayon de la flamme $R_f(t)$. La position du rayon du front de flamme est essentielle dans la détermination théorique de la vitesse de flamme laminaire, qui est soumise à l'hypothèse d'une flamme infiniment mince. La vitesse de flamme est reliée à la mesure de déplacement du front de flamme par le biais de modèles théoriques, qui sont détaillés dans les trois sous-sections suivantes.

2.1.4 Étirement du front de flamme κ

La vitesse de combustion laminaire se définit dans une situation de flamme plane se propageant librement dans un mélange combustible homogène. En pratique, la flamme plane ne peut pas être reproduite expérimentalement, car les zones réactives sont toujours soumises à des contraintes extérieures locales (perte de chaleur). La vitesse de combustion est alors modifiée localement et les démarches expérimentales conduisent à des mesures entachées de cet effet d'étirement.

Le concept d'étirement de flamme a été étudié notamment par Clavin [13] et Markstein [14]. L'étirement des zones de réaction peut entraîner, suivant la composition des mélanges, une augmentation ou une diminution de la vitesse de combustion laminaire.

Une formulation générale du facteur d'étirement, $\kappa(t)$, proposée par Williams [15], est donnée comme la variation temporelle adimensionnée d'un élément de sur-

face $A(t)$:

$$\kappa(t) = \frac{1}{A(t)} \cdot \frac{\mathrm{d}A(t)}{\mathrm{d}t} \tag{2.1}$$

où $A(t)$ s'exprime comme suit dans le cas d'une flamme en expansion sphérique,

$$A(t) = 4\pi \cdot R_f(t)^2. \tag{2.2}$$

L'étirement que subit une flamme en expansion sphérique à chaque instant t devient alors,

$$\kappa(t) = \frac{2}{R_f(t)} \cdot \frac{\mathrm{d}R_f(t)}{\mathrm{d}t}. \tag{2.3}$$

2.1.5 Vitesse de propagation V_S et longueur de Markstein L_b

La vitesse de propagation de la flamme est définie comme la vitesse normale à laquelle se déplace le front de flamme dans le référentiel fixe du laboratoire. La mesure expérimentale de l'évolution temporelle du rayon du front de flamme $R_f(t)$ permet de définir la vitesse de propagation étirée V_S,

$$V_S = \frac{\mathrm{d}R_f(t)}{\mathrm{d}t} \tag{2.4}$$

La surface de la flamme est observée sur un intervalle où la vitesse de la flamme est purement fonction de l'étirement, ce qui permet une extrapolation à étirement nul. Pour cela, on doit éliminer les effets perturbateurs comme :

- Les premiers instants de la propagation de la flamme qui doivent être retirés en raison de l'énergie déposée par l'allumage qui modifie la température des gaz brûlés et la vitesse de propagation.
- Pour les rayons de flamme importants, des effets de confinement interviennent sur la flamme se propageant dans une enceinte fermée et modifient également la vitesse de flamme.

Markstein [14] proposa l'existence d'une relation linéaire entre la vitesse de propagation laminaire et l'étirement du front de flamme. Les contributions théoriques ultérieures de Clavin [13, 16] ont d'une part confirmé l'existence d'une telle relation et ont suggéré l'équation suivante :

$$V_S = V_S^0 - L_b \times \kappa \tag{2.5}$$

V_S^0 la vitesse de propagation non-étirée (sous-entendue ramenée à étirement nul) et L_b la longueur de Markstein des gaz brûlés. Cette dernière caractérise la sensibilité de l'étirement à la vitesse de propagation de la flamme.

La relation 2.5 nécessite plusieurs hypothèses, dont une flamme faiblement étirée, c'est-à-dire avec un rapport V_S/V_S^0 proche de 1. Les limites de cette formulation linéaire ont été soulignées par Kelley [17] et Halter [18]. Il est désormais admis par la communauté que la relation non-linéaire de l'équation 2.6 suivante,

$$\left(\frac{V_S}{V_S^0}\right)^2 \cdot \ln\left(\frac{V_S}{V_S^0}\right) = -\left(\frac{L_b \cdot \kappa}{V_S^0}\right) \tag{2.6}$$

doit être utilisée pour extrapoler la vitesse de propagation laminaire à étirement nul. La relation linéaire de l'équation 2.5 surestime la longueur de Markstein et induit une erreur relative sur la vitesse de propagation non-étirée pouvant atteindre les 10% [18].

2.1.6 Vitesse de combustion laminaire fondamentale S_L^0

La vitesse de consommation des gaz frais S_L peut s'exprimer à partir du taux de réaction de la combustion. Selon la conservation de la masse, la vitesse de la flamme étirée est donnée par [19],

$$S_L = \sigma \cdot \frac{\mathrm{d}R_f(t)}{\mathrm{d}t} - \sigma \cdot U_b \tag{2.7}$$

où σ est le rapport d'expansion entre les gaz frais et les gaz brûlés et U_b la vitesse de flux des gaz brûlés derrière le front de la flamme. Cette dernière est identifiée par le terme suivant [20],

$$U_b = -\frac{R_f(t)}{3 \cdot \gamma \cdot P(t)} \cdot \frac{\mathrm{d}P(t)}{\mathrm{d}t}. \tag{2.8}$$

avec γ coefficient adiabatique. Le rapport d'expansion se calcule avec le rapport entre la masse volumique des gaz brûlés ρ_b sur la masse volumique des gaz frais ρ_u,

$$\sigma = \frac{\rho_b}{\rho_u}. \tag{2.9}$$

La détermination de la vitesse de consommation S_L suivant cette voie nécessite quelques hypothèses qui limitent cette méthode. Tout d'abord, on suppose que les masses volumiques sont homogènes dans l'espace et invariantes dans le temps. Ainsi, il faut négliger les effets de confinement sur la masse volumique des gaz frais ρ_u, qui peuvent être réduits si la zone de traitement est suffisamment réduite par rapport à la taille de l'enceinte de combustion. De même, la masse volumique des gaz brûlés est supposée constante sur toute la zone de traitement, et est assimilée à la masse volumique des gaz brûlés à l'équilibre (hypothèse délicate à basse pression en raison d'une épaisseur de flamme plus importante). La considération d'une combustion isobare permet à la fois de simplifier l'expression 2.7 (suppression du deuxième terme) et de considérer la masse volumique des gaz brûlés invariante dans le temps. L'équation 2.7 devient alors :

$$S_L = \frac{\rho_b^{eq.}}{\rho_u} \cdot \frac{\mathrm{d}R_f(t)}{\mathrm{d}t} \tag{2.10}$$

Finalement, dans le cas où les effets de l'étirement sur la flamme ont été retirés, la vitesse de combustion laminaire alors sans étirement et dite « fondamentale », notée S_L^0, est égale à la vitesse de consommation des gaz frais [21]. D'après l'équation 2.10, pour une combustion supposée à pression constante et dans l'hypothèse d'un front infiniment mince, on peut alors écrire :

$$S_L^0 = \frac{\rho_b^{eq.}}{\rho_u} \cdot V_S^0 \tag{2.11}$$

où $\rho_b^{eq.}$ est la masse volumique des gaz brûlés supposée uniforme et à l'équilibre. Toutes les valeurs de vitesse de combustion laminaire présentées dans le présent manuscrit ont été déduites de l'équation 2.11 ci-dessus et les hypothèses admises pour son obtention ont été jugées raisonnables par rapport aux travaux menés dans cette thèse.

2.1.7 CHEMKIN et la simulation des flammes

Des calculs numériques de simulation 1D de la propagation laminaire d'une flamme plane dans un prémélange et dans des conditions adiabatiques ont été effectués avec le code PREMIX du package CHEMKIN [22]. Les flammes C_2H_6O-air ont été simulées en utilisant le mécanisme réactionnel détaillé de Leplat et al. [23] incluant 252 réactions et 36 espèces. Le code PREMIX a permis de simuler les vitesses de combustion laminaires S_L^0 ainsi que le profil de température $T(x)$ avec x la coordonnée d'espace. Afin de capter correctement la structure de la flamme, une méthode de grille adaptative a été utilisée pour les simulations. Tous les calculs prennent en compte les effets de diffusion thermique (Soret) et les propriétés de transport multi-composants des espèces en phase gazeuse.

De même, des calculs numériques 0D avec le code EQUIL ont été menés pour déterminer l'état d'équilibre thermodynamique avec la température adiabatique de flamme $T_{ad.}$ et la masse volumique des gaz brûlés $\rho_b^{eq.}$. Plus de détails sur le formalisme CHEMKIN et les deux codes utilisés dans la thèse pourront être retrouvés dans la thèse suivante [24].

2.2 Les instabilités du front de flamme

Le front de flamme est le siège de forts gradients de concentration et de densité qui sont source d'instabilités cellulaires. Ces dernières peuvent provoquer des modifications locales de l'équilibre des paramètres thermodynamiques et des concentrations des espèces dans la zone réactive et ainsi induire la déformation du front de flamme. Dans le cas d'une instabilité fortement développée, les flammes prémélangées ne peuvent plus être considérées comme laminaires.

2.2.1 Effet de la gravité

Lors de la propagation d'une flamme en expansion sphérique, les gaz brûlés, peu denses, sont entourés par les gaz frais, beaucoup plus denses, avec comme seule interface la zone de réaction. Lorsque deux gaz de masses volumiques différentes sont superposés, la gravité peut entraîner l'apparition d'instabilité en raison du champ de pesanteur dirigé vers le bas. Une flamme de prémélange qui se propage dans toutes les directions sera stable tandis qu'une flamme qui se propagera uniquement vers le haut sera instable. Ces instabilités se manifestent cependant dans le cas d'une vitesse de flamme très faible, et seront d'autant plus négligées dans le cadre de cette étude que les expériences ont été réalisées en condition de microgravité.

2.2.2 Implications théoriques

En l'absence de gravité, les flammes prémélangées laminaires sont soumises à deux modes d'instabilité cellulaire : l'hydrodynamique et le thermo-diffusif [25, 26]. L'instabilité hydrodynamique [27, 28] est causée par la disparité de densité agissant sur le front de la flamme, représentée par le rapport de densité des gaz brûlés aux gaz frais, σ, et est donc présente pour toutes les flammes. Au contraire, les instabilités thermo-diffusives se produisent en fonction de l'équilibre des diffusivités thermique et moléculaire du mélange réactif initial [13, 29, 30] et, pour cette raison, ne sont pas observées pour toutes les flammes.

L'analyse menée par Bechtold et Matalon [31], suivie des corrections de Bradley et Harper [32], et d'autres corrections par Bradley [33], donne l'expression suivante du nombre de Péclet critique Pe_c qui définit la transition des flammes prémélangées du régime stable vers le régime instable cellulaire, avec la contribution commune du mode hydrodynamique et thermo-diffusif,

$$Pe_c = \frac{R_c}{\delta_L^0} = Pe_1(\sigma) + Ze \cdot (Le - 1) \cdot Pe_2(\sigma) \tag{2.12}$$

où R_c est le rayon critique d'apparition des cellules sur la surface des flammes, Ze le nombre de Zel'dovich, δ_L^0 l'épaisseur de flamme thermique et Le le nombre de Lewis. Cette relation résume à elle seule les conditions d'apparitions des cellularités et stipule qu'une flamme peut toujours être instable, à partir d'un certain rayon critique. Le premier terme de l'équation $Pe_1(\sigma)$ traduit la contribution seule du mode hydrodynamique. Le deuxième terme décrit la contribution due aux instabilités thermo-diffusives. On notera que le rayon critique dépend uniquement de la contribution hydrodynamique pour une flamme de propriété thermo-diffusive équilibrée ($Le = 1$). Le signe et l'amplitude du nombre de Lewis vont soit augmenter ou diminuer la valeur du rayon critique, respectivement promouvoir ou retarder l'apparition des instabilités sur la surface des flammes prémélangées.

Une évaluation quantitative de la limite de transition des flammes prémélangées nécessite la connaissance de plusieurs paramètres de flamme, dont leur détermination peut s'avérer longue et fastidieuse [34]. Ainsi, pour l'analyse conduite au cours de la thèse sur l'apparition des instabilités des flammes gaz et diphasique, l'équation 2.12 a été réduite telle que [31],

$$R_c \propto \frac{\delta_L^0 \times (Le - 1)}{\sigma^2} \tag{2.13}$$

où le terme δ_L^0/σ^2 traduit l'influence des instabilités hydrodynamiques et le terme

Le les instabilités thermo-diffusives. Cette approche paramétrique simplifiée sera conservée tout au long du manuscrit.

2.2.3 Saut de densité et épaisseur de flamme δ_L^0

Le rapport d'expansion σ, traduisant l'exothermicité de la réaction de combustion, varie très peu pour une gamme de richesse réduite et la pression. Son impact sur le rayon critique n'étant pas significatif, il ne sera pas considéré pour l'analyse des instabilités hydrodynamiques.

Différentes définitions ont été employées pour évaluer l'épaisseur de flamme, mais le consensus [21] préconise la méthode du gradient (épaisseur de flamme thermique),

$$\delta_L^0 = \frac{T_{ad.} - T_u}{\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x]} \tag{2.14}$$

en fonction du profil de température de la flamme $T(x)$, $T_{ad.}$ la température adiabatique de flamme et T_u la température des gaz frais. Le profil de température $T(x)$ est déduit de la simulation 1D PREMIX, dont le détail calculatoire est donné en Annexe C.4.1.

Les instabilités hydrodynamiques apparaissent de façon préférentielle à haute pression lorsque l'épaisseur de flamme laminaire diminue (c'est-à-dire lorsque le gradient de masse volumique augmente).

2.2.4 Propriétés thermo-diffusives et nombre de Lewis Le

Lors de la combustion, le comportement du front de flamme est gouverné par les flux de diffusion de masse/chaleur entre les gaz frais et la zone de réaction. Les instabilités thermo-diffusives sont dues à la compétition entre la diffusion moléculaire (flux de masse) et la diffusion thermique (flux de chaleur), qui peuvent stabiliser ou, au contraire, favoriser le développement d'instabilités de type cellulaire.

Un paramètre approprié indiquant l'étendue et l'influence des propriétés thermo-diffusives est le nombre de Lewis global, Le. Celui-ci peut être estimé avec le rapport entre la diffusivité thermique du mélange réactif $D_{th.}$ et la diffusivité moléculaire du réactif limitant dans l'inerte abondant D_m. Des valeurs respectives de nombre de Lewis telles que $Le < 1$, $Le = 1$ et $Le > 1$, indiquent des situations instable, neutre et stable. Suivant la définition du nombre de Lewis global, l'équation suivante est

donnée,

$$Le = \frac{D_{th.}}{D_m}. \tag{2.15}$$

La diffusivité thermique des gaz frais est évaluée à la température $T_{ini.}$ telle que,

$$D_{th.} = \frac{k_u}{\rho_u \times (C_p)_u} \tag{2.16}$$

avec k_u la conductivité thermique, ρ_u la masse volumique et $(C_p)_u$ la capacité thermique à pression constante du prémélange. Les formules utilisées pour l'évaluation de la conductivité thermique et de la capacité thermique du mélange gaz frais en fonction de la richesse et de la température initiale du prémélange ont été mises en Annexe D.1 et D.2 respectivement. La masse volumique des gaz frais est simplement déduite avec la formule d'état des gaz parfaits telle que,

$$\rho_u = \frac{P_{ini.}}{T_{ini.} \times r} \quad \text{avec} \quad r = R \times \sum_{s=1}^{N} \frac{1}{M_s \cdot X_s} \tag{2.17}$$

avec R la constante des gaz parfaits, M_s la masse molaire exprimée en kg/mol, N le nombre de composants considéré dans les gaz frais et X_s la fraction molaire du composé s. Le calcul de la diffusivité moléculaire du réactif limitant l par rapport à l'inerte abondant i, $D_m = D_{l \to i}$, pourra également être retrouvé en Annexe D.3.

Une autre définition du nombre de Lewis est communément utilisée pour éviter une discontinuité à la stœchiométrie en raison de la définition globale (le réactif limitant n'ayant pas de sens à richesse stœchiométrique). Bechtold and Matalon [35] propose l'approche suivante avec le nombre de Lewis effectif $Le_{eff.}$,

$$Le_{eff.} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1) \cdot \mathfrak{A}}{1 + \mathfrak{A}} \quad \text{avec} \quad \mathfrak{A} = 1 + Ze \cdot (\varphi - 1) \tag{2.18}$$

où Le_E et Le_D sont, respectivement, les nombres de Lewis du réactif en excès et déficient, Ze le nombre de Zel'dovich, et φ égal à Φ pour les mélanges riches et $1/\Phi$ pour les mélanges pauvres en carburant. La démarche calculatoire du nombre de Lewis effectif fait également l'objet d'une Annexe (*cf.* Annexe C.5). Les nombres de Lewis Le_E et Le_D se calculent de manière équivalente au nombre de Lewis global. Finalement, le nombre de Lewis effectif est une pondération des nombres de Lewis

de l'éthanol et du dioxygène. Plus la richesse est loin de la stœchiométrie, plus les valeurs du nombre de Lewis effectif sont proches de celles du nombre de Lewis global.

Les deux définitions ont été utilisées dans le manuscrit selon les besoins. Les calculs des nombres de Lewis effectif montrent une indépendance à la pression et que l'influence de la température est très faible (légère diminution lorsque la température augmente) [6]. En raison des tendances monotones décroissantes avec la richesse des valeurs des nombres de Lewis pour la plupart des carburants usuels (types alcanes (nombres de carbone supérieur à 1) et alcool), les instabilités thermo-diffusives concernent essentiellement les prémélanges riches.

2.3 Vers la combustion diphasique

2.3.1 La configuration de goutte isolée

La connaissance du comportement d'une goutte unique de carburant forme les fondations essentielles sur lesquelles des études plus pratiques peuvent se baser. L'étude de l'évaporation d'une goutte isolée par montée en température des gaz environnants ou par combustion permet d'obtenir des informations de premier plan telles que la vitesse d'évaporation et l'influence du milieu (niveau de gravité, pression, température) dans un environnement bien caractérisé. Godsave [36] a démontré que le temps nécessaire pour évaporer une goutte isolée immergée dans l'air est fonction du carré de son diamètre. Il a établi la *now well-known* loi en d^2,

$$d^2(t) = d_0^2 - K \cdot t \tag{2.19}$$

avec K la vitesse d'évaporation du carburant, ou taux d'évaporation, déterminée par la pente du tracé de $d^2(t) = f(t)$, avec t le temps et d_0 le diamètre initial de la goutte. Spalding [37] a également établi théoriquement une expression du taux d'évaporation à partir d'une sphère de carburant liquide dans une atmosphère stagnante.

Aujourd'hui, de nombreuses études expérimentales, notamment menées en microgravité par le groupe de recherche de l'ICARE [38–40], ont largement confirmé la validité du modèle de la loi en d^2. Une amélioration significative de la compréhension du processus standard d'évaporation a été apportée et une large base de données de taux d'évaporation pour différentes pressions/températures des gaz environnants et natures de carburant a été constituée.

2.3.2 La théorie de la combustion des brouillards

La théorie de la combustion des brouillards a été introduite pour répondre à un besoin nécessaire pour la combustion réelle des sprays, en complément à la loi en d^2. La combustion d'un ensemble de gouttes conduit l'évaporation et la combustion à se comporter différemment, en raison d'une forte interaction spray/combustion.

Chiu et al. [41] ont établi une première théorie sur la structure des flammes diphasiques prémélangées, avec la notion de combustion de groupe. En partant d'un brouillard de gouttes immergées dans un environnement oxydant et à température élevée, ils ont introduit différents régimes de combustion en fonction d'un nombre de groupe, noté G (*cf.* figure 2.2). Ce nombre sans dimension est le rapport entre la vitesse d'évaporation des gouttes et la vitesse de diffusion de la chaleur des gaz chauds à l'intérieur du brouillard. G est fonction du nombre de gouttes N composant le brouillard et du paramètre de séparation S, qui est le rapport entre la distance moyenne inter-gouttes a et le rayon d'une flamme de diffusion hypothétique qui enveloppperait chaque goutte r_F [42]. Pour $G >> 1$, le brouillard est trop dense pour permettre la diffusion de la chaleur et son cœur est saturé de carburant gazeux. Seules les gouttes proches de la frontière de la flamme s'évaporent. La combustion s'établit selon un régime de « combustion externe enveloppante » avec une flamme maintenue à distance des gouttes en évaporation. Pour la limite opposée, $G << 1$, les gouttes sont suffisamment éloignées les unes des autres pour permettre la chaleur d'atteindre le cœur du brouillard, et tellement éloignées que le régime est alors décrit par une « combustion de gouttes isolées ». Deux régimes intermédiaires de « combustion de groupe » (interne et externe) existent entre ces deux régimes extrêmes. Pour G très légèrement > 1, le transport de la chaleur émise par les gaz chauds évapore la totalité des gouttes, et une flamme continue se forme autour du brouillard. Pour $G < 1$, le même régime de combustion est obtenu avec en plus des gouttes en périphérie qui brûlent de façon isolée.

Cette théorie a servi de base pour la compréhension des mécanismes additionnels mis en jeu dans la combustion des sprays. Plus tard, Chang et Borghi et al. [44–46] ont proposé un niveau d'analyse supplémentaire avec l'introduction de nouveaux paramètres caractéristiques de la combustion diphasique. À savoir un temps d'évaporation τ_v, un temps caractéristique de la flamme τ_c et l'épaisseur de la flamme δ_L^0. Cette approche étant plus représentative pour la combustion des brouillards statiques dans un environnement gazeux stabilisé et composés de gouttes monodisperse, comme ceux de la présente étude. Lorsque $\tau_v << \tau_f$, les gouttes sont évaporées dans la zone de préchauffage, au fur et à mesure de l'avancée de la flamme, et une « flamme pré-vaporisée » se développe (figure 2.3). Ce régime étant prédit indépendant de l'inter-gouttes moyen a et de l'épaisseur de flamme δ_L^0. Ensuite, si le temps pour vaporiser les gouttes est plus grand, typiquement $\tau_v > \tau_f$ avec $r_F >> a$, plusieurs gouttes pénètrent dans les différentes couches incluant les phénomènes de diffusion

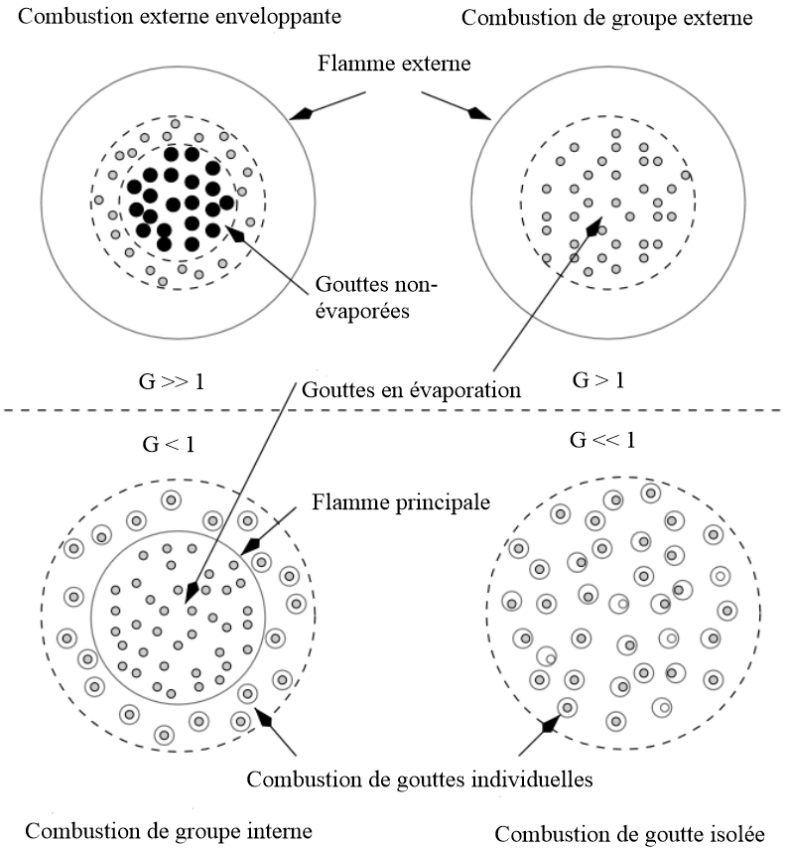


FIGURE 2.2 – Modes de combustion des brouillards de gouttes de carburant proposés par Chui et al. [41]. Reproduite et traduite de [43] qui ont fournit une synthèse des régimes théoriques de combustion.

(préchauffage et zone de réaction) et la flamme aura une forte tendance à s'épaissir.

Au-delà de ces cas extrêmes, le paramètre de séparation S, introduit par la théorie précédente, délimite trois régimes de combustion. La structure de combustion de groupe est retrouvée pour $S < 0{,}41$. En complément, Borghi [45] distingue un régime de « combustion de percolation » et un régime de « combustion de poche », délimités par des nombres de séparations S croissants (figure 2.3).

Pour les brouillards de la présente étude, la combustion se comporte principalement selon les régimes de combustion de groupe (interne et externe) et des flammes pré-vaporisées. Ainsi, trois niveaux d'interaction de ces régimes, illustrés sur la figure 2.4, sont détaillés plus exhaustivement.

- Dans le scénario théorique a), les gouttes de carburant ont le temps de s'évaporer avant l'arrivée de la flamme. L'évaporation alimente le milieu environnant en carburant gazeux et la flamme se propage dans un milieu pré-vaporisé qui se rapproche de celui d'une flamme d'un prémélange gazeux. Le caractère diphasique initial du

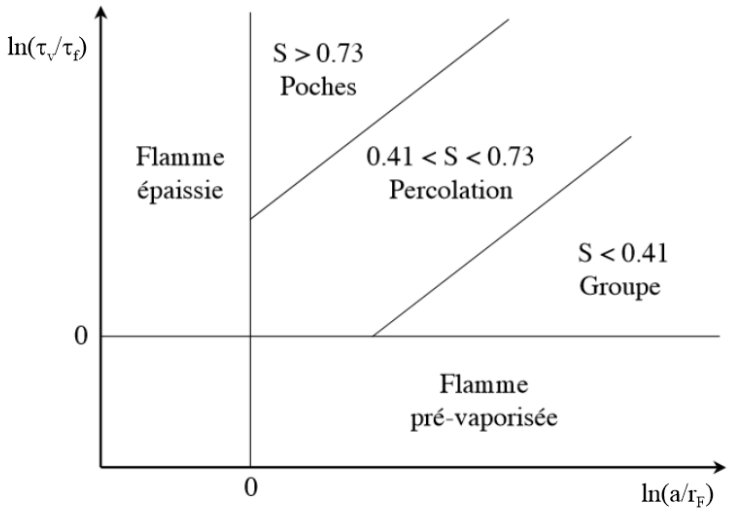


FIGURE 2.3 – Diagramme de Borghi pour la propagation des flammes laminaires dans un brouillard de gouttes homogènes en taille. Reproduit de [45] et adapté selon les notations du présent manuscrit.

mélange ne modifie pas le régime associé. On notera cependant que la richesse du mélange gazeux inflammable n'étant pas forcément homogène spatialement, le front de flamme est continu, mais peut être déformé.

- Une combustion diphasique homogène (scénario b) de la figure 2.4) correspond au cas où les gouttes atteignent la flamme. Cependant, les conditions granulométriques (taille et nombre de gouttes) sont telles que le front de flamme reste continu. Dans ce régime, la zone de réaction va avoir tendance à s'épaissir, sans interaction directe avec les gouttes.

- Le scénario théorique c) reporte le cas d'une évaporation incomplète des gouttes avant le passage de la flamme. Les gouttes sont alors présentes dans la zone de réaction et dans les gaz brûlés. La structure de la flamme est très fortement modifiée localement, comme montrée sur la représentation schématique de la figure 2.4. La combustion s'établit dans le milieu diphasique et correspond au régime de combustion de groupe (interne notamment).

La théorie des régimes de combustion des brouillards a également motivé l'étude au travers de réseau de gouttes afin de prendre en compte l'influence de la proximité des gouttes, avec la distance séparant chaque goutte du réseau. Des corrélations du taux de vaporisation en fonction du rapport distance inter-goutte/diamètre ont été établies [48, 49].

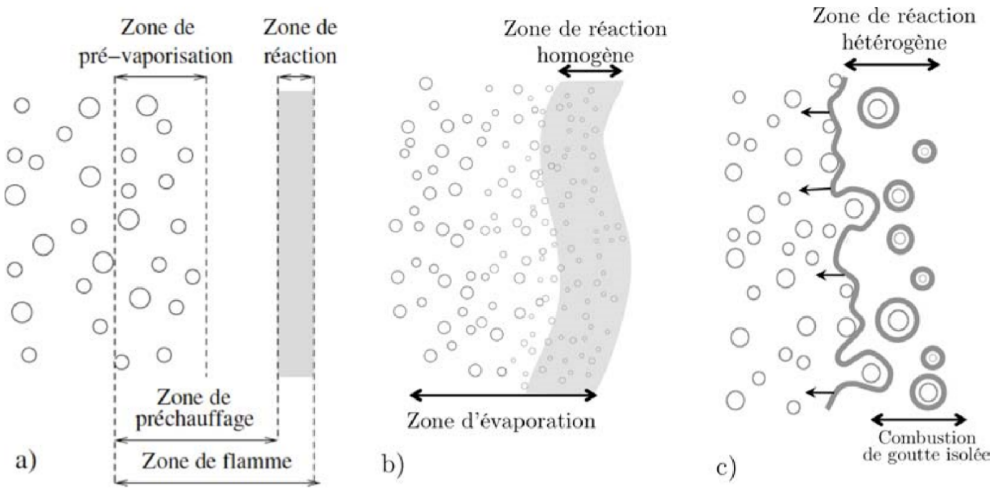


FIGURE 2.4 – Schéma de différents niveaux d'interaction théorique spray/combustion. a) Pré-évaporation ; b) combustion diphasique homogène ; c) combustion diphasique hétérogène. Reproduite de [47].

2.3.3 La combustion laminaire des brouillards monodisperses

Les systèmes réels de conversion d'énergie sont caractérisés par des sprays polydisperses en flux turbulents, mais des configurations simplifiées sont nécessaires pour identifier les effets de tous les paramètres, et ainsi améliorer le niveau d'expertise de la combustion des sprays. Cette sous-section présente une veille scientifique des études menées sur la propagation d'une flamme laminaire dans un brouillard monodisperse statique, qui est la configuration de la présente étude. Le but étant de donner au lecteur une vision globale des techniques existantes et des principaux résultats, et de situer la présente étude.

Burgoyne et Cohen [2] sont parmi ceux qui ont initié les études fondamentales de combustion diphasique, avec la génération d'aérosols mono disperses de tétraline dans une gamme de taille $7-55\ \mu m$, en propagation laminaire dans un tube. Deux régimes distincts furent identifiés par les auteurs : pour les diamètres de gouttes inférieurs à $10\ \mu m$, la combustion était similaire à celle d'une phase gazeuse, tandis que pour des diamètres au-dessus de $40\ \mu m$, chaque goutte brûle individuellement. Un peu plus tard, Mizutani et Nakajima [50] ont examiné l'effet d'addition de gouttes de kérosène dans un prémélange propane-air. Une flamme sphérique dans une enceinte cylindrique et des gouttes de kérosène générées par un atomiseur ultrasonique ont été utilisées. Ils ont constaté que les flammes de propane-air étaient fortement accélérées par la présence des gouttes de kérosène.

En 1975, Hayashi et Kumagai [3] ont développé une technique fiable, basée sur

le principe des chambres de Wilson, pour générer un aérosol composé de gouttes monodisperses dans un prémélange stagnant. L'appareillage développé, constitué d'une chambre de combustion et d'un piston, génère un mélange hétérogène (vapeur et gouttes) du même carburant. Dans leurs travaux, Hayashi et al. [51] ont observé un effet de promotion de la vitesse de flamme pour des mélanges éthanol−air sur une gamme de taille à 16−24 μm. Ils ont également montré que, pour des diamètres de gouttes suffisamment larges, les flammes diphasiques développent des instabilités cellulaires sur leur surface. Leurs mesures ont également montré que pour des gouttes de 4 et 7 μm de diamètre, la vitesse de combustion est inférieure à celle du mélange homogène prise dans des conditions analogues. Des observations similaires pour des conditions diverses ont été rapportées avec la même technique d'expansion rapide par Lawes et al. [52] et également pour des expériences réalisées dans des conditions de microgravité par Nomura et al. [53, 54].

Une forte contribution, avec des études plus récentes, est donnée par l'équipe de Leeds (notamment portée par Bradley et Lawes) qui utilise également la technique de condensation par expansion rapide avec de l'isooctane et de l'éthanol. Dans leur configuration expérimentale, l'enceinte de combustion est reliée à une chambre tampon préalablement mise au vide. Une vanne sépare les deux volumes et son ouverture déclenche une détente rapide dans l'enceinte de combustion. Atzler et al. [55] ont par exemple observé que la présence d'un aérosol peut provoquer des oscillations de la vitesse de la flamme. Cette variation cyclique de la vitesse de la flamme a été remarquée avec un accompagnement de formation/disparition de cellules sur la flamme, caractérisée par des températures d'allumage faibles ($< 273\ K$) et des cas pauvres. Ce phénomène de « pulsation » de la flamme a été expliqué avec la différence existante entre la vitesse des gouttes et la vitesse des gaz, près du front de flamme. La richesse de la phase gazeuse varie considérablement dans cette zone et peut parfois conduire à une extinction. Plus récemment, Bradley et al. [56] ont démontré que, pour des tailles suffisamment importantes et des mélanges riches, les gouttes peuvent pénétrer dans la zone de réaction et accentuer les instabilités des flammes gaz déjà présentes, avec une augmentation significative du flux de masse de carburant.

Cameron et Bowen [57] ont mené des expériences de combustion d'aérosol d'éthanol avec un appareil à piston, pour des diamètres de gouttes de 5 à 15 μm. Cette étude s'est intéressée principalement à la détermination expérimentale de la distribution de la taille des gouttes et à l'évolution temporelle du diamètre des gouttes pendant leur formation. Des mesures PIV sur les gouttes ont démontré la stagnation avant l'allumage du brouillard généré par condensation rapide. Leurs travaux ont également mis l'accent sur l'importance de la quantification précise de la granulométrie des aérosols liquides, qui est particulièrement nécessaire dans le cadre des risques d'explosion. Singh et Polymeropoulos [58] ont mené une étude expérimentale pour déterminer l'énergie minimale d'allumage pour des aérosols de tétraline mo-

nodisperses par étincelle dans un flux de gaz laminaire. Pour des tailles de gouttes comprises entre 6,7 et 40 μm, l'énergie d'allumage a été trouvée fonction du diamètre des gouttes, avec un optimum de l'énergie d'allumage minimum identifié pour des tailles de gouttes situées entre 22 et 26 μm. Plus récemment, Lian et al. [59] ont mené une étude expérimentale sur l'inflammation d'une huile minérale sous forme d'aérosol monodisperse généré par électro-nébulisation, pour répondre à des problématiques de risque d'incendie et d'explosion dans l'industrie des procédés. La caractérisation de l'aérosol et son processus d'allumage ont été investigués par une technique de diffraction laser. Ils ont démontré que l'inflammabilité des aérosols dépend principalement de la taille des gouttes et de la concentration volumique. Les aérosols composés de gouttes de petite taille ont une limite d'inflammabilité élargie et une concentration faible en gouttes réduit le domaine d'inflammabilité des aérosols comparé aux cas homologues gazeux.

L'étude bibliographique permet de dégager les tendances globales suivantes concernant l'influence de la présence du carburant sous forme de gouttes :

- Les flammes de brouillard peuvent être plus rapides, ou plus lentes, que les flammes gazeuses équivalentes prises dans les mêmes conditions d'allumage.

- Les brouillards en conditions riches sont inflammables au-delà des limites d'inflammabilité des mélanges gazeux standards.

- La présence d'une phase liquide amène les flammes à développer des instabilités de type cellulaire sur leur surface, conduisant à une propagation nonlaminaire.

On notera que pour la suite du manuscrit, les instabilités cellulaires dues à la présence des gouttes seront nommées « instabilités diphasiques ».

Deuxième PARTIE II

DÉVELOPPEMENT TECHNIQUE ET INFORMATIQUE

« Nature composes some of her love liest poems for the microscope and the telescope. »

Theodore Roszak, *Where the Wasteland Ends : Politics and Transcendence in Postindustrial Society*

CHAPITRE

3

DISPOSITIF ET PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

Sommaire

3.1 Microgravité 33
3.1.1 Intérêt de la microgravité pour l'étude 33
3.1.2 Les vols paraboliques et l'avion ZERO-G du CNES 34
3.1.3 Présentation d'un cycle parabole 35
3.2 Le dispositif expérimental 37
3.2.1 La chambre double confinement 39
3.2.2 Équipements de mesure et acquisition de données 42
3.2.3 Injection liquide et calcul de la richesse du mélange 43
3.2.4 Automatisation et asservissements 46
3.3 Procédure d'expérience 46
3.3.1 Préparation du mélange gazeux 48
3.3.2 Génération de l'aérosol 49
3.3.3 Délai d'inflammation et système d'allumage 51
3.3.4 Étanchéité 51
3.4 Évaluation des incertitudes 53
3.4.1 Sur la mesure de température 53
3.4.2 Sur la mesure de pression 54
3.4.3 Sur la quantité de carburant injectée 55
3.4.4 Sur la richesse 56

3.1 Microgravité

3.1.1 Intérêt de la microgravité pour l'étude

La microgravité [1] permet d'appréhender les phénomènes physiques et chimiques sous une voie différente en mettant en évidence ou en relaxant certains mécanismes. De nos jours, les domaines qui utilisent la microgravité sont très variés et les méthodologies d'accès à la microgravité sont multiples et adaptées.

Dans le cas de notre étude, la microgravité assure l'immobilité des gouttes de carburant dans la chambre de combustion. Les gouttes, comme tout objet massique soumis au champ de pesanteur terrestre, sont attirées vers la terre selon la *verticale* [2] du laboratoire, provoquant une chute inéluctable de celles-ci vers le fond de la chambre. Une simple estimation de la vitesse de sédimentation des gouttes permet de montrer l'intérêt de la microgravité. L'expression théorique de la vitesse de sédimentation $v_{sed.}$ se déduit du Principe Fondamental de la Dynamique (ou deuxième loi de Newton), avec la loi de Stokes pour les forces de frottements des gaz frais sur les gouttes supposées sphériques. La vitesse de sédimentation est la vitesse des gouttes établie dans leur régime stationnaire et est égale à,

$$v_{sed.}(r_g) = \frac{2(\rho_l - \rho_u) \cdot g}{9 \cdot \eta_u} \times r_g^2 \tag{3.1}$$

avec g la constante d'accélération de la pesanteur de la terre, ρ_l et ρ_u respectivement les masses volumiques de la goutte liquide et du mélange gaz frais et η_u la viscosité dynamique des gaz frais. La vitesse de sédimentation est proportionnelle au rayon des gouttes r_g. Pour des diamètres de goutte supérieurs à 12 μm, la vitesse de sédimentation devient suffisamment conséquente pour induire un déplacement d'une partie du brouillard hors du champ de vision (hublot) en quelques secondes. L'intérêt premier, et indispensable de la microgravité, est le maintien des gouttes statiques dans l'espace afin d'éviter de « perdre » une partie du brouillard. Nomura et al. [53] ont identifié le même problème sur leur configuration expérimentale pour des gouttes d'éthanol de 15 μm de diamètre.

En outre, la sédimentation provoque des problématiques de coalescence et induit une non-maîtrise totale (car non-constante) de la taille et de la répartition spatiale des gouttes au cours du temps [60].

1. On parle de « microgravité » et non d'« apesanteur », car des résidus de gravité existent.
2. Direction de référence définie comme la ligne de jonction zénith−nadir.

3.1.2 Les vols paraboliques et l'avion ZERO-G du CNES

La création de conditions de microgravité consiste à soumettre l'objet d'étude aux seules forces gravitationnelles. Fondamentalement, on cherche une trajectoire où l'objet est en chute libre pure. Un lecteur curieux pourra se référer au livre [61] où une description complète de la théorie sur l'établissement de la microgravité est détaillée. Différents moyens existent pour lesquels différentes trajectoires de chute libre sont exploitées : les tours à chute libre (*p. ex.* la tour à chute libre ZARM à Brême), les avions (*p. ex.* l'avion Japonais LearJet MU-300), les fusées-sondes et les stations orbitales (l'ISS *International Space Station*).

Parmi toutes les techniques, les critères de durée de microgravité, de coût, de facilité d'opération et de reproductibilité varient. La technique des vols paraboliques à bord d'un avion offre un bon compromis entre la durée de microgravité et la facilité d'opération pour des expériences de combustion.

Dans le cas des avions, la trajectoire recherchée est une parabole sur laquelle la microgravité est atteinte en son sommet avec une période théorique de 22 *secondes*. Le rapport coût/facilité est raisonnable et le grand avantage réside dans la possibilité pour le chercheur d'être présent avec son expérience. Ce qui enlève toute complication de devoir commander son protocole d'expérience à distance. Les vols paraboliques sont financés par le Centre National d'Études Spatiales (CNES) qui assure 2 campagnes de vols par an. Chaque campagne consiste en 3 vols de 30 paraboles, ce qui permet la réalisation de 90 expériences. Cette thèse a bénéficié de 5 campagnes CNES offrant 450 points de mesure en microgravité.

La technique du vol parabolique consiste à annuler au sommet de la parabole les forces surfaciques auxquelles est soumis l'avion en jouant sur la poussée dans le but de compenser au mieux la traînée. Dans le même temps, les pilotes doivent positionner l'avion à une incidence de portance nulle. Le déroulement type d'une parabole est montré sur la figure 3.1, et se décrit en quatre étapes majeures :

- **1.** la position initiale de vol est une assiette stabilisée horizontalement. Les pilotes cabrent l'avion afin de gagner en altitude progressivement. L'assiette peut alors atteindre 50°. Cette phase d'« entrée » dans la parabole dure environ 20 *secondes* et un niveau d'hyper gravité est atteint,
- **2.** les pilotes réduisent ensuite la poussée des moteurs de manière à compenser le plus exactement possible la traînée, et annulent en même temps la portance. Cette phase transitoire s'appelle l'« injection » et sépare l'entrée à $1{,}8g$ dans la parabole de la période à $0g$, qui perdure moins de 5 *secondes*,
- **3.** l'avion passe en phase de microgravité pendant une vingtaine de *secondes*. Durant cette période, les pilotes continuent de manœuvrer en maintenant

l'avion à l'angle d'incidence de portance nulle, en ajustant l'inclinaison et le roulis à valeur nulle, et en jouant sur la poussée des moteurs pour annuler la traînée,

- **4.** pour finir, une phase de « ressource » de sortie à 1,8g est alors entamée, correspondant à la partie descendante de la parabole pour ramener l'avion en vol horizontal stabilisé.

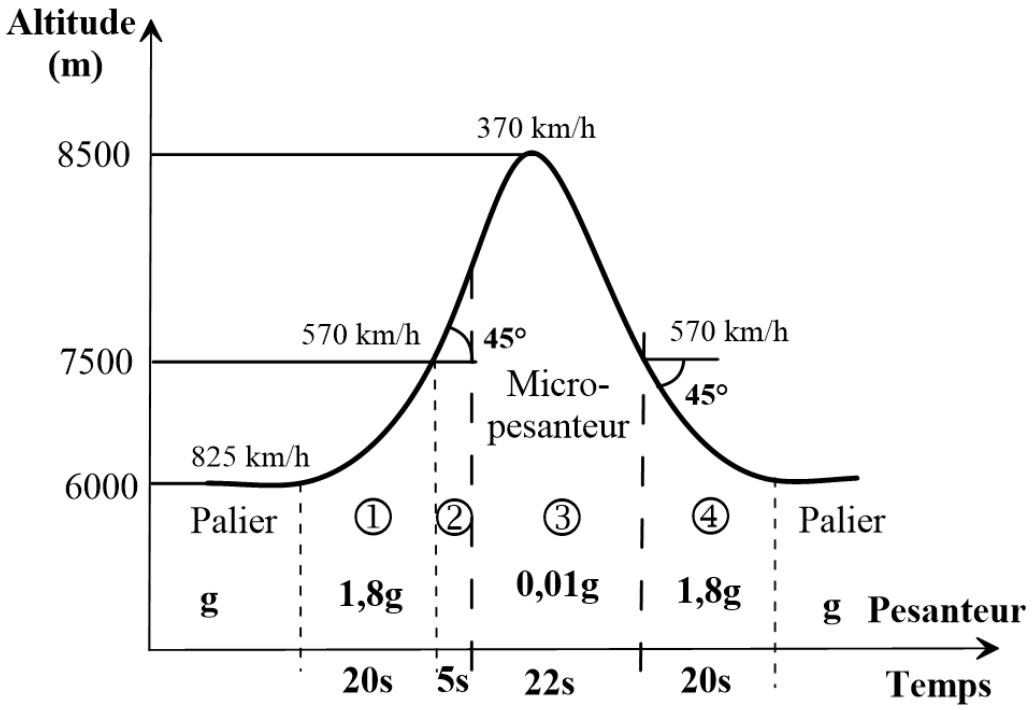


FIGURE 3.1 – Trajectoire parabolique décrite par l'avion ZERO-G pour atteindre des conditions de microgravité.

La gestion de l'avion ZERO-G et l'exploitation des vols paraboliques sont assurées par Novespace, à l'aéroport de Mérignac (Bordeaux) où deux avions ZERO-G, un Airbus A300 et un Airbus A310 se sont succédés au cours de la thèse.

3.1.3 Présentation d'un cycle parabole

Les pilotes du Centre d'Essais en Vols ont pour mission d'amener l'avion ZERO-G à décrire la trajectoire parabolique montrée sur la figure 3.1. Néanmoins, malgré leur grande expérience en termes de pilotage, la tâche demeure éprouvante et plusieurs paramètres extérieurs comme les conditions atmosphériques peuvent être source de difficultés supplémentaires. Dès lors, des accélérations longitudinales ou transversales viennent perturber le niveau global de gravité. La figure 3.2 (a) montre l'évolution

de l'accélération verticale au cours d'une parabole (courbe bleue). L'accélération résiduelle selon les axes transversaux et longitudinaux est également reportée (courbes verte et rouge). Ces dernières variant généralement entre $+10^{-2}$ et -10^{-2} g pendant la période de microgravité. La totalité des expériences obtenues a fait l'objet d'un filtrage en s'appuyant sur ces relevés, afin d'écarter les mesures altérées par des résidus de gravité trop importants (induisant des mouvements intempestifs du brouillard).

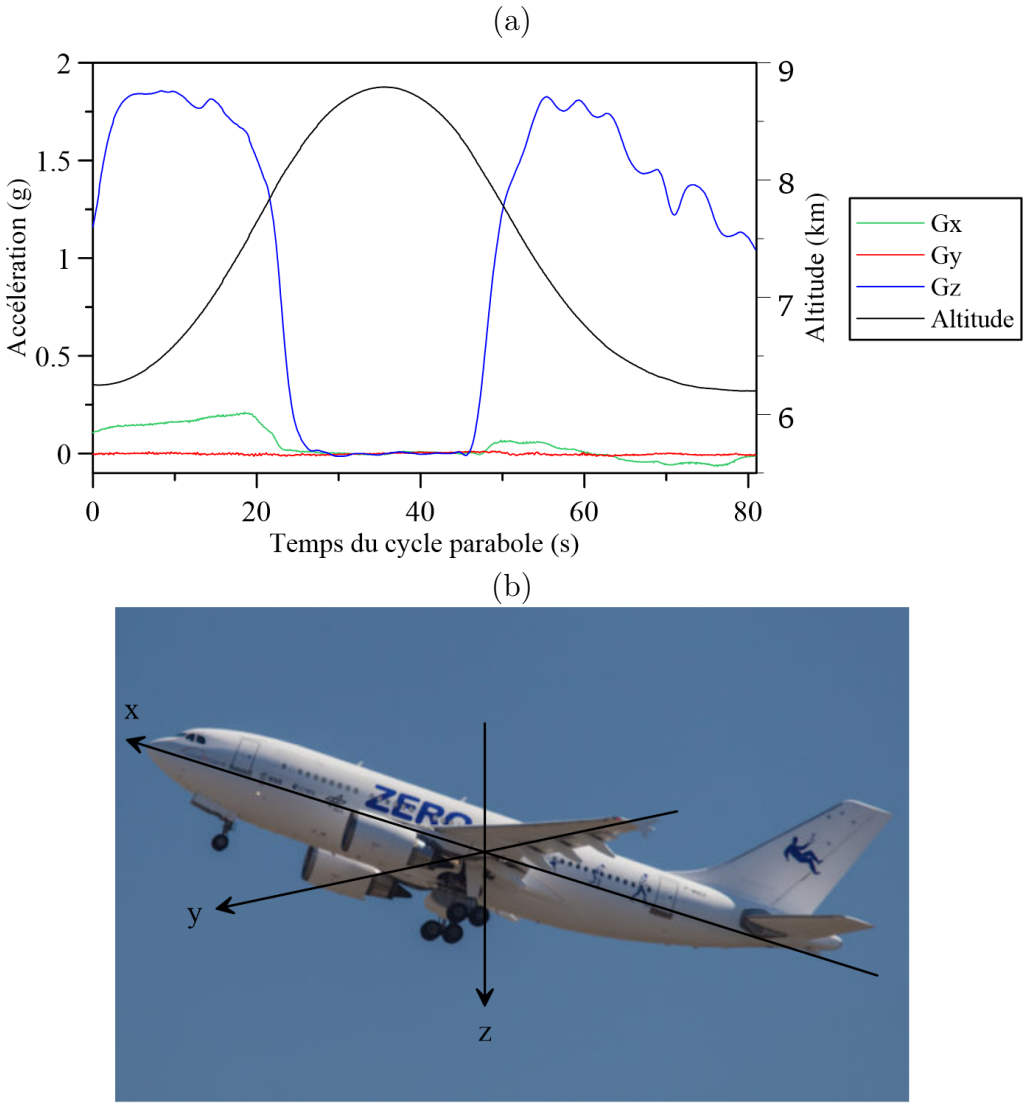


FIGURE 3.2 – (a) Enregistrements des accéléromètres embarqués à bord de l'avion ZERO-G ; (b) Photographie de l'Airbus A310 ZERO-G et report des axes x, y, z. Crédits Novespace.

La figure 3.2 (b) présente une photographie de l'Airbus A310 ZERO-G avec le report des axes x, y, z des mesures de niveau de gravité réalisées à bord de l'avion

par le biais d'accéléromètres.

3.2 Le dispositif expérimental

Cette section présente l'ensemble du dispositif expérimental de l'étude, qui a été entièrement pensé de manière à pouvoir intégrer les vols paraboliques. L'embarquement d'un dispositif expérimental à bord de l'avion ZERO-G doit répondre à certaines exigences, qui peuvent être résumées par les trois mots suivants : sécurité, ergonomie et efficacité. Dans ces conditions, on doit souvent faire preuve d'abnégation afin d'allier les contraintes de sécurité avec les techniques de mesure à mettre en place. Il est également nécessaire d'optimiser l'espace du banc d'expérience tout en anticipant au mieux les futurs besoins du projet.

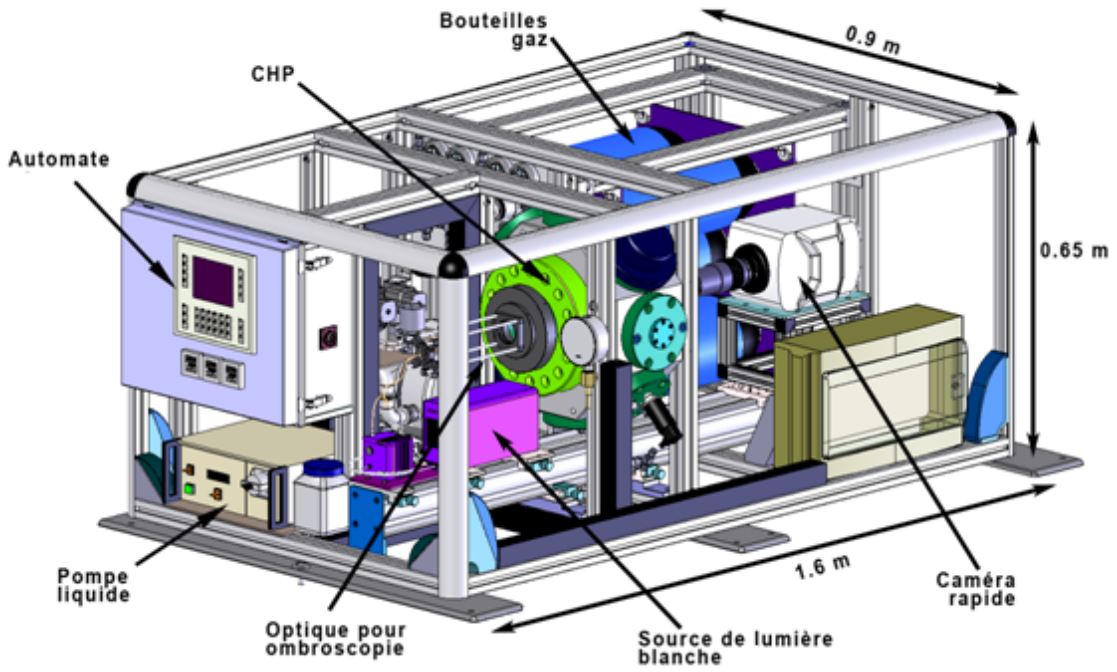


FIGURE 3.3 – Schéma 3D de l'ensemble du dispositif expérimental dans sa configuration ombroscopie.

L'élaboration et le développement du présent montage expérimental pour l'étude diphasique ont fait l'objet d'une partie de la première thèse [62]. On citera les

normes imposées par le Centre d'Essais en Vol sur le dimensionnement de la structure (résistance en cas d'amerrissage). Le châssis doit être capable de tenir à une accélération de $9g$ dans le sens longitudinal et de $3g$ dans le sens transversal de l'avion (valeur prédite par l'aéronautique dans un cas d'amerrissage). La figure 3.3 donne un schéma 3D du dispositif d'expérience en configuration ombroscopie et la figure 3.4 présente une photographie prise dans l'avion en montage tomographie laser/ILIDS.

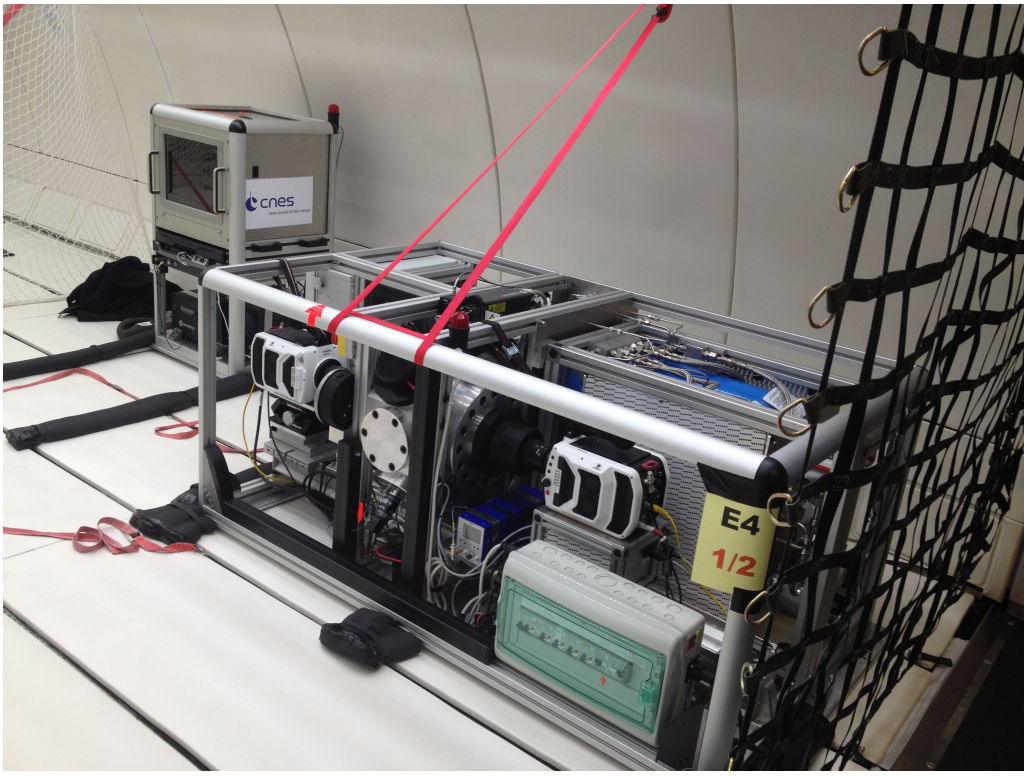


FIGURE 3.4 – Photographie du dispositif expérimental installé dans l'Airbus A310 ZERO-G en montage tomographie laser/ILIDS.

La figure 3.5 ci-dessous montre une représentation schématique simplifiée du dispositif d'expérience avec l'enceinte de combustion (double confinement), les lignes d'alimentation en gaz (diazote, air), la ligne d'injection liquide, les appareils de mesure pression/température. Chacun des éléments est abordé dans les sous-sections qui suivent. Pour les besoins de l'expérimentation en vol, la procédure d'expérience est entièrement pilotée par un automate, dont le détail est présenté dans la dernière sous-section. Des précisions supplémentaires, notamment sur le double confinement, pourront être retrouvées dans le manuscrit précédent [62].

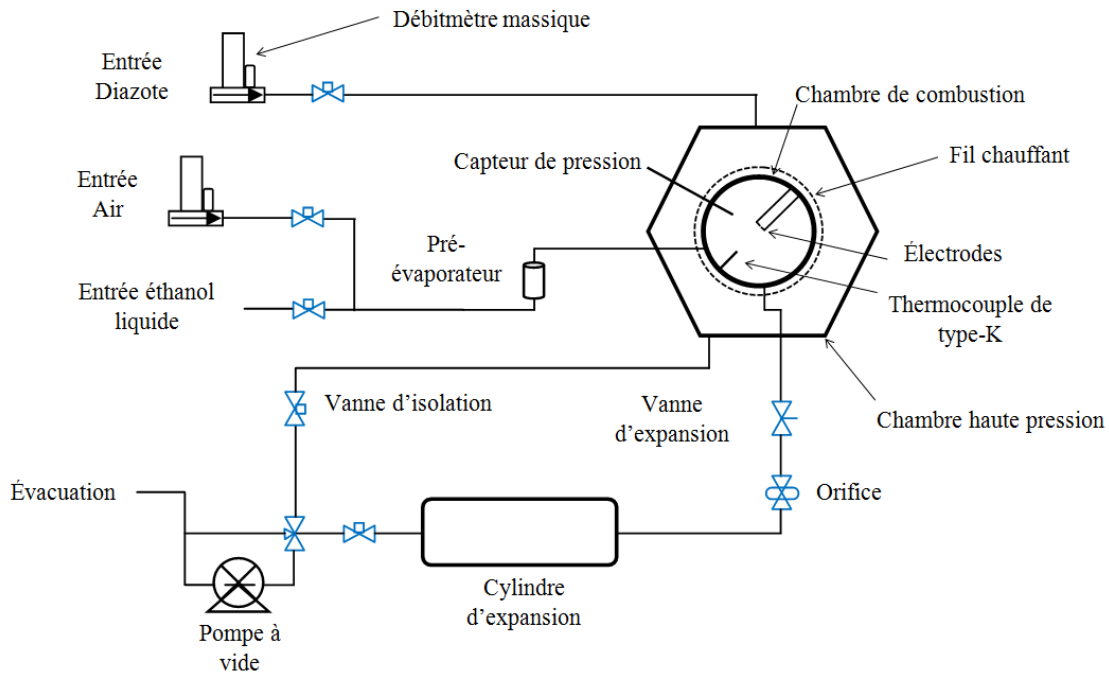


FIGURE 3.5 – Schéma simplifié de l'ensemble du dispositif expérimental d'expérience.

3.2.1 La chambre double confinement

Les expériences ont été réalisées dans une chambre double confinement, composée d'une chambre de combustion sphérique en acier inoxydable (nommée IHP *Insert Haute Pression*) offrant un volume de 1 L qui est centrée à l'intérieur d'une chambre haute pression de 11 L (nommée CHP *Chambre haute Pression*). La chambre de combustion est équipée de 8 clapets d'évacuation répartis symétriquement autour de la chambre, pour libérer la pression pendant la propagation de la flamme. La chambre de combustion sphérique est remplie du mélange air−carburant gazeux tandis que la CHP est remplie simultanément et à la même pression en diazote. Les clapets d'évacuation sont ajustés mécaniquement par des ressorts, et étalonnés pour se mouvoir sous un effet de différence de pression de 0,025 MPa. Pendant le processus de remplissage, les ressorts maintiennent les clapets pressés contre l'IHP assurant ainsi l'étanchéité. Lorsque la pression à l'intérieur de la chambre de combustion augmente, typiquement lors du processus de combustion, les clapets s'ouvrent et les gaz inflammables restants sont évacués vers la CHP. Ceux-ci sont ensuite mélangés au diazote afin d'assurer un mélange totalement inerte. La figure 3.6 présente un schéma 3D du double confinement avec la chambre de combustion visible dans la chambre haute pression.

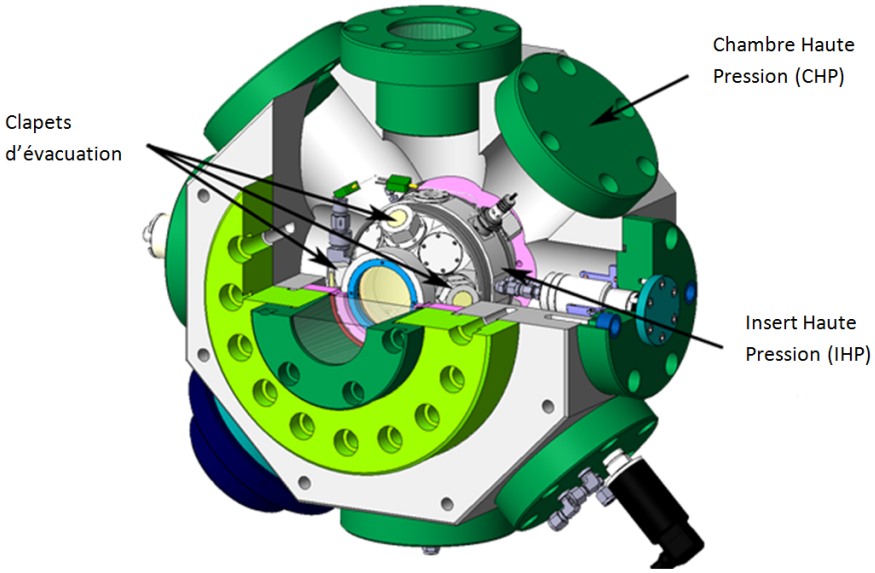


FIGURE 3.6 – Schéma 3D du double confinement avec la chambre de combustion (IHP) insérée dans la chambre haute pression (CHP).

En raison d'un rapport volumique V_{CHP}/V_{IHP} important, l'augmentation de pression à l'intérieur de la chambre de combustion est considérablement réduite pour toute pression initiale. La configuration à double confinement fournit des conditions de fonctionnement sûres, particulièrement adaptées aux contraintes de sécurité à bord de l'avion ZERO-G. La figure 3.7 (a) montre un exemple de mesure de pression dans l'IHP pendant la combustion pour un mélange méthane-air stœchiométrique à pression atmosphérique et température ambiante. La présence des 8 clapets d'évacuation est notable sur le pic de montée de pression, avec une réduction du rapport $P_{\max}/P_{allum.}$ de 7 à presque 3.

Ce type de conception en double confinement est également particulièrement apprécié pour les études de combustion à haute pression [63]. La figure 3.7 (b) illustre la mesure temporelle de pression dans la chambre de combustion à une fréquence d'acquisition de 7680 Hz pour un mélange méthane-air similaire. La limite utilisée pour le post-traitement des flammes est marquée par un trait bleu sur le graphe (plus de détails sur la limite du post-traitement seront donnés dans le chapitre 4). Une augmentation de la pression de 2,8% est constatée entre l'initiation de la combustion et la limite du post-traitement. La propagation de la flamme sur cette zone est aisément assimilable à une combustion isobare.

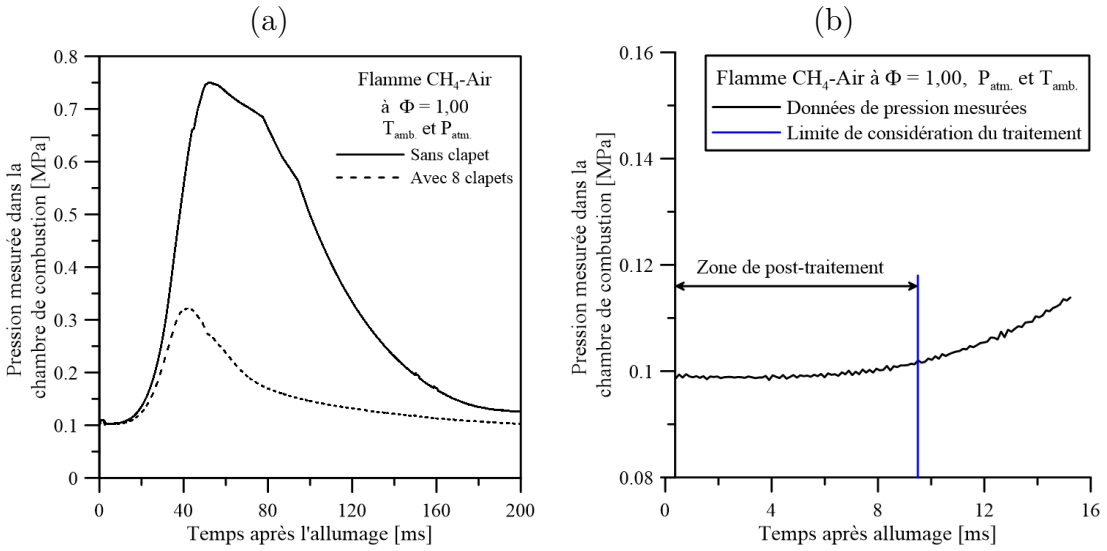


FIGURE 3.7 – (a) Illustration de la réduction de montée de pression dans l'IHP pendant la combustion par la présence des 8 clapets d'évacuation ; (b) Démonstration de la propagation isobare de la flamme sur la zone de post-traitement.

L'injection du diazote et de l'air est assurée par des débitmètres massiques thermiques de chez Brooks Instrument ayant un débit maximum nominal de 100 NL/min et 10 NL/min respectivement. De l'Azote I de chez Air Liquide a été utilisé et l'Air est issu de l'air ambiant après un traitement de déshumidification. Un filtre, placé dans la ligne d'Air en aval du débitmètre, permet d'enlever toutes les impuretés éventuellement présentes dans le circuit (de taille $>2\ \mu m$). Un fil chauffant, type Flexelec RS, entoure l'insert de combustion pour chauffer les gaz à l'intérieur de la chambre. De même, un pré-évaporateur, situé en amont des lignes Air et éthanol et en aval du double confinement, est utilisé pour préchauffer le mélange éthanol liquide/Air et ainsi pré-évaporer l'éthanol avant son arrivée dans la chambre de combustion (*cf.* figure 3.5).

Deux hublots transparents sur les côtés opposés de la CHP, alignés avec deux autres hublots de l'IHP permettent deux accès optiques pour les diagnostics. Le double confinement est également équipé d'un passage étanche avec hublot sur le dessus de chaque chambre pour la création d'une nappe laser (plus de détails seront donnés dans le Chapitre 4).

3.2.2 Équipements de mesure et acquisition de données

Le double confinement est équipé de plusieurs capteurs type thermocouple et piézorésistif pour la mesure et le contrôle des grandeurs thermodynamiques de température−pression. Tout d'abord, deux thermocouples de type K sont placés respectivement dans la paroi de l'IHP et dans le pré-évaporateur. Ceux-ci sont associés à une régulation de contrôle, via un régulateur numérique de température OMRON type E5-N, pour permettre le maintien de la température de consigne des deux éléments. Un troisième thermocouple de type K, placé en proche paroi dans la chambre de combustion (*cf.* figure 3.5), est utilisé pour la mesure et le contrôle de la température des mélanges air−carburant. Ce dernier est remplacé par un thermocouple « fait-maison » de type K nu, dont le diamètre des fils métalliques fait 13 μm. Le thermocouple nu est utilisé pour la mesure de température pendant la phase de détente lors de la caractérisation granulométrique des brouillards, qui est réalisée sans combustion. Les thermocouples sont simplement échangés et un filtre de débruitage est appliqué sur la phase de CAN (Conversion Analogique−Numérique) pour l'emploi du thermocouple nu. Le diamètre des gaines des thermocouples de type K industriels est de 1 mm.

Concernant la mesure de pression, le double confinement dispose de trois capteurs piézorésistifs différents. Deux capteurs de pression Keller 21Y et 33X sont installés respectivement dans la CHP et dans l'IHP pour la mesure de l'évolution de la pression pendant les phases de préparation du mélange gazeux et de génération de l'aérosol. Un troisième capteur de pression haute fréquence de chez AVL, placé en proche paroi, sert à mesurer la chute de pression pendant la détente, ainsi que la montée de pression pendant la combustion. De même, la chambre de combustion est reliée à un manomètre type bourdon pour avoir un retour visuel direct sur l'état de la pression à l'intérieur de l'enceinte à tout instant pendant les vols.

Tous les signaux analogiques de voltage des différents capteurs sont récupérés par un système d'acquisition Frontdaq. Ce dernier permet le déclenchement sur trigger, l'ajustement de fréquence et l'enregistrement des données de pression/température pendant les expériences. Le tableau ci-dessous résume l'utilisation des différents capteurs pour la mesure de pression/température des gaz dans la chambre de combustion (IHP) pendant les trois phases principales d'une expérience, qui seront détaillées dans la section suivante.

PHASE	MESURE	CAPTEUR	FRÉQUENCE (Hz)
Préparation du mélange gazeux	**Pression**	Keller 33X	10
	Température	Thermocouple K gainé de 1 mm	10
Génération de l'aérosol	**Pression**	AVL	1000
	Température	Thermocouple K nu de 13 μm	150
Combustion	**Pression**	AVL	7860
	Température	Thermocouple K gainé de 1 mm	150

Tableau 3.1 – Répartition globale de l'utilisation des différents capteurs (thermocouple et piézorésistif) dans l'IHP au cours des principales phases d'une expérience.

3.2.3 Injection liquide et calcul de la richesse du mélange

L'injection du carburant liquide est réalisée grâce à une vanne de commutation spécifique qui délivre un échantillonnage précis et contrôlé de carburant. Un circuit liquide fermé, entretenu par une pompe liquide (de chez Gilson), assure une circulation continue du liquide. La vanne de commutation est une vanne Valco 8 ports/2 voies et sert de lien entre le circuit liquide fermé et la ligne de gaz de circulation de l'Air. La vanne Valco est équipée de 2 boucles d'échantillonnage, de volume connu, connectées respectivement au circuit liquide et à la ligne d'Air. Sur la position de départ, la première boucle se remplit de carburant liquide pendant que la deuxième, en commun avec la ligne d'Air, distribue le volume de liquide dans l'Air. La vanne est actionnée par un moteur pneumatique et la position des boucles est alternée à chaque commutation (qui se traduit par une injection de carburant). Ce type de montage en multi-injection permet un acheminement sécurisé du carburant liquide dans la ligne d'Air et vers l'IHP. De même, un dosage précis est également assuré. Le nombre d'injections est ajusté afin d'atteindre les richesses désirées et le volume de la boucle d'échantillonnage définit le pas de la richesse (trois volumes de boucle V_b ont été utilisés pendant la thèse : 20 et 35 μL principalement et une boucle de 50 μL occasionnellement).

La vanne Valco possède son propre volume interne, appelé volume « mort » V_m, qu'il faut prendre en compte dans le calcul de la richesse. Le paramètre expérimental que l'on ajuste est le nombre d'injections, noté N_B, et la quantité de carburant injectée se calcule par l'équation suivante,

$$n_f = \frac{N_B \times (V_b + V_m) \times \rho_f}{M_f} \tag{3.2}$$

avec ρ_f et M_f, respectivement la masse volumique et la masse molaire du liquide, prises dans le cas de l'éthanol à 0,789 g/cm^3 et 0,046 kg/mol à température ambiante. Le volume « mort » a été évalué à $V_m \approx 8{,}5\ \mu L$. La quantité d'air injectée dans la chambre de combustion est ensuite déduite avec l'équation des gaz parfaits,

$$n_{air} = \frac{P_{ini.} \times V_{chambre}}{R \times T_{ini.}} - n_f \tag{3.3}$$

en fonction de $P_{ini.}$ et $T_{ini.}$ les conditions de pression et température de consigne du mélange inflammable à l'état gazeux, et avec $V_{chambre}$ le volume de l'IHP et R la constante universelle des gaz. On notera que compte tenu du volume de l'enceinte de combustion, et considérant un remplissage isotherme, la quantité de matière évolue linéairement avec la pression, satisfaisant l'hypothèse du comportement du prémélange comme un gaz parfait.

La richesse des mélanges air−carburant préparés dans l'IHP se calcule suivant la définition suivante,

$$\Phi = \frac{(n_f/n_{O_2})_{\text{réel}}}{(n_f/n_{O_2})_{\text{stœc.}}} \tag{3.4}$$

avec $n_{O_2} = n_{air}/(r{+}1)$ le nombre de moles de dioxygène où r est le rapport volumique diazote/dioxygène, pris de l'air ambiant à $r = 3{,}78$. Le rapport $(n_f/n_{O_2})_{\text{stœc.}}$ se déduit de l'équation de combustion globale de l'éthanol avec l'air à la stœchiométrie,

$$C_2H_6O + 3 \cdot (O_2 + r \cdot N_2) \Rightarrow 2 \cdot CO_2 + 3 \cdot H_2O + 3r \cdot N_2$$

avec,

$$\left(\frac{n_f}{n_{O_2}}\right)_{\text{stœc.}} = \frac{1}{x + y/4 - z/2} \tag{3.5}$$

où x, y et z sont respectivement le nombre d'atomes de carbone, d'hydrogène et d'oxygène dans le carburant $C_xH_yO_z$. Ainsi pour l'éthanol on a $(n_f/n_{O_2})_{\text{stœc.}} = 1/3$.

De l'équation bilan de la réaction de combustion de l'éthanol avec l'air, on peut

déduire les fractions molaires de chaque composé des gaz frais avec pour l'éthanol,

$$X_f = \left(\frac{1}{\frac{1+r}{\Phi/3} + 1} \right), \quad X_{O_2} = \left(\frac{1}{1+r+\Phi/3} \right) \quad \text{et} \quad X_{N_2} = \left(\frac{r}{1+r+\Phi/3} \right). \quad (3.6)$$

Finalement, moyennant la connaissance des constantes liées au dispositif expérimental et au choix du carburant, on arrive à un calcul de richesse tel que,

$$\Phi = f(N_B, P_{ini.}, T_{ini.}). \quad (3.7)$$

La figure 3.8 présente la gamme de faisabilité des richesses en fonction du nombre d'injections N_B, pour différentes pressions initiales consignes $P_{ini.}$ et à une température initiale de $T_{ini.} = 343\ K$ (température majoritairement utilisée durant la thèse). Les deux volumes de boucle sont montrés avec la boucle $V_b = 20\ \mu L$ sur le graphe (a) et la boucle $V_b = 35\ \mu L$ sur le graphe (b).

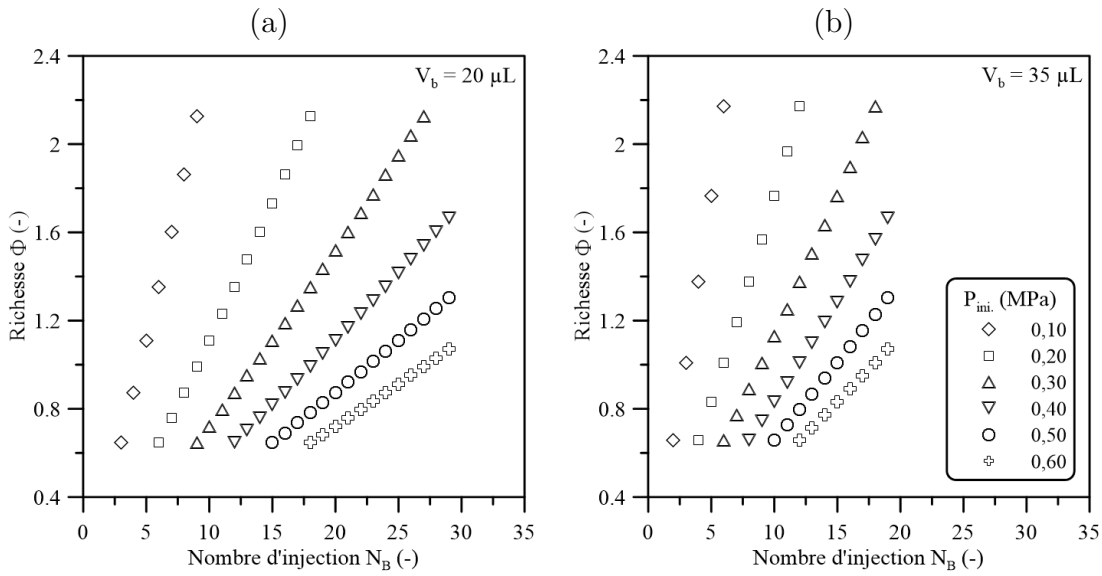


FIGURE 3.8 – Cartographie de la faisabilité de la richesse des mélanges éthanol−Air à 343 K pour différentes pressions initiales en fonction du nombre d'injections N_B pour la boucle de volume (a) 20 μL et (b) 35 μL.

Les valeurs de richesse présentées tiennent compte des limites d'inflammabilité supérieures et inférieures. Un mélange air-carburant gazeux est obtenu tant que le carburant est maintenu à l'état gazeux. C'est pourquoi la limite saturante de l'éthanol à 343 K a également été prise en compte dans le tracé des richesses.

3.2.4 Automatisation et asservissements

L'ensemble des opérations de conduite d'un cycle d'expérience est entièrement piloté par un automate Siemens ET 200S. Une interface tactile, modèle IM 151-7 CPU, permet la communication entre l'opérateur et l'automate de contrôle. Le code source est accessible par ordinateur via un langage CONT [3] pour l'ajout/modification des tâches demandées. Un réseau gazeux additionnel de diazote alimente l'automate en permanence pour actionner l'ouverture/fermeture des vannes pneumatiques. L'automate récupère également les signaux analogiques de mesure pression/température délivrés par les capteurs, nécessaires pour le contrôle et l'asservissement. Plusieurs constantes et des nouveaux adressages ont été ajoutés au cours de la thèse en fonction des besoins de l'expérience.

La commutation de la vanne Valco pour l'injection liquide est pilotée dans l'automate à l'aide d'une variable booléenne. Cette dernière est alternée de $0 \rightarrow 1$ et de $1 \rightarrow 0$ en fonction de la montée de pression dans l'IHP au cours du remplissage. Chaque changement de valeur du booléen entraîne un changement physique de la position de la vanne Valco par commutation. La cadence d'attribution des valeurs 0 et 1 dans la variable booléenne a été paramétrée proportionnellement à la pression consigne $P_{ini.}$ et au nombre d'injections N_B.

La phase de remplissage bénéficie de deux autres asservissements importants : sur le temps de remplissage et pour le maintien d'une différence de pression nulle entre les deux chambres IHP et CHP (pour assurer l'étanchéité pendant le remplissage). Ceux-ci sont explicités dans la sous-section 3.3.1 de la section suivante.

3.3 Procédure d'expérience

La figure 3.9 montre le déroulement type d'un cycle d'expérience avec : **1** Remplissage ; **2** Détente ; **3** Combustion, avec la pression IHP normalisée en fonction du temps. Une séquence de mise au vide relie les phases **3** et **1** entre chaque cycle d'expérience. La mise au vide est assurée par une pompe sèche (à palette) qui aspire les gaz du double confinement (IHP et CHP), des lignes gaz ainsi que du cylindre d'expansion. Une pression résiduelle raisonnable d'environ 0,002 MPa reste dans

3. CONT correspond au langage « schéma à contacts » défini dans la norme CEI 1131-3.

l'IHP avant chaque nouvelle phase de remplissage.

La variation de la température dans l'IHP est très faible pendant le remplissage, qui dure toujours plus qu'une minute. La phase de remplissage est donc assimilable à un processus isotherme. Une fois les conditions initiales atteintes, la détente est déclenchée manuellement via l'interface de l'automate lorsque l'avion rentre dans la phase **3.** de la parabole (*cf.* figure 3.1). Les conditions initiales du mélange gazeux air−carburant $P_{ini.}$ et $T_{ini.}$ sont valables dès la fin du remplissage jusqu'au déclenchement de la détente. Une fois la chute de pression voulue atteinte, la vanne d'expansion se ferme et le mélange hétérogène est allumé automatiquement après un délai d'inflammation. Ce temps est défini entre la fin de la détente et l'allumage. Les conditions diphasiques de l'aérosol formé sont $P_{allum.}$ et $T_{allum.}$. L'allumage est opéré par deux électrodes qui délivrent une étincelle au centre de l'IHP et initient la propagation de la flamme. Une fois la combustion lancée, les 8 clapets d'évacuation s'ouvrent et la pression dans l'IHP diminue en raison de l'évacuation des gaz vers la CHP.

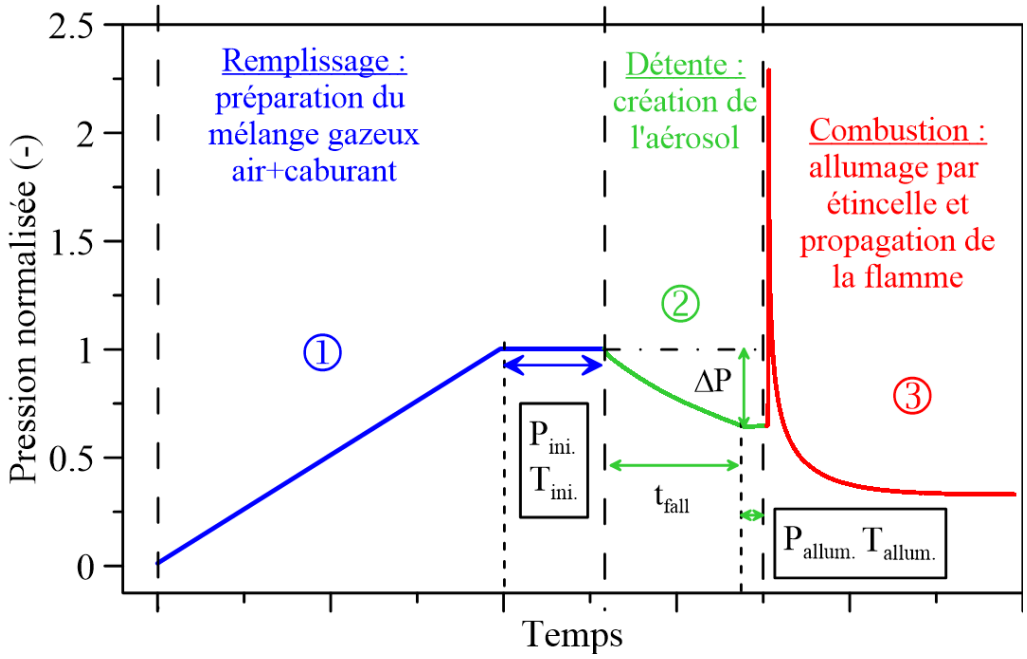


FIGURE 3.9 – Déroulement d'un cycle d'expérience type avec les trois phases principales de **1** Remplissage ; **2** Détente ; **3** Combustion, avec l'évolution temporelle de la pression IHP normalisée. Valeurs de temps et de pression arbitraires.

Un programme MATLAB a été écrit pour charger et exploiter les mesures des différents capteurs à partir du fichier de sortie fourni par le boîtier d'acquisition Frontdaq. Le programme permet de tracer les différentes évolutions de pression et température dans les deux chambres pour chacune des trois phases du cycle d'expérience ainsi que pour la mise au vide. Les valeurs de pression/température

du mélange initial gazeux air−carburant $P_{ini.}$ et $T_{ini.}$ et celles du mélange diphasique après la détente (respectivement avant allumage) $P_{allum.}$ et $T_{allum.}$ peuvent être récupérées. L'exploitation des mesures par le programme permet également d'extraire d'autres données comme le temps de détente t_{fall} et la chute de pression ΔP réelle (*cf.* figure 3.9).

Chaque sous-section détaille chacune des trois phases principales de la procédure d'expérience avec en quatrième sous-section une discussion sur les efforts mis en œuvre pour garantir l'étanchéité entre les deux chambres du double confinement.

On notera pour finir que les expériences de combustion monophasique gaz ont été réalisées en suivant la même procédure décrite dans cette section, où la phase de détente (phase **2**) est simplement omise. L'allumage par déclenchement d'une étincelle est alors géré manuellement.

3.3.1 Préparation du mélange gazeux

Chaque parabole est espacée de 3 *minutes* et la procédure d'expérience, ajoutée de la mise au vide du dispositif, doit impérativement tenir cette cadence pour n'importe quelles conditions d'expérience. Il serait préjudiciable de perdre un point de mesure par manque de temps. Pour optimiser la cadence, la mise au vide pour le cycle suivant est lancée pendant la phase de microgravité une fois la combustion terminée. L'automate de contrôle dispose d'un programme spécifique qui calcule le débit d'Air nécessaire afin que la phase de remplissage soit achevée avant la phase d'injection (phase **2.** du cycle parabole) de la parabole suivante. Ce calcul prend en compte la pression initiale de consigne à atteindre (volume de gaz à remplir), le temps de mise au vide (qui dépend de la pression d'allumage de l'expérience précédente), de la température initiale de consigne, et des trois minutes entre 2 paraboles. Le débit ainsi calculé (en NL/min) est ensuite envoyé en débit consigne pour le débitmètre d'Air. Le mélange air−carburant est ainsi toujours prêt avant la phase de rentrée en microgravité.

Les débitmètres massiques sont généralement utilisés en tant que régulateur de débit. Dans notre cas, la régulation précise de débits de gaz assure un remplissage dans le temps imparti. Les débitmètres ont été étalonnés plusieurs fois au cours de la thèse à l'aide d'un calibrateur (volume étalon à piston de chez Serv'Intrumentation), afin de vérifier leur bon fonctionnement. Le débitmètre Air est asservi dans l'automate par une fonction PID dont les constantes sont accessibles via l'interface. Ces dernières ont été paramétrées de manière à avoir une réponse du débitmètre rapide et précise sur la consigne. L'automate gère également l'arrêt du remplissage sur la condition de pression initiale $P_{ini.}$. Dès que la valeur de pression lue dans l'IHP égale la pression initiale de consigne, le débitmètre stoppe sa régulation. Les

réglages des correcteurs PID assurent un biais temporel très faible entre l'envoi de la consigne d'arrêt et l'arrêt réel de la régulation. En considérant que le volume de liquide injecté dans l'IHP est bien connu et compte tenu de la bonne résolution de la pression lue par le capteur (Keller 33X), cette méthode garantit une préparation des prémélanges air−éthanol précise et répétable.

Le deuxième point primordial de la phase de remplissage est l'injection du diazote dans la CHP qui se doit d'être simultanée et à la même pression. Cette opération est indispensable pour assurer une bonne étanchéité entre les deux chambres et éviter ainsi tout risque de fuites intempestives d'une chambre vers l'autre. Le débitmètre diazote est également asservi dans l'automate par une fonction PID. Un débit consigne lui est aussi attribué, basé sur le rapport des volumes de gaz respectifs dans chaque chambre. Une fois la phase de remplissage lancée, les deux débitmètres se régulent sur leurs débits de consigne. Le débitmètre Air suit son débit de consigne jusqu'à ce que la pression de consigne soit atteinte. Le débitmètre diazote, quant à lui, se régule sur la différence de pression entre les deux chambres, $P_{diff.}(t) = P_{\mathrm{CHP}}(t) - P_{\mathrm{IHP}}(t)$, calculée dans l'automate comme la différence des mesures de pression des capteurs Keller 21Y et 33X. Le débitmètre diazote est asservi sur la valeur seuil de 0,005 MPa. Si la lecture de cette différence rencontre la situation suivante $0 < P_{diff.} < 0{,}005$, le débit de consigne diminue, au contraire si la différence de pression est inférieure à 0, le débit de consigne diazote augmente. De même, les constantes du PID ont été ajustées de sorte que la régulation soit très réactive (rapidité et précision). Finalement, la régulation du débitmètre diazote s'apparente à un débit suiveur du débit d'air de façon dynamique avec le remplissage des gaz.

3.3.2 Génération de l'aérosol

La technique de condensation par expansion rapide consiste à refroidir les vapeurs d'éthanol. La chute de pression imposée sur les gaz induit une chute de température, qui amène la pression partielle du carburant à excéder sa pression de vapeur saturante. L'expansion peut être contrôlée par l'amplitude de la chute de pression ΔP (MPa) et la vitesse de chute via le temps de détente t_{fall} (*seconde*). Ces deux paramètres expérimentaux ont une forte influence sur la granulométrie du brouillard, qui sera abordée dans le chapitre 5. La chute de pression est contrôlée directement par l'ouverture/fermeture de la vanne d'expansion, gérée par l'automate de contrôle. Le temps de détente, quant à lui, est modifié en faisant varier la taille de l'orifice (*cf.* figure 3.5). L'orifice est une vanne à pointeau Swagelok à poignet micrométrique, dont le coefficient de débit a été choisi en adéquation avec les dimensions des tubulures.

La figure 3.10 (a) présente la variation du rapport $P_{ini.}/\Delta P$ en fonction du temps de détente t_{fall}. Les points montrés sont issus des mesures et la taille de

l'orifice a été gardée fixe sur l'ensemble des détentes. Les barres d'erreur verticales et horizontales traduisent la dispersion avec le calcul des écarts-types. Un rapport $P_{ini.}/\Delta P$ élevé entraîne une détente très rapide avec un temps de détente faible. Au contraire un rapport $P_{ini.}/\Delta P$ faible est représentatif d'une détente lente avec un temps de détente conséquent. La tendance peut être représentée par une fonction puissance telle que, $t_{fall} = A \cdot (P_{ini.}/\Delta P)^B$ (ligne noire sur le graphe). On notera qu'une taille d'orifice plus petite entraîne un décalage de la courbe vers la droite, avec un très faible décalage pour les rapports $P_{ini.}/\Delta P$ grands et un décalage beaucoup plus important pour les rapports $P_{ini.}/\Delta P$ petits.

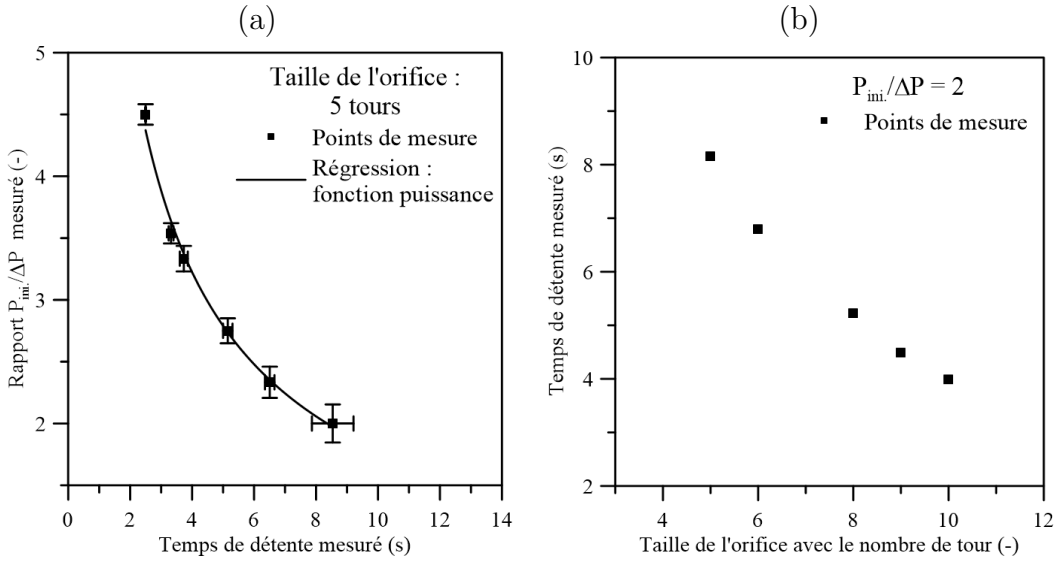


FIGURE 3.10 – (a) Variation du rapport $P_{ini.}/\Delta P$ mesuré en fonction des mesures de temps de détente t_{fall} avec l'orifice gardé fixe ; (b) Influence de la taille de l'orifice sur le temps de détente montrée sur un rapport $P_{ini.}/\Delta P = 2$ avec $P_{ini.} = 0{,}4\ MPa$ et $\Delta P = 0{,}2\ MPa$.

La figure 3.10 (b) reprend la chute de pression avec le rapport $P_{ini.}/\Delta P = 2$ pour plusieurs tailles d'orifice. Ce rapport correspond à une chute de pression de $P_{ini.} = 0{,}4$ avec $\Delta P = 0{,}2\ MPa$. La variation de la taille de l'orifice est donnée avec le nombre de tours d'ouverture. Le temps de détente étant estimé à partir de l'acquisition du capteur de pression AVL, le graphe (a) correspondant à une ouverture d'orifice de 5 tours. La maîtrise des paramètres de chute de pression et de temps de détente offre une large gamme de granulométrie possible, qui sera montrée dans le Chapitre 5.

Des mesures de la chute de température accompagnant les différentes chutes de pression ont été réalisées avec le thermocouple nu de 13 μm. Il est important de noter que les mesures de température pendant la détente ont montré une influence

nette de la chaleur dégagée par les parois chauffées de l'IHP sur le milieu, pour des temps de détente dépassant les 9 *secondes*. Un temps de détente trop important laissera les phénomènes de conduction et convection agir sur le milieu, provoquant un frein sur la formation des gouttes. Ainsi toutes les détentes ont respecté le critère $t_{fall} < 9$ *secondes*.

3.3.3 Délai d'inflammation et système d'allumage

Le délai d'inflammation est défini comme le temps séparant la fermeture de la vanne d'expansion, annonçant la fin de la détente, et le déclenchement de l'étincelle initiant la propagation de la flamme. Ce dernier est paramétré à l'avance dans l'automate. L'ouverture de la vanne d'expansion impose un mouvement violent des gaz contenus dans l'IHP vers le cylindre d'expansion. Le mélange hétérogène est alors soumis à une forte turbulence. La fermeture de la vanne d'expansion met ensuite un terme à la perpétuation de ce mouvement. Cependant, un délai temporel est nécessaire avant de retrouver un état stationnaire des gaz. Il est donc indispensable de me pas déclencher l'allumage directement après la fin de la détente. Il faudra également faire attention aux parois chauffées de l'IHP qui peuvent à leur tour réchauffer le milieu et ainsi évaporer le brouillard. Ainsi le délai d'allumage a été choisi de manière à satisfaire un compromis entre ces deux critères. Une valeur de 750 ms a été déterminée au cours des travaux précédents [62].

Le mélange inflammable constitué d'un combustible et d'un comburant nécessite un troisième élément indispensable pour déclencher la combustion : une source de chaleur initiale suffisante pour déclencher une réaction en chaîne qui permettra la propagation de la flamme de manière autonome. Dans notre cas, le mélange air−éthanol est allumé au centre de l'enceinte de combustion par le dépôt d'un plasma (étincelle) généré entre deux électrodes. Celles-ci sont reliées à un système d'allumage classique composé d'une bobine d'allumage via une bougie. Le temps de charge de la bobine, modifiable et piloté par l'automate, permet de varier l'énergie déposée. Les électrodes sont en tungstène et ont un diamètre de 0,35 mm et l'espace de claquage pour la création de l'étincelle est de 1,6 mm. Plusieurs mesures de vitesse de flamme ont été réalisées pour un même cas diphasique en faisant varier l'énergie déposée. Aucune influence notable n'a été notée sur les valeurs de vitesse de flamme.

3.3.4 Étanchéité

La diffusion moléculaire entre deux milieux est pilotée par des gradients qui peuvent être de différentes natures : température, pression et concentration. On supposera ici que seule la différence de pression a un rôle potentiel suffisant.

L'étanchéité est la limite principale du montage et une attention toute particulière lui a été consacrée tout au long de la thèse. Le sens privilégié d'une diffusion moléculaire est IHP $\rightarrow$ CHP en raison du montage des clapets d'évacuation. La mise en place d'un asservissement sur les débitmètres visant à une différence de pression inférieure à 0,005 MPa pendant la phase de remplissage, assure que le mélange inflammable d'étude est bien préservé de toutes fuites. La limite la plus critique se situe sur la phase de détente, durant laquelle la diminution de la pression imposée dans l'IHP conduit à une différence de pression entre l'IHP et la CHP (qui elle, reste à la pression $P_{ini.}$). Dans ce sens, du diazote peut potentiellement rentrer dans l'IHP et diluer le mélange inflammable par modification du rapport volumique r. La dilution au diazote est connue pour modifier la réactivité de la flamme (notamment la vitesse de combustion laminaire S_L^0) [64, 65]. Sur cette phase de l'expérience, l'entretien des clapets va alors conditionner l'étanchéité.

Dans le cas d'une pression plus faible dans l'IHP que dans la chambre haute pression, les clapets sont en appui sur l'IHP. Le contact métal−métal n'est cependant pas suffisant pour assurer une étanchéité parfaite et de la graisse à vide (*high vacuum grease* de chez Dow Corning) est ajoutée sur la jonction. Les 8 clapets ont été étalonnés à l'aide d'un banc d'étalonnage spécifique pour évaluer leur efficacité à la tenue au vide. Le banc consiste grossièrement en une cellule de 50 cm^3 équipée d'un capteur de pression, d'un emplacement clapet et d'une entrée de pompage. Un vide poussé est tout d'abord réalisé dans la cellule et le capteur de pression mesure la remontée de pression opérant de l'extérieur vers l'intérieur (configuration analogue à une détente). Le volume de la cellule étant connu, chaque clapet présente un taux de remontée de pression, valable pour un différentiel de pression de 0,1 MPa. L'étalonnage est réalisé avec et sans graisse à vide et a permis la constitution de taux de remontée de pression de référence. Des mesures de remontée de pression sont également réalisées directement sur le double confinement en mettant l'IHP au vide et la CHP à 0,1 MPa de diazote. On obtient un taux de remontée de pression globale qui prend en compte la contribution de tous les clapets. Régulièrement l'étanchéité est surveillée avec des mesures de taux de remontée de pression sur le double confinement. Dès que le taux de remontée de pression s'éloigne trop du taux de référence, un démontage et un regraissage des 8 clapets sont organisés.

Les valeurs non nulles des taux de remontée de pression indiquent malgré tout que des fuites existent dans l'IHP pendant la phase de détente. Cependant, même en supposant une diffusion moléculaire instantanée du diazote dans l'IHP, la quantité de diazote qui rentre sur le temps de la détente ne suffit pas à modifier significativement le rapport volumique r.

3.4 Évaluation des incertitudes

L'incertitude sur la richesse des mélanges air−carburant σ_Φ a été estimée avec la méthode de la propagation des erreurs. Pour la présente configuration expérimentale, la richesse dépend du nombre d'injections, de la pression et de la température initiale des mélanges. Le nombre d'injections est une variable de l'automate et son incertitude a été évaluée sur la masse de liquide injectée m_l. Suivant cette approche, la richesse s'exprime comme suit dans le cas de l'éthanol,

$$\Phi(m_l, P_{ini.}, T_{ini.}) = \frac{3 \times (r+1) \cdot R}{M_f \cdot V_{chambre}} \times \frac{m_l \cdot T_{ini.}}{P_{ini.}} \tag{3.8}$$

L'incertitude de la richesse par la méthode de propagation des erreurs (*cf.* Annexe C.2.1) est donnée ci-dessous,

$$\sigma_\Phi = \Phi \times \left(\frac{\sigma_{m_l}^2}{m_l^2} + \frac{\sigma_{T_{ini.}}^2}{T_{ini.}^2} + \frac{\sigma_{P_{ini.}}^2}{P_{ini.}^2} \right)^{1/2} \tag{3.9}$$

Il suffit de déterminer les incertitudes respectives σ_{m_l}, $\sigma_{P_{ini.}}$ et $\sigma_{T_{ini.}}$ pour connaître l'incertitude sur la richesse. Les lois de probabilités sur ces trois variables n'étant pas connues, leurs incertitudes respectives ont été évaluées statistiquement, en prenant l'écart-type sur la répétition des mesures.

Chaque sous-section présente l'évaluation de l'erreur statistique des grandeurs expérimentales de température, pression et de masse de carburant injectée, pour finir par l'évaluation de l'incertitude sur la richesse, les erreurs des trois paramètres étant décorrélées. La répétabilité et l'exactitude des conditions initiales des mélanges inflammables sont également présentées.

3.4.1 Sur la mesure de température

La température initiale des gaz $T_{ini.}$ considérée est de 343 K, qui est la valeur de consigne majoritaire des expériences avec l'éthanol. Les mesures proviennent du thermocouple de type K gainé de 1 mm en proche paroi à l'intérieur de la chambre de combustion. Les valeurs de température sont prises au déclenchement de la détente, et représentent l'état du mélange air-carburant stabilisé à la fin du remplissage. Les mesures réalisées au cours de toutes les campagnes de vol ont été considérées pour l'évaluation de l'erreur statistique. Le tracé de la figure 3.11 montre la répartition de toutes les mesures de $T_{ini.}$ avec un histogramme.

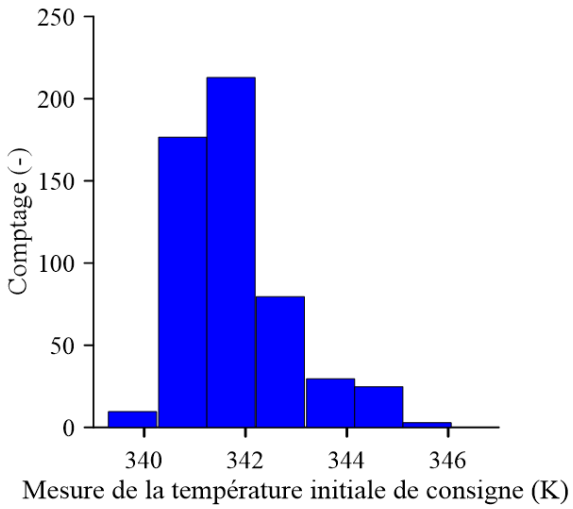


FIGURE 3.11 – Histogramme des valeurs de température initiale mesurées dans l'enceinte de combustion pour toutes les campagnes d'expériences vol. Valeur consigne de 343 K.

La valeur moyenne de $T_{ini.}$ est de 341,7 K, et la majorité des valeurs mesurées sont légèrement inférieures à la valeur de consigne. Cette différence s'explique par la méthode de chauffage du dispositif. Les gaz sont montés à la température désirée par chauffage des parois de la chambre de combustion qui s'opère par convection et conduction. L'écart-type a été calculé sur le jeu de données et une valeur de $\sigma_{m_l} =$ 1,6 K a été déduite. La faible valeur d'écart-type indique une bonne répétabilité de la température de consigne en fin de remplissage. On notera également que la valeur moyenne ainsi que l'écart-type pour le jeu de données de chaque campagne sont sensiblement égaux. La température de consigne est aussi reproductible.

La figure 3.11 montre également deux comportements des queues de distribution différentes. La queue de gauche est quasiment inexistante tandis que la queue de droite s'étend sur 4 K. Ce comportement qui figure sur la distribution des températures a été identifié avec le tracé temporel des mesures de température par campagne. Une élévation de température analogue a été remarquée en fonction du temps, correspondant à l'enchaînement des combustions qui induit une augmentation incontrôlée de la température des parois.

3.4.2 Sur la mesure de pression

La pression initiale des gaz est une grandeur qui a été variée entre 0,3 et 0,6 MPa. L'erreur statistique doit être évaluée sur toute sa gamme de variation. De façon analogue à la sous-section précédente, plusieurs mesures de pressions initiales des gaz ont été récupérées pour le même lot d'expériences des campagnes de vol.

De manière analogue aux mesures de température, la valeur de mesure du déclenchement de la détente a été prise comme valeur représentative de l'état du mélange air-carburant stabilisé à la fin du remplissage.

La figure 3.12 (a) montre les valeurs moyennes ainsi que les écarts-types, sous forme de barres d'erreur, des mesures de pression de fin remplissage. La courbe $x = y$ est également reportée à titre de comparaison. La pression de fin remplissage est correctement atteinte sur la gamme de pression consigne considérée, avec malgré tout des valeurs légèrement plus basses que la consigne pour les pressions élevées.

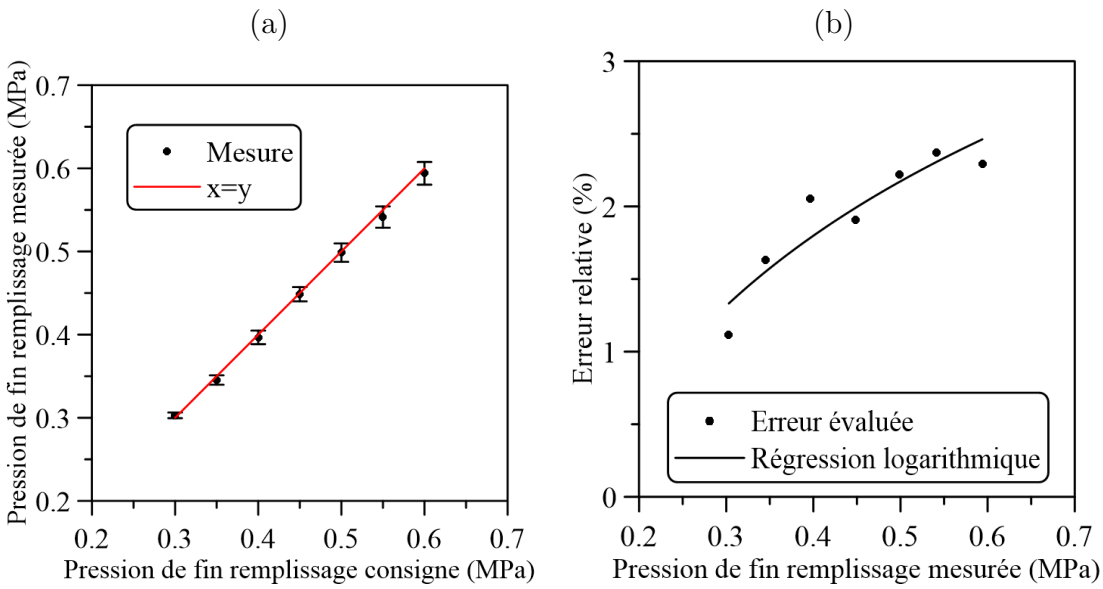


FIGURE 3.12 – (a) Tracé de la moyenne des pressions de fin remplissage mesurées en fonction de la pression de consigne (les barres d'erreur sont les écarts-types) (b) Tracé de l'erreur relative de la pression en fonction de la pression mesurée.

Le graphe de la figure 3.12 (b) montre l'erreur relative de la pression initiale de consigne mesurée $\sigma_{P_{ini.}}/P_{ini.}$, pour les mesures de pression considérées dans l'étude. Une régression linéaire avec un modèle logarithmique est proposée pour atteindre les valeurs d'erreur relative des pressions initiales non expérimentées.

3.4.3 Sur la quantité de carburant injectée

L'erreur sur le carburant injecté a été évaluée sur l'erreur de la masse de carburant liquide injectée dans le circuit d'air. La même démarche que celle de la

sous-section précédente a été adoptée, avec la répétition de mesure de masse de carburant liquide pour plusieurs nombres d'injections et volumes d'air (correspondant à plusieurs pressions).

La mesure de la masse de liquide injectée a été réalisée avec de l'eau, afin d'éviter les problèmes liés à la volatilité élevée de l'éthanol, qui induit une sous-estimation de la mesure de masse. Le liquide est récupéré en sortie de la vanne de commutation Valco et est acheminé vers une balance de précision (Sartorius, modèle CP 2245). La masse de liquide d'eau vaut,

$$m_l = N_B \times (V_b + V_m) \times \rho_l \tag{3.10}$$

avec ρ_l la masse volumique de l'eau prise à la température ambiante à 997 kg/m^{-3} et $N_B \in \mathbb{N}^*$. De même, le débit d'air a été réglé à la valeur requise pour les expériences.

Aucune tendance de l'écart-type des masses d'eau mesurées n'a été observée avec le nombre d'injections et le volume d'air. Les valeurs de σ_{m_l}/m_l sont globalement regroupées autour d'une même gamme, nombre de coup et volume d'air confondus. L'écart-type maximum a été sélectionné pour représenter l'ensemble des erreurs. Le tableau ci-dessous présente les valeurs d'incertitude pour chaque volume de boucle.

Volume boucle (μL)	**Incertitude considérée** σ_{m_l}/m_l **(écart-type maximum)**
20	0,0035
35	0,0052

On supposera que l'incertitude déduite avec l'eau est assimilable à celle de l'éthanol.

3.4.4 Sur la richesse

La combinaison des erreurs statistiques sur la pression initiale, la température initiale et la masse de liquide injectée dans la chambre de combustion rendent compte de la capacité de préparation du prémélange. La formule (3.9) a été utilisée pour évaluer l'incertitude sur la richesse, qui au final ne dépend que de la pression initiale. Une incertitude quasiment identique de $\sigma_\Phi = [0{,}026\,;\ 0{,}033]$ est obtenue pour la gamme de pression $[0{,}1\,;\ 0{,}6]$ MPa pour les deux boucles de volume 20 et 35 μL.

Finalement, la multi-injection d'un faible volume de carburant contrôlé conduit à une richesse précise et maîtrisée. Pour la suite du manuscrit, toutes les données richesses présentées ont été arrondies au cinq centième.

CHAPITRE

4

DIAGNOSTICS OPTIQUES ET TRAITEMENTS D'IMAGE

Sommaire

4.1 Ombroscopie 59
4.1.1 Montage expérimental et visualisation de la flamme . . . 60
4.1.2 Traitement et extraction du rayon de flamme 61
4.1.3 Cas des flammes diphasiques 64
4.2 Diffraction laser 65
4.2.1 Interaction entre une onde électromagnétique et une particule 65
4.2.2 L'appareillage Sympatec HELOS 66
4.2.3 Acquisition et diamètres moyens 69
4.2.4 Évaluation de la densité de gouttes et de la distance inter-goutte 70
4.3 Tomographie laser par diffusion de Mie 72
4.3.1 Création de la nappe laser 73
4.3.2 Calcul du volume de mesure de la nappe 76
4.3.3 Localisation et comptage des gouttes 77
4.3.4 Mesure du déplacement radial des gouttes par PTV . . . 80
4.3.5 Détermination de la concentration locale des gouttes . . . 84
4.4 Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS) 88
4.4.1 Théorie et principe de mesure 89
4.4.2 Contraintes et choix du montage optique 93
4.4.3 Traitement d'image pour l'extraction du diamètre des gouttes 101
4.5 Bilan 107

4.1 Ombroscopie

L'ombroscopie est une technique largement utilisée pour la visualisation des flammes. Ce diagnostic optique met en évidence les zones d'inhomogénéités optiques dans les milieux transparents. La strioscopie (ou *schlieren*) est une méthode analogue à l'ombroscopie pour la visualisation des flammes et diffère en plusieurs points parmi lesquels la sensibilité de mesure. La différence demeure dans le montage et donne à l'ombroscopie une sensibilité à la dérivée seconde du gradient d'indice de réfraction [1] alors que la strioscopie met en évidence la dérivée première de l'indice de réfraction. Le diagnostic d'ombroscopie a été choisi pour sa facilité de mise en place et sa compatibilité avec les contraintes d'expérimentations dans un avion (vibrations et place).

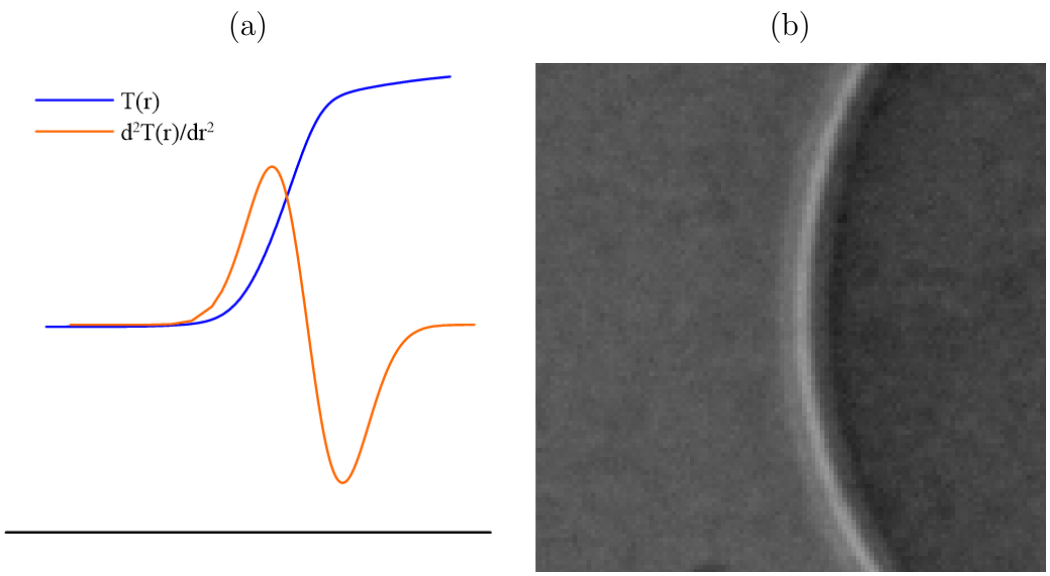


FIGURE 4.1 – (a) Illustration du profil spatial de température et de sa dérivée seconde dans le front de flamme ; (b) Zoom sur une partie du front de flamme montrant l'interface lumineuse/sombre, résultante de la dérivée seconde du profil de température, mis en évidence par le diagnostic d'ombroscopie.

Le front de flamme est le siège d'un gradient de température important, induisant un gradient d'indice de réfraction par modification de la densité [2] du gaz dans lequel la

1. L'indice de réfraction $n = c_0/c$ reflète la diminution de la vitesse de la lumière dans les milieux denses, avec c_0 la vitesse de la lumière dans le vide.

2. À pression constante, la température et la densité d'un gaz décrit par l'équation d'état des gaz parfaits sont liées telle que $1/\rho \propto T$.

flamme évolue (Loi de Gladstone-Dale [3], 1864) . La méthode d'ombroscopie consiste à exploiter ce gradient d'indice de réfraction du milieu gazeux, témoin de la présence de la réaction de combustion, pour visualiser le front de la flamme. Le mélange gazeux est éclairé par une source de lumière et les variations spatiales d'indice vont agir comme un dioptre et dévier en partie les rayons lumineux incidents. Un écran est utilisé pour obtenir une projection des « ombres » résultantes du phénomène de combustion. Les variations d'indice de réfraction vont apparaître sous forme de variations d'éclairement, proportionnelles à la dérivée seconde des gradients transverses de l'indice de réfraction. Ainsi, dans le cas de la propagation d'une flamme sphérique dans des gaz frais, initialement à température uniforme, le front de flamme est identifié par une interface lumineuse/sombre, révélatrice de la dérivée seconde de la température (illustration sur la figure 4.1).

Le lecteur curieux pourra trouver tout le détail sur l'historique et les diverses méthodes liées aux techniques d'ombroscopie et de strioscopie dans le livre suivant [66].

4.1.1 Montage expérimental et visualisation de la flamme

Un montage classique d'ombroscopie a été réalisé sur le dispositif expérimental avec une source de lumière, une lentille de collimation, un écran et une caméra rapide équipée d'un capteur CMOS (figure 4.2). La source lumineuse du montage est un Laser-Driven Light Source (LDLS) de chez Energetiq (modèle EQ-99-FC) qui délivre une lumière blanche (sur le spectre 190 nm – 2100 nm). Ce type de technologie fournit une puissance lumineuse très stable sur toute la gamme du spectre, pour des expériences répétables. La lumière est acheminée par une fibre optique vers la lentille de collimation pour rediriger les rayons lumineux divergents en rayons parallèles. Un cylindre lumineux est créé en sortie de la lentille, puis traverse le double confinement ainsi que le milieu gazeux réactif. La lentille de collimation a été placée de manière à créer un cylindre lumineux de diamètre égal à la taille des hublots de la chambre de combustion. Les faisceaux lumineux résultants des inhomogénéités d'indice de réfraction du milieu traversé sont ensuite recueillis sur un écran, situé en sortie du double confinement. L'évolution de l'image de la flamme est enregistrée avec une caméra rapide Phantom v1210 équipée d'un objectif Nikon 105 mm, et focalisée sur l'écran. La caméra est synchronisée sur le trigger de l'étincelle et est cadencée à 10 000 $images/seconde$ avec une résolution de 768×768 $pixels^2$ sur 12 $bits$ (2^{12} niveaux de gris).

3. La loi de Gladstone-Dale est une loi empirique qui relie l'indice de réfraction d'un gaz à sa masse volumique, telle que $n - 1 = \kappa \cdot \rho$ avec κ une constante propre au gaz.

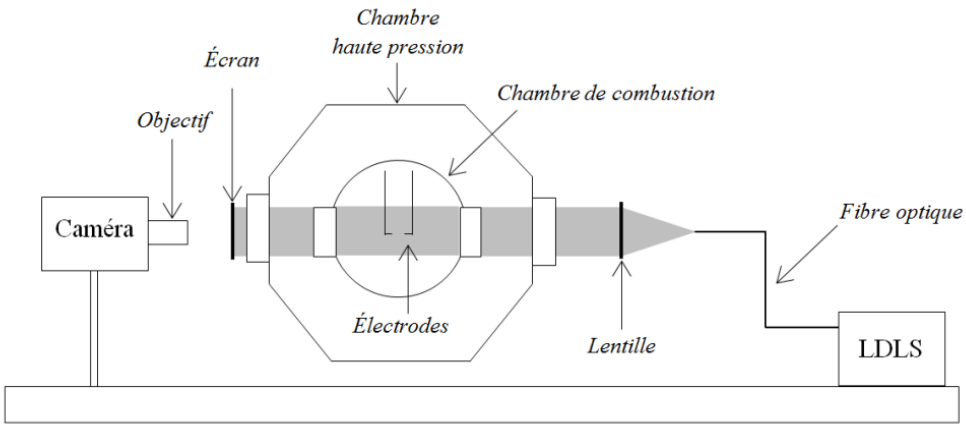


FIGURE 4.2 – Schéma simplifié du montage d'ombroscopie.

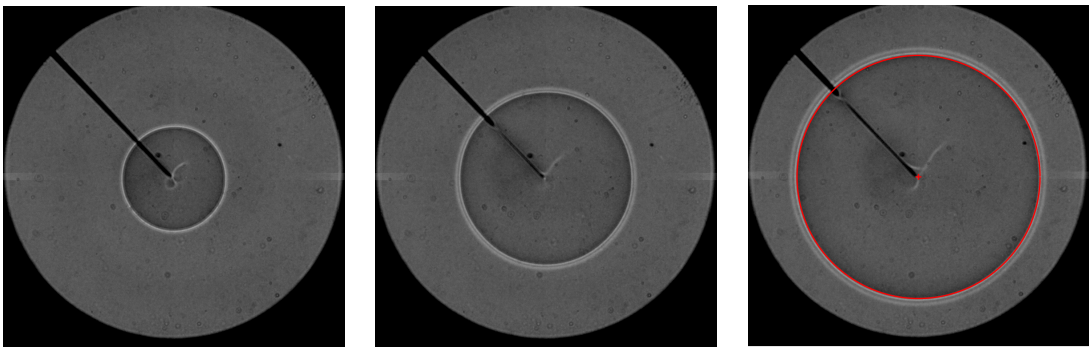
La technique d'ombroscopie intègre l'information lumineuse sur tout le chemin optique et la flamme sphérique s'apparente sur l'écran à un disque. Le périmètre traduit les contours de la flamme et la surface du disque correspond à la surface de la sphère projetée sur un plan. L'exploitation de l'évolution du périmètre du disque donne accès au rayon temporel de la flamme, permettant le calcul de la vitesse de propagation de la flamme.

L'ombroscopie révèle également les phénomènes d'instabilités qui prennent forme sur la surface des flammes. Les instabilités se manifestent par des déformations surfaciques qui se traduisent par l'apparition d'une multiplicité de « fissures » lumineuses à la surface du disque. Ainsi les flammes stables seront caractérisées par une surface lisse tandis que pour les flammes instables, des traits lumineux apparaîtront, donnant à la surface un aspect « cellulaire ».

4.1.2 Traitement et extraction du rayon de flamme

Le rayon instantané du front de flamme, $R_f(t)$, est extrait à partir des images enregistrées de la visualisation du diagnostic d'ombroscopie, après soustraction de l'image de fond. Parsinejad et al. [67] ont démontré que le cercle lumineux visible sur les images d'ombroscopie correspond au rayon de flamme du côté gaz frais. Un programme de traitement d'image a été développé antérieurement au laboratoire pour le post-traitement des images [68]. Ce programme est basé sur l'hypothèse d'une flamme parfaitement sphérique et consiste à ajuster un cercle sur la zone lumineuse du front, pour chaque pas de temps. L'ajustement du cercle et l'estimation de la position de son centre sont basés sur un algorithme de minimisation de la distance entre le cercle et les points lumineux du front de flamme (valeurs de pixels élevées). Avec une fréquence d'enregistrement suffisamment rapide et adaptée à la vitesse de

déplacement de la flamme, l'évolution temporelle du rayon de flamme $R_f(t)$ peut être ainsi obtenue. La figure 4.3 présente la propagation sphérique du front d'une flamme gaz éthanol-air à $\Phi = 0{,}90$, $P = 0{,}20\ MPa$ et $T = 358\ K$ après l'allumage, avec une illustration du traitement sur l'image de droite (montrée en rouge).



$R_f = 7{,}11\ mm$ $t = 5{,}90\ ms$ | $R_f = 11{,}9\ mm$ $t = 8{,}50\ ms$ | $R_f = 17{,}0\ mm$ $t = 11{,}1\ ms$

FIGURE 4.3 – Évolution temporelle du front de flamme ($\Phi = 0{,}90$, $P = 0{,}20\ MPa$, $T = 358\ K$, fréquence 10 000 $images/seconde$) et illustration de la détection du front de flamme.

La figure 4.4 (a) présente le tracé de l'évolution temporelle du rayon de flamme pour quatre richesses différentes (0,70, 0,80, 1,05 et 1,30). Pour le mélange le plus pauvre ($\Phi = 0{,}70$), le rayon de flamme croît difficilement au début puis décrit une augmentation plus rapide sur la fin du régime de propagation. Pour le mélange riche et stœchiométrique, le rayon de flamme suit une tendance linéaire en fonction du temps. Ces observations traduisent l'effet de l'étirement, particulièrement influent sur les petits rayons des mélanges pauvres en raison d'un nombre de Lewis élevé.

La vitesse de propagation de flamme étirée V_S est déduite par calcul de la dérivée temporelle du rayon de flamme. La vitesse de propagation non-étirée V_S^0 est ensuite obtenue par extrapolation de la vitesse de propagation à étirement nul, $V_S^0 = V_S(\kappa \to 0)$. La figure 4.4 (b) montre les évolutions des vitesses de propagation de flamme étirées en fonction des taux d'étirement, pour les mêmes cas de richesse. L'extrapolation est réalisée avec le modèle non-linéaire suivant [17, 18], aujourd'hui largement admis par la communauté,

$$\left(\frac{V_S}{V_S^0}\right)^2 \cdot \ln\left(\frac{V_S}{V_S^0}\right) = -\left(\frac{L_b \cdot \kappa}{V_S^0}\right) \tag{4.1}$$

avec L_b la longueur de Markstein des gaz brûlés. Le modèle non-linéaire est montré en ligne continue noire sur le graphe et les valeurs extraites de V_S^0 correspondent

visuellement à l'intersection du modèle avec l'axe des ordonnées. La cadence élevée d'acquisition des images laisse un nombre correct de points (entre 60 et 160) pour le calcul d'extrapolation à étirement nul.

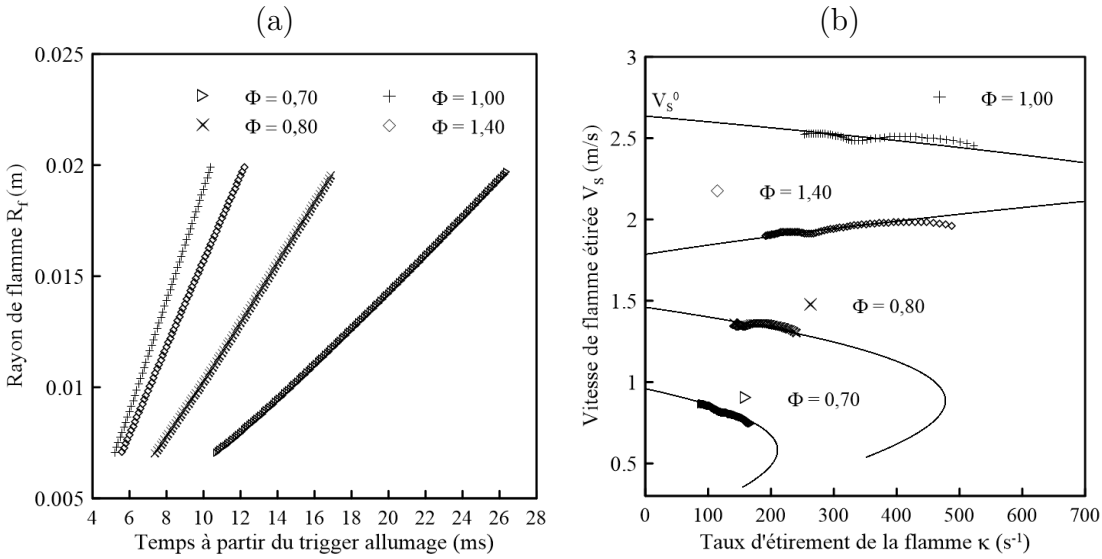


FIGURE 4.4 – (a) Évolution temporelle du rayon du front de flamme $R_f(t)$ pour quatre richesses différentes ; (b) Évolution de la vitesse de propagation de flamme étirée V_S en fonction de l'étirement κ. Flamme gazeuse à $P = 0{,}20\ MPa$ et $T = 358\ K$.

L'ensemble du traitement calculatoire a été effectué pour des rayons de flamme supérieurs à 7 mm afin d'éviter les effets perturbateurs de l'allumage, pouvant induire une surestimation de la vitesse de flamme [69]. L'étincelle fournit au milieu gazeux un apport énergétique supérieur à l'énergie minimale d'auto-allumage. Une tendance temporelle non-linéaire du rayon de flamme sera donc observée pour des valeurs inférieures à 7 mm. De plus, le critère du 1/3 du rayon de la chambre de combustion a été respecté afin d'éviter les effets de confinement dus au volume fermé de l'enceinte de combustion [70]. L'expansion d'une flamme proche des parois va être fortement ralentie par compression des gaz frais. Une illustration de l'effet de confinement sur une de nos mesures de vitesse de propagation étirée est exposée en Annexe A, figure A1. Une décroissance notable des valeurs V_S avec l'étirement décroissant peut être remarquée, dès que le critère $R_f < 1/3 \cdot R_{chambre}$ est non respecté. Finalement, une gamme de 0,007< $R_f(t)$ <0,020 m du rayon de flamme a été adoptée pour assurer un traitement calculatoire restreint de la propagation de la flamme (où le processus de propagation est auto entretenu). L'extraction de la vitesse de flamme non-étirée est donc réalisée sur la partie où la vitesse croît quasi

linéairement avec l'étirement (voir figure 4.4 (b)), indiquant une flamme en propagation libre. L'intervalle ainsi défini satisfait également l'hypothèse isobare de la combustion (*cf.* figure 3.7 (b), Chapitre 3), nécessaire pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire S_L^0.

4.1.3 Cas des flammes diphasiques

Un post-traitement identique à celui des flammes gazeuses a été appliqué pour les images des flammes diphasiques. La démarche présentée dans la sous-section précédente est basée sur la théorie de la propagation des flammes prémélangées et repose sur plusieurs hypothèses comme des flammes infiniment minces, parfaitement sphériques et sans cellularités, qui ne sont pas forcément retrouvées dans le cas des flammes diphasiques. Néanmoins, faute de mieux, les outils des flammes gazeuses prémélangées sont employés dans la littérature pour les flammes diphasiques.

Si la question de l'extrapolation à étirement nul n'est pas équivoque, l'obtention du rayon de flamme à partir des images de flammes diphasiques reste controversée. La présence d'une phase hétérogène complique considérablement la combustion et conduit souvent la flamme diphasique à se propager dans un régime instable cellulaire, qui parfois engendre une non-conservation de sa sphéricité. L'ajustement d'un cercle sur un front de flamme plissé et déformé est donc discutable. La contribution de Leeds [71, 72] expose l'étude de deux variantes de l'extraction du rayon de flamme. La première est analogue à celle susdite, avec un cercle ajusté sur le front de flamme à partir d'images *schlieren* (trois valeurs de rayons extraits selon trois axes : horizontal, vertical et à 45° par rapport aux électrodes). La deuxième consiste en la détermination d'un rayon de flamme basé sur la surface des gaz brûlés à partir des images *schlieren*. Une binarisation et un seuillage retournent le nombre de pixels formant la surface de la flamme, délimitée par son front de flamme. Une surface de flamme A est calculée et le rayon de flamme est déduit selon $R_f = \sqrt{A/\pi}$. Le rayon de flamme ainsi obtenu équivaut au rayon d'un cercle ayant la même surface que la surface des gaz brûlés.

Les deux méthodes de traitement ont été confrontées sur la mesure du rayon de flamme et la mesure de la vitesse de propagation étirée. Les mêmes tendances ont été observées par les deux méthodologies, conduisant à des valeurs de vitesse de propagation non-étirée similaires. Il est effectivement assez intuitif de penser que l'ajustement d'un cercle sur un front de flamme plissé conduise à autant de surface de gaz brûlés que de surface de gaz frais de part et d'autre du cercle.

4.2 Diffraction laser

Le phénomène de diffraction laser a été découvert lors du siècle dernier par le physicien allemand Joseph von Fraunhofer [73] et est aujourd'hui largement répandu comme technique de mesure granulométrique fiable. Son développement a été majoritairement promu par l'arrivée du laser en tant que source de lumière cohérente monochromatique ainsi que par l'émergence de microprocesseurs suffisamment puissants. Cette technique calcule les distributions en taille des particules en mesurant la variation angulaire de l'intensité de lumière diffusée induite par le passage d'un faisceau laser dans un échantillon de particules dispersées.

4.2.1 Interaction entre une onde électromagnétique et une particule

Lorsqu'une onde électromagnétique rencontre une interface séparant deux milieux de propriétés optiques différentes, plusieurs interactions surviennent selon la nature de l'interface (surface). L'interaction entre un rayonnement et une particule de petite échelle conduit au phénomène de diffusion, qui se traduit par une redistribution d'une partie de ce rayonnement dans l'espace. La collision entre un photon et une surface provoque également un processus d'absorption, qui désigne la dissipation de l'énergie électromagnétique du photon dans le milieu. La diffraction laser résulte de la combinaison de ces deux phénomènes, interprétée comme une déviation et une absorption d'une partie des rayons lumineux incidents. L'absorption dépend de la nature du milieu et la diffusion agit de manière préférentielle selon une loi angulaire propre à la particule.

La théorie de Mie[4] [74], développée par le physicien théoricien allemand Gustav Mie, propose une description mathématique de la diffusion et de l'absorption de la lumière. La théorie de Mie est une solution particulière des équations de Maxwell dans l'approximation d'une onde électromagnétique plane et d'une particule sphérique contenue dans un milieu infini uniforme, isotrope et diélectrique. La diffusion de Mie est valable pour des particules de taille égale ou légèrement supérieure à la longueur d'onde. La figure 4.5 présente un schéma représentatif de la répartition de l'intensité lumineuse diffusée par une particule sphérique frappée par une onde plane. La diffusion de Mie est une diffusion élastique (sans changement de longueur d'onde).

4. En 1908, Gustav Mie établit sa théorie avec un traité expliquant la variation de la couleur de colloïdes d'or en fonction de leur taille.

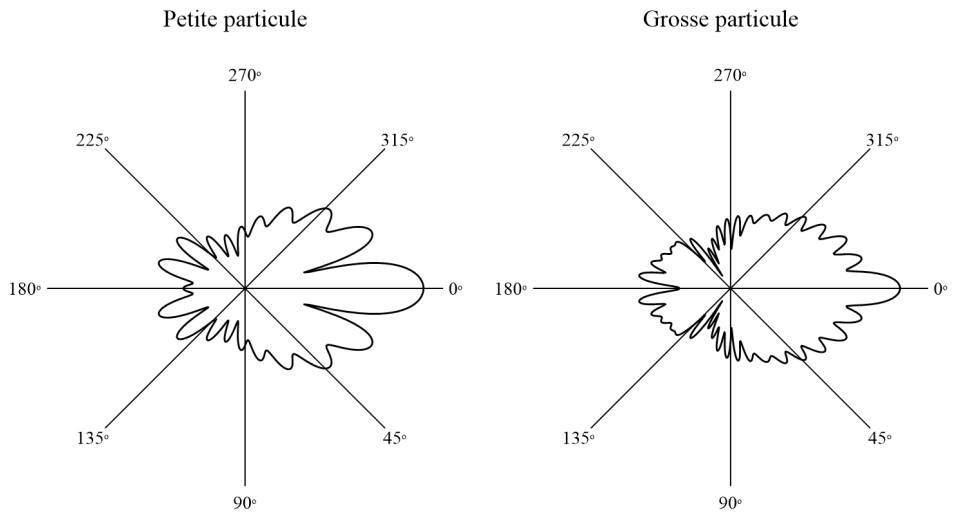


FIGURE 4.5 – Illustration de la distribution angulaire de l'intensité lumineuse diffusée par une particule selon le mécanisme de Mie. L'onde plane incidente vient de la gauche et la particule est placée au centre du repère angulaire.

Les grosses particules diffractent de fortes quantités de lumière sur des petits angles tandis que les petites particules diffractent de très faibles quantités de lumière qui s'étalent sur des angles plus larges. La projection des rayons lumineux résultant de la diffraction sur un écran orienté à 180° donne un motif caractéristique qui contient l'information de la distribution granulométrique. Ce motif se présente sous la forme d'anneaux en alternance lumineux/sombre lesquels sont la réponse de l'interaction entre la lumière et la goutte. L'analyse de ce motif de diffraction conduit à la restitution de la taille. La sous-section suivante présente l'appareillage de mesure granulométrique par diffraction laser et le système d'acquisition du diamètre et de la densité de l'aérosol, définie comme le nombre de gouttes par unité de volume.

4.2.2 L'appareillage Sympatec HELOS

Le système Sympatec est constitué : d'une source laser, d'un régulateur de diamètre du faisceau laser, d'une lentille de focalisation et d'un détecteur multiélément, alignés selon un axe optique sur le faisceau laser. Un schéma simplifié de l'appareil est présenté en figure 4.6.

La source émettrice et le détecteur sont disposés de part et d'autre du double confinement et le faisceau traverse horizontalement le milieu hétérogène. Le photo-détecteur enregistre les rayons diffractés à un angle de 180° par rapport aux rayons incidents, et dispose d'un système d'autoalignement pour une acquisition optimum du motif

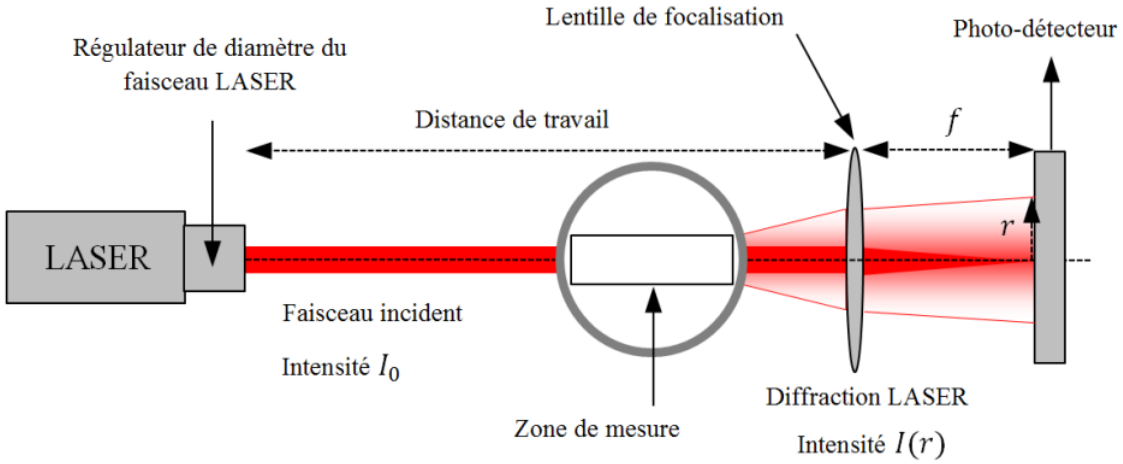


FIGURE 4.6 – Représentation simplifiée du principe de mesure par diffraction laser du granulomètre Sympatec.

de diffraction. Les mesures ont été réalisées dans l'axe central du montage, la hauteur de pointage du faisceau n'ayant pas d'influence sur les données acquises [62]. La source laser émet un faisceau laser parallèle monochromatique de longueur d'onde $\lambda_R = 632{,}8\ nm$. La lentille de focalisation redirige ensuite les rayons résultants de la diffraction vers le détecteur. Pour une taille donnée, les rayons sont ramenés au même point sur le détecteur, quelle que soit la position de la goutte dans la zone de mesure. Le photo-détecteur est un détecteur multi élément semi-circulaire composé de 31 cercles photosensibles capables de mesurer l'intensité et la distribution de la lumière. Le photo-détecteur est placé au point focal de la lentille pour capter le motif de diffraction laser.

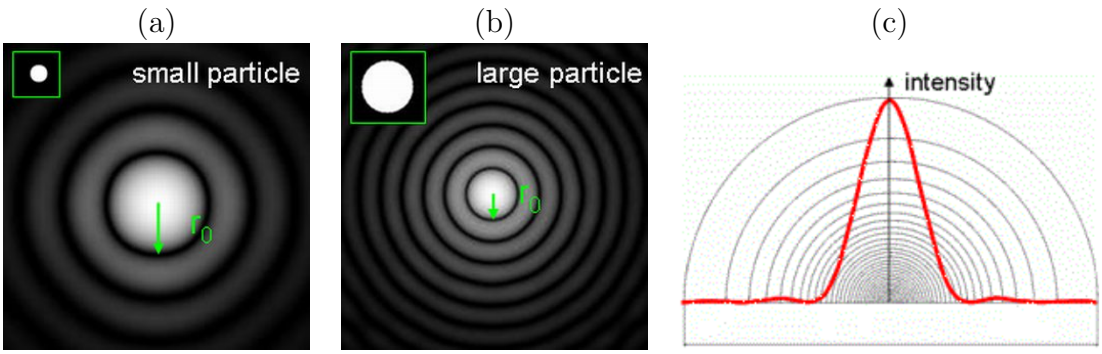


FIGURE 4.7 – (a) Anneaux de diffraction pour une petite particule ; (b) Anneaux de diffraction pour une grosse particule ; (c) Profil d'intensité en r pour une petite particule détectée par le photo-détecteur semi-circulaire. Crédits Sympatec.

Les figures 4.7 (a) et (b) montrent le motif caractéristique de diffraction d'une onde par une particule sphérique unique. La taille de la particule influe sur la forme du motif ainsi que sur la position du premier minimum (noté r_0 sur le schéma). La figure 4.7 (c) montre le profil de l'intensité en fonction de la distance en r par rapport au centre du détecteur. Dans le cas d'un brouillard de gouttes, on obtient une combinaison de diffractions simultanées et le motif de diffraction s'apparente à une superposition de tous les motifs de diffraction de chaque goutte. L'équation traduisant cela est donnée ci-dessous [75],

$$I(r) = \int_0^\infty I_N(r, D) \cdot Q(D) \cdot \mathrm{d}D \tag{4.2}$$

avec $I(r)$ le profil d'intensité mesuré par le photo-détecteur, $Q(D)$ la distribution en taille de gouttes avec D le diamètre, $I_N(r, D)$ la combinaison des N profils d'intensité lumineuse des N gouttes contenues dans la zone de mesure, qui est fonction du diamètre des gouttes et des propriétés optiques (indice de réfraction complexe relatif au milieu ambiant, noté m, explicité dans l'Annexe D.5.)

La quantité $I_N(r, D)$ est calculée avec la théorie de Mie. En bornant l'intégrale entre les diamètres minimum et maximum, D_{min} et D_{max}, l'équation (4.2) prend la forme d'une équation de Fredholm du premier type où l'inconnue est la distribution $Q(D)$. Ce type d'équation intégrale fait partie des problèmes inverses, et est résolue avec l'algorithme de Phillips-Twomey [76].

Plusieurs lentilles, de distances focales différentes, sont proposées dans l'appareillage en fonction de la gamme de mesure désirée. Le choix de la lentille a été réalisé en alliant la gamme attendue de taille des gouttes et la distance de travail, qui est un paramètre critique. Le non-respect de la distance de travail engendre une perte d'information (non-détection de la totalité des rayons diffractés). Une lentille de distance focale $f = 200\ mm$ (nommée R_4 dans la nomenclature Sympatec) a été sélectionnée, menant à des mesures possibles entre $D_{min} = 1{,}8\ \mu m$ et $D_{max} = 350\ \mu m$. Les 31 cercles de mesure du photo-détecteur conduisent à 31 classes de taille différente, avec une résolution variable en fonction des classes. Le diamètre du faisceau laser est adapté en fonction de la lentille (en fonction de la distance focale et de la distance de travail) et vaut 13 mm pour la lentille choisie.

Le logiciel d'acquisition de données HELOS propose une alternative à l'estimation des distributions en taille des gouttes par la théorie de Mie, avec l'approximation de Fraunhofer. La différence réside dans l'expression de l'intensité lumineuse $I_N(r, D)$ de l'équation (4.2) qui devient plus simpliste. L'avantage de cette approximation est qu'il n'est plus nécessaire de connaître les propriétés optiques des particules mesurées. Cependant son estimation devient limitée pour des particules de petite taille

(typiquement inférieure à 50 μm). Les études de Gerben et al. [77], menées sur des particules en suspension (de diamètre 4,5 et 18,3 *microns*) dans un milieu liquide, ont montré que la distribution en taille des particules était mieux décrite par la théorie de Mie que par l'approche Fraunhofer. C'est pourquoi les distributions granulométriques ont été calculées en utilisant la théorie de Mie. Les données d'entrée du logiciel sont la densité, la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction complexe des gouttes, prises respectivement pour l'éthanol aux valeurs de $\rho_e = 0{,}789$ g/cm^3, $n_g = 1{,}3598$ et $\chi_g = 8{,}8227{\cdot}10^{-8}$ évaluées à température ambiante et à la longueur d'onde du laser [78].

4.2.3 Acquisition et diamètres moyens

Les mesures granulométriques ont été effectuées à une fréquence de 12,8 Hz en l'absence de combustion, pendant la phase d'expansion. La répétabilité de la formation du brouillard permet de recouper les mesures en diamètre et en densité de l'aérosol avec les mesures en combustion. Chaque mesure est précédée d'une calibration réalisée sans brouillard et à la pression, la température et la richesse de l'expérience attendue. Le signal de mesure du profil d'intensité est obtenu par la soustraction du signal brut et du signal de calibration. Une mesure de calibration est une condition préalable nécessaire à une mesure correcte.

Les mesures sont effectuées dès l'ouverture de la vanne d'expansion jusqu'à sa fermeture. Chaque mesure donne une séquence temporelle de distribution en taille des gouttes $Q(t, D)$. L'évolution temporelle de la distribution est discutée dans les travaux précédents [62]. L'erreur relative (fournie par le constructeur) est donnée à $\pm 1\%$ sur la mesure de taille.

La distribution en taille des gouttes (PSD *Particule-Size Distribution*) contient toutes les informations pour décrire un aérosol en termes de taille. Dans le logiciel HELOS, la taille d'une particule est définie selon un concept de sphère équivalente, ayant le même volume que la particule réelle. L'approximation de gouttes sphériques étant raisonnablement vérifiée pour des gouttes de carburant générées par détente rapide et en microgravité. La distribution est construite en traçant la proportion volumique [5] de chaque classe en fonction des 31 classes de taille du détecteur. Une PSD peut être décrite par plusieurs nombres statistiques pour se détacher de la distribution et obtenir une approche plus simple du brouillard, comme la moyenne, le mode, la médiane, l'écart-type ou le *span* (largeur de la distribution). Le paramètre statistique choisi doit être suffisamment robuste pour décrire le brouillard. La propriété monodisperse de taille de gouttes nous permet d'éliminer les paramètres d'évaluation de dispersion et d'assimiler le brouillard à un diamètre unique moyen.

5. L'intensité lumineuse acquise par le détecteur étant proportionnelle au volume de particules mesurées, la proportion tracée est un pourcentage volumique.

Plusieurs types de diamètres moyens peuvent être extraits d'une PSD selon l'issue voulue. La relation statistique générale est donnée ci-dessous [6],

$$D_{pq} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{n_B} D_i^p \cdot F_i}{\sum_{i=1}^{n_B} D_i^q \cdot F_i} \right)^{\frac{1}{p-q}} \tag{4.3}$$

avec p, q les paramètres du diamètre moyen, n_B le nombre de classes, D_i la valeur du diamètre de la $i^{ème}$ goutte dans la classe de taille et F_i la fréquence de comptage. L'appareillage HELOS Sympatec fournit plusieurs diamètres moyens avec : le diamètre arithmétique D_{10}, le diamètre médian D_{50}, le diamètre volumétrique D_{30} et le SMD (*Sauter Mean Diameter*) D_{32}. Le dessein de notre étude nécessite d'appréhender les processus d'évaporation (transfert de chaleur) et de diffusion (transfert de masse) du carburant. Le diamètre moyen de Sauter (SMD) se révèle être le plus approprié et a donc été sélectionné en tant que paramètre représentatif de la taille du brouillard. Le SMD est souvent utilisé dans les applications de combustion ou d'atomisation de spray [79, 80]. Il se définit comme le diamètre d'une goutte ayant le même rapport volume sur surface que l'ensemble du brouillard. Une approche plus détaillée et plus complète sur les diamètres moyens pourra être retrouvée dans les travaux précédents [62] ainsi que dans le livre suivant [81].

L'exploitation de la séquence temporelle de la distribution $Q(D,t)$ conduit finalement à l'évolution du diamètre moyen en fonction du temps $D_{32}(t)$ pendant la phase de formation du brouillard.

4.2.4 Évaluation de la densité de gouttes et de la distance inter-goutte

La densité de gouttes, notée N_d, a été estimée en exploitant le phénomène d'absorption de l'énergie électromagnétique du faisceau laser par les gouttes. Cette technique consiste à utiliser la loi de Beer-Lambert [7] avec l'atténuation de l'intensité lumineuse [82] donnée par la formulation suivante à une longueur d'onde donnée,

$$Tr(t) = \frac{\bar{I}(t)}{I_0} = \exp\left[-N_d(t) \cdot L_{path} \cdot \sigma_{ext.}(t, \lambda_R)\right] \tag{4.4}$$

6. **https://www.astm.org/Standards/E799.htm**.
7. La loi de Beer-Lambert est une relation empirique qui relie le phénomène d'absorption de la lumière aux propriétés du milieu traversé.

avec Tr la transmittance de l'aérosol, définie comme le rapport entre l'intensité après diffraction des gouttes $\bar{I}$ (l'intégrale de $I(r)$ sur tout le domaine en r) et l'intensité incidente I_0 (*cf.* schéma 4.6), L_{path} la longueur du chemin optique et $\sigma_{ext.}(\lambda)$ la section efficace d'extinction [8] donnée par Bachalo et al. [83],

$$\sigma_{ext.}(t, \lambda_R) = \frac{\pi}{4} \cdot \overline{Q_{ext.}(\lambda_R)} \cdot D_{20}^2(t) \tag{4.5}$$

avec D_{20} le diamètre statistique moyen surfacique et $\overline{Q_{ext.}(\lambda_R)}$ le coefficient d'efficacité d'extinction moyen à la longueur d'onde du laser. La longueur du trajet optique correspond à la distance entre chacun des hublots de la chambre de combustion et a été évaluée à $L_{path} = 0{,}137\ m$.

Le granulomètre mesure pour chaque pas temporel la concentration optique notée $C_{opti.}$ telle que,

$$C_{opti.}(t) = \frac{I_0 - \bar{I}(t)}{I_0} \times 100 \tag{4.6}$$

et une simple reformulation permet d'exprimer la transmittance en fonction de la concentration optique telle que,

$$Tr(t) = 1 - \frac{C_{opti.}(t)}{100} \tag{4.7}$$

Le granulomètre ne donne pas l'information du diamètre moyen surfacique D_{20}. En utilisant la propriété mono-taille de l'aérosol, le diamètre D_{20} peut être raisonnablement approximé au diamètre arithmétique, $D_{20} \sim D_{10}$. Le coefficient d'efficacité d'extinction [9] moyen se calcule à l'aide de la théorie de Mie [84] et une valeur de $\overline{Q_{ext.}(\lambda_R)} = 2{,}15$ a été trouvée pour l'éthanol. Le détail sur son calcul est présenté en Annexe D.5. Finalement la densité de gouttes s'exprime comme suit à partir des données de sortie du granulomètre,

$$N_d(t) = -\left(\frac{\log\left[Tr(t)\right]}{L_{path} \cdot \pi/4 \cdot \overline{Q_{ext.}(\lambda_R)} \cdot D_{10}^2(t)} \right) \tag{4.8}$$

La notion de densité implique directement l'aspect de proximité des gouttes. L'espace séparant les gouttes de carburant est un critère déterminant dans le phénomène

8. Une section efficace est une surface quantifiant la probabilité qu'une réaction se produise en fonction de cette surface.

9. Le phénomène d'extinction est assimilé à la somme de la diffusion et de l'absorption.

de combustion diphasique. Les études menées avec des réseaux de gouttes ont montré que l'espace entre les gouttes influe sur la vitesse d'évaporation [48, 49]. Dans le cas d'un brouillard suffisamment peu dense ($N_d < 10^{11}\ m^{-3}$), la distance inter-gouttes globale, notée a_c, est communément calculée selon l'équation suivante [85], à partir de la densité de gouttes N_d,

$$a_c = \sqrt[3]{1/N_d}. \tag{4.9}$$

La section suivante présente la mise en place du diagnostic otique de tomographie laser par diffusion de Mie, ainsi que ses différentes applications sur l'aérosol de carburant. Les algorithmes informatiques utilisés pour le traitement des images sont également explicités.

4.3 Tomographie laser par diffusion de Mie

La tomographie [10] laser est communément utilisée pour visualiser les structures tourbillonnaires des écoulements turbulents [86] ou pour mettre en évidence le front de flamme lors de la combustion [87]. Cette technique consiste à éclairer une partie de l'écoulement, préalablement ensemencée de particules, avec une nappe laser pour aboutir à une coupe du phénomène observé. Les particules contenues dans cette fine section diffusent la lumière des rayons laser selon un mécanisme obéissant à la théorie de Mie.

Dans ces deux contextes, les particules ensemencées servent de traceurs pour capter et reproduire fidèlement le mouvement des gaz. La mesure de la vitesse des particules (généralement réalisée par PIV (*Particle Image Velocimetry*)) donne ainsi accès à la vitesse de l'écoulement. Pour notre étude, aucun ensemencement n'a été utilisé et les gouttes de carburant composant le brouillard ont servi de traceurs « naturels ». L'idée a été d'appliquer le même diagnostic sur le brouillard, mais dans le but d'acquérir la position et le suivi spatial et temporel de chacune des gouttes de carburant. Les gouttes étant réparties de manière homogène dans la chambre, les informations récoltées sur une coupe sont généralisables.

Le système optique de génération de la nappe laser est présenté en premier. Moyennant la connaissance du volume de mesure (présentée dans la deuxième sous-section), le comptage du nombre de gouttes donne également une estimation de la densité de gouttes. Cette seconde voie de mesure a été développée, car elle présente plusieurs avantages par rapport au montage de diffraction laser, lesquels sont discutés dans la section 4.5. La troisième sous-section détaille le traitement informa-

10. Vient du grec *tomê* qui signifie « coupe ».

tique pour le comptage et la localisation des gouttes. La mesure du déplacement des gouttes, réalisée par PTV (*Particle Tracking Velocimetry*), est ensuite montrée pour le suivi spatial et temporel de chaque goutte pendant la combustion. La dernière sous-section fait l'objet d'une approche nouvelle sur le brouillard menant à une caractérisation locale de la répartition spatiale des gouttes.

4.3.1 Création de la nappe laser

La nappe laser est créée à partir d'un faisceau laser monochromatique de longueur d'onde nominale $\lambda_V = 532\ nm$ et de diamètre nominal $d_{beam} = 2{,}25\ mm$. La source laser utilisée est un Verdi^{TM} G-20 basé sur la technologie OPSL (*High-Power Optically Pumped Semiconductor Lasers*), d'une puissance maximum de 20 $Watts$. Un jeu de lentilles adéquat transforme le faisceau cylindrique en une nappe laser d'épaisseur contrôlée. Le type des lentilles, les distances focales et leurs emplacements ont été choisis de manière à satisfaire les 3 critères suivants :

1- couvrir le maximum de la zone de visualisation permise par les hublots,

2- une épaisseur suffisamment faible ($<$ à la distance entre les gouttes) et,

3- un gradient d'épaisseur le plus faible possible.

Le premier critère maximise l'acquisition d'information et les deux critères suivants facilitent l'exploitation des images (traitement informatique). Ces derniers sont détaillés dans les sous-sections suivantes du manuscrit.

La figure 4.8 (a) est un schéma montrant le passage et l'emplacement de la nappe laser dans les deux chambres. Une coupe du double confinement est présentée sur la figure 4.8 (b). Le faisceau laser cylindrique est généré à l'horizontale et traverse une lentille plan-convexe (distance focale $f_{L_1} = 400\ mm$) placée à $l_t = 32{,}6\ mm$ de la tête laser. Cette lentille permet de contrôler l'épaisseur de la nappe. Les rayons laser sont ensuite réorientés à la verticale par un miroir elliptique en quartz, puis traversent un hublot transparent pour atteindre la chambre de combustion.

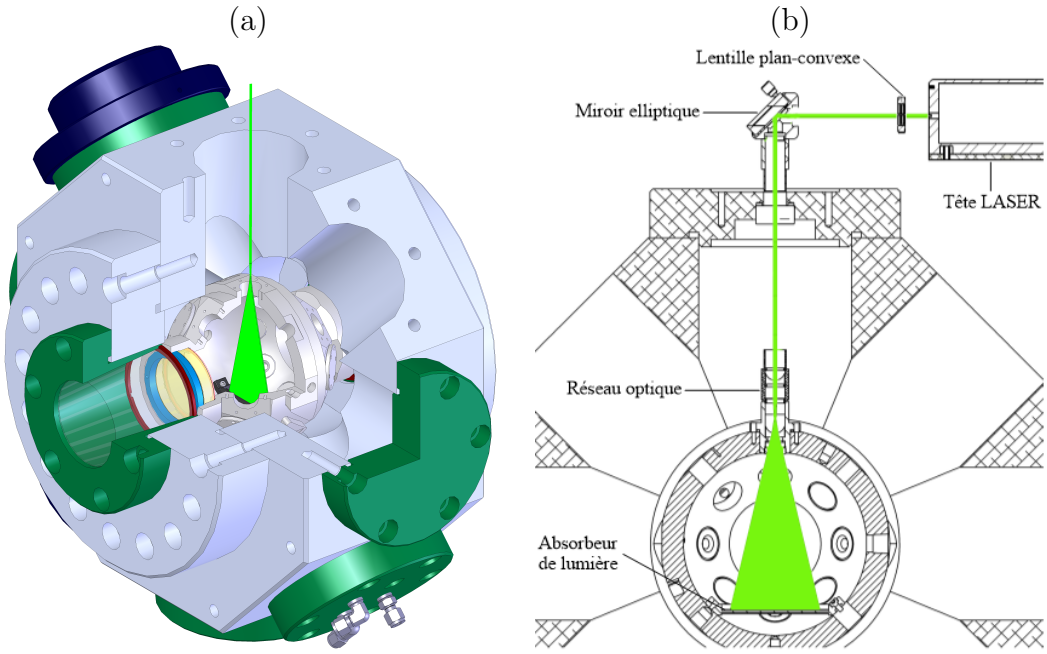


FIGURE 4.8 – (a) Schéma 3D de la double enceinte avec la nappe laser ; (b) Coupe montrant les deux chambres et le chemin optique du faisceau laser (vue caméra).

Un réseau optique est placé au sommet de la chambre de combustion. Il est composé successivement (de haut en bas) de deux lentilles semi-cylindriques (distances focales $f_{L_2} = f_{L_3} =$ -12,5 mm) et d'un hublot à raie laser 532 nm (figure 4.9 (a)). La combinaison de ces deux lentilles transforme le faisceau en une fine nappe lumineuse (épaisseur $< 400\ \mu m$) dans la chambre de combustion. La position des lentilles et les distances focales ont été choisies pour satisfaire le critère 1. La zone d'enregistrement du capteur de la caméra est reportée avec un carré sur la figure 4.9 (b). La distance entre les deux lentilles a été fixée à $l_s = 47{,}8\ mm$ et la première lentille semi-cylindrique (celle du haut) est à $l_p = 227{,}4\ mm$ de la lentille plan-convexe. La nappe laser est donc générée au sommet de la chambre et offre une coupe dans son plan de symétrie et dans le plan de symétrie de la flamme en expansion sphérique.

Un absorbeur de lumière en acier inoxydable de type « escargot » est installé au fond de la chambre de combustion pour récupérer les rayons de la nappe laser. Ce type d'installation évite les réflexions lumineuses sur les parois et limite ainsi le risque de présence de bruit sur les images. Le miroir elliptique est ajustable pour régler l'entrée de la nappe de façon précise dans l'absorbeur. Une peinture noire à résistance haute température a été appliquée sur les parois de l'absorbeur afin d'améliorer ses capacités d'absorption de lumière.

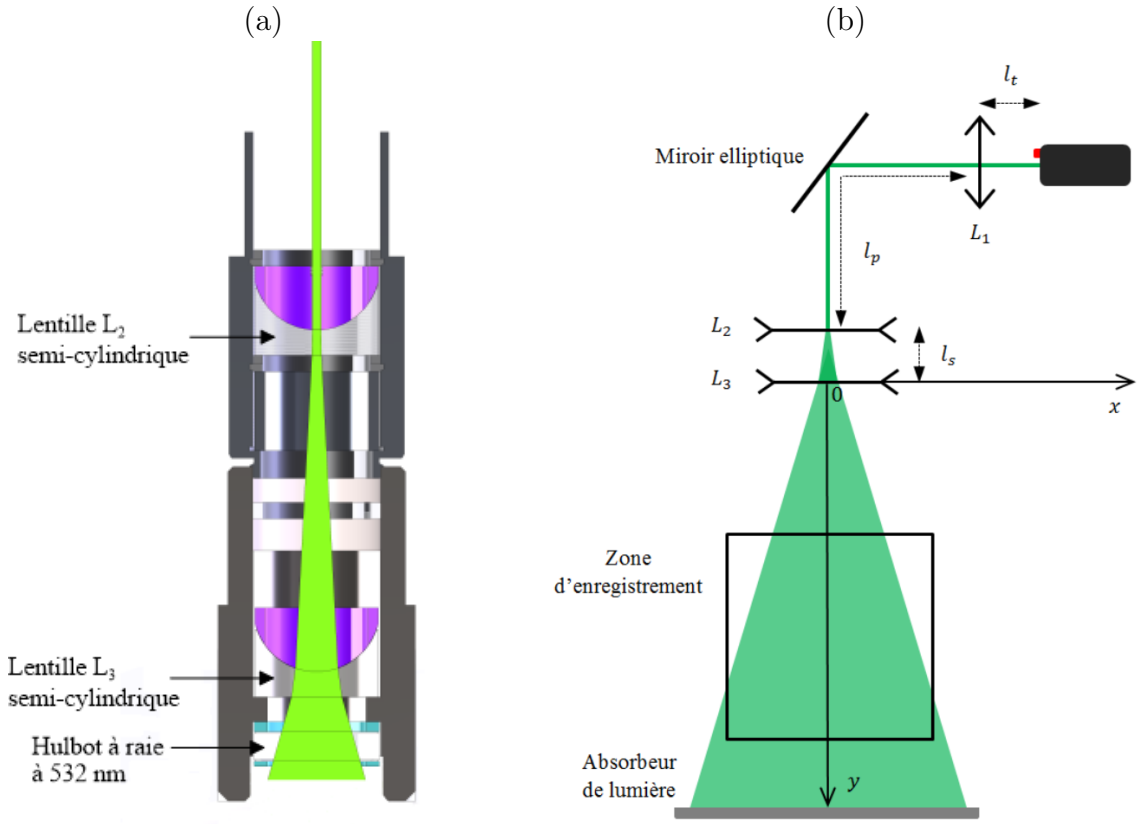


FIGURE 4.9 – (a) Coupe du réseau optique de création de la nappe laser ; (b) Dessin simplifié du chemin optique reproduit de la figure 4.8 (b).

L'ensemble du chemin optique que parcourent les rayons laser est entièrement confiné afin d'assurer une totale étanchéité lumineuse pour la sécurité à bord de l'avion. L'ensemble du réseau optique est entièrement étanche et insensible aux différences de pression, assurée par des joints plats en téflon placés au niveau du hublot à raie.

Une caméra rapide est placée perpendiculairement à la nappe laser et enregistre la lumière diffusée à 90° par les gouttes situées dans le plan. La caméra est équipée d'un objectif Nikon (focale 105 mm et ouverture maximum 2,8), focalisée sur la nappe, avec un filtre dichroïque à 532 nm pour ne récupérer que la lumière produite par diffusion des gouttes de carburant. Les images collectées sont ensuite extraites en 8 $bits$ et au format 768×768 $pixels^2$ pour le traitement.

4.3.2 Calcul du volume de mesure de la nappe

L'estimation de la densité de gouttes N_d à partir des images de tomographie peut se calculer avec cette simple formule : $N_d = N/V_{mesure}$, avec N le nombre de gouttes contenues dans le volume V_{mesure}. Le diagnostic de tomographie n'est pas communément employé à cet effet dans la littérature. La seule référence d'estimation de la densité d'un brouillard homogène en taille par ce biais se trouve dans l'article d'Atzler et al. [55]. Malgré une formulation simple, la connaissance des deux paramètres N et V_{mesure} n'est pas aisée. L'estimation du nombre de gouttes N est entachée par une intensité lumineuse non homogène de la nappe et l'estimation du volume de mesure nécessite l'évaluation de la variation de l'épaisseur de nappe. Atzler et al. ont estimé le nombre de gouttes sur un très petit volume correspondant à une surface de 1,6 mm^2 du plan lumineux et le calcul du volume de mesure a été réduit à une simple normalisation sur des mesures d'atténuation laser.

Nous avons reconsidéré cette voie de mesure et proposé une investigation plus approfondie et plus rigoureuse de ces deux paramètres. Un programme de traitement d'image complet a été développé et validé à cet effet. Cette reconsidération se justifie par un gain d'avantages majeurs par rapport aux mesures avec le granulomètre ; avantages qui sont développés dans la dernière section 4.5 de ce Chapitre. La détermination du volume de la nappe laser V_{nappe} fait l'objet de cette sous-section, et le détail sur l'obtention du nombre de gouttes N est présenté dans la sous-section suivante. Par souci de fluidité dans la lecture du manuscrit, une grande partie des démarches calculatoires a été basculée dans les Annexes.

Considérons les coordonnées cartésiennes de centre 0 positionné au niveau de la lentille L_3 (qui est la sortie du système optique complet) avec les trois axes $0x$, $0y$ et $0z$, comme montrés sur la figure 4.9 (b). L'axe $0z$ étant contenu dans le plan de la feuille. Dans notre cas, le volume considéré de la nappe laser s'apparente à un pavé non droit avec une variation de l'épaisseur e et de la largeur u en fonction de la hauteur y. Le volume revient donc à,

$$V_{nappe} = \int e(y) \times u(y) \cdot \mathrm{d}y. \tag{4.10}$$

L'estimation de l'épaisseur de la nappe $e(y)$ sur le trajet optique a été déterminée à l'aide de la théorie de l'électromagnétisme, moyennant la connaissance des propriétés optiques du faisceau laser (détail en Annexe D.6). La formulation générale de la variation de la largeur de la nappe $u(y)$ a été déduite avec l'optique géométrique, qui est détaillée en Annexe D.7, à partir des distances focales des lentilles L_1, L_2 et L_3 ainsi que des distances séparant chaque lentille l_t, l_p et l_s.

Une étude additionnelle a été menée sur l'influence de la zone de nappe laser à considérer pour l'estimation du nombre de gouttes. L'Annexe E.2 expose les issues de cette étude, conduite sur des images d'expérience. Il a été démontré que la considération de la totalité de la nappe engendre un biais conséquent sur l'estimation de la densité de goutte N_d. Les images de tomographie bénéficient d'un ajustement des valeurs des pixels (*cf.* algorigramme figure 4.10 de la sous-section suivante). Malgré tout, ce procédé demeure insuffisamment efficace pour les gouttes situées aux extrémités de la nappe, où l'intensité est la plus faible. La solution apportée est de considérer une zone de mesure intermédiaire de la nappe laser. Cette zone a été déterminée dans l'Annexe E.2 et trouvée équivalente à un rectangle de 768 *pixels* (longueur de la zone d'enregistrement) par $L_p = 448$ *pixels* (largeur réduite de manière à retirer les bords de la nappe) centré sur l'image.

L'Annexe D.8 donne le détail calculatoire du volume total visible sur le champ spatial de la caméra ainsi que du volume « utile » de mesure, utilisée pour l'évaluation de la densité des gouttes. Finalement, une valeur de $V_{mesure} = 3{,}0{\cdot}10^{-7}\ m^3$ a été estimée pour le volume de mesure, qui correspond à environ 70% du volume total observable de la nappe laser V_{nappe}.

Il serait malvenu de considérer le volume de mesure par cette unique valeur au vu des diverses approximations effectuées pour y parvenir. C'est pourquoi il est proposé dans l'Annexe C.2.2 un calcul d'évaluation de l'incertitude commise sur la valeur annoncée du volume de mesure. Une valeur d'incertitude de 36% a été ainsi trouvée et a été répercutée sur les valeurs de densité de gouttes N_d, présentées dans la section 5.3.2 du Chapitre 5.

4.3.3 Localisation et comptage des gouttes

La localisation des gouttes est la première étape indispensable, quel que soit le traitement informatique antécédent à réaliser. Les images de tomographie mettent en évidence les gouttes sous la forme de petites taches lumineuses. La nappe laser est aisément assimilable à un plan dans lequel la géométrie euclidienne va pouvoir s'appliquer. L'intérêt du plan laser est de pouvoir utiliser des algorithmes 2-D à partir des coordonnées des gouttes. Pour satisfaire l'hypothèse du plan, il est indispensable de garantir que la position de toutes les gouttes que l'on observe soit assimilable spatialement à un espace à deux dimensions. C'est pourquoi la nappe lumineuse a été générée avec une épaisseur inférieure à la distance inter-goutte et la plus constante possible (critères 2 et 3).

Le traitement informatique pour la localisation et le comptage des gouttes à partir des images de tomographie est présenté sur l'algorigramme suivant :

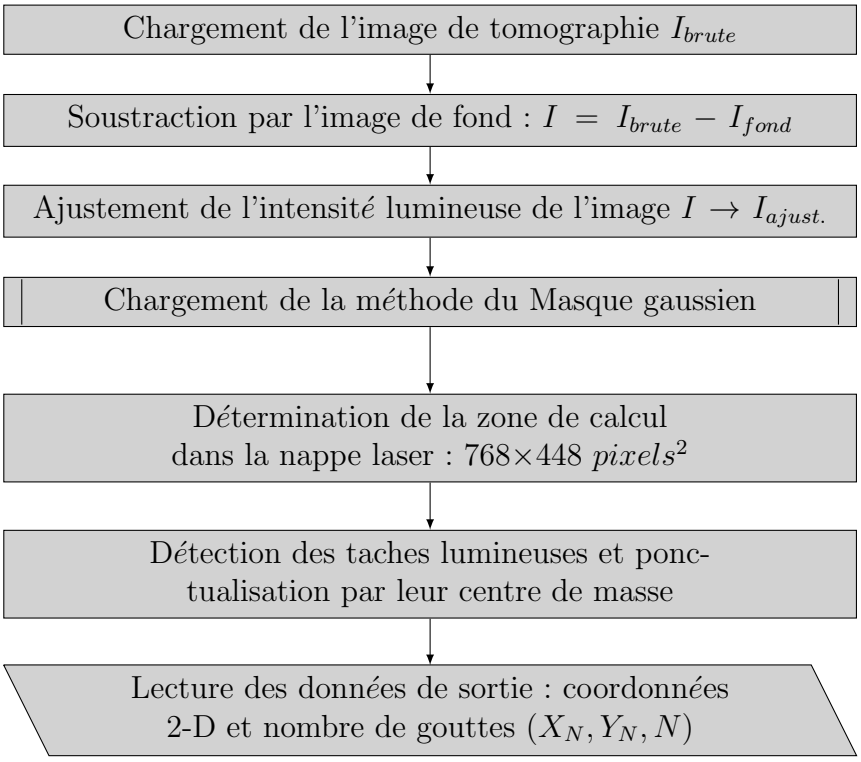


FIGURE 4.10 – Algorigramme du traitement d'image développé pour le post-traitement des images de tomographie laser. Partie 1 : comptage et repérage spatiale 2-D des gouttes.

La soustraction par l'image de fond permet de retirer la présence des électrodes et d'enlever une partie du bruit de fond résiduel. L'ajustement permet de compenser la décroissance de l'intensité lumineuse dans la nappe, due au profil gaussien de l'amplitude lumineuse du faisceau laser initial. Ce calcul consiste à équilibrer les valeurs des pixels dans la nappe en jouant sur l'histogramme des intensités. La détection des taches lumineuses est ensuite été réalisée avec la méthode du masque gaussien [88]. Un algorithme de génération d'images synthétiques de tomographie a été développé pour tester et valider le choix de cette méthode. Une incertitude relative sur le nombre de particules détectées σ_N/N entre 13% et 42% a été identifiée en fonction du nombre de particules. Le détail sur le choix de la méthode de comptage et son incertitude est présenté en Annexe E.1. La « ponctualisation » des taches lumineuses consiste à associer chaque tache à un seul point de coordonnées uniques, correspondantes au barycentre des valeurs des pixels composant la tache. L'image résultante est une image binaire et l'issue de la détection aboutit aux coordonnées $(X_N; Y_N)$ et au nombre N des taches détectées en données de sortie. La figure 4.11 (a) présente une image expérimentale de tomographie (le fond a été retiré), prise avant l'allumage, avec en rouge la zone considérée pour l'application du traitement informatique.

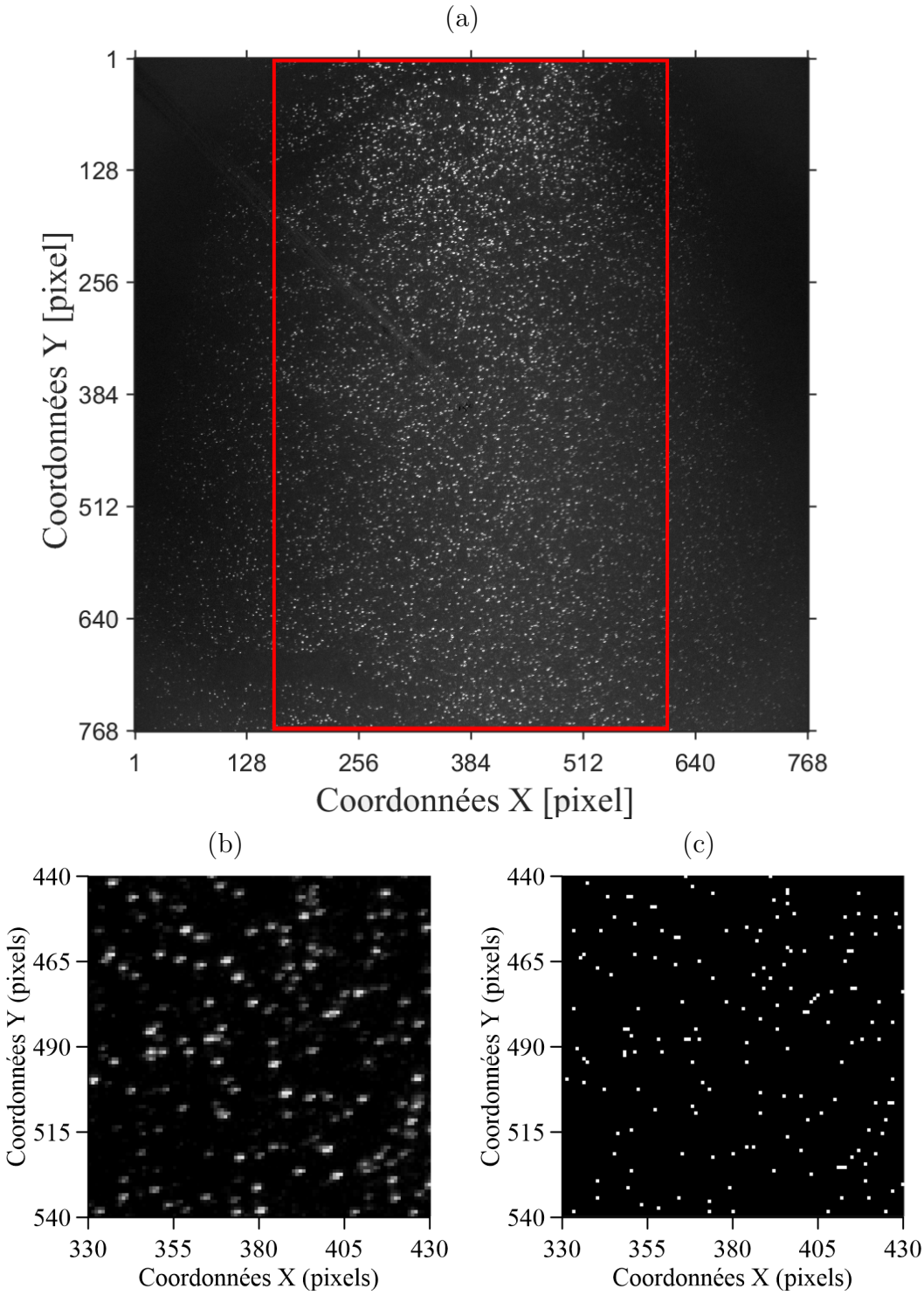


FIGURE 4.11 – (a) Image expérimentale de tomographie d'un brouillard généré en microgravité à $P_{ini.} = 0{,}50\ MPa$, $\Delta P = 0{,}175\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}10$; (b) Zoom de l'image expérimentale (a) ; (c) Résultat de la localisation avec l'image binaire ponctualisée.

L'image 4.11 (c) montre le résultat de l'application du traitement informatique sur, par souci de clarté, un zoom de l'image expérimentale montrée sur la figure 4.11 (b). Cette partie du traitement d'image conduit à une estimation du nombre de gouttes contenu le volume de mesure, qui est appliquée aux images de tomographie pendant la phase d'expansion du brouillard jusqu'à l'allumage.

4.3.4 Mesure du déplacement radial des gouttes par PTV

À l'instar de la PIV, la méthode de traitement PTV détermine le déplacement individuel de chaque particule (approche Lagrangienne) plutôt qu'un déplacement moyen d'un groupe de particules dans une fenêtre donnée (méthode Eulérienne). Toutes deux sont des techniques de mesure de vitesse, mais diffèrent par le nombre de traceurs utilisés. Le traitement PTV s'applique généralement sur des faibles densités par rapport à la PIV, qui convient avec notre configuration de brouillard.

Dans notre étude, on cherche à accéder au déplacement radial des gouttes pendant la combustion. L'analyse de l'évolution temporelle de ce déplacement permettra de discriminer la présence des gouttes entre gaz frais et gaz brûlés. Seule la détermination du déplacement radial des gouttes est présentée ici, et la démonstration de l'identification d'une goutte entre gaz frais et gaz brûlés sera retrouvée dans le Chapitre 7, section 7.3. Le logiciel libre PTVlab [11] a été utilisé pour calculer le déplacement et la vitesse des gouttes de carburant de façon individuelle. PTVlab est un logiciel de calcul de vitesse développé en langage MATLAB par Antoine Patalano et Brevis Wernher, adapté du projet open source PIVlab. L'algorithme PTV de calcul de la vitesse est décrit dans l'article suivant [89], et le principe est décrit brièvement ici. L'algorithme définit une fenêtre d'interrogation, centrée sur la particule à suivre. Un algorithme à deux étapes, noté ICCRM, combinant la méthode *cross-correlation* (CC) et la méthode de relaxation (RM), est appliqué pour déterminer le déplacement de cette particule. La combinaison de ces deux méthodes augmente la performance de la PTV en bénéficiant de leur complémentarité.

Dans notre contexte laminaire qui ne présente pas de forts gradients de vitesse, seule la partie *cross-correlation* a été utilisée. La méthode CC détermine la vitesse $v_{p(i)}$ d'une particule i par identification du coefficient d'intercorrélation le plus élevé obtenu en comparant une matrice d'intensité référence avec une série de matrices d'intensité candidates. Deux images notées A et B prises à un intervalle de temps Δt sont sélectionnées. Les valeurs d'intensité dans la fenêtre d'interrogation carrée, centrée sur la position de la particule à traquer, sont extraites de l'image A formant la matrice d'intensité référence. Ensuite plusieurs matrices contenant les valeurs d'intensité extraites dans la même fenêtre d'interrogation prise sur l'image B et

11. **http://ptvlab.blogspot.fr/**.

centrées sur toutes les particules candidates sont établies. La matrice d'intensité candidate de l'image B pour laquelle le coefficient d'intercorrélation est le plus élevé donne le déplacement de la particule traquée. Le logiciel fournit en données de sortie le déplacement et la vitesse des i particules (avec i variant de 1 à N) pour chaque couple d'images A-B,

$$v_{p(i)} = \frac{d_{(i)}}{\Delta t}. \tag{4.11}$$

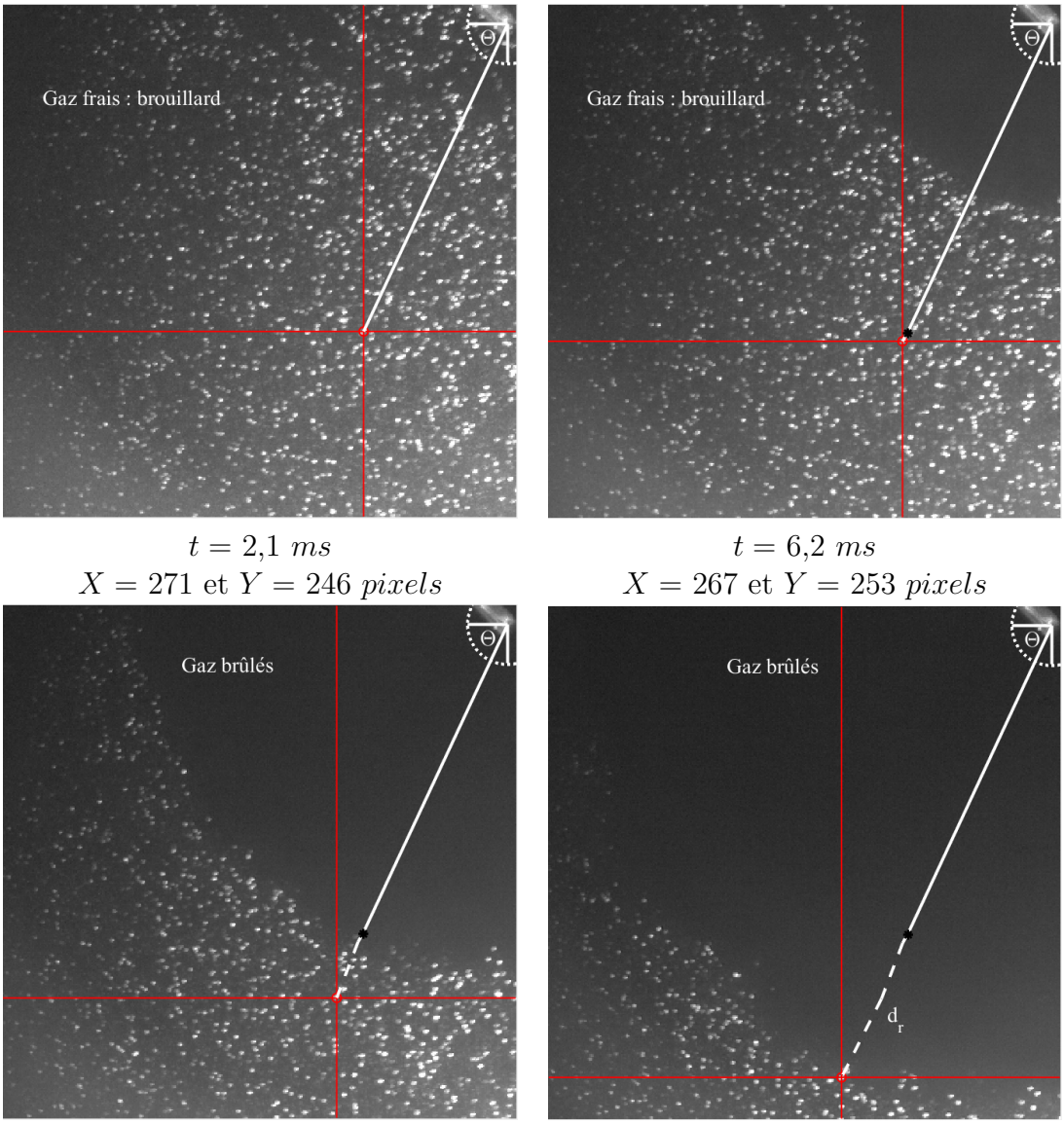
L'intervalle de temps Δt est donné par l'inverse de la fréquence d'acquisition de la caméra. Une valeur de 19 000 $images/seconde$ a été choisie pour capter avec suffisamment de résolution le mouvement des gouttes, attendu entre $1-2$ m/s aux abords de la flamme. L'algorithme PTV a été utilisé sur les images de tomographie laser enregistrées pendant la phase de combustion.

L'analyse du passage potentiel : gaz frais $\rightarrow$ gaz brûlés nécessite de travailler sur le déplacement radial $d_{r(i)}(t)$, qui a été calculé à partir des données de sortie de déplacement $d_{(i)}$ du logiciel tel que,

$$d_{r(i)}(t_j) = d_{r(i)}(t_{j-1}) + d_{(i)}(t_j) \tag{4.12}$$

avec t_0 le temps initial du début de la mesure imposé tel que $t_0 = 0$ ms et $d_{r(i)}(t_0) = 0$ mm. Le calcul est réalisé jusqu'à la disparition du point lumineux sur l'image, traduisant la fin du processus d'acquisition de la goutte i. L'incrément j faisant référence à la numérotation des images. Des exemples d'images instantanées de tomographie laser prises pendant la combustion sont présentés sur la figure 4.12.

La caméra enregistre les images de tomographie pendant la combustion avec une résolution de 768×768 $pixels^2$. En raison de la symétrie sphérique, seul un quart de chaque image est montré. Les électrodes sont localisées en haut à droite des images, et constituent l'origine d'un repère polaire située à $O(379; 387)$. Les conditions expérimentales sont : $P_{ini.} = 0{,}40$ MPa, $T_{ini.} = 343$ K, $\Delta P = 0{,}15$ MPa et $\Phi_T = 1{,}20$. Le suivi d'une goutte en particulier est montré sur les images, localisée par un cercle rouge. Le repérage de la position de la goutte est montré avec deux traits rouges et les coordonnées $(X; Y)$ sont reportées en dessous de chaque image. La position initiale de la goutte est repérée par un trait blanc continu et le déplacement radial d_r est illustré par un trait blanc pointillé.



$t = 2{,}1\ ms$
$X = 271$ et $Y = 246\ pixels$

$t = 6{,}2\ ms$
$X = 267$ et $Y = 253\ pixels$

$t = 10{,}3\ ms$
$X = 251$ et $Y = 295\ pixels$

$t = 12{,}9\ ms$
$X = 221$ et $Y = 354\ pixels$

FIGURE 4.12 – Exemple d'images instantanées de tomographie laser à différents instants de la combustion à partir de l'allumage. Illustrations du traitement PTV.

Le tracé du déplacement radial de cette goutte est présenté sur la figure 4.13, avec les quatre positions des images reportées avec une croix rouge sur le graphe. La référence temporelle étant le trigger de l'étincelle (symbolisée par une étoile jaune).

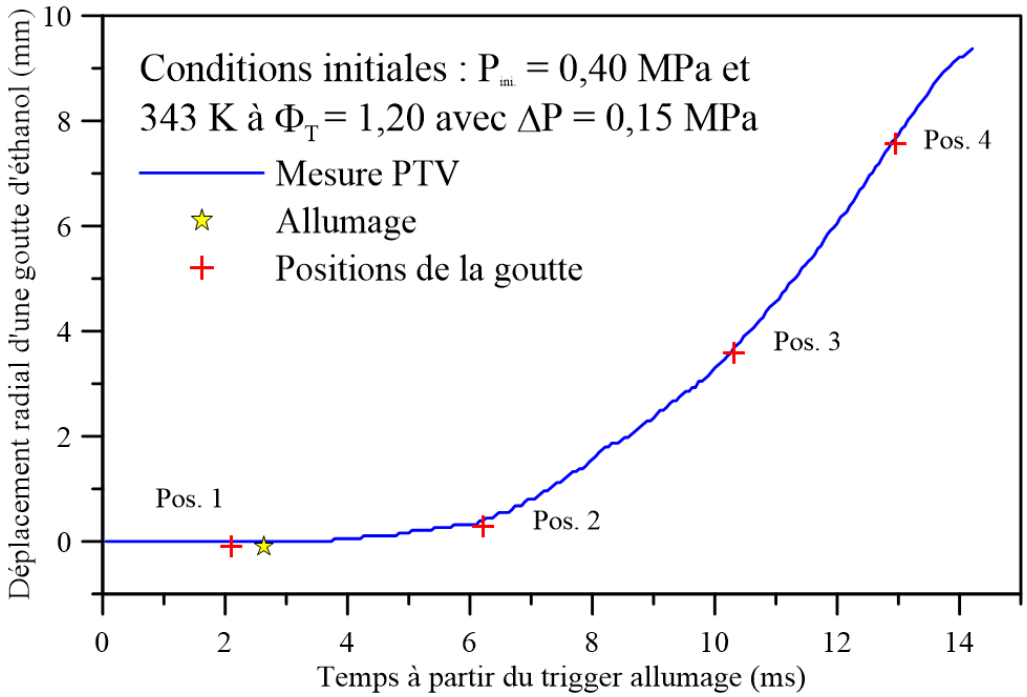


FIGURE 4.13 – Tracé de la mesure du déplacement radial de la goutte d'éthanol suivie sur les images de la figure 4.12 durant la phase de propagation de la flamme.

Lorsque la flamme se propage, les gouttes sont initialement immobiles puis sont mises en mouvement par l'expansion des gaz brûlés. La poussée des gaz agissant de manière homogène dans toutes les directions, les gouttes se déplacent avec un angle Θ quasiment constant. La mesure de déplacement radial indique un mouvement de la goutte sur 9,2 mm depuis son point d'origine. Sur la durée de la mesure entre les positions 1 et 4, l'angle suivi de la goutte est égal à $\Theta \approx 28^o$ avec un écart-type de 1°. Cette valeur non nulle de l'écart-type de l'angle indique que la goutte ne suit pas une trajectoire parfaitement rectiligne, mais subit une légère déviation pendant son déplacement. C'est pourquoi la mesure de déplacement radial de la goutte (illustrée par le trait blanc pointillé sur les images de la figure 4.12) sera supérieure à la trajectoire rectiligne définie entre son point de départ et son point d'arrivée (position 1 à position 4).

Le suivi PTV des gouttes est réalisable sur toute la durée de la course de la flamme, ce qui démontre indirectement que les gouttes restent dans le plan de mesure lors de la combustion. Une vitesse moyenne de la goutte, notée $\overline{V_g}$, peut être extraite à partir du tracé temporel du déplacement radial. Pour cela, une régression linéaire est appliquée sur le régime permanent du déplacement radial (typiquement entre les positions 3 et 4 sur le graphe de la figure 4.13). Le coefficient directeur du modèle linéaire donne la valeur de la vitesse moyenne, égale à $\overline{V_g} = 1{,}5\ m/s$ pour la goutte de l'exemple. On notera que la vitesse de propagation non-étirée de la flamme (estimée

via l'ombroscopie dans les conditions reproduites du brouillard) est de $V_S^0 = 1{,}8\ m/s$. La différence entre les deux vitesses s'apparente à la vitesse de combustion laminaire ($\approx$30 cm/s), en raison de la très faible inertie des gouttes (qui sera montrée dans le chapitre 7). L'identification de la présence de gouttes dans les gaz brûlés, basée sur les mesures de déplacement radial des gouttes est détaillée dans le chapitre 7.

4.3.5 Détermination de la concentration locale des gouttes

Cette section présente différents outils mathématiques applicables à un milieu diphasique, visant à une nouvelle approche sur le brouillard. La motivation première est de tester l'estimation de l'interdistance des gouttes calculée à partir de la densité de gouttes, $a_c = 1/\sqrt[3]{N_d}$ (équation (4.9)). Cette notion d'interdistance globale entre les gouttes est largement utilisée dans la littérature pour les aérosols. Son aspect simpliste rend cette formulation attractive et donc courante, malgré une hypothèse forte imposée sur la disposition spatiale des gouttes. Assimiler un brouillard avec des gouttes séparées d'une distance unique revient à considérer une disposition analogue à un réseau cristallin (de maille cubique en l'occurrence). Les images de tomographie laser fournissent une source énorme d'information sur l'aérosol, par l'application d'algorithmes de géométrie 2-D. Les images ponctualisées donnent accès à la répartition spatiale de chacune des gouttes contenues dans le plan via la connaissance des coordonnées $(X_N; Y_N)$. Ces images offrent un terrain parfait pour la détermination locale des distances entre gouttes. Cela implique cependant de se tenir à la définition de « voisinage » pour les gouttes. Dans le cas du brouillard, l'interdistance entre gouttes est définie comme la distance entre une goutte en particulier et ses plus proches voisines.

La triangulation est l'outil adéquat pour connaître la distance entre les gouttes. La triangulation est un calcul de géométrie algorithmique qui construit des triangles à partir d'un ensemble de points définis dans un plan. Chaque point devenant alors les sommets des triangles. Plusieurs triangulations existent selon les propriétés désirées. La triangulation de Delaunay [90] consiste en la construction des triangles avec des angles minimums de sorte que les arêtes délimitent les points les plus proches les uns des autres. Cette définition s'accorde parfaitement avec la notion d'interdistance entre gouttes, définie pour statuer la notion de proximité et de zone d'influence. Mathématiquement, la construction des triangles suit la consigne suivante : le cercle circonscrit d'un triangle constitué de trois points de l'ensemble de départ doit être vide, c'est-à-dire qu'aucun autre sommet ne doit se situer à l'intérieur de ce cercle. Un exemple d'application de triangulation de Delaunay sur l'image expérimentale de la figure 4.11 (a) est présenté sur la figure 4.14. Le résultat sur toute l'image est montré en figure (a) et un zoom du résultat est explicité en figure (c), avec l'image binaire ponctualisée en (b).

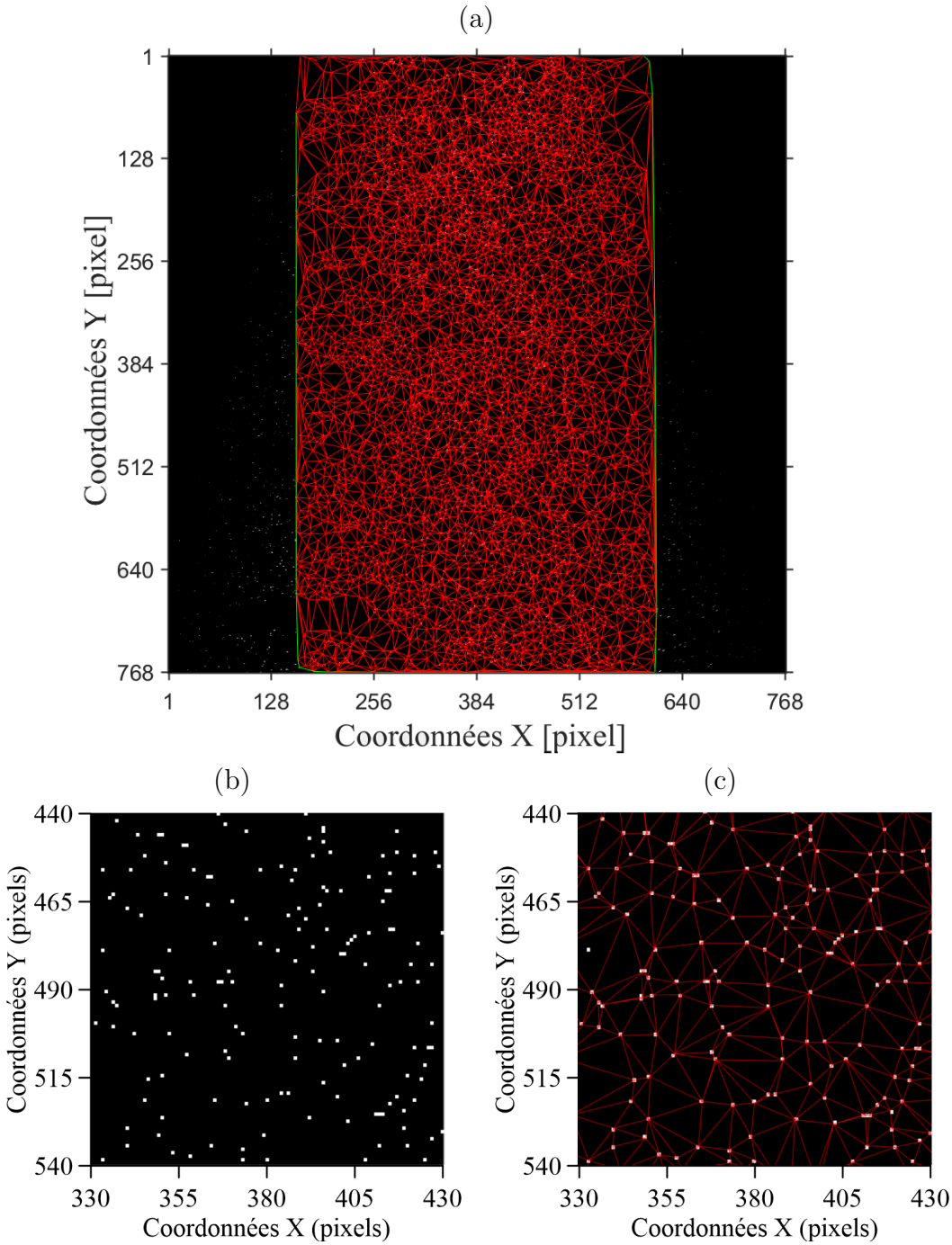
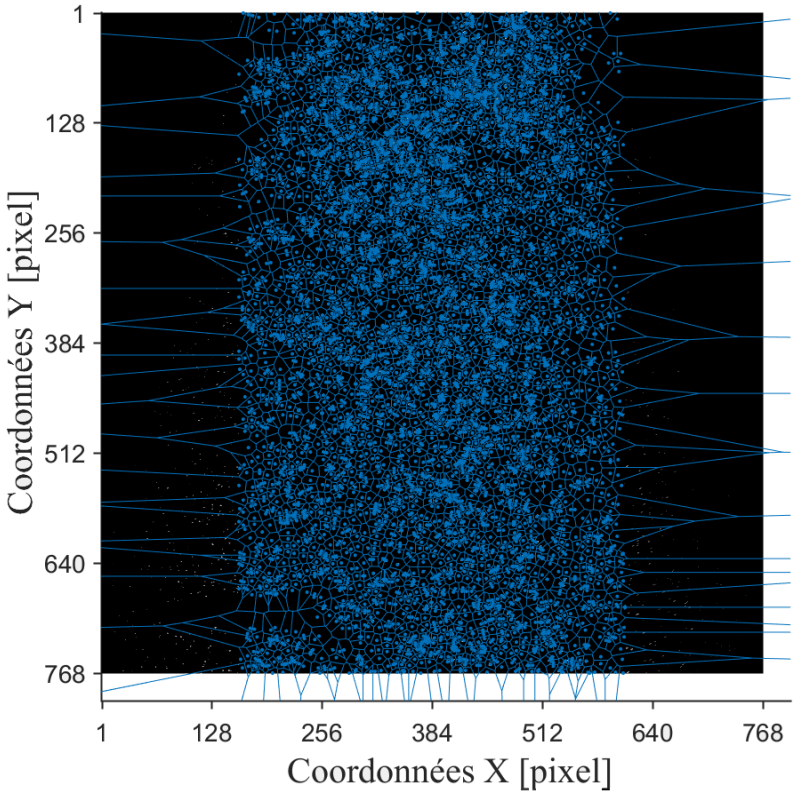


FIGURE 4.14 – (a) Triangulation de Delaunay de l'image expérimentale de la figure 4.11 (a) ; (b) Zoom de l'image binaire ponctualisée ; (c) Résultat de la triangulation sur le zoom de l'image binaire ponctualisée.

Le calcul de triangulation de Delaunay est effectué sous MATLAB, par le biais d'une fonction intrinsèque de triangulation Delaunay. Le calcul est réalisé à la suite de la ponctualisation et les distances inter-goutte sont assimilées aux segments des triangles construits. L'ensemble de points de départ formé par les coordonnées des gouttes étant fini, la triangulation est incluse dans une enveloppe convexe, construite par les points situés aux extrémités (en vert sur la figure 4.14 (a)). Les triangles construits à partir de ces sommets sont erronés (distance beaucoup trop grande, car non conforme à la définition de voisinage). Un filtre a donc été appliqué pour retirer les sommets de ces triangles.

Un autre outil mathématique, le diagramme de Voronoï [91], a suscité notre intérêt. Il se trouve être le graphe dual de la triangulation de Delaunay 2-D. Le diagramme de Voronoï est une méthode de découpage, ou pavage, qui divise un ensemble de points défini dans un espace 2-D en plusieurs polygones convexes. Chaque polygone est construit autour de chacun des points et quantifie leurs « zones d'influence ». La figure 4.15 montre l'application du diagramme de Voronoï sur l'image expérimentale de la figure 4.11 (a).

(a)



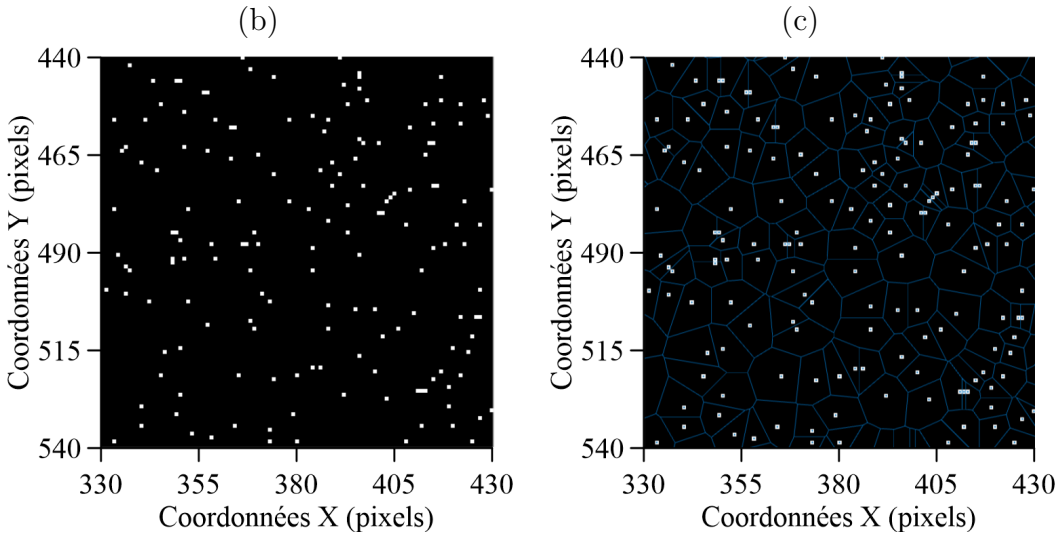


FIGURE 4.15 – (a) Diagramme de Voronoï de l'image expérimentale de la figure 4.11 (a) ; (b) Zoom de l'image binaire ponctualisée ; (c) Résultat du pavage sur le zoom de l'image binaire ponctualisée.

Les diagrammes de Voronoï sont particulièrement appréciés dans des domaines divers pour la modélisation et l'étude d'une grande variété de phénomènes naturels ou sociologiques. On les retrouve par exemple en astrophysique [92] pour décrire la distribution des galaxies, pour construire des réseaux aléatoires pour la théorie des champs quantiques [93], pour modéliser la microémulsion [94] ou encore en sociologie [95]. De même, MATLAB possède dans sa banque de fonctions prédéfinies une fonction pour le calcul de diagrammes de Voronoï 2-D. L'ensemble de points étant fini, les aires des polygones sont infinies pour les points situés au bord. Les aires de ces polygones ont été retirées des données de sortie.

On présente finalement la deuxième partie de l'algorigramme, avec l'implémentation des calculs de triangulation de Delaunay et de diagramme de Voronoï, faisant suite à la figure 4.10. Les aires de Voronoï A_v ont été calculées avec la fonction *polyarea* de MATLAB à partir des coordonnées $(X_v; Y_v)$ des sommets des polygones. Chaque triangle fournit trois valeurs d'interdistance a_D à partir des coordonnées des sommets des triangles $(X_{t(1,2,3)}; Y_{t(1,2,3)})$, qui sont calculées comme suit $a_{D(1,2,3)} = \sqrt{(X_{t(1,1,2)} - X_{t(2,3,3)})^2 + (Y_{t(1,1,2)} - Y_{t(2,3,3)})^2}$.

Le traitement aboutit à une série de valeurs d'aire A_v et une série de valeurs d'interdistance a_D pour chaque image. Ces grandeurs ont été utilisées pour caractériser la répartition spatiale et quantifier le degré d'homogénéité des brouillards d'éthanol (Chapitre 5).

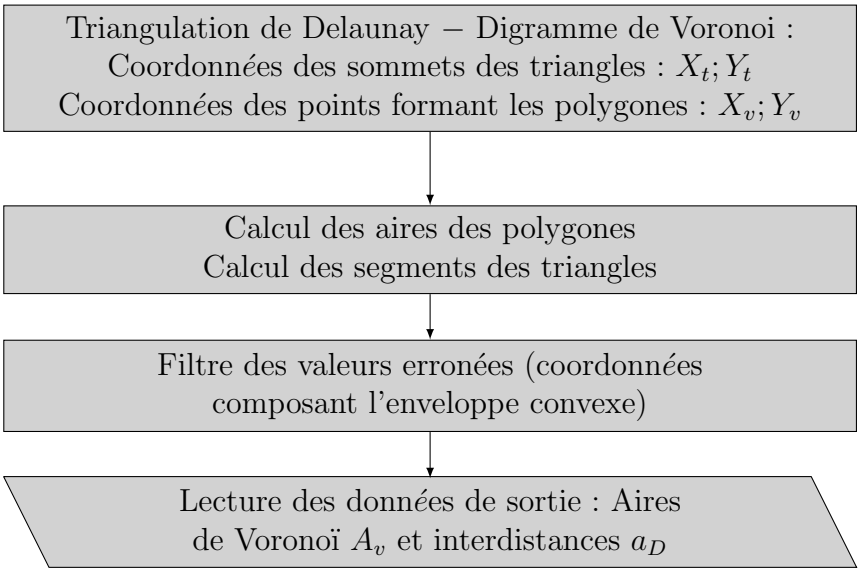


FIGURE 4.16 – Algorigramme du traitement d'image développé pour le post-traitement des images de tomographie laser. Partie 2 : triangulation et pavage.

4.4 Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing (ILIDS)

La technique ILIDS, pour *Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing*, est une méthode courante pour la mesure de taille de gouttes dans les sprays [96]. Elle bénéficie d'une mise en place simpliste (peu d'éléments) et d'une relation reliant le diamètre de goutte et le motif de diffraction facile à utiliser. Dans le cadre de notre étude, la technique ILIDS a été implémentée au dispositif expérimental avec la nappe laser présentée dans la section précédente, formant ainsi un couplage avec la tomographie laser par diffusion de Mie. La théorie et le principe de mesure de la taille des gouttes d'éthanol sont abordés en première sous-section. Une stratégie a été suivie pour le choix et le paramétrage du montage optique, dans le but de trouver le meilleur compromis entre les contraintes des vols et les besoins scientifiques. Cette partie sera détaillée en deuxième sous-section. Une fois les images d'ILIDS acquises, un traitement est nécessaire pour extraire les valeurs de diamètre des gouttes, et ainsi obtenir la distribution en taille des brouillards. Un programme informatique de post-traitement automatique a été développé à cet effet et fait l'objet de la dernière sous-section.

4.4.1 Théorie et principe de mesure

Les propriétés de diffraction de la lumière par une goutte ont été source de nombreuses études pendant des décennies. Konig et al. ont étudié le phénomène de diffraction par une goutte d'isopropanol de 34 μm de diamètre à l'aide d'un faisceau laser focalisé [97]. L'observation de la distribution d'intensité de la lumière diffractée est donnée sur la figure 4.17 (a). L'image montre une répartition complexe d'interférence en fonction de l'angle de diffraction, avec des interférences denses dans la direction avant [0°-90°] et des franges plus parsemées pour les angles [90°-180°]. Différents effets surviennent avec l'angle de diffraction, qui ont abouti au développement de plusieurs techniques optiques telles que l'arc-en-ciel (obtenue à un angle de $\theta = 142^o$ pour l'éthanol [98]), ou encore la granulométrie par diffraction laser avec les anneaux de diffraction à un angle de 180° (qui a fait office de la sous-section 4.2.1).

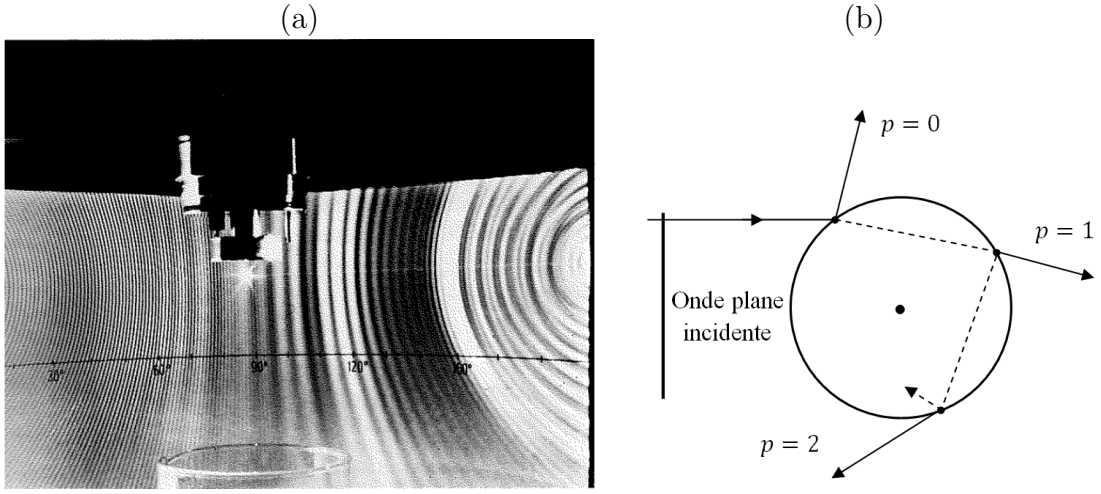


FIGURE 4.17 – (a) Distribution d'intensité de la lumière diffractée pour une gouttelette d'isopropanol de 34 μm de diamètre par un faisceau laser [97] ; Schéma d'artiste du phénomène de diffraction d'une onde électromagnétique plane par une goutte sphérique transparente vue sous l'approximation de l'optique géométrique avec les différents ordres des rayons.

Comme nous l'avons vu, si on assimile la lumière à une onde électromagnétique plane et si on émet l'hypothèse d'une goutte parfaitement sphérique, la théorie de Mie [74] propose une description mathématique de la diffraction. Bien que ces équations rigoureuses donnent des résultats exacts, leurs interprétations demeurent complexes et des modèles approchés ont été proposés. Les séries de Debye [99] fournissent une alternative intéressante à la théorie de Mie, par une interprétation physique plus simple. Le phénomène de diffraction est décomposé en plusieurs termes

qui relatent la contribution des différents comportements des rayons, repérés par un ordre p. La diffraction peut alors être approximée par le biais de l'optique géométrique (avec notamment la notion de rayon lumineux). Selon la position et l'angle d'approche par rapport à la goutte, les rayons vont subir des réflexions sur l'interface goutte−air, associées à l'ordre $p = 0$, des réfractions dans la goutte notées avec l'ordre $p = 1$, et des réflexions internes avec deux déviations pour l'ordre $p = 2$, trois déviations dans la goutte pour l'ordre $p = 3$, etc. (voir figure 4.17 (b)). Chaque terme de la série de Debye est alors lié à chacun des ordres.

Chaque réflexion et chaque réfraction est accompagnée par un phénomène d'absorption, et selon l'angle de visualisation, la contribution de chacun des ordres va différer. L'amplitude de chaque terme de la série de Debye (respectivement de chaque ordre) est présentée avec la figure 4.18 (tracé classique en (a) et graphique polaire en (b)). Les deux graphes ont été obtenus avec le logiciel MiePlot [12].

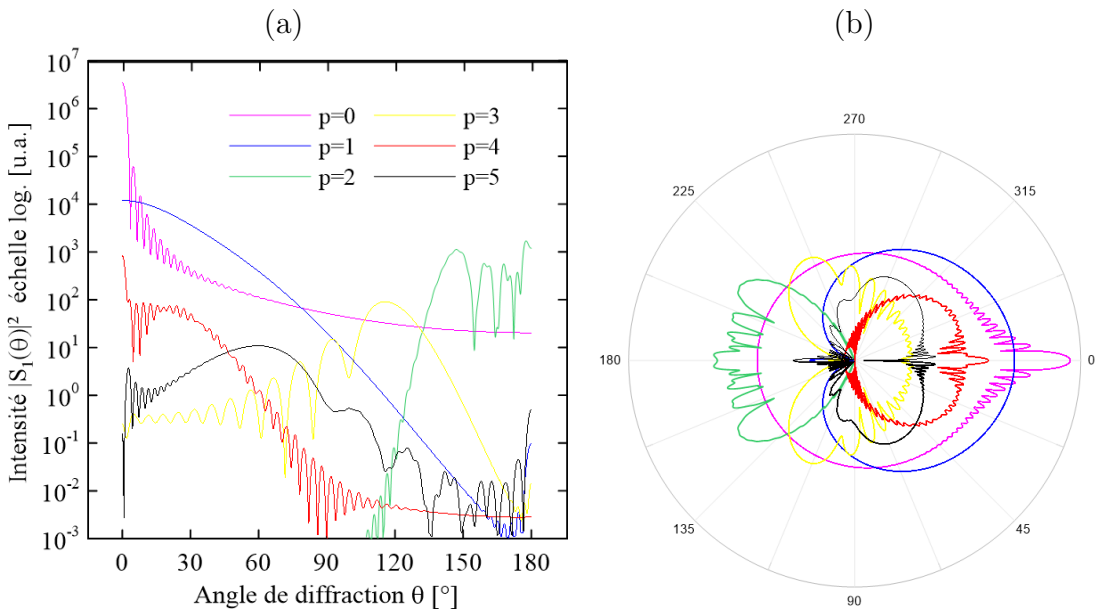


FIGURE 4.18 – (a) Utilisation des termes de la série de Debye pour l'identification des contributions apportées par les différents ordres des rayons lumineux (réflexion + réfractions) à une longueur d'onde de 532 nm et pour une goutte d'éthanol de diamètre 10 μm ; (b) Équivalence des termes de la série de Debye en graphique polaire.

Les 6 premiers termes de la série de Debye d'une goutte d'éthanol d'un diamètre 10 μm immergée dans de l'air à 20°C et 1 atm sous polarisation perpendiculaire sont

12. **http://www.philiplaven.com/mieplot.htm**.

considérés (la polarisation du laser Verdi est linéaire verticale). Les calculs ont été menés à la longueur d'onde du laser de 532 nm et avec l'indice de réfraction complexe de l'éthanol, $n_g = 1{,}3598$ et $\chi_g = 8{,}8227 \cdot 10^{-8}$ pris à température ambiante et à la longueur d'onde du laser [78]. L'influence de chaque terme de la série de Debye est ainsi mise en évidence sur toute la gamme d'angles de diffraction.

La technique ILIDS consiste à exploiter les contributions des rayons d'ordre 0 et des rayons d'ordre 1 (voir figure 4.19 (a)). Typiquement, l'angle est choisi afin que les intensités des rayons réfléchis et réfractés soient égales, dans le but d'obtenir un contraste des interférences optimum (visibilité des franges maximale). Ces conditions sont déduites du graphe 4.18, qui indique un angle $\theta = 79^o$ pour l'éthanol (au croisement de la courbe magenta et bleue). La visualisation du phénomène de diffraction d'une goutte d'éthanol à un angle de 79° dans le plan focal conduit à l'observation de deux points lumineux, connus sous le nom de points de Gloire [100]. Les points de Gloire, notés G_0 et G_1 sur le schéma 4.19 (a), correspondent aux deux points de sortie des rayons réfléchis ($p = 0$) et réfractés ($p = 1$) par la particule dans la direction de l'observateur.

Le principe de la mesure de taille des gouttes par ILIDS est l'observation des ordres 0 et 1 dans un plan défocalisé par rapport au plan de localisation des gouttes. La figure 4.19 (b) ci-dessous expose le principe de mesure de l'ILIDS avec un montage ILIDS type. Le système nécessite un plan laser, un objectif (lentille) et une caméra (capteur). La lumière diffractée par les gouttes situées dans la nappe lumineuse est recueillie par la lentille de l'objectif selon l'angle θ. L'angle α définit l'ouverture de collecte de la lumière (qui dépend des paramètres de l'objectif). Les grandeurs z_l et z_R définissent respectivement les distances : plan laser−lentille de collecte de l'objectif ; capteur de la caméra−lentille de collecte de l'objectif. Les différents motifs d'une goutte soumise à la diffraction sont schématisés sur la figure 4.19 (c) pour plusieurs positions. L'image de droite montre les deux points de Gloire, qui représentent l'image focalisée. Les trois autres images illustrent les motifs pour l'observation d'une goutte dans un plan défocalisé (distance de défocalisation croissante de la droite vers la gauche). Plus la distance de défocalisation est importante, plus les points lumineux formés par les points de Gloire sont agrandis. Pour une distance de défocalisation suffisamment importante (deux images de gauche), la superposition des deux points de Gloire entraîne la formation d'interférence sous forme de franges alternées claires/sombres. Les interférences sont issues de la différence de chemin optique entre les rayons réfléchis et les rayons réfractés. L'image de gauche représente un motif d'interférence typique du système ILIDS avec une tache circulaire contenant des franges. Une interférence s'apparente à au moins deux franges claires ou deux franges sombres et, pour des raisons de commodité, la notion de « frange » dans la suite du manuscrit fera référence à une frange claire.

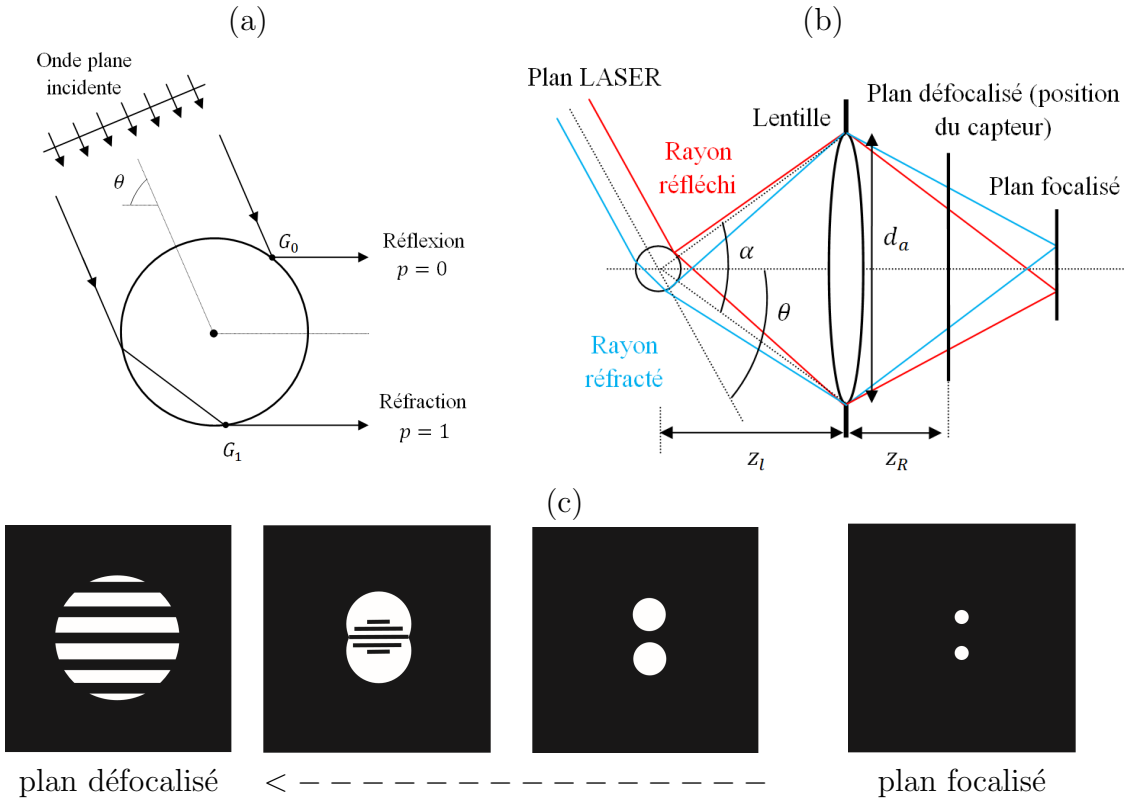


FIGURE 4.19 – (a) Schéma d'artiste du phénomène de diffraction d'une onde électromagnétique plane par une goutte sphérique transparente à l'angle θ optimum vue sous l'approximation de l'optique géométrique avec les phénomènes de réflexion ($p = 0$) et de réfraction ($p = 1$) des rayons lumineux incidents ; (b) Principe de mesure de la taille de gouttes avec un montage ILIDS type vue avec l'optique géométrique ; (c) Représentations schématiques (reproduites de [101]) de l'observation d'une goutte soumise à un phénomène de diffraction à l'angle θ optimum pour différentes positions focales.

Avec les hypothèses de l'optique géométrique, une expression entre le diamètre de la goutte d et le nombre de franges N_{frange} peut être déduite [97, 102],

$$d = N_{frange} \times \frac{2\lambda_V}{\alpha} \cdot \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{m \cdot \sin(\theta/2)}{\sqrt{m^2 - 2m \cdot \cos(\theta/2) + 1}} \right)^{-1} \tag{4.13}$$

avec m le rapport de la partie réelle de l'indice de réfraction de l'éthanol sur celui de l'air. L'angle de collecte α est également déduit par optique géométrique tel que,

$$\alpha = 2 \cdot \arctan\left(\frac{d_a}{2z_l}\right) \tag{4.14}$$

où d_a est le diamètre de la lentille de collecte (voir schéma de la figure 4.19 (b)).

4.4.2 Contraintes et choix du montage optique

Le développement du montage ILIDS est passé par l'étude de différentes configurations (angle de diffraction, angle de collecte, distance de défocalisation) pour aboutir au meilleur compromis entre les contraintes expérimentales et les performances de dynamique de mesure. L'optimisation des paramètres a été gouvernée par les critères suivants,

- la gamme de diamètres des gouttes à mesurer,
- la concentration de particules présentes sur la fenêtre d'enregistrement,
- l'espace disponible et la possibilité d'arrangement sur le rail optique et
- la sensibilité de mesure nécessaire.

Le réglage de la puissance laser ne peut en revanche être déterminé en amont et a été paramétré lors de tests au sol.

Choix de l'angle de diffraction θ

La contrainte d'encombrement du dispositif expérimental a conditionné le choix de l'angle de diffraction (angle d'observation du phénomène de diffraction). En effet, la limite d'espace sur le rail optique combinée à une traversée nécessaire de deux hublots pour la visualisation des gouttes présentes dans la nappe laser a dirigé le choix de l'angle de diffraction à $\theta = 90^o$. Cette configuration offre une plus grande facilité d'implantation par rapport à l'angle optimum, mais ne conduit pas au meilleur contraste des franges. Plusieurs études ont réalisé des mesures de taille de gouttes avec un angle de 90° [96, 102–105]. Les mesures ILIDS à cet angle de diffraction sont soumises à une controverse quant à l'interprétation des interférences. Comme vu précédemment, la formation des franges d'interférences sont dues à la contribution des rayons d'ordre 0 et 1 (visualisation des points de Gloire dans un plan défocalisé). Ce formalisme, ainsi que la relation de base de l'ILIDS reliant le diamètre

au nombre de franges (équation (4.13)), n'est valable qu'avec l'optique géométrique. Or, la distribution des amplitudes des différents ordres (réflexions et réfractions) calculés sous les hypothèses de l'optique géométrique (avec les coefficients de Fresnel) ne prédit pas de réfraction à 90°. La figure 4.20 montre le tracé analogue à la figure 4.18, mais avec les coefficients de Fresnel (calculés avec MiePlot). Le graphe montre que l'optique géométrique prédit une amplitude des rayons réfractés (ordre 1) décroissante puis nulle à partir de 85° (courbe bleue).

Expérimentalement, l'ordre 1 est malgré tout bien observable à un angle $\theta = 90^o$, comme le prédit la théorie de Mie, cependant la visibilité des franges en termes de contraste et d'intensité est amoindrie par rapport à l'angle optimum. Il est à noter que même si le modèle d'optique géométrique n'est pas adapté pour prédire correctement l'intensité des ordres de diffraction à 90°, la formulation de l'équation (4.13) déduite de l'optique géométrique reste valable [101, 105]. Finalement, la configuration adoptée avec un angle de diffraction de 90° s'apparente à une « tomographie défocalisée ». Les points de Gloire ne sont alors plus observables distinctement dans le plan focal en raison de la présence des rayons d'ordre 3 (réflexions internes avec trois rebondissements dans la goutte). Pour finir, on notera que la valeur de l'angle de diffraction n'influe pas sur la sensibilité de mesure $[\mu m/frange]$.

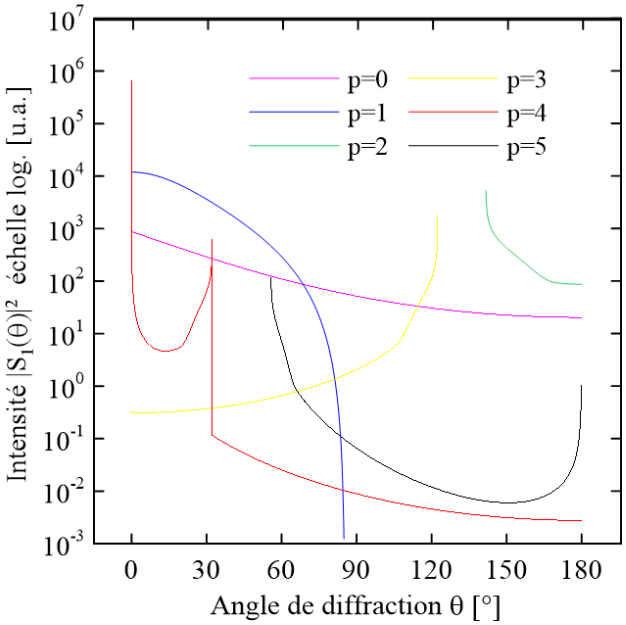


FIGURE 4.20 – Évaluation de la distribution des amplitudes des différents ordres des rayons lumineux (réflexion + réfractions) à une longueur d'onde de 532 nm et pour une goutte d'éthanol de diamètre 10 μm sous polarisation perpendiculaire avec les coefficients de Fresnel (approximation par l'optique géométrique).

Choix de l'optique de réception (α) et de la distance de défocalisation (df)

Pour un système optique donné, la relation (4.13) montre que le diamètre de la goutte est proportionnel au nombre de franges. Cette proportionnalité étant directement liée à l'angle de collecte (α), qui lui-même résulte de la distance entre la nappe laser et l'optique de réception, z_l (équation (4.14)). L'angle de collecte régit donc la sensibilité de mesure, et va conditionner la gamme de taille minimum mesurable. La contrainte d'encombrement a conditionné le choix possible des objectifs à une distance focale f de la lentille de collecte compatible avec l'espace permis par le rail optique. La taille de goutte maximum mesurable va quant à elle être conditionnée par le diamètre des taches d'interférence d_{tache} visible sur les images. La taille des taches d'interférence contenant les franges est uniquement dépendante de la distance de défocalisation df, et est donc identique pour toutes les tailles de gouttes. La taille maximum de gouttes à mesurer doit permettre une résolution $frange/pixel$ suffisante pour l'extraction du nombre de franges N_{frange}. En outre, pour un nombre de gouttes donné, l'augmentation de la taille des taches entraîne du chevauchement (recouvrement des taches), qui est une entrave conséquente au traitement des images et à l'extraction des informations utiles. Dans notre contexte, la sensibilité de mesure a été privilégiée, et la dimension des taches a été réglée de manière à obtenir une résolution $frange/pixel$ convenable pour le traitement. La question du chevauchement a été traitée dans un second temps.

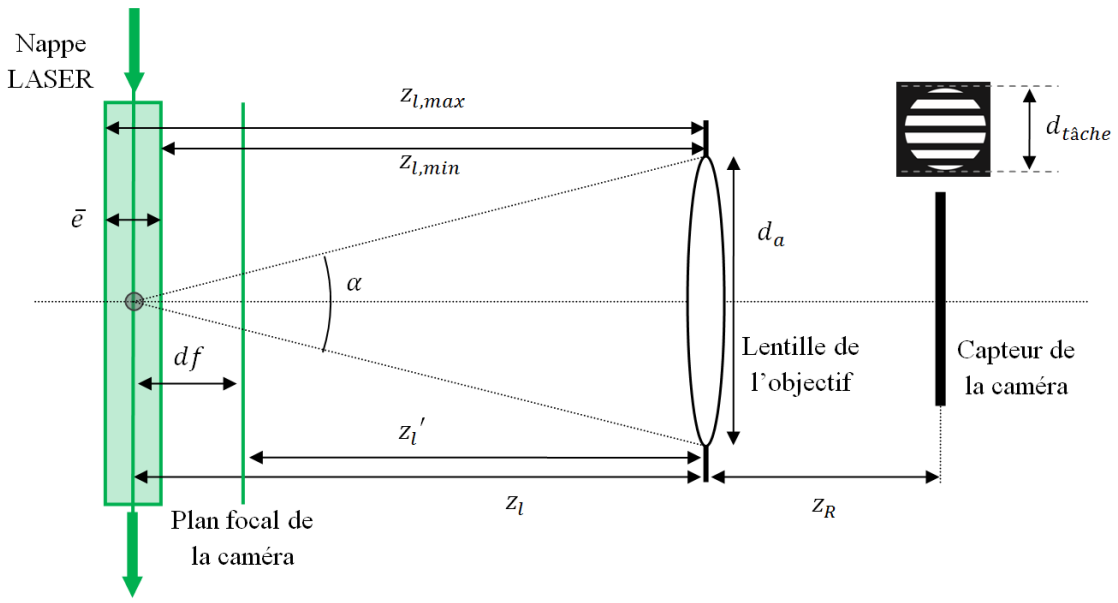


FIGURE 4.21 – Représentation schématique de l'arrangement optique nappe laser−optique de réception−caméra du système ILIDS de la thèse avec un angle de diffraction $\theta = 90^o$.

La figure 4.21 donne une représentation schématique de l'arrangement optique nappe laser−optique de réception−caméra du système ILIDS de la thèse. La distance de défocalisation df est introduite telle que $z_l = z'_l + df$, comme montré sur le schéma, avec z'_l la distance plan laser−lentille de collecte dans le plan focalisé et z_l la distance plan laser−lentille de collecte dans le plan défocalisé. Si $df = 0$ les distances z_l et z'_l sont confondues.

La gamme de mesure des gouttes d'éthanol est la suivante : minimum de 2 μm et maximum de 20 μm. Le diamètre minimal se définit par la présence d'une interférence au moins dans la tache. La sensibilité de mesure en $\mu m/frange$ est optimale, donc minimum, en maximisant l'angle de collecte (sensibilité de mesure $\propto 1/\alpha$). Ainsi, compte tenu de l'espace disponible sur le rail optique, l'optique de réception choisie est un objectif Sigma Macro OS 180 mm (diamètre de la lentille de collecte $d_a = 86$ mm pour une ouverture totale). La distance lentille de collecte−capteur caméra est de $z_R = 249{,}7$ mm. La distance focale de la lentille a été réglée à $f = 123{,}67$ mm et une mise au point sur le plan laser est atteinte à $z'_l = 245{,}0$ mm.

La taille des taches d'interférence sur les images varie en fonction de la distance de défocalisation df telle que [106],

$$d_{tache}(df) = d_a \times \left| 1 - z_R \cdot \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z'_l + df} \right) \right| + d_{0p} \tag{4.15}$$

avec, d_{0p}, la taille des gouttes vues dans le plan focal, que l'on peut aisément associer à un diamètre moyen de 3 $pixels$ (voir en Annexe, section E.1.1). Le tableau 4.1 ci-dessous donne la dépendance du diamètre des taches d'interférence avec la distance de défocalisation pour le présent montage optique.

Distance de défocalisation df $[mm]$	3	3,5	4	4,5	5
Diamètre de la tache d_{tache} $[pixel]$	31,3	36,0	40,7	45,4	50,0

TABLEAU 4.1 – Dépendance du diamètre des taches d'interférence d_{tache} visualisées sur les images à la distance de défocalisation df du capteur de la caméra par rapport au plan laser.

Une distance de défocalisation de $df = 4{,}0$ mm a été choisie pour les mesures de taille de gouttes des brouillards d'éthanol. Avec une distance plan laser−lentille de collecte $z_l = 249{,}0$ mm, le système ILIDS bénéficie d'un angle de collecte de $\alpha \approx 20^o$ avec une sensibilité de mesure de 1,8 $\mu m/frange$. Le diamètre minimum

voulu des gouttes de 2 μm est atteint avec la visualisation d'une interférence. Le diamètre maximum mesurable de 20 μm conduit à un nombre maximum de 11 franges, réparties dans un diamètre de tache d_{tache} ≈41 $pixels$, ce qui amène à une largeur minimum acceptable de 2 $pixels$ par frange.

On notera que la sensibilité obtenue par le système ILIDS est équivalente aux gammes de mesure proposées par le granulomètre à diffraction laser. La mise en défaut de focalisation est assurée par une plaque micrométrique, précise au 100ème de millimètre, sur laquelle repose l'ensemble caméra+objectif. La défocalisation a été réalisée en déplaçant la caméra en arrière par rapport au plan laser. Le paramètre m est le rapport de l'indice de réfraction réel de l'éthanol sur celui de l'air, pris égal à 1,000. Sur l'ensemble des mesures ILIDS à réaliser, des transferts de chaleur et de masse se produisent entre les gouttes et le gaz environnant. En conséquence, la température des gouttes d'éthanol n'est pas bien connue lors des mesures par ILIDS. Lemaître et al. [105] se sont intéressés à la sensibilité de la relation entre le nombre de franges et la taille des gouttes (équation (4.13)), pour différentes températures et donc pour différents indices de réfraction entre l'air et l'eau, m. Ils ont démontré que les variations d'indice de réfraction induites par le chauffage des gouttes ne perturbent pas la relation (4.13). Par conséquent, cette technique est capable de donner une mesure précise de la taille des gouttes d'éthanol, sans aucune connaissance préalable de sa température.

Taux de chevauchement et ajout d'une fente

Le facteur limitant le plus important pour l'analyse des images d'interférométrie est le chevauchement des taches d'interférence. Le degré de chevauchement est exprimé avec un taux de chevauchement, noté γ, défini comme le rapport entre l'aire des taches recouvertes sur l'aire totale de toutes les taches [106],

$$\Upsilon = \frac{\text{Aire de chevauchement}}{\text{Aire totale}}. \tag{4.16}$$

Une estimation du coefficient Υ peut être obtenue avec les outils de la probabilité en fonction des paramètres d'arrangement optique et de la densité des gouttes. L'Annexe C.3 donne le développement analytique de l'expression du taux Υ par voie probabiliste, ainsi que sa résolution numérique. Pour un montage optique donné, l'expression du taux de chevauchement dépend uniquement de la densité de gouttes du brouillard N_d. Le lien entre la densité réelle des gouttes et la concentration

surfacique des gouttes visualisées sur les images, C_A, est donné par la relation [106],

$$C_A = \int_{z_{l,min}}^{z_{l,max}} \left(\frac{z_l}{z_R}\right)^2 \times N_d \cdot \mathrm{d}z_l. \tag{4.17}$$

L'optique géométrique donne la position maximum et minimum d'une particule dans le plan laser, respectivement $z_{l,max}$ et $z_{l,min}$,

$$z_{l,min} = z_l - \frac{\overline{e}}{2} \quad \text{et} \quad z_{l,max} = z_l + \frac{\overline{e}}{2}. \tag{4.18}$$

où $\overline{e}$ est l'épaisseur de nappe moyenne, estimée à partir de l'expression analytique de l'Annexe D.6 sur le champ spatial de mesure à 0,38 mm. La grandeur z_l est une variable telle que $[z_{l,min} \leq z_l \leq z_{l,max}]$ (*cf.* schéma 4.21).

Une densité de gouttes élevée, induisant un taux de chevauchement important, va provoquer une perte d'information conséquente lors du traitement (tache non-détectée $\rightarrow$ tache non-extraite $\rightarrow$ diamètre non calculé). Cet effet a été anticipé, et une solution a été proposée pour pallier à la problématique de perte de mesures due au chevauchement des taches. Le taux de chevauchement a été calculé sur la gamme de densité de gouttes suivantes de $5{\cdot}10^8$ à $1{\cdot}10^{12}$ m^{-3}. Différentes valeurs de défocalisation *df* ont été considérées, conduisant à différents diamètres de tache d'interférence. Les limites de densités de gouttes réalistes aux expériences ont également été reportées, avec un minimum de $5{\cdot}10^8$ et un maximum de $1{\cdot}10^{11}$ m^{-3}. Les résultats sont présentés sur la figure 4.22, qui illustrent l'effet de la taille des taches d'interférence sur l'effet chevauchement. Ce graphe donne le lien entre la densité des gouttes et la superposition des taches, quantifiées par le taux de chevauchement.

Des simulations d'images synthétiques d'ILIDS ont été réalisées pour évaluer la performance de détection de l'algorithme de traitement d'images développé pendant la thèse (qui fait l'objet de la sous-section suivante). Le graphe 4.23 est un tracé reproduit des résultats de simulation de l'Annexe E.3.3, qui montre le taux de reconnaissance R_P en fonction du taux de chevauchement Υ, pour des images synthétiques représentatives des images expérimentales, le taux de reconnaissance étant le nombre de taches détectées sur le nombre de taches générées. Les performances sont initialement évaluées en fonction d'un nombre de taches générées sur les images synthétiques. La concentration surfacique des taches a tout d'abord été calculée à partir du nombre de taches générées et, avec la relation (4.17), l'équivalence en densité réelle de gouttes a été déduite N_d. Le taux de chevauchement a été ensuite calculé à partir de cette dernière, à la distance de défocalisation de $df = 4$ mm.

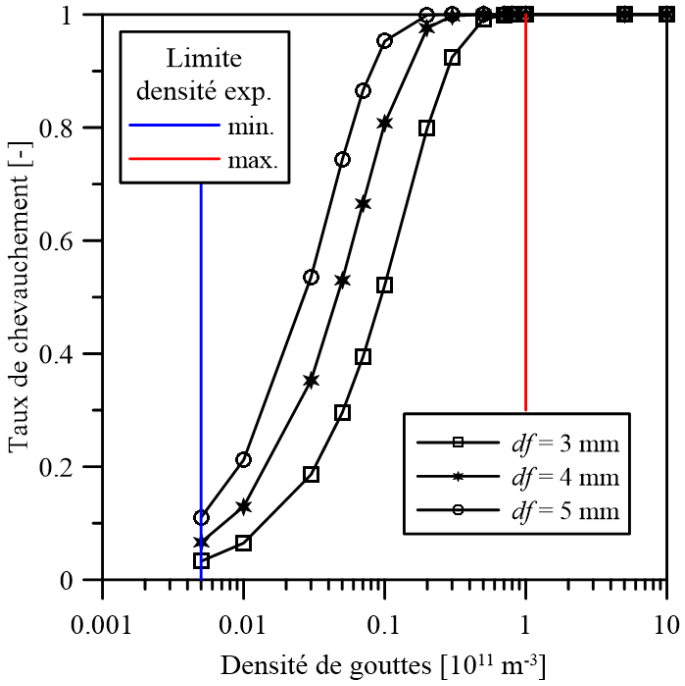


FIGURE 4.22 – Résultat du calcul du taux de chevauchement Υ pour différentes configurations de distance de défocalisation df en fonction de la densité de gouttes N_d.

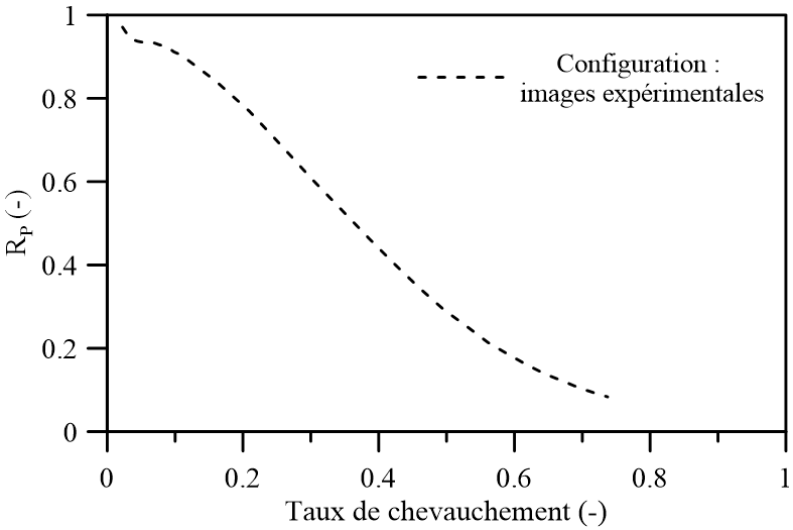


FIGURE 4.23 – Performances de détection de l'algorithme de traitement d'images ILIDS développé pendant la thèse avec la variation du taux de reconnaissance R_P en fonction du taux de chevauchement Υ. Graphe reproduit de l'Annexe E.3.3.

Le but premier de l'installation du montage optique d'ILIDS est de remplacer le granulomètre par diffraction laser pour les mesures de taille de gouttes en microgravité. Ainsi, il est indispensable d'assurer une convergence statistique suffisante pour la construction des distributions en taille de goutte et l'extraction de diamètres moyens. Les études de performance de traitement des images ILIDS de l'Annexe E.3.4 ont démontré qu'une convergence statistique était assurée jusqu'à un taux de reconnaissance de 0,1, aboutissant à plus de 100 points de mesure par image. Finalement, en se référent au graphe 4.22, une valeur de densité égale à $1 \cdot 10^{10}\ m^{-3}$ a été considérée comme limite pour le traitement des images ILIDS. Ainsi, le montage « classique » d'ILIDS a été utilisé pour les brouillards ayant une densité de gouttes $N_d < 10^{10}\ m^{-3}$. Puis, pour les brouillards plus denses $N_d > 10^{10}\ m^{-3}$, une fente a été ajoutée au système ILIDS. Orientée verticalement, la fente permet de solutionner grandement les problématiques de chevauchement en réduisant les taches d'interférence circulaires sous forme de rectangles. Une fente de 0,75 mm a été installée au niveau de l'objectif (en amont de la lentille de collecte), produisant une visibilité des motifs d'interférence sur 6 *pixels* de large. On notera que cette technique est extrêmement simple à mettre en place et donc compatible avec les conditions des vols paraboliques, mais souffre néanmoins d'une perte importante de lumière. La puissance du laser a dû être augmentée en conséquence, entraînant la production de bruit supplémentaire.

La figure 4.24 présente deux exemples d'images ILIDS expérimentales du montage optique (a) « classique » (sans fente) et (b) avec fente. Le champ spatial carré d'observation des images ILIDS s'étale sur 28,5 mm en dessous des électrodes.

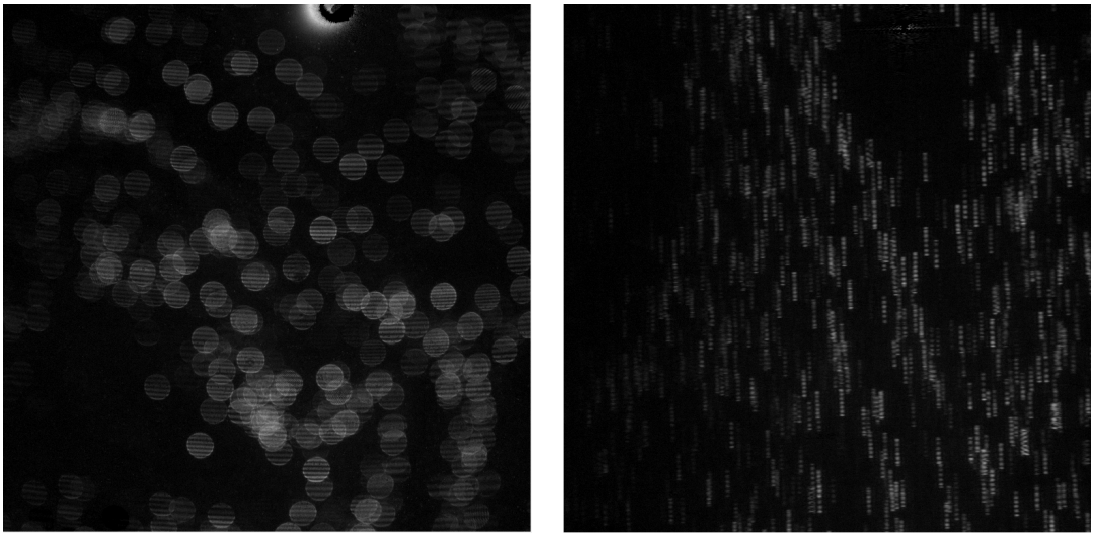


FIGURE 4.24 – Images ILIDS expérimentales du montage optique utilisé pendant la thèse pour la mesure de taille des gouttes d'éthanol (a) classique (b) avec fente (0,75 mm).

4.4.3 Traitement d'image pour l'extraction du diamètre des gouttes

La formalisation du traitement informatique des images d'expériences ILIDS s'est largement inspirée de la littérature et particulièrement du papier de Qieni et al. [107]. Le choix des méthodes mathématiques présentées dans cette section est le fruit de raisonnements et de réflexions diverses que nous avons puisé dans la littérature. Seuls le développement numérique (codage MATLAB) et la validation d'un algorithme de traitement automatique ont été mis en œuvre au cours de la thèse. Dans une démarche analogue au traitement des images de tomographie, un générateur d'images synthétiques a été créé pour simuler tout type de configuration ILIDS. Le générateur synthétique a permis un paramétrage dans la conception et la calibration du programme automatique de traitement des images ILIDS. Le lecteur pourra retrouver dans les sous-sections E.3.1 et E.3.2 de l'Annexe E.3 le développement mathématique ainsi que le codage du générateur d'images synthétiques d'images ILIDS.

L'équation (4.13) de base de la méthode ILIDS exige une estimation précise du nombre de franges N_{frange}, qui va dépendre de la qualité des méthodes numériques. Le programme s'articule en deux parties majeures avec (1) la localisation du centre des taches et (2) l'estimation du nombre de franges.

La localisation des centres des taches et l'obtention des coordonnées $(x_S; y_S)$ sont acquises par intercorrélation 2-D. Ce calcul renvoie le degré de similitude entre une image à tester et un masque, qui est la forme cible à identifier. La matrice de l'image ILIDS $E_{(x,y)}$ est récupérée en 8 *bits* et la matrice du masque $M_{(x',y')}$ est construite avec un disque du même rayon que celui des taches, $d_{tache}/2$. La détection des bords de chaque tache et du bord du masque est tout d'abord effectuée, en appliquant successivement une érosion, $E \ominus R = E_e$ et $M \ominus R = M_e$ (avec R un disque d'un rayon de 1 pixel) puis une soustraction par l'image originale, $E_{edge} = E - E_e$ et $M_{edge} = M - M_e$ avec $\ominus$ qui dénote l'opération d'érosion. L'intercorrélation 2-D est ensuite réalisée entre les matrices des images résultantes de la détection des bords telle que $C_{(x+x',y+y')} = E_{edge}(x, y) \otimes M_{edge}(x', y')$ avec $\otimes$ qui dénote l'opération de corrélation. Cette dernière est gérée informatiquement avec la fonction intrinsèque de MATLAB nommée *normxcorr2*, dont le détail sur la formulation mathématique et la procédure calculatoire est donné dans les papiers suivants [108, 109]. La matrice C est une matrice 2-D, de dimensions $(x+x', y+y')$, qui contient les valeurs des coefficients de corrélation, contenues entre -1 et 1. Les valeurs maximales des coefficients de corrélation associent les centres des taches. Ces maxima sont récupérés par seuillage et les valeurs des pics trouvées sont filtrées selon une tolérance pour ne garder que la valeur unique du pic (un seuillage effectué sur un jeu de données discret retourne plusieurs valeurs de maxima). Le seuillage s'apparente à un filtre passe-haut sur les coefficients de corrélation. Les valeurs du couple seuillage/tolérance ont

été optimisées à l'aide du générateur d'images synthétiques sur une configuration reproduisant l'expérience. Le nombre N_S de coordonnées détectées (x_S, y_S) et ces dernières sont finalement rebasculés dans l'espace physique de l'image expérimentale. L'ensemble de la première partie du traitement informatique est présenté sur la figure 4.25 sous forme d'algorigramme.

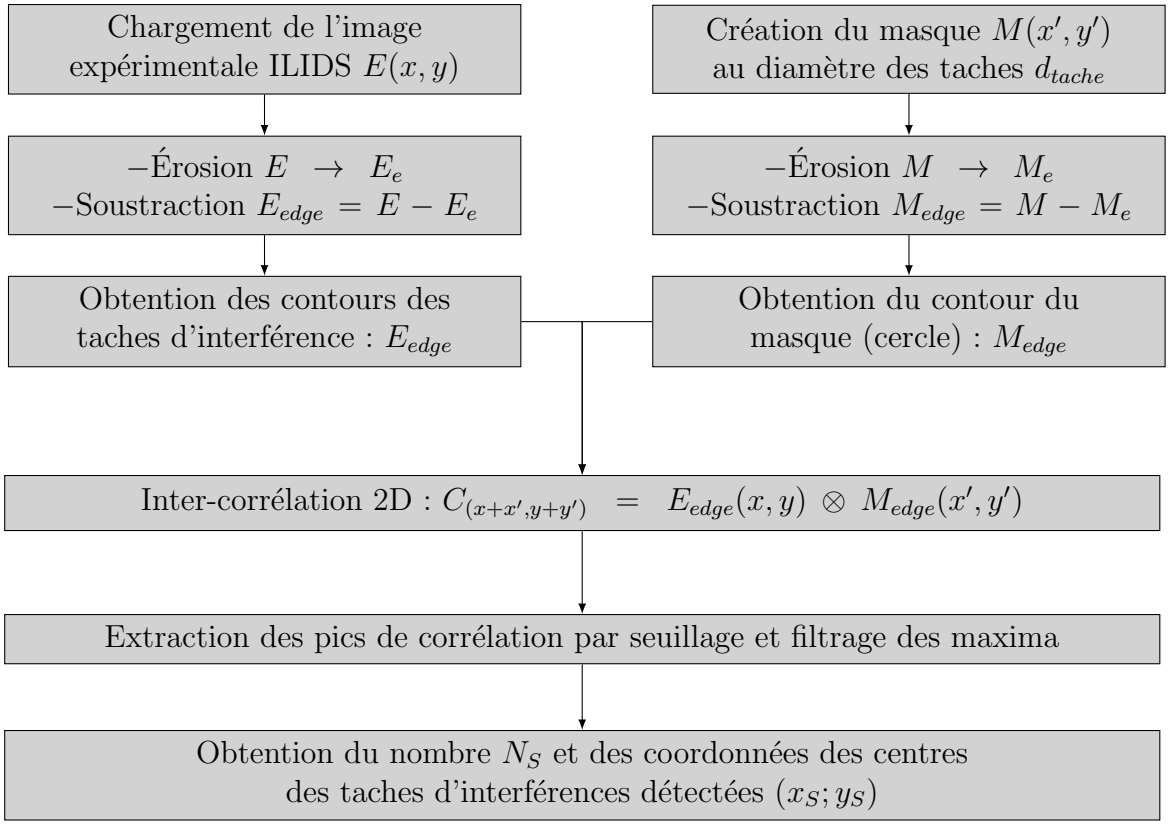


FIGURE 4.25 – Algorigramme du traitement d'images ILIDS pour la mesure des diamètres de gouttes des brouillards d'éthanol. Partie 1 : localisation du centre des taches.

La figure 4.26 illustre le déroulement de la partie « localisation des centres des taches » de l'algorithme en reprenant en image l'algorigramme 4.25. Le cadre de l'image expérimentale a été volontairement réduit afin de maintenir une certaine clarté visuelle dans les illustrations. L'image de la figure (a) est un zoom de l'image expérimentale de la figure 4.24 (a), pris sur un carré de 225×225 $pixels^2$.

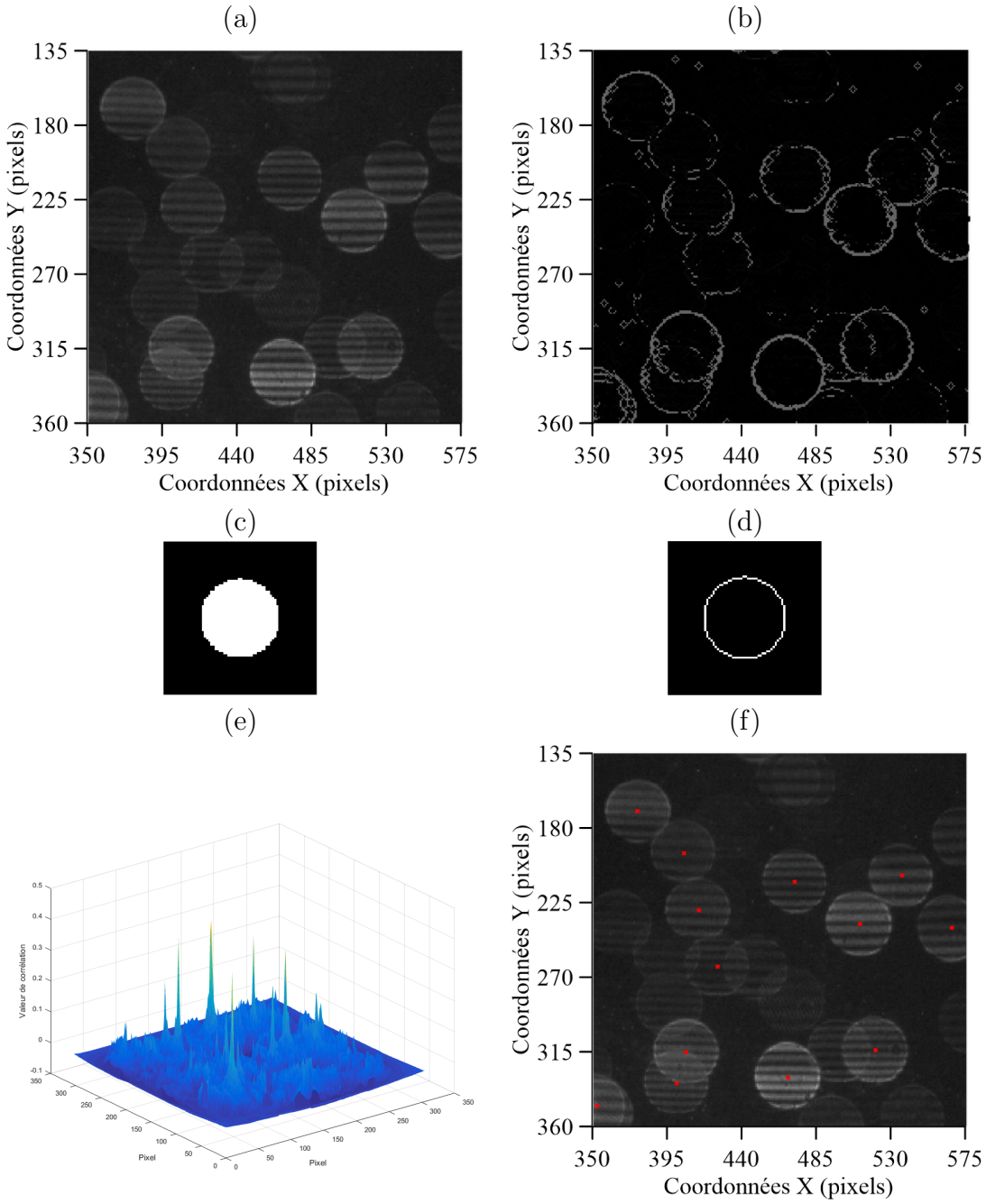


FIGURE 4.26 – Illustration de la partie 1 de l'algorithme de traitement des images ILIDS : (a) Zoom de l'image expérimentale d'ILIDS de la figure 4.24 (a) ; (b) Détection des bords de l'image expérimentale (a) ; (c) L'image masque (diamètre du disque 40 $pixels$) ; (d) Détection des bords du masque ; (e) Distribution des valeurs de corrélation dans l'espace $(x+x'; y+y')$; (f) Résultat de la localisation des centres de l'image (a) (étoiles rouges).

La figure 4.26 (c) est l'image du masque reproduisant les taches d'interférence, construite avec un diamètre de 40 pixels. Les figures 4.26 (b) et 4.26 (d) montrent le résultat de la détection des bords obtenue par érosion et soustraction par l'image originale. L'issue du calcul d'intercorrélation entre les images (b) et (d) est reportée sur la figure 4.26 (e) avec les valeurs de corrélation distribuées dans l'espace image expérimentale+masque $(x+x', y+y')$. La figure 4.26 (e) montre le résultat de localisation des centres des taches (identifié par une étoile rouge) de l'image expérimentale (a). Les centres sont correctement localisés et un nombre total de $N_S = 13$ taches ont été identifiées sur cet exemple.

Après la localisation des taches sur l'image, le nombre de franges est extrait par transformée de Fourier. Plusieurs avantages font de cet outil mathématique la méthode indispensable. Le procédé d'extraction ne nécessite pas le signal entier (masquage du signal dû au chevauchement) et n'est pas impacté par le bruit (travail dans le domaine fréquentiel). Une transformée de Fourier discrète est réalisée par FFT (*Fast Fourier Transformed*) avec la fonction intrinsèque *fft* de MATLAB. De plus, la FFT est calculée sur 5 lignes verticales dans chaque tache, espacées d'une distance égale, afin d'optimiser la probabilité de réussite d'extraction du nombre exact de franges. L'algorithme exploite ainsi un maximum d'information par tache, pour réduire la suppression d'information contenue dans la tache par chevauchement des interférences, dû à l'effet chevauchement.

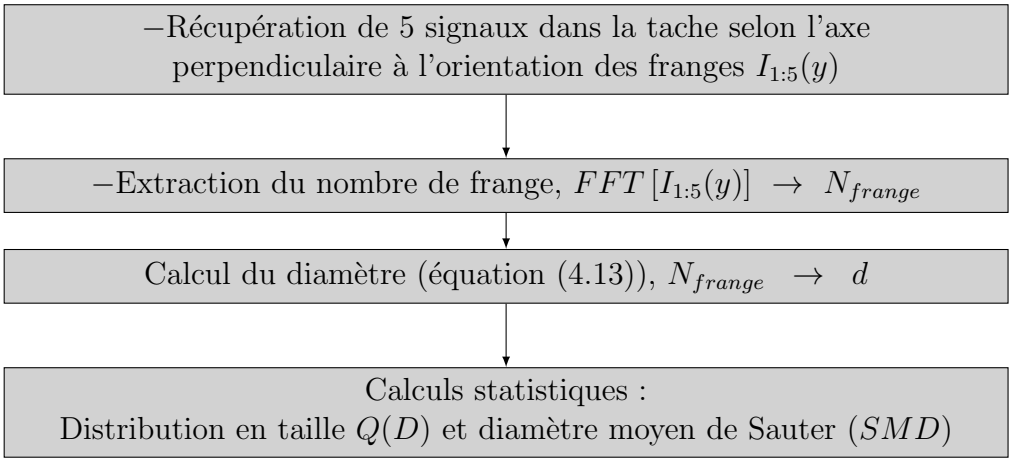


FIGURE 4.27 – Algorigramme du traitement d'images ILIDS pour la mesure des diamètres de gouttes des brouillards d'éthanol. Partie 2 : extraction de la valeur de diamètre des gouttes à partir des signaux d'interférence.

L'architecture de la partie « comptage du nombre de franges pour la mesure du diamètre des gouttes » est présentée en figure 4.27 et illustrée en image sur la figure

4.28, reprenant la suite du traitement de la figure 4.26. Le traitement d'une tache aboutit à 5 mesures de nombre de franges (figure 4.28 (g)). Chaque signal est extrait (exemple du signal central figure 4.28 (h)) puis transformé dans l'espace de Fourier. L'amplitude de premier ordre du spectre est tracée en fonction de la fréquence angulaire [$frange/pixel$] pour chaque signal extrait (spectre du signal (h) en figure (i)). La précision d'estimation de la fréquence angulaire est limitée par la résolution de la FFT (processus discret). Une interpolation est donc appliquée sur le spectre afin de récupérer avec une meilleure précision la fréquence angulaire des interférences de la tache, contenu dans le plus grand pic d'amplitude du spectre. Une fonction gaussienne est utilisée avec une régression non-linéaire par les moindres carrés. Dans l'exemple de la figure 4.28 (i), le pic du spectre discret est quasiment confondu au maximum de la gaussienne, ce qui n'est pas toujours le cas. Une valeur de fréquence angulaire de 0,1643 $frange/pixel$ est ainsi récupérée. Le nombre de franges est obtenu en multipliant cette fréquence par la taille des taches, soit $N_{frange} = 0{,}1643 \times 40 = 6{,}57$. Puis en arrondissant à l'entier le plus proche, le traitement du signal central conduit à un nombre de franges de $N_{frange} = 7$ pour cette goutte. Une fois les cinq mesures de nombre de franges effectuées pour une tache, un processus de sélection retire les valeurs erronées (partie chevauchée et illisible de la tache) pour ne garder qu'une valeur exacte (sous-entendue non faussée). La sélection se base sur la dispersion du jeu de mesures, calculée avec l'écart-type. Le critère de sélection consiste en la restriction à 1 frange de différence sur une seule valeur de mesure. Un premier test est réalisé en calculant l'écart-type des cinq mesures initiales. Si l'écart-type renvoie une valeur conforme au critère de sélection, une valeur unique de N_{frange} est conservée avec la moyenne des 5 mesures, sinon, la valeur qui provoque le plus grand écart est retirée. Le test est ensuite répété jusqu'à obtenir un jeu de mesures qui satisfasse le critère de sélection et la moyenne du jeu de données restant est conservée. Le diamètre de chaque goutte est ensuite calculé avec l'équation (4.13) et la distribution en taille de goutte pour chaque image est établie. Le graphe 4.28 (j) montre la distribution en taille de goutte de l'image expérimentale 4.24, enregistrée d'un brouillard créé en microgravité dans les conditions $P_{ini.} = 0{,}35\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}55$. Finalement, une valeur de diamètre moyen SMD = 12,1 μm est calculée à partir de la distribution en taille $Q(D)$.

Le lecteur pourra apprécier les performances de localisation des taches ainsi que les performances de comptage du nombre de franges de l'algorithme de traitement d'image dans les sections E.3.3 et E.3.4 de l'Annexe E.3. La partie limitante de l'algorithme est la partie localisation des taches, en raison du chevauchement des taches qui induit une perte d'information conséquente (tache non localisée). L'extraction du diamètre des gouttes est toujours efficace, quel que soit le nombre de taches détectées [13]. De plus, le résultat de nombres de franges bénéficie d'une faible marge d'incertitude avec environ 2% pour les faibles densités de taches et 5% pour

13. Il est à noter que la performance de la transformée de Fourier n'est évaluable que sur le nombre de taches détectées et dépend donc de l'issue de la partie localisation.

les fortes densités de taches. La présence de bruit n'ajoute aucune difficulté tant sur la partie localisation des taches que la partie comptage du nombre de franges. Même pour des nombres de taches très élevés sur l'image, où le taux de chevauchement est important, le nombre de taches localisé est suffisant pour espérer une reconstitution exacte de la granulométrie du brouillard.

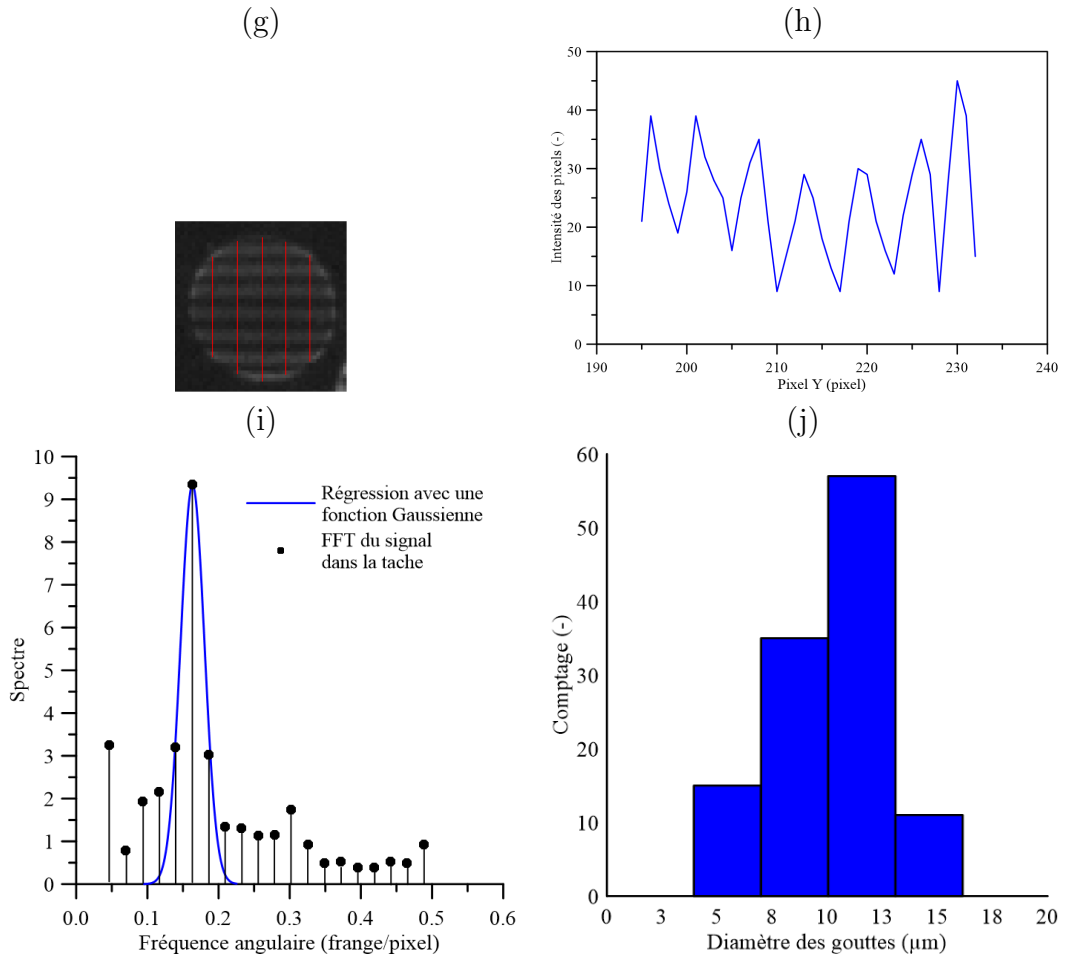


FIGURE 4.28 – Illustration de la partie 2 de l'algorithme de traitement des images ILIDS : (g) Zoom sur une tache de l'image (a) de la figure 4.26 dont les coordonnées du centre détectées sont $x_S = 472$ et $y_S = 213$ $pixels$; (h) signal d'interférence de la tache (g) extrait de la ligne centrale ; (i) tracé du signal (h) dans l'espace de Fourier avec estimation de la fréquence angulaire des interférences par interpolation (fonction gaussienne) ; (j) Résultats de la mesure granulométrique de l'image expérimentale 4.24 avec le tracé de la distribution en taille des gouttes d'éthanol.

On notera que le même traitement d'image a été appliqué pour les images expérimentales d'ILIDS avec fente, où le disque a simplement été remplacé par un

rectangle de longueur égale au diamètre de la tache et d'une largeur de 6 *pixels* (partie de la tache laissée visible par la fente).

4.5 Bilan

Chaque diagnostic optique permet d'accéder à une ou plusieurs informations sur la flamme et/ou le brouillard, moyennant l'utilisation de traitements informatiques. Le tableau 4.2 ci-dessous liste les quatre diagnostics optiques principaux déployés pendant la thèse avec les phénomènes et grandeurs physiques qu'ils ont permis d'observer ou de mesurer. Le type de traitement est également rappelé. L'ombroscopie nécessite les deux accès hublots du dispositif et a été utilisée seule, tout comme le granulomètre à diffraction laser. Les diagnostics de tomographie et d'ILIDS ont été employées simultanément sur les mêmes expériences. Ce couplage s'applique par la visualisation du brouillard avec deux caméras placées de chaque côté du rail optique. L'enregistrement des deux caméras (Phantom V1210 et V1611) est effectué perpendiculairement à la nappe laser par les deux accès optiques du double confinement. Le recoupement des informations mesurées par les différents diagnostics est assuré par la bonne répétabilité des expériences.

Diagnostic optique	**Grandeur physique**	**Phase d'expérience**	**Traitement/ Phénomène exploité**
Ombroscopie	V_S^0 et S_L^0 Stable/Instable	Combustion Combustion	Gradient d'indice Visuel
Granulomètre à diffraction	SMD N_d et a_c	Détente	Anneaux de diffraction Loi de Beer-Lambert
Tomographie laser	N_d a_D A_v d_r	Détente Détente Détente Combustion	Masque gaussien Triangulation de Delaunay Diagramme de Voronoï PTV
ILIDS	SMD d	Détente Combustion	Inter-corrélation 2D/FFT Manuel

Tableau 4.2 – Résumé des diagnostics optiques déployés au cours de la thèse ainsi que les mesures acquises et les types de traitement.

La diffraction laser, tout comme la tomographie laser et l'ILIDS fournissent des mesures de granulométrie (diamètre et nombre de gouttes). La tomographie laser et l'ILIDS ont été majoritairement employés au cours de la thèse en raison du bénéfice de plusieurs avantages sur le granulomètre. Premièrement, la tomographie et

l'ILIDS peuvent être utilisées simultanément sur la même expérience. On assure ainsi une meilleure fiabilité des points de mesure. Deuxièmement, ces deux diagnostics bénéficient d'une meilleure facilité de montage et d'opération dans des conditions de vol en microgravité. Le fonctionnement du granulomètre est entaché par l'absence de la gravité, qui perturbe notamment la phase d'alignement des optiques (par relaxation des masses). Par ailleurs, ces diagnostics sont également compatibles avec les fortes variations de température et densité occasionnées par la combustion et ont ainsi pu être étendus à des mesures pendant la phase de combustion. Notamment la technique ILIDS qui a été employée avec succès pour la mesure de décroissance de la taille des gouttes en amont du front de flamme pendant la phase de combustion (Chapitre 7). Les points de mesure obtenus par le granulomètre à diffraction laser ont permis la validation des mesures de densité de gouttes par tomographie et de diamètres moyens par ILIDS (Chapitre 5). Finalement, le granulomètre a été utilisé pour les mesures au sol, dans le cas de brouillards composés de petites gouttes (Chapitre 8), tandis que les diagnostics de tomographie et d'ILIDS ont été réservés aux campagnes de vols paraboliques.

Le tableau 4.3 ci-dessous résume les grandissements optiques $G_{opti.}$ des diagnostics d'ombroscopie, de tomographie et d'ILIDS, correspondant aux mesures effectuées lors de la thèse. La résolution des images est également précisée.

Diagnostic optiques	**Ombroscopie**	**Tomographie**	**ILIDS**
Valeurs de $G_{opti.}$ $[mm/pixel]$	0,061	0,053	0,037
Résolution des images	768× 768 $pixels^2$		

Tableau 4.3 – Valeurs des grandissements optiques des diagnostics d'ombroscopie, de tomographie et d'ILIDS de la thèse.

Le grandissement optique renvoie la grandeur d'un objet à son équivalent visualisé sur une image, résultante d'un système optique. Le grandissement optique a été déterminé par la mesure d'une dimension connue en *mètre*, à l'aide d'une mire, et à la mesure de son équivalent en dimension *pixel*, sur l'image résultante du diagnostic considéré. Pour l'ombroscopie, la mire est un papier millimétré transparent qui a été superposé à l'écran de projection des ombres. Concernant la tomographie, la mire, une grille micrométrique précise au demi-millimètre, a été positionnée au centre de la chambre de combustion, à l'endroit de passage de la nappe laser. Dans les deux cas, le grandissement a été calculé à partir d'une dimension la plus grande possible, pour minimiser l'erreur commise sur l'évaluation de la dimension réelle. Pour le diagnostic d'ILIDS, le couplage avec la tomographie a été exploité pour déterminer une dimension réelle à partir de la visualisation commune d'une mire.

Troisième PARTIE III

RÉSULTATS

« La science doit s'accommoder à la nature. La nature ne peut s'accommoder à la science. »

La pensée et la langue,
Ferdinand Brunot

CHAPITRE

5

CARACTÉRISATION ET PROPRIÉTÉS DE L'AÉROSOL

Sommaire

5.1 Introduction 113
5.2 Considérations thermodynamiques 113
5.2.1 Diagramme thermodynamique $P - v$ 113
5.2.2 Variation de la pression et de la température 115
5.2.3 Estimation des richesses liquide et gazeuse 117
5.3 Caractérisation standard du brouillard 120
5.3.1 Diamètres moyens 120
5.3.2 Densité de gouttes 122
5.3.3 Nucléation et point de condensation 125
5.4 Variation de la granulométrie du brouillard avant l'allumage 128
5.4.1 Richesse totale 129
5.4.2 Chute de pression et temps de détente 130
5.4.3 Pression initiale 132
5.5 Caractérisation locale du brouillard 134
5.5.1 Évaluation de l'homogénéité du brouillard 134
5.5.2 Construction de la PDF de la distance inter-goutte 139
5.6 Conclusion 142

5.1 Introduction

Ce chapitre présente la description et l'analyse du brouillard de gouttes en termes de composition (fraction liquide et gazeuse), de taille, de densité et d'interdistance de gouttes. La section 5.2 expose les outils théoriques de thermodynamique pour l'évaluation des quantités de carburant liquide et gaz. Cette section exploite les mesures de pression et température réalisées dans la chambre de combustion pendant le processus d'expansion pour prédire le phénomène de condensation. Dans la section 5.3, les résultats des mesures de diamètre moyen et de densité de gouttes pendant la phase de croissance du brouillard sont introduits et présentés. Les mesures effectuées avec différents diagnostics optiques sont comparées et discutées (diffraction laser pour le diamètre moyen et la densité de gouttes, ILIDS pour le diamètre moyen et tomographie laser pour la densité de gouttes). Une courte investigation du point de condensation est également proposée. La variation et la maîtrise de la granulométrie du brouillard au moment de l'allumage sont ensuite présentées en fonction des facteurs expérimentaux de pression initiale, chute de pression et richesse dans la section 5.4. Finalement, la section 5.5 propose une approche locale du brouillard avec une évaluation statistique de l'interdistance de gouttes, ainsi qu'une quantification de l'homogénéité spatiale des gouttes.

5.2 Considérations thermodynamiques

La thermodynamique classique offre une description adaptée du comportement des fluides au cours de la phase de croissance du brouillard. Cette approche axiomatique permet l'estimation de la pression de vapeur saturante du carburant, la température de fin de détente et la quantité de carburant liquide condensée. Par souci de convention avec la thermodynamique, les conditions de pression-température avant et après expansion ont été réattribuées comme suit, $P_{ini.} = P_1$, $T_{ini.} = T_1$ et $P_{allum.} = P_2$, $T_{allum.} = T_2$ pour les besoins du Chapitre.

5.2.1 Diagramme thermodynamique $P - v$

Le diagramme Pression-Volume est un outil communément utilisé pour décrire les changements d'état d'un système donné. Il sera appliqué ici à une description qualitative afin d'appréhender la création du brouillard, avant de rentrer dans le détail dans les sous-sections suivantes. La figure 5.1 présente les évolutions des grandeurs de pression P et de volume spécifique v pour une procédure d'expérience. Le volume spécifique étant défini comme le volume occupé par le mélange divisé par sa masse.

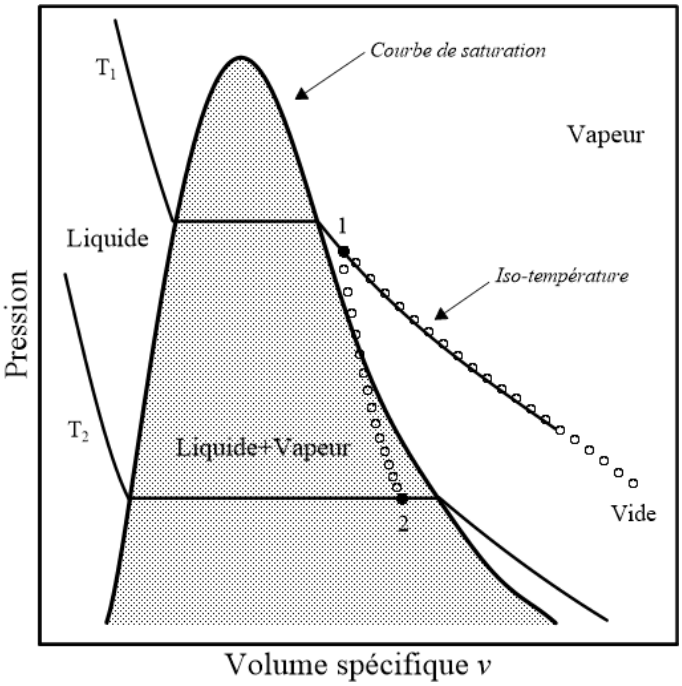


FIGURE 5.1 – Illustration de l'évolution de la pression et de la température pendant un cycle d'expérience de création d'un brouillard de gouttes sur un diagramme $P - v$.

La phase de remplissage du mélange air-carburant se situe entre le point *Vide*[1] et le point 1, représentant respectivement la mise au vide et la fin du remplissage. La montée en pression est théoriquement attendue à température constante. Les relevés de température montrent que cette hypothèse est globalement satisfaite expérimentalement.

La phase d'expansion du mélange air-carburant, provoquant la création de l'aérosol, correspond au passage du point 1 au point 2 du diagramme $P - v$. Les chutes rapides de pression et de température amènent une partie du mélange gazeux à une transition de phase gaz→liquide. Cette transformation induit le passage de la courbe de saturation sur le diagramme. Le comportement des gaz entre les points 1 et 2 peut théoriquement être assimilé à une détente adiabatique isentropique. En raison du premier principe de thermodynamique, et en tenant compte des hypothèses sous-jacentes (Loi de Laplace), la température à la fin de la détente T_2 se déduit selon l'équation suivante,

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \tag{5.1}$$

1. Le point *Vide* est en réalité situé plus bas sur le diagramme $P - v$ puisqu'il correspond à une pression proche de 0.

en fonction de la pression initiale P_1, la pression finale P_2, la température initiale du mélange gazeux T_1 et γ le coefficient adiabatique (*cf.* Annexe D.2 pour le détail du calcul du coefficient adiabatique). La pression finale est la condition ajustable tandis que la température de fin détente va dépendre des facteurs expérimentaux (température initiale, pression et richesse).

Au cours de la détente, le volume disponible passe de 1 *litre* à 3,5 *litres* (volume de la chambre + volume du cylindre d'expansion) tandis que la masse reste constante. Le volume spécifique augmente donc pendant le processus de détente. Or, lorsque la vanne d'expansion se ferme, la masse réelle qui brûle est inférieure à la masse initiale (masse réelle qui brûle = masse totale − masse évacuée dans le cylindre d'expansion). Une certaine quantité du mélange est « perdue » pendant la phase de détente, mais le rapport des quantités de matière entre l'air et le carburant est supposé rester constant.

Les deux sous-sections suivantes présentent l'estimation du point de condensation ainsi que la procédure de calcul pour les quantités de matière de carburant en phase liquide et gazeuse.

5.2.2 Variation de la pression et de la température

La figure 5.2 montre les mesures de pression et température dans la chambre de combustion pendant la phase d'expansion.

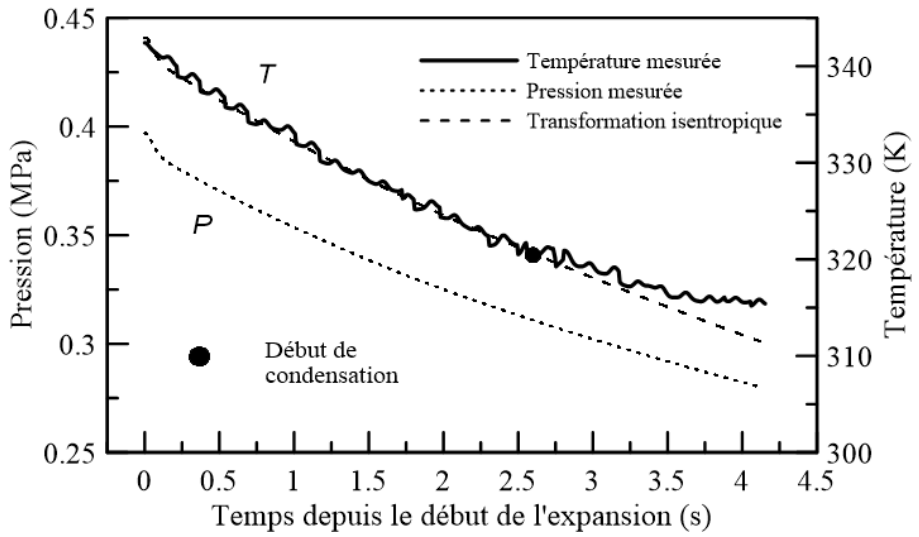


FIGURE 5.2 – Variation de la pression et de la température d'un mélange éthanol-air dans la chambre de combustion en fonction du temps pendant la phase d'expansion.

Le dispositif de métrologie associé à ces mesures est détaillé dans le Chapitre 3. Un

brouillard formé à partir d'un mélange gazeux à 0,40 MPa et 343 K à une richesse initiale de 1,40 expansé à 0,28 MPa et 315 K a été choisi pour l'exemple. Les mesures sont acquises du début de la détente (ouverture de la vanne d'expansion) jusqu'à la fin de la détente (fermeture de la vanne d'expansion). L'évolution de la température théorique issue de l'équation (5.1) a également été reportée à titre de comparaison. Une reformulation temporelle a été effectuée telle que,

$$T_{isen.}(t) = T_1 \cdot \left(\frac{P(t)}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{5.2}$$

avec $P(t)$ la pression mesurée dans la chambre de combustion et $\gamma = 1{,}346$ pour le mélange de l'exemple. La figure 5.2 montre que la mesure de température décrit la relation isentropique (5.2) jusqu'au point de condensation puis diffère pendant la phase de condensation. La température proposée par la formule (5.2) demeure inférieure en raison de la chaleur latente de condensation liquide qui n'est pas prise en compte dans la considération d'une détente adiabatique isentropique.

Le point de condensation est atteint lorsque la pression partielle du carburant égale sa pression de vapeur saturante, $P_f = P_{sat.}$. Lors du processus d'expansion, les deux pressions diminuent simultanément avec la pression de vapeur saturante qui décroît plus rapidement (voir figure 5.3). Sur cet exemple, le point de condensation est atteint à environ 2,6 *secondes*. La pression de vapeur saturante continue ensuite de diminuer perpétuant le processus de changement d'état.

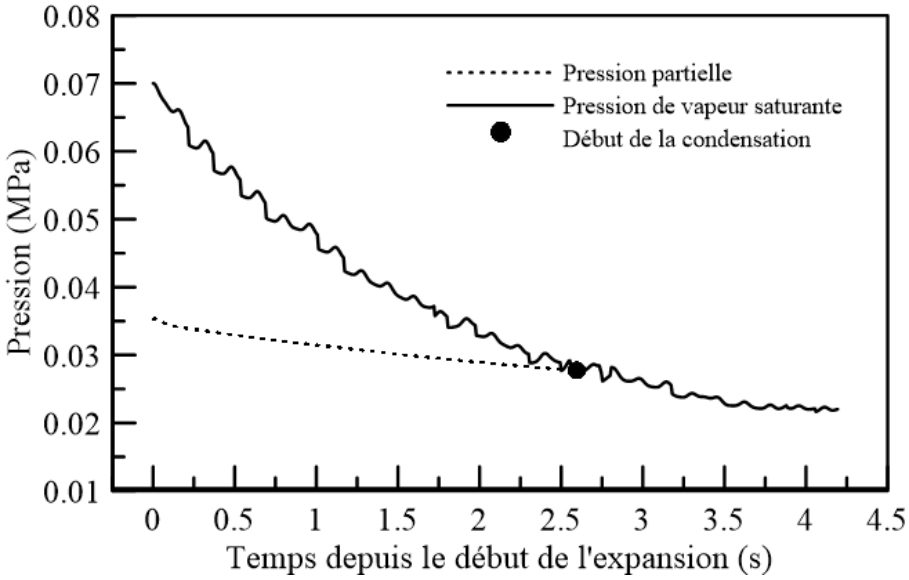


FIGURE 5.3 – Variation de la pression partielle et de la pression de vapeur saturante de l'éthanol en fonction du temps pendant la processus d'expansion (mélange reproduit de la figure 5.2).

La pression partielle du carburant P_f est calculée selon la relation suivante en utilisant la loi de Dalton (valide sous l'hypothèse des gaz parfaits),

$$P_f(t) = P(t) \times X_f \tag{5.3}$$

avec X_f la fraction molaire du carburant (développée dans le Chapitre 3). La loi des gaz parfaits n'est plus vérifiée après le point de condensation et la pression partielle du carburant n'est pas représentée au-delà. La pression partielle du carburant doit être également corrigée proche du point de condensation en tenant compte du changement de compressibilité des gaz tel que $P_f(t) = Z \times P(t) \times X_f$ avec Z le facteur de compressibilité. Ce facteur est obtenu à l'aide de diagrammes thermodynamiques en fonction des conditions de température et pression au point critique. Une valeur de Z proche de l'unité a été trouvée pour l'éthanol [72].

L'équation de Clausius-Clapeyron est ensuite utilisée pour estimer la pression de vapeur saturante du carburant $P_{sat.}$. Cette relation est établie pour un changement d'état gaz→liquide lorsque la phase gazeuse d'un corps pur est en équilibre [2] avec sa phase liquide. La pression de vapeur saturante est calculée à partir de la température mesurée dans la chambre $T(t)$ telle que,

$$P_{sat.}(t) = P_{eq.} \times \exp\left[\frac{M \cdot L_{V-L}}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_{eq.}} - \frac{1}{T(t)}\right)\right] \tag{5.4}$$

avec M la masse molaire du carburant (0,046 kg/mol pour l'éthanol), L_{V-L} la chaleur latente de changement d'état gaz↔liquide et $T_{eq.}$ la température d'ébullition du composé à la pression $P_{eq.}$. Cette dernière valant $T_{eq.} = 351\ K$ à la pression standard $P_{eq.} = 101325\ Pa$ et une valeur constante de 38,6 kJ/mol a été prise pour la chaleur latente (supposée constante sur la gamme de température de l'étude et assimilée à la température d'ébullition) [110].

5.2.3 Estimation des richesses liquide et gazeuse

Les richesses liquide Φ_L et gazeuse Φ_G sont des grandeurs communément utilisées dans la littérature pour quantifier respectivement les quantités de matière de carburant amenées sous forme liquide et restées à l'état gazeux.

2. Le mot « équilibre » signifie ici l'égalité des potentiels chimiques, de la pression, de la température des deux phases du corps pur considéré.

L'égalité suivante est vérifiée,

$$\Phi_T = \Phi_G + \Phi_L \tag{5.5}$$

avec Φ_T qui représente alors la quantité totale de carburant. Initialement la richesse liquide est nulle $\Phi_L = 0$ car le carburant est entièrement à l'état gazeux et $\Phi_G = \Phi_T$. Dès le passage du point de saturation, la richesse liquide augmente en raison de la formation de gouttes. La richesse gazeuse résulte alors de la quantité de carburant gazeuse restante du mélange initial. La figure 5.4 montre l'évolution de la richesse liquide en fonction du temps pour les mêmes conditions que la figure 5.2. La richesse liquide croit rapidement dès le point de condensation (≈2,6 *secondes*) puis se stabilise avant la fin de l'expansion (à une valeur d'environ $\Phi_L = 0{,}22$). Une remarque importante concerne la sensibilité de la richesse liquide à la température mesurée. Une différence de 1 K affecte énormément les valeurs du Φ_L (voir figure A2 de l'Annexe A) de sorte que la valeur finale de richesse liquide est modifiée à 0,16 et 0,27 pour une variation respective de -1 K et $+1$ K. Le point de condensation, quant à lui, est peu impacté. Seule la richesse liquide est présentée, le tracé de la richesse gaz étant équivalent.

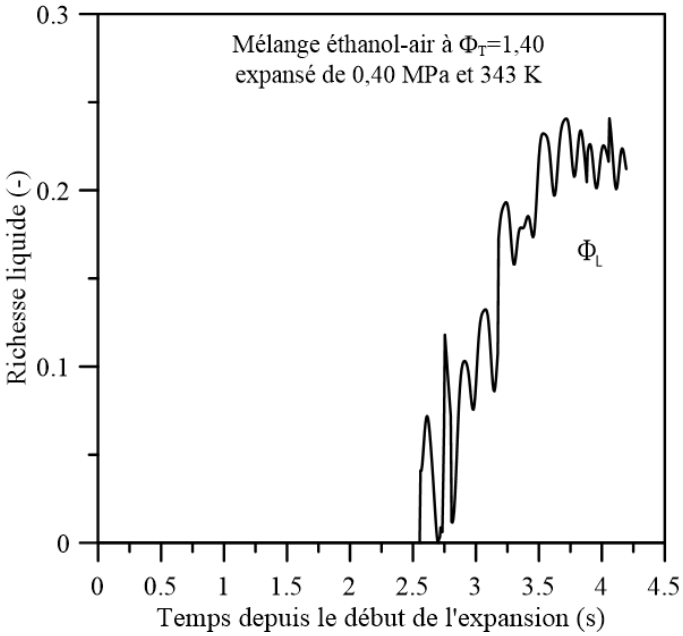


FIGURE 5.4 – Variation de la richesse liquide en fonction du temps au cours du processus d'expansion. Conditions reproduites de la figure 5.2.

Les richesses liquide et gazeuse s'expriment en fonction de la définition de la

richesse telle que,

$$\Phi_L = \frac{(n_{fL}/n_{O_2})_{réel}}{(n_{fT}/n_{O_2})_{stoec.}} \quad \text{et} \quad \Phi_G = \frac{(n_{fG}/n_{O_2})_{réel}}{(n_{fT}/n_{O_2})_{stoec.}}. \tag{5.6}$$

La quantité de matière totale de gaz évoluant dans la chambre de combustion à partir du début de la condensation se calcule selon l'équation suivante,

$$n_T(t) = \frac{P(t) \cdot V_{chambre}}{R \cdot T(t)} \tag{5.7}$$

et de même pour la quantité de matière de dioxygène,

$$n_{O_2}(t) = X_{O_2} \times n_T(t) \tag{5.8}$$

La quantité de carburant gazeux se calcule avec la pression de vapeur saturante (équation (5.4)),

$$n_{fG}(t) = \frac{P_{sat.}(t) \cdot V_{chambre}}{R \cdot T(t)} \tag{5.9}$$

et la quantité de matière de carburant liquide selon l'équation ci-dessous,

$$n_{fL}(t) = n_{fT}(t) - n_{fG}(t) \tag{5.10}$$

avec la quantité de matière de carburant totale (liquide+gazeux),

$$n_{fT}(t) = X_f \times n_T(t) \tag{5.11}$$

En reprenant les deux équations (5.6), les richesses liquide et gazeuse s'expriment selon les équations suivantes, avec pour l'éthanol $(n_{fT}/n_{O_2})_{stoec.} = 1/3$,

$$\Phi_G(t) = \frac{3 \cdot P_{sat.}(t)}{P(t) \cdot X_{O_2}} \qquad \text{et} \qquad \Phi_L(t) = \frac{3}{X_{O_2}} \cdot \left(X_f - \frac{P_{sat.}(t)}{P(t)} \right) \tag{5.12}$$

avec le temps t valable à partir du début de changement de phase gaz→liquide.

Les richesses liquide et gazeuse à la fin de l'expansion (à la fermeture de la vanne d'expansion) déterminent les conditions initiales précédant l'allumage du mélange hétérogène. Leur connaissance est donc importante tant pour la caractérisation du brouillard que pour la propagation de la flamme. La richesse gaz Φ_G indique la quantité de gaz initiale au moment de l'allumage et restitue l'état initial dans laquelle la flamme s'initie. La richesse liquide Φ_L donne la quantité de liquide présente sous forme de gouttelettes à l'allumage, mais ne donne aucune information sur la taille, le nombre ou l'écartement des gouttes. Pour cela, une étude granulométrique, présentée dans la section suivante, a été menée sur le brouillard afin de mesurer le diamètre et la densité des gouttes.

On notera que la température finale T_2 déterminée théoriquement avec l'équation 5.1 ne peut être exploitée pour le calcul des richesses liquide et gaz. Néanmoins, la formulation nous indique les paramètres d'influence sur la température à l'allumage. La température T_2 augmente avec la température initiale T_1, diminue avec le rapport P_2/P_1 et reste constante avec la richesse (qui passe par le coefficient adiabatique γ).

5.3 Caractérisation standard du brouillard

Cette section présente la caractérisation granulométrique du brouillard pendant sa phase de croissance jusqu'à l'allumage. Les mesures de variations temporelles de la taille et du nombre de gouttes ont été effectuées par le biais du granulomètre à diffraction laser. Des mesures additionnelles ont été menées avec deux autres méthodes optiques : le diagnostic de tomographie laser pour la densité de gouttes et la technique ILIDS pour le diamètre moyen. La compréhension de la naissance et de la croissance des gouttes de carburant est une démarche essentielle pour mener à bien la présente étude. L'aspect phénoménologique de génération des gouttes est explicité et les mécanismes régissant leur formation et leur croissance sont également discutés.

5.3.1 Diamètres moyens

L'appareillage HELOS de mesure granulométrique par diffraction laser a été validé sous des conditions de gravité réduite dans les précédents travaux [62]. La mesure de distribution en taille et le calcul de diamètre moyen ont été calibrés sur des poudres de référence de taille connue. Ces tests ont montré une bonne fiabilité et une bonne répétabilité des mesures. L'évolution et l'analyse de la distribution en taille des gouttes du brouillard acquise par diffraction laser au cours de la phase de croissance ont été détaillées dans les travaux précédents, et pour cette raison, ne sont pas reproduites ici. L'accent a été mis sur la technique d'ILIDS.

La figure 5.5 (a) montre un exemple de série temporelle d'images ILIDS (restreintes

à un zoom sur quelques taches par souci de clarté) prises pendant la phase d'expansion (détente). La fréquence d'acquisition de la caméra a été paramétrée à 500 *images/seconde* et l'origine du temps correspond au début de la détente (ouverture de la vanne d'expansion). Les conditions du brouillard généré en microgravité sont $T_{ini.} = 343\ K$, $P_{ini.} = 0{,}35\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}30$. L'augmentation du nombre de franges visible dans les taches d'interférence est identifiable et traduit la croissance temporelle de la taille des gouttes. La technique de génération du brouillard induisant une forte dynamique des fluides à l'intérieur de la chambre de combustion, les gouttes observées sur le champ de vision ne sont pas les mêmes.

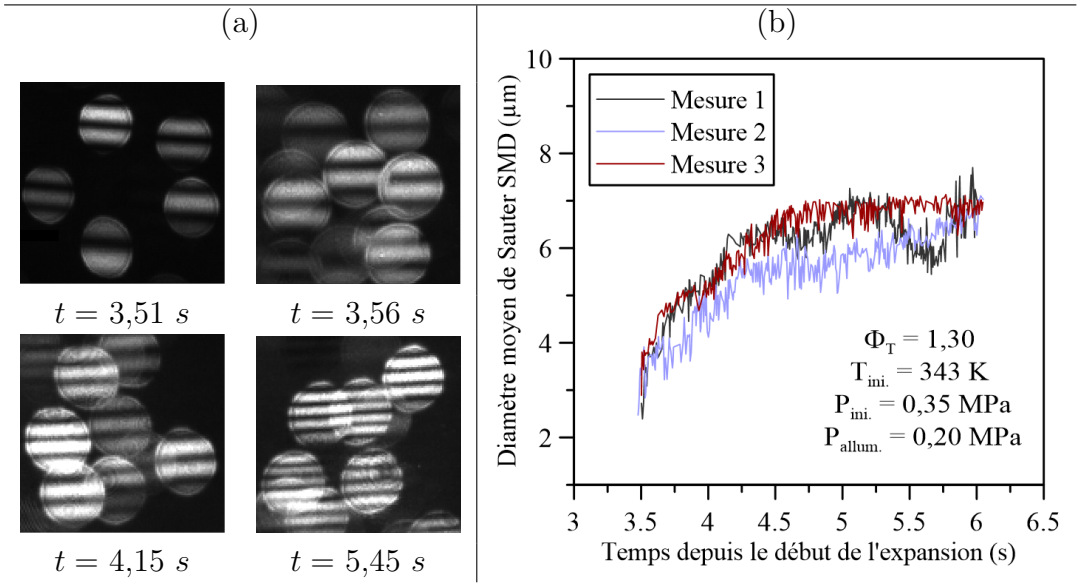


FIGURE 5.5 – (a) Série temporelle d'images ILIDS de la croissance des gouttes d'éthanol (mesure 3) ; (b) Tracé des mesures du SMD des gouttes d'éthanol en fonction du temps. Conditions du brouillard : $T_{ini.} = 343\ K$, $P_{ini.} = 0{,}35\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}30$.

Le résultat du traitement des images ILIDS est montré sur la figure 5.5 (b) avec le tracé du SMD en fonction du temps pour trois expériences consécutives enregistrées pendant la phase d'expansion. La croissance des gouttes est clairement identifiée, avec une augmentation progressive d'environ 2 μm (diamètre minimum mesurable par ILIDS) jusqu'à une valeur qui se stabilise à $\approx$7 μm sur un temps d'environ 2,5 *secondes*. Les mesures sont volontairement stoppées à la fermeture de la vanne d'expansion, marquant la fin du processus de détente. Au-delà, les parois chaudes de la chambre de combustion vont progressivement réchauffer le milieu puis évaporer le brouillard. Le graphe (b) démontre également une répétabilité correcte des trois mesures réalisées par ILIDS, avec des valeurs de SMD finales quasi identiques.

La figure 5.6 montre la variation du SMD en fonction du temps pendant la phase de croissance de gouttes, mesurée à la fois par diffraction laser (trait noir-carrés noirs remplis) et par ILIDS (rond ouvert). Deux conditions différentes de génération de brouillard sont exposées avec (a) le même brouillard que la figure 5.5 (mesure 3) et (b) $T_{ini.} = 343\ K$, $P_{ini.} = 0{,}40\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}40$. Seuls des points intermédiaires de la mesure ILIDS sont tracés, avec la sensibilité de mesure prise comme barre d'erreur sur le graphe. Les courbes sont reportées du point de condensation jusqu'à la fermeture de la vanne d'expansion. Des images de taches d'interférence ILIDS sont également présentes sur le graphe (b) pour illustrer les points de mesure.

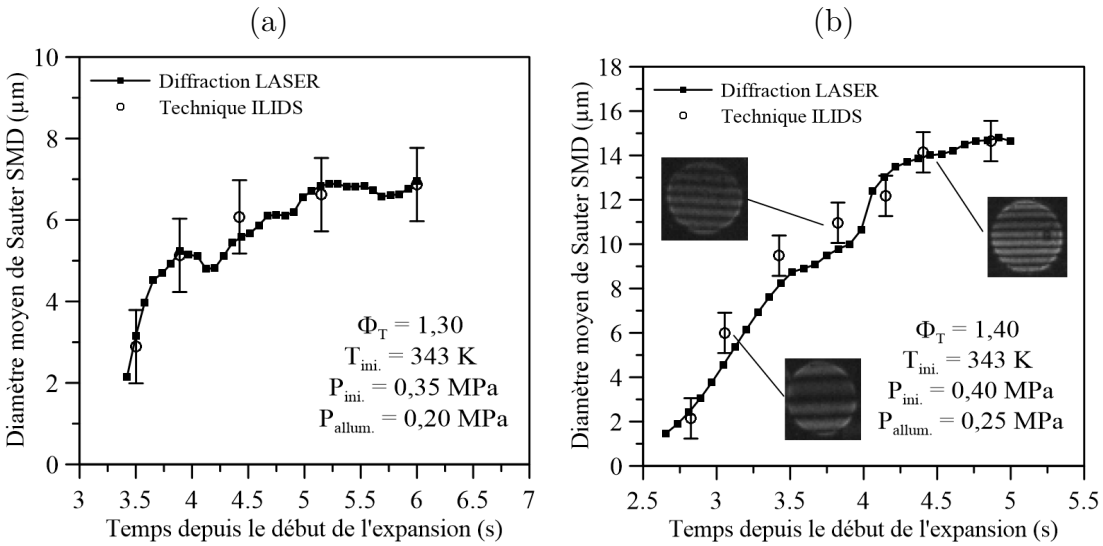


FIGURE 5.6 – Variations du SMD en fonction du temps pendant la phase de croissance du brouillard. Comparaison des mesures réalisées par diffraction laser et par ILIDS.

Une très bonne concordance est remarquée entre les mesures par diffraction laser et par ILIDS pour les deux conditions de génération de brouillard. Ces deux graphes font office de validation de la mise en place et du paramétrage optique de la technique ILIDS pour la mesure de taille de gouttes.

5.3.2 Densité de gouttes

La densité de gouttes N_d a été estimée en exploitant les mesures d'atténuation de puissance laser et de diamètre moyen, obtenues du granulomètre à diffraction laser. La figure 5.7 (a) ci-dessous montre trois mesures consécutives de la transmittance

laser, notée Tr, pour un brouillard généré dans les mêmes conditions que sur les figures de la section 5.2. La figure 5.7 (b) montre l'influence de la richesse totale Φ_T sur la mesure de transmittance. L'acquisition démarre dès l'ouverture de la vanne de détente. La valeur de transmittance reste égale à l'unité $Tr = 1$ durant le début de la phase d'expansion (pas de présence de liquide). La diminution des valeurs de transmittance $Tr < 1$ est due à l'absorption du rayonnement par les gouttes. Le début de décroissance de la transmittance correspond à la formation du brouillard. La transmittance retrouve sa valeur unitaire de départ dès la fermeture de la vanne de détente en raison de l'arrêt brusque du processus de condensation et du réchauffement du milieu par les parois chaudes de la chambre (disparition progressive du brouillard). L'évolution de la transmittance dépend des comportements joints de la densité et du diamètre des gouttes et reflète l'évolution de la quantité de liquide formée (richesse liquide).

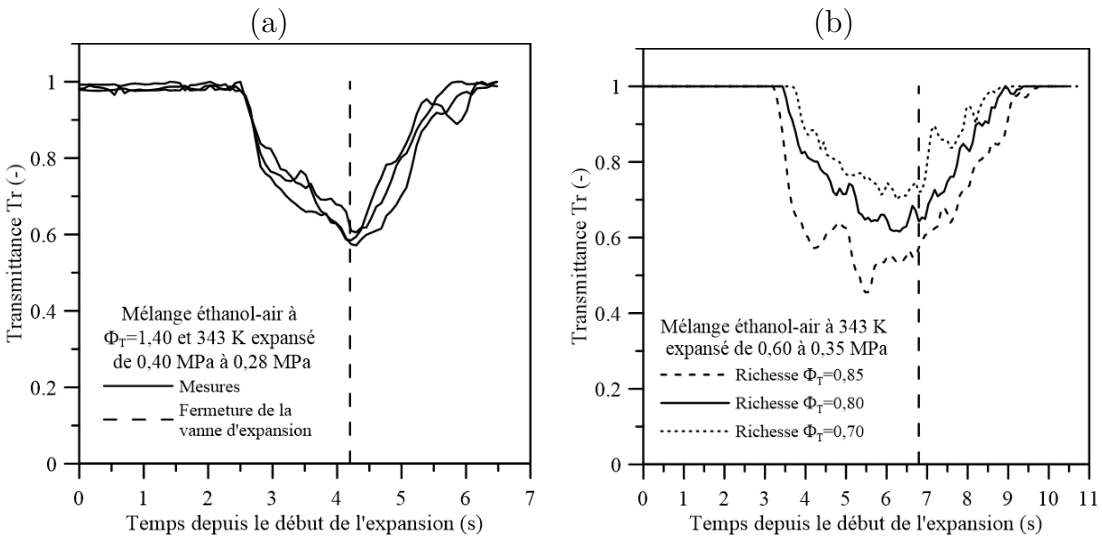


FIGURE 5.7 – Variation de la transmittance laser en fonction du temps pour différentes conditions de génération de brouillard. (a) Démonstration de la répétabilité de mesure ; (b) Influence de la richesse.

La figure (a) montre la répétabilité correcte de la mesure de transmittance et de l'apparition du point de début de condensation. Les mesures de transmittance de la figure (b) sont en accord avec l'approche thermodynamique qui prévoit une richesse liquide croissante avec une richesse totale croissante (équations (5.12)), une transmittance élevée traduisant une quantité de liquide élevée et donc une richesse liquide importante. Les mesures montrent également que le point de début condensation est fonction de la richesse totale (qui est également prédit par la thermodynamique).

La méthode de diffraction laser base son estimation de la densité sur un petit volume intégré sur la longueur de la chambre. Une des plus grandes sources d'erreur de cette technique est due au phénomène de « diffusion multiple » des gouttes qui va surestimer le taux d'absorption et ainsi surestimer la densité [111, 112]. Dans le cas d'un brouillard suffisamment dilué (Tr >0,4 [113]), ce phénomène peut être aisément assimilé comme négligeable. En outre, le volume de mesure très petit (≈2% du volume de la chambre) va atténuer le phénomène de diffusion multiple. D'autres phénomènes perturbateurs sous-jacents à la diffusion multiple (vignetage et *beam steering*) sont également abordés et discutés dans les travaux de thèse précédents [62]. Dans notre configuration, le rayonnement laser est également amené à traverser quatre hublots. Leur impact sur le taux d'absorption récupéré en sortie par le capteur a été appréhendé. Des mesures tests sur banc ont été réalisées avec un hublot témoin de chaque chambre à l'aide d'un spray monodisperse d'huile synthétique DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat). Les résultats des tests ont démontré un très faible impact sur la distribution en taille des gouttes ainsi que sur la transmittance.

Les images de tomographie laser permettent aussi d'obtenir une estimation de la densité de gouttes. Le volume de mesure est cette fois-ci infiniment petit par rapport au volume de la chambre, mais s'étend sous la forme d'une tranche verticale dans le brouillard. L'observation de la lumière diffusée à 90° permet de visualiser les gouttes sous forme de points lumineux sur le capteur de la caméra. Les bénéfices et les limites de cette approche pour l'évaluation de la densité par comptage des gouttes pourront être retrouvés dans le Chapitre précédent.

La figure 5.8 ci-dessous montre des exemples d'évolution de la densité de gouttes pendant la phase d'expansion d'un mélange initialement gazeux et en microgravité. Le graphe 5.8 (a) montre trois tracés acquis à partir des images de tomographie de trois expériences successives. Les images ont été enregistrées à une fréquence de 1000 *images/seconde*. Le graphe (b) montre la comparaison des deux méthodes (diffraction et tomographie laser) d'évaluation de la densité N_d sur une même condition de génération d'aérosol. Une fréquence de 250 *images/seconde* a été adoptée pour la mesure du graphe (b). Des barres d'erreur sont également représentées (à une fréquence de 1/50 points afin de ne pas surcharger la figure) pour quantifier la confiance que l'on donne à la méthode d'estimation par tomographie. Les barres d'erreur représentent l'incertitude sur la densité N_d, évaluée avec la méthode de propagation des erreurs à partir des incertitudes sur le nombre de gouttes comptées et le volume de mesure (détail en Annexe C.2.3).

Les résultats démontrent un bon accord entre les deux méthodes d'estimation compte tenu de la marge d'erreur. L'évaluation de la densité par mesure du nombre de gouttes à partir des images de tomographie est également démontrée comme une méthode répétable.

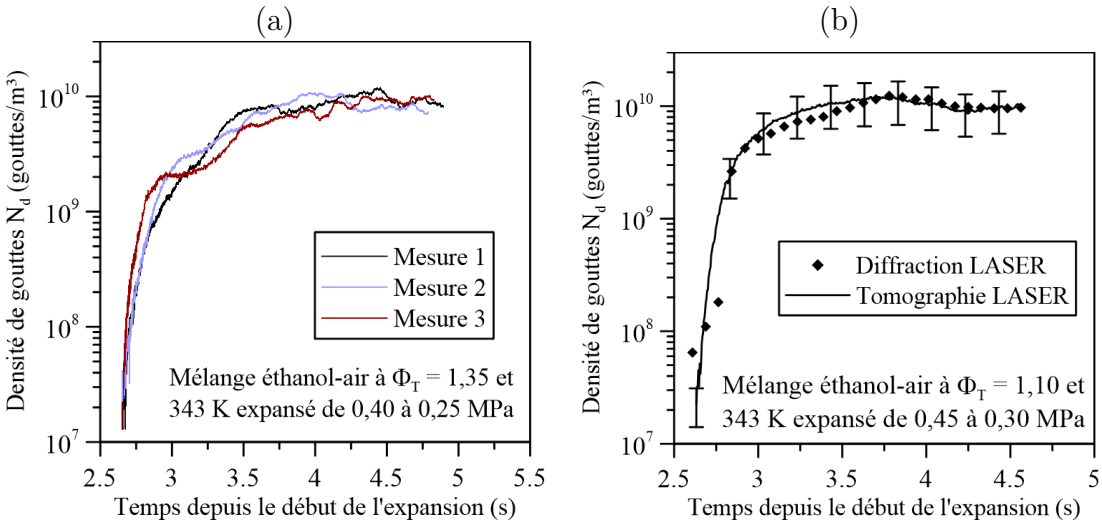


FIGURE 5.8 – Évolution de la densité de gouttes en fonction du temps pendant la détente pour deux conditions de brouillard. (a) Répétabilité de la mesure de densité par tomographie laser ; (b) Comparaison de l'estimation de la densité entre tomographie et diffraction laser.

Concernant l'allure des courbes de densité, on dénote une croissance très importante sur les premiers instants (2 décades sur seulement quelques dizaines de *millisecondes*). Cette croissance fulgurante sur un temps très court après le point de condensation est liée au mécanisme de naissance des gouttes, qui est présenté et discuté dans la sous-section suivante.

5.3.3 Nucléation et point de condensation

L'apparition de gouttelettes imposée par une saturation d'un gaz s'appelle la nucléation et traduit la formation de gouttes de liquide thermodynamiquement stable à partir d'un état gazeux. On distingue deux types de nucléations. La nucléation dite hétérogène, où le gaz se transforme en liquide sur des sites de nucléation qui sont principalement des poussières ou des ions. La nucléation dite homogène est une condensation sans support physique où le gaz se transforme en goutte liquide par agglomérats moléculaires via une super-saturation. À pression et température constantes et dans un gaz pur, le rapport de saturation S, défini comme le rapport entre la pression partielle et la pression saturante de la vapeur [114],

$$S = \frac{P_f}{P_{sat.}} \tag{5.13}$$

indique une saturation à $S = 1$ et une super-saturation pour $S >> 1$. La condensation dans un système pur est en général difficile à atteindre, car une grande quantité de vapeur est nécessaire alors que la présence de particules élémentaires favorise la formation d'une goutte. Globalement, la nucléation hétérogène consiste en une formation des gouttes quasi instantanée avec la saturation alors que la nucléation hétérogène nécessite une pression partielle du composé très supérieure à sa pression de vapeur saturante. Les notions abordées dans ce paragraphe peuvent être retrouvées avec plus de détails dans les références suivantes [115] et [116].

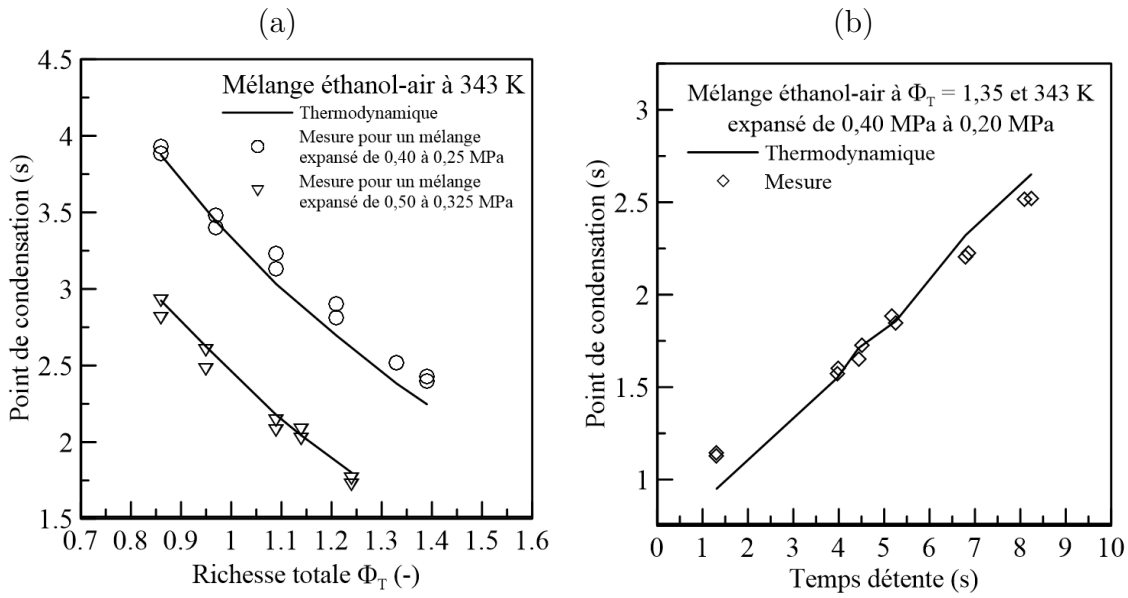


FIGURE 5.9 – Comparaison du point de condensation entre l'approche thermodynamique et l'observation avec le diagnostic de tomographie par diffusion de Mie pour plusieurs brouillards d'éthanol (a) en fonction de la richesse totale ; (b) et en fonction du temps détente.

La figure 5.9 montre la comparaison des points de condensation (formation du liquide exprimée en *seconde*) entre l'approche thermodynamique et l'expérience. Les points de condensation ont été obtenus expérimentalement avec l'observation de l'apparition des premières gouttes, et obtenus théoriquement avec l'égalité suivante : $P_f = P_{sat.}$, autrement dit lorsque $S = 1$ (avec les relations (5.3) et (5.4) de la section 5.2.2). Cette évaluation a été effectuée pendant la phase de détente, sans combustion et simultanément sur les mêmes expériences avec le thermocouple nu de 13 μm et le capteur AVL haute fréquence pour la thermodynamique et le diagnostic de tomographie laser pour l'observation des gouttes (gouttes visualisées par des points lumineux). Le graphe (a) montre l'évolution des points de condensation

en fonction de la richesse totale pour deux configurations de génération d'aérosol. Le graphe (b) montre l'influence du temps de détente (obtenue en faisant varier la taille de l'orifice de la vanne d'expansion) sur l'apparition du point de condensation. Deux mesures consécutives du relevé du point temporel d'apparition des gouttes ont été réalisées systématiquement et sont reportées sur le graphe. La majorité des temps expérimentaux présentés ici ont été validés sur des mesures de transmittance laser avec le granulomètre à diffraction. L'apparition des gouttes étant corroborée avec la diminution des valeurs de transmittance en dessous de l'unité. Les points expérimentaux sont tous en bon accord avec la prédiction thermodynamique. Quelques valeurs de l'expérience sont malgré tout légèrement supérieures à la théorie, mais peuvent s'expliquer par les limites de la technique. Le diagnostic de tomographie ne permet pas la visualisation par diffusion de Mie de gouttes ayant un diamètre inférieur à 2 μm, pouvant induire ce faible décalage temporel (retard). Ces résultats indiquent un processus de création des gouttes qui semble suivre une nucléation hétérogène. On notera que l'air utilisé pour préparer le mélange gazeux initial est issu de l'air ambiant. Malgré un filtrage des particules (de taille > 2 μm) dans le circuit gazeux, la présence de sites de nucléation est tout à fait envisageable.

On citera les travaux de Saat [72] qui montrent l'influence de la présence de sites de nucléation additionnels, ajoutés artificiellement dans l'enceinte de combustion, sur les valeurs N_d et D_{10} d'aérosols d'isooctane. Une quantité de 10 mL de fumées issues de bâtonnets d'encens a été injectée dans la chambre de combustion, avant l'injection du mélange air-carburant. Cette technique ne permet pas de gérer précisément le nombre de sites ajoutés, mais a néanmoins suffi à démontrer l'impact sur la taille et le nombre de gouttes. Le diamètre a été réduit de moitié et la densité augmentée de plus d'une décade par rapport au cas classique de génération d'aérosol dans de l'air. De plus, les points de condensation (évalués via des mesures d'atténuation laser) furent trouvés identiques. Ces expériences apportent un élément supplémentaire de confirmation au processus de nucléation hétérogène pour la naissance des gouttes dans la présente étude.

Finalement, les tendances temporelles des courbes de densité de gouttes et de croissance du diamètre des gouttes peuvent s'interpréter globalement comme suit. Dès le point de condensation atteint, le liquide se forme sur les sites de nucléations potentiels et des gouttes apparaissent spontanément dans la chambre (de l'ordre de quelques *millisecondes*). Une fois tous les sites de nucléation occupés, la condensation se traduit uniquement en grossissement des gouttes (stabilisation de la densité des gouttes et augmentation du diamètre).

5.4 Variation de la granulométrie du brouillard avant l'allumage

La formation du brouillard de carburant a été appréhendée théoriquement par la thermodynamique et abordée techniquement avec les mesures granulométriques dans les deux sections précédentes. À présent, on va se concentrer sur la granulométrie au point d'allumage, qui suit la fermeture de la vanne d'expansion. L'état diphasique au moment du déclenchement de l'étincelle forme les conditions déterminantes pour la flamme, qui vont impacter sa propagation. Les valeurs de SMD et de densité de gouttes à cet instant seront donc associées à chaque flamme diphasique en tant que conditions initiales.

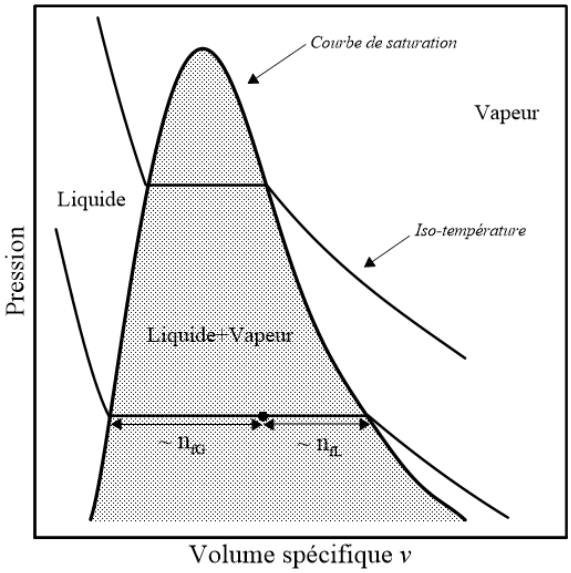


FIGURE 5.10 – Illustration des quantités liquide et gaz sur un diagramme $P - v$.

Cette section présente la variation de la granulométrie des aérosols d'éthanol à l'allumage en fonction des paramètres expérimentaux de pression initiale, de détente et de richesse totale. Cette démarche donne d'une part un complément de caractérisation du brouillard et montre d'autre part la maîtrise possible des conditions SMD/N_d avant la propagation de la flamme. Chaque paramètre d'expérience est appréhendé séparément en gardant, au possible, les autres constants. La température initiale des gaz frais est de $T_{ini.} = 343\ K$ pour les résultats montrés. Les variations de densité de gouttes et de SMD présentées ici sont celles obtenues en microgravité à partir des montages optiques d'ILIDS et de tomographie laser. Les valeurs sont extraites des images enregistrées avant le déclenchement de l'étincelle dans l'enceinte de combustion, avec la vanne d'expansion fermée. Une interprétation qualitative basée sur la thermodynamique (diagramme $P - v$) accompagne chaque sous-section de résultat. La discussion s'appuie sur les quantités de liquide n_{fL} et de gaz n_{fG} (voir figure

5.10) pour interpréter les variations de la granulométrie.

Les valeurs expérimentales montrées sont la moyenne de trois expériences. Des barres d'erreur accompagnent chaque point de mesure, avec la sensibilité de mesure de la technique ILIDS pour les valeurs de SMD et la formule d'incertitude de l'Annexe C.2.3 pour les valeurs de densité de gouttes. La dispersion (évaluée avec l'écart-type) des mesures de chacune des deux techniques étant incluses dans les barres d'erreur.

5.4.1 Richesse totale

Les graphes (a) et (b) de la figure 5.11 montrent la variation de la densité et du SMD avec la richesse totale.

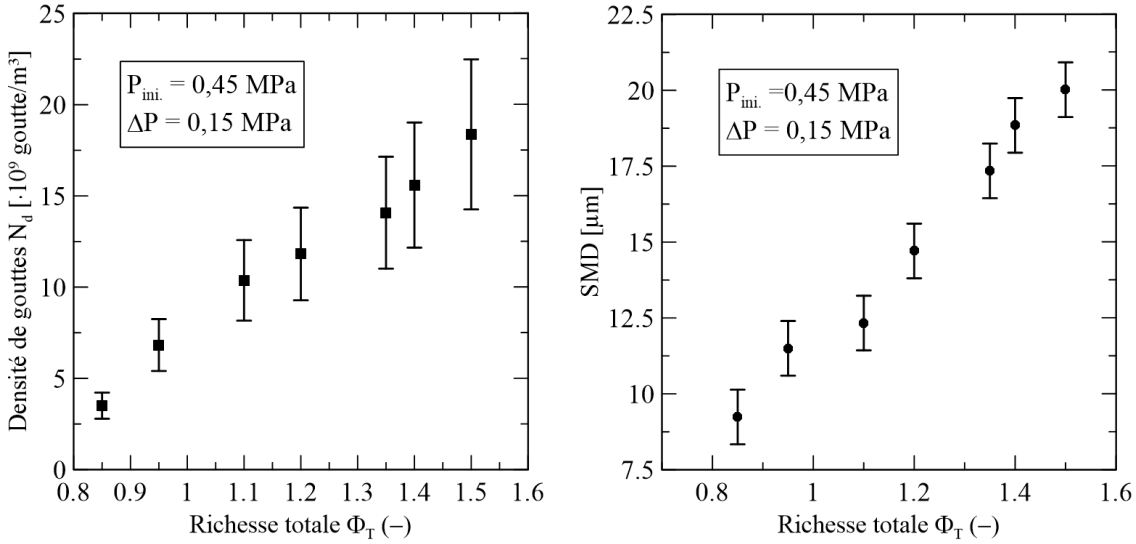


FIGURE 5.11 – Variation de (a) la densité de gouttes et (b) du SMD d'un brouillard d'éthanol en fonction de la richesse totale. $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$ et $\Delta P = 0{,}15\ MPa$.

Différentes richesses correspondent à différentes courbes de saturation (en raison de différentes pressions partielles du carburant), avec la ligne de saturation de la richesse la plus élevée qui est la plus proche de la condition 1 de départ (*cf.* figure 5.12). La richesse totale a une influence sur la température de fin de détente, mais en raison de sa variation très faible, cet aspect a été considéré comme négligeable dans la présente analyse.

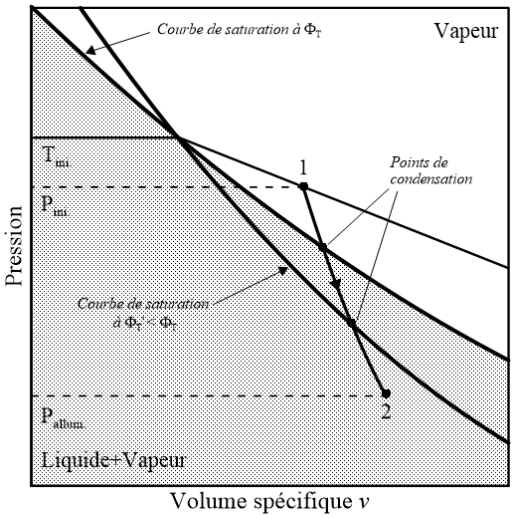


FIGURE 5.12 – Illustration d'un processus de détente selon deux richesses totales différentes sur un diagramme $P - v$.

Dans cette configuration, l'augmentation de la richesse totale résulte en une augmentation notable de la quantité de carburant liquide n_{fL}, qui alimente le processus de croissance des gouttes, résultant en une augmentation du SMD. Les mesures montrent que la densité croît également avec la richesse totale. Si on maintient l'interprétation de la formation du brouillard par nucléation hétérogène, le nombre de sites de nucléation est constant (pression initiale et chute de pression gardées fixes) sur tous les processus de détente de cette série d'expériences. Cette tendance décrite par la densité peut s'expliquer en supposant que tous les sites potentiels ne sont pas utilisés en totalité systématiquement. Le processus de formation du liquide « choisit » de façon préférentielle les sites de nucléation pour lesquels l'énergie de création d'une interface liquide−gaz est minimum, et laisserait donc une partie des sites disponibles libres. L'augmentation de la quantité de liquide induite par une richesse totale croissante augmenterait la probabilité de formation de gouttes par unité de volume, par une répartition du liquide produit en supplément sur les sites de nucléations libres, plus demandeurs en énergie. On notera que cette explication ne donne qu'une interprétation possible des tendances observées.

5.4.2 Chute de pression et temps de détente

Les graphes (a), (b), (c) et (d) de la figure 5.13 présentent l'effet du temps de détente t_{fall} et de la chute de pression ΔP sur la génération des aérosols.

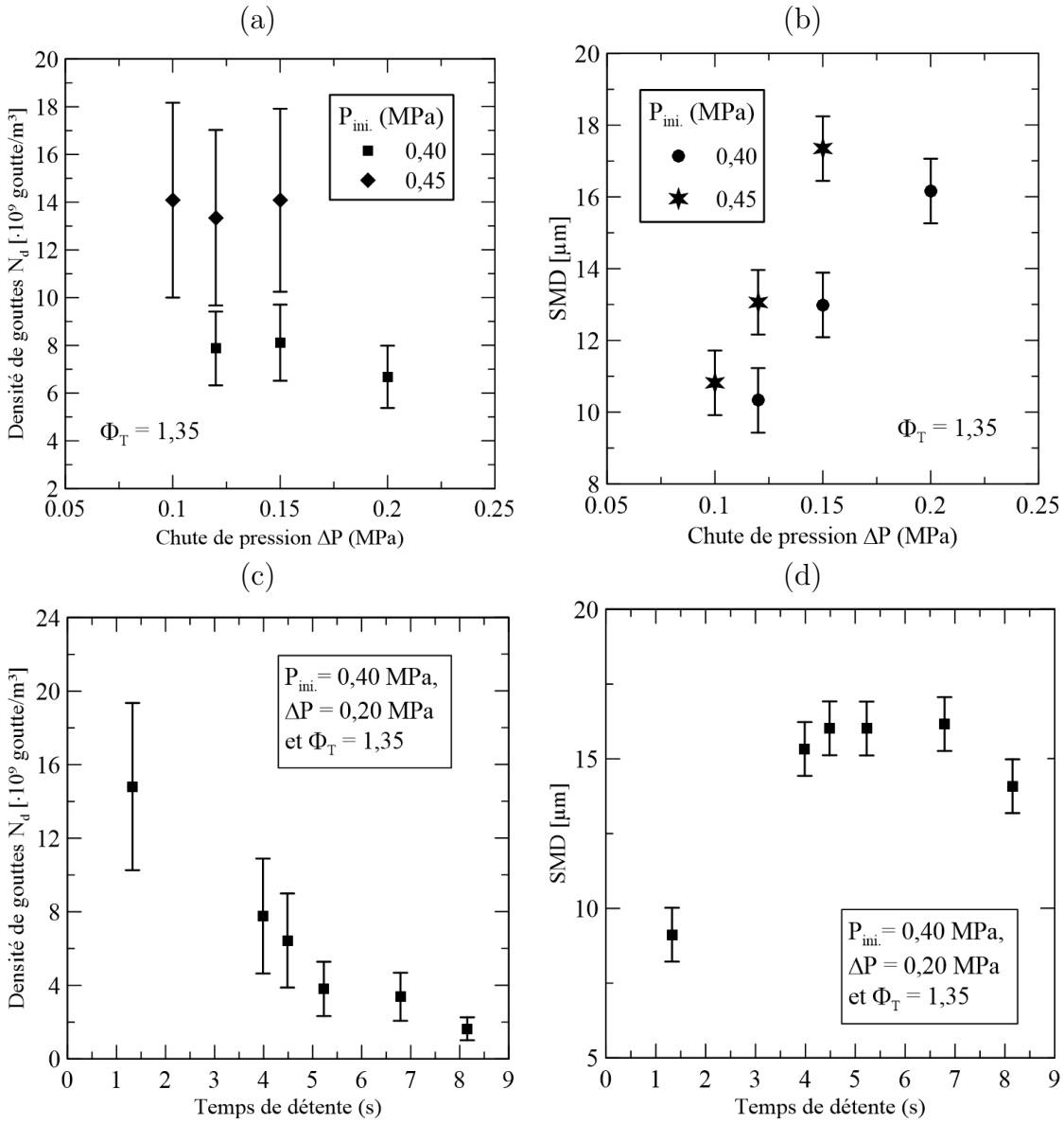


FIGURE 5.13 – Variation de la densité de gouttes/du SMD en fonction de (a)-(c) la chute de pression ; (b)-(d) du temps de détente.

La variation du temps de détente a été obtenue expérimentalement en changeant la taille de l'orifice de la vanne micrométrique, tout en gardant une chute de pression constante. Les transformations thermodynamiques sont exposées sur le diagramme $P - v$ de la figure 5.14. Le temps de détente modifie la vitesse de chute de pression et est explicité entre les points 1→2 et 1→2'. La chute de pression est quant à elle décrite entre les points 1→2 et 1→2".

La quantité de carburant liquide augmente avec la chute de pression, expliquant la tendance croissante du SMD avec le paramètre ΔP. Cependant, contrairement à l'effet vu avec la pression initiale, la densité de gouttes n'augmente pas, mais est constante avec la chute de pression. Cette tendance s'explique du fait de paramètres d'expérience différents. Pour cette transformation, la chute de pression augmente et entraîne une diminution de la quantité de carburant totale dans l'enceinte de combustion. Le nombre de sites de nucléation diminuant donc avec la chute de pression, aucune évolution nette de la densité de gouttes ne se distingue avec la chute de pression.

Les courbes 5.13 (c) et (d) montrent l'influence de la vitesse de chute de pression, respectivement de chute de température, sur le couple N_d−SMD avec le temps de détente, pour un brouillard à $P_{ini.} = 0{,}40\ MPa$, $\Delta P = 0{,}20\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}35$. La quantité de liquide diminue avec le temps de détente (*cf.* figure 5.14 entre le point 2 et 2'), en raison d'une température de fin de détente qui augmente avec le temps de détente. La conséquence est une diminution de la densité de gouttes des brouillards. Concernant la réponse du SMD, la tendance est difficile à interpréter et résulte certainement de la limite de l'approche thermodynamique sur le facteur temps.

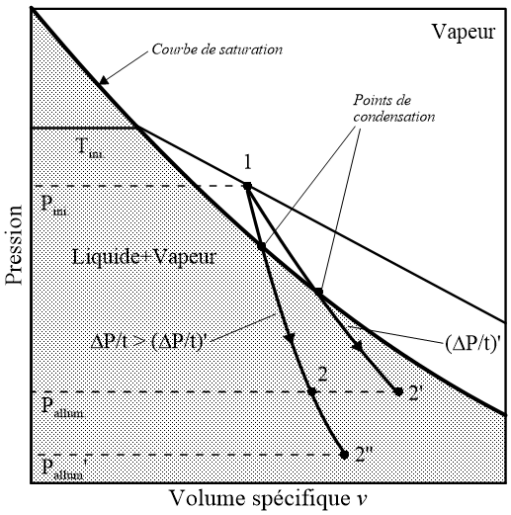


FIGURE 5.14 – Illustration d'un processus de détente selon deux chutes de pression et deux vitesses de chute de pression différentes sur un diagramme $P - v$.

5.4.3 Pression initiale

Les graphes (a) et (b), figure 5.15 exposent la variation de la densité en nombre de gouttes (avec l'axe des ordonnées en échelle logarithmique) et du SMD avec la pression initiale de création des brouillards. Une richesse totale pauvre de $\Phi_T = 0{,}95$ a été sélectionnée pour expliciter le maximum de points de mesure. On notera que

l'effet seul de la pression initiale sur la granulométrie n'est pas isolé ici. La chute de pression varie pour chaque condition de pression initiale telle que, $P_{ini.}/\Delta P =$ 0,35/0,15 ; 0,45/0,15 ; 0,50/0,175 ; 0,55/0,20 et 0,60/0,25 (MPa). De même, la variation des *ratios* $P_{ini.}/\Delta P$ conduit à des temps de chute de pression non constants.

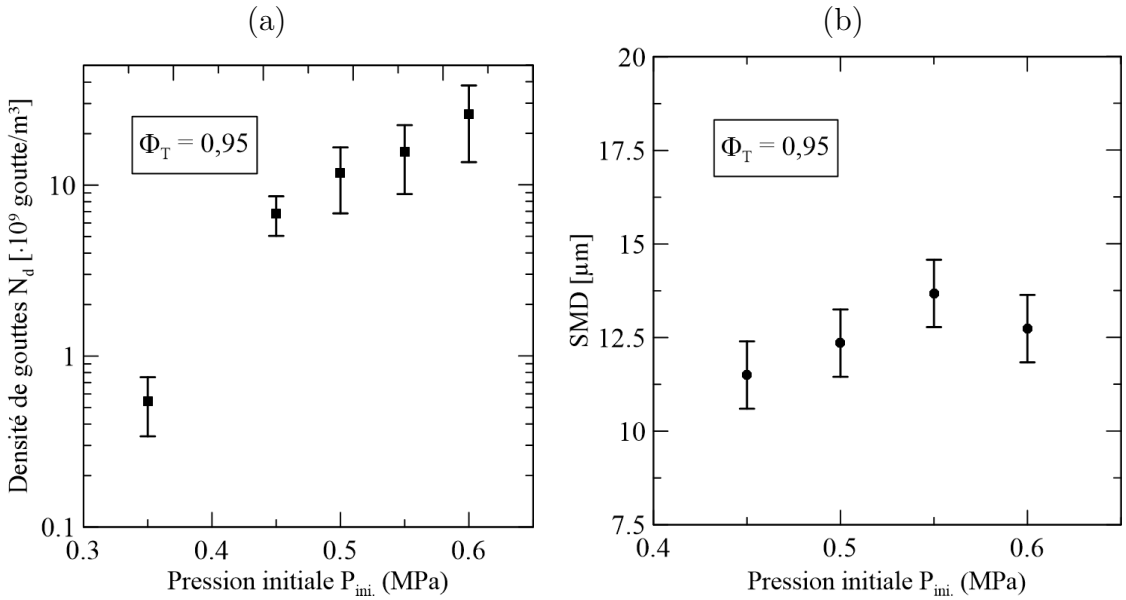


FIGURE 5.15 – Variation (a) de la densité de gouttes et (b) du SMD en fonction de la pression initiale de génération des brouillards d'éthanol.

La densité de gouttes est presque multipliée par 50 entre la pression initiale de 0,35 MPa et la pression initiale de 0,60 MPa. Rappelons que les tendances décrites par les courbes de la figure 5.15 ne résultent pas uniquement de l'effet pression initiale, mais d'une combinaison avec la chute de pression et le temps de chute de pression. Néanmoins cette augmentation fulgurante du nombre de gouttes avec la pression initiale peut aisément être associée au phénomène de nucléation hétérogène. Le nombre de sites potentiels de nucléation augmentant proportionnellement avec la quantité d'air injecté. La figure 5.16 illustre le processus de détente sur un diagramme $P - v$ suivant deux pressions initiales différentes, avec une richesse totale identique et pour une chute de pression fixe à partir de la même température initiale. Dans les conditions de la figure 5.15, l'évolution de la quantité de liquide condensée n'est pas monotone. Pour la richesse totale pauvre considérée ici, il en résulte une quasi-constance du SMD avec la pression initiale.

Finalement, les tendances de la granulométrie des brouillards d'éthanol au moment de l'allumage en fonction des paramètres expérimentaux sont en bonne adéquation

avec les résultats obtenus dans les travaux précédents [62] avec le diagnostic optique de diffraction laser.

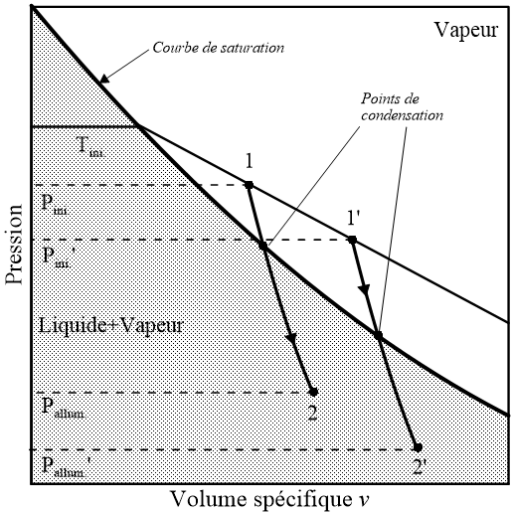


FIGURE 5.16 – Illustration d'un processus de détente selon deux pressions initiales différentes sur un diagramme $P - v$.

5.5 Caractérisation locale du brouillard

Cette section vient en complément de la caractérisation standard des aérosols, décrite dans les deux sections précédentes, avec une approche localisée sur les gouttes. Les mesures granulométriques communes ne fournissent pas de renseignement sur la disposition spatiale des gouttes. Dans cette section, on cherche à répondre aux questions suivantes, qui sont abordées dans chacune des deux sous-sections.

- À quel point pouvons-nous affirmer que les aérosols sont homogènes ?
- Est-ce que l'interdistance globale, prise de l'hypothèse d'un brouillard parfaitement homogène, est valide ?

Les images de tomographie ont été utilisées à cet effet, permettant un relevé de la localisation spatiale de chacune des gouttes de carburant présentes dans le plan laser. L'étude a été focalisée sur les instants précédents la combustion.

5.5.1 Évaluation de l'homogénéité du brouillard

Cette sous-section propose une quantification de l'homogénéité spatiale des aérosols d'éthanol par le biais d'une approche statistique, inspirée des travaux menés en

turbulence par Cartelier et al. [117], Monchaux et al. [118] et Bourguoin et al. [119]. Le diagramme de Voronoï est utilisé comme outil mathématique permettant l'analyse statistique de la répartition spatiale locale des gouttes. Les aires de Voronoï A_v (aires des cellules du pavage) sont définies comme étant l'inverse de la concentration locale de chaque particule. Par conséquent, l'étude du champ des aires de Voronoï est équivalente à celle du champ de concentration locale des gouttes. L'idée est de comparer les distributions statistiques des aires de Voronoï des images expérimentales de tomographie à une distribution de « référence », définissant le cas de répartition de particules le plus homogène possible. L'état de « référence » est décrit par des particules animées d'un mouvement purement aléatoire, et soumises à aucune force extérieure. Les principales propriétés des diagrammes de Voronoï associées aux distributions aléatoires peuvent être retrouvées dans l'article suivant [120].

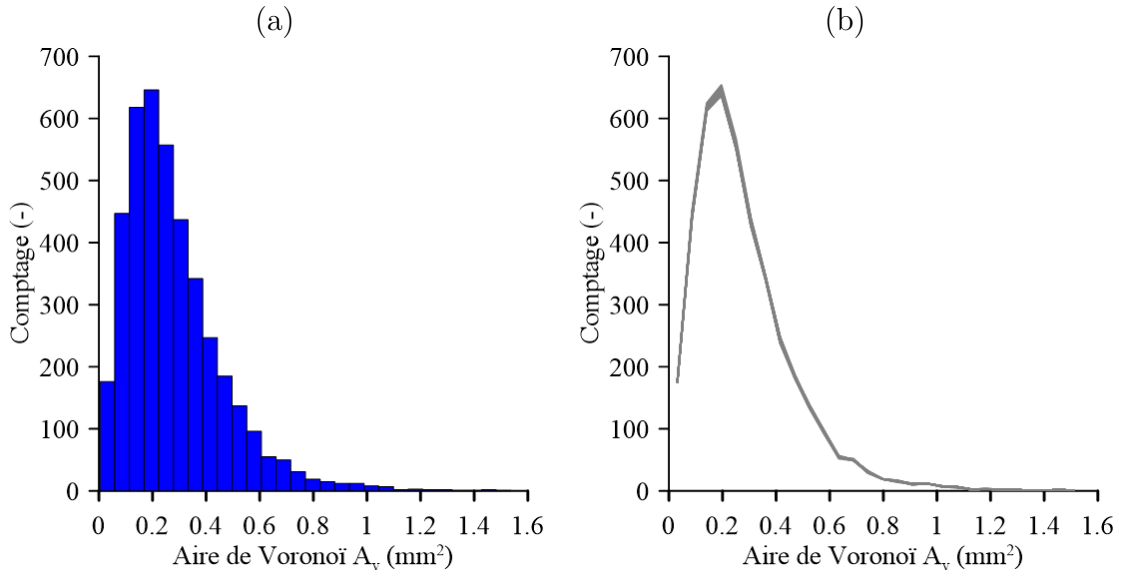


FIGURE 5.17 – (a) Distribution en aire de Voronoï A_v pour un pas temps (établie à partir d'une seule image) avant l'allumage ; (b) Superposition de 50 distributions en aire de Voronoï A_v issues de 50 images consécutives prises avant l'allumage. Brouillard généré en microgravité à $T_{ini.} = 343\ K$, $P_{ini.} = 0{,}60\ MPa$, $\Delta P = 0{,}25\ MPa$ et $\Phi_T = 0{,}75$.

L'évaluation de l'homogénéité du brouillard est donc menée sur les instants qui précédent le déclenchement de l'étincelle. Le traitement informatique présenté en section 4.3.5 est appliqué sur les images de tomographie. Un diagramme de Voronoï est ainsi obtenu pour chaque pas de temps. Afin d'optimiser la convergence statistique, une unique distribution en aire est construite à partir de 50 images

expérimentales prises juste avant le trigger étincelle. Ce qui équivaut à un temps d'environ ≈2,5 ms avant l'allumage, pendant lequel le brouillard est totalement figé dans ses conditions initiales de granulométrie. L'image de la figure 5.17 (a) montre un exemple d'une distribution en aire de Voronoï A_v pour un seul pas de temps (une image). La figure 5.17 (b) montre le tracé des 50 distributions en aire pour les 50 pas temporels, pris avant l'allumage. Leur superposition quasi parfaite démontre que le régime stationnaire de la granulométrie du brouillard est bien atteint.

L'homogénéité du brouillard est quantifiée par le moment statistique d'ordre 2, qui renseigne sur la forme et l'étalement de la distribution. Le moment statistique d'ordre 2 expérimental est comparé à celui de la distribution de référence. Ce dernier a été simulé dans l'article de Ferenc et Neda [120] et une valeur de $\sigma_\nu^{réf} \approx 0{,}53$ a été déterminée. Cette valeur a été validée avec le générateur d'images synthétiques de tomographie développé pendant la thèse, dont la position des particules est gérée par une loi uniforme (*cf.* Annexe E.1.1). Une valeur identique a été retrouvée avec des images synthétiques de 1000×1000 $pixels^2$ générées avec un nombre de particules compris entre 700 et 15000, et avec 100 répétitions par chaque cas de nombre de particules. Le moment statistique d'ordre 2 expérimental σ_ν a été extrait à partir d'une régression de la distribution en aire, avec la loi Gamma de paramètres $[k, \theta]$,

$$G(X; k, \theta) = \frac{X^{k-1} \cdot e^{X\theta}}{\Gamma(k) \cdot \theta^k}. \tag{5.14}$$

avec Γ la fonction Gamma d'Euler. Aucune loi analytique de la PDF (*Probability Density Function*) des aires de Voronoï n'est connue, mais la plupart des auteurs s'accordent à décrire la distribution avec une loi Gamma [120]. La régression permet d'éviter les problèmes de biais sur les moments statistiques en raison de l'aspect discret de la distribution (et des éventuelles classes vides). Le moment statistique désiré est alors simplement extrait en s'appuyant sur la connaissance analytique de la loi. Le calcul d'interpolation non-linéaire renvoie les valeurs de k et θ et le moment statistique d'ordre 2 est déduit avec $\sigma_\nu = \sqrt{k} \cdot \theta$. Cette stratégie nécessite néanmoins de travailler avec des paramètres normalisés. Ainsi l'aire de Voronoï normalisée a été calculée comme suit, $\nu = A_v / \overline{A_v}$, avec $\overline{A_v}$ la moyenne statistique des aires, et la fréquence de comptage normalisée entre 0 et 1, calculée en utilisant la propriété suivante[3] $\int_0^{+\infty} PDF(X) \cdot dX = 1$. Le processus de normalisation a été démontré comme négligeable sur l'approche statistique voulue [117].

3. Le comptage normalisé peut alors se calculer en divisant chaque valeur de l'effectif de chaque classe par l'aire sous la courbe définie par la distribution des aires normalisées. Cette aire ayant été estimée avec la méthode des trapèzes.

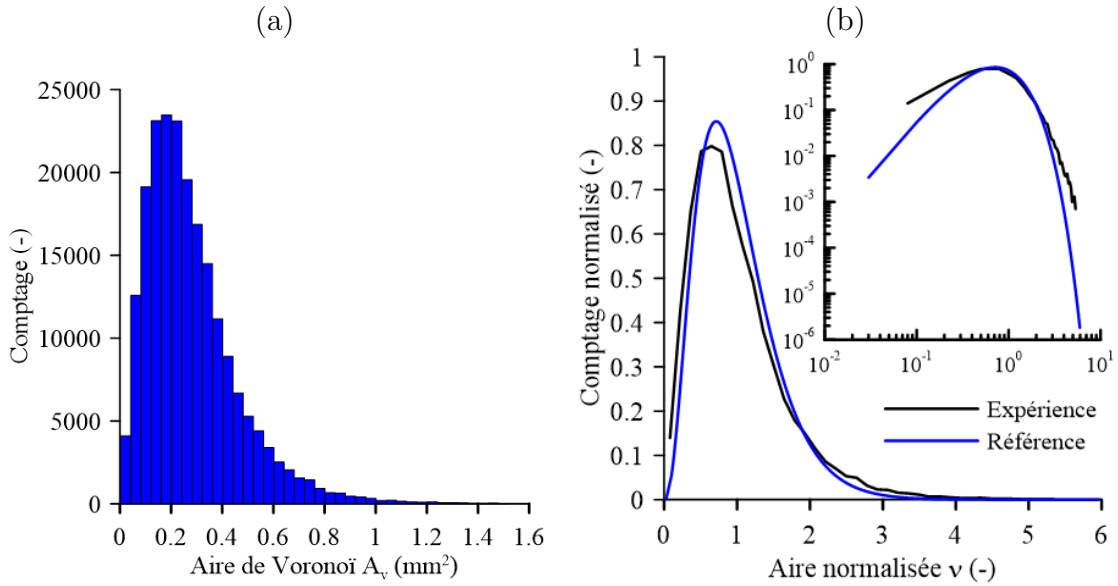


FIGURE 5.18 – (a) Distribution des aires de Voronoï établie à partir des 50 images expérimentales (mêmes conditions que la figure 5.17) ; (b) Tracé du comptage normalisé des aires de Voronoï normalisées $\nu = A_v/\overline{A_v}$ comparé avec la distribution de référence (en échelle linéaire et logarithme).

La figure 5.18 (a) présente la distribution des aires de Voronoï construite à partir des données d'aires A_v issues des 50 images expérimentales de tomographie. La figure 5.18 (b) montre la distribution en aires de Voronoï normalisée issue des 50 images expérimentales avec une échelle linéaire et logarithmique pour mettre en évidence respectivement le maximum et les queues de la distribution. La distribution de référence est également tracée pour visualiser la différence de forme et d'étalement avec la distribution expérimentale. Pour ce cas, une valeur expérimentale du moment statistique d'ordre 2 de $\sigma_\nu = 0{,}59$ a été trouvée.

La figure 5.19 (a) présente le tracé des valeurs de moments statistiques d'ordre 2 extraites à partir des distributions expérimentales suivant la procédure décrite ci-dessus. Le résultat est présenté pour plusieurs brouillards d'éthanol générés en microgravité avec le tracé des moments statistiques d'ordre 2 en fonction de la richesse totale pour cinq couples pression initiale/chute de pression, à une température initiale de 343 K. Les répétabilités des expériences sont également incluses dans le graphe, explicitant plusieurs points sur la même ligne de richesse. La valeur référence de $\sigma_\nu^{réf}$ de 0,53 est également reportée et sert de valeur seuil d'homogénéité. Le point d'origine correspond à l'hypothèse du brouillard de gouttes réparties selon un réseau cubique, utilisée pour l'estimation de la distance inter-goutte a_c.

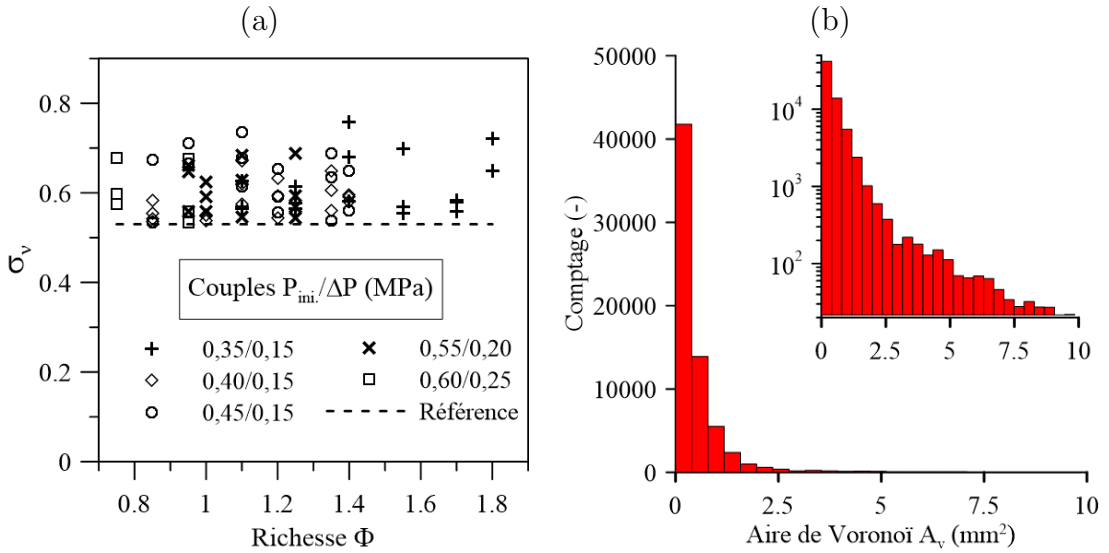


FIGURE 5.19 – (a) Évaluation de l'homogénéité des brouillards d'éthanol générés en microgravité par la méthode de condensation par expansion rapide avec le moment statistique d'ordre 2 de la distribution des aires de Voronoï normalisée ; (b) Tracé du comptage (linéaire et logarithmique) des aires de Voronoï pour un brouillard généré en condition de gravité terrestre. Conditions de génération du brouillard : $P_{ini.} = 0{,}60\ MPa$, $\Delta P = 0{,}25\ MPa$ et $\Phi_T = 0{,}75$.

La première remarque concerne l'hypothèse d'une répartition des gouttes en réseau cubique, qui s'avère être loin de la réalité pour les aérosols étudiés. Les valeurs expérimentales de moment statistique d'ordre 2 se situent toutes dans une bande 0,53−0,76. En outre, aucune tendance ne se dégage en fonction de la richesse totale ou du couple pression initiale/chute de pression, stipulant que les conditions initiales de génération du brouillard n'ont aucune influence sur l'homogénéité des brouillards. La deuxième remarque concerne la répétabilité. Pour des conditions fixes, le moment statistique d'ordre 2 n'est pas systématiquement le même d'une expérience à l'autre.

Les aérosols générés pour l'étude ne sont donc pas rigoureusement homogènes spatialement et leur répétabilité n'est pas garantie. La totale non-influence des conditions initiales indique que l'homogénéité des aérosols dépend uniquement de la méthode utilisée pour la formation des gouttes. Sous l'hypothèse d'une nucléation hétérogène, la répartition spatiale des gouttes serait entièrement pilotée par la localisation des sites de nucléation dans les gaz, et dépend donc de leur taille ainsi que de la dynamique interne des gaz. L'interprétation du graphe de la figure 5.19 (a) n'a pas été poussée plus loin, néanmoins on pourra conclure que l'homogénéité des aérosols de la présente étude n'est pas contrôlable en raison d'une dépendance intrinsèque à la

méthode de condensation par expansion rapide, incluant le processus de formation des gouttes par nucléation sur sites solides.

Une autre application intéressante du moment statistique d'ordre 2 σ_ν est l'investigation de l'influence de la microgravité sur l'homogénéité des aérosols. Plusieurs expériences de création de brouillards d'éthanol ont été reproduites au sol en condition de gravité terrestre, et les distributions en Aires de Voronoï ont été établies. Finalement, la comparaison des moments statistiques d'ordre 2 n'a pas abouti, en raison de la forme différente des distributions des brouillards créés en gravité terrestre. La figure 5.19 (b) montre un exemple de distribution (tracé linéaire et logarithmique) des aires de Voronoï pour un brouillard généré en condition de gravité terrestre. Un nombre de 100 images a été considéré pour atteindre une convergence statistique satisfaisante. Le graphe explicite une probabilité maximum pour les petites aires de pavage, suivie d'une forte décroissance de la probabilité avec les aires croissantes. Toutes les PDF des brouillards générés au sol, pour les conditions explorées, ont été trouvées identiques à celle de ce graphe. La figure A3 de l'Annexe A montre deux images de tomographie laser prises avant l'allumage pour un même brouillard généré en condition de gravité réduite à 10^{-2} g et terrestre. La distribution de la figure 5.19 (b) étant extraite de l'image de la figure A3 (b). On retrouve visuellement le comportement de la PDF avec plusieurs groupes de gouttes rapprochées les unes des autres (en bas de l'image) et, à l'inverse, de grands espaces laissés vides (notamment en haut de l'image). Finalement, la microgravité influence clairement la répartition spatiale des gouttes. Même si le degré d'homogénéité n'a pu être évalué par voie statistique sur les cas sol, les brouillards obtenus en microgravité présentent une répartition spatiale nettement plus équilibrée.

5.5.2 Construction de la PDF de la distance inter-goutte

Dans cette deuxième sous-section, on va chercher à répondre à la question suivante : est-ce que l'hypothèse d'un brouillard parfaitement homogène utilisée pour le calcul de l'interdistance globale a_c est valide ? Pour cela, les valeurs de distance inter-goutte a_D, obtenues à partir des images de tomographie par triangulation de Delaunay (*cf.* section 4.3.5), sont utilisées pour construire une distribution en distance inter-goutte. La figure 5.20 (a) montre le tracé joint de 50 distributions d'interdistance, établies à partir de 50 images expérimentales de tomographie, prises sur 2,5 ms avant l'inflammation. De manière analogue à la sous-section précédente avec les aires de Voronoï, la superposition des courbes démontre que le brouillard est bien figé dans ces conditions granulométriques de préallumage. La figure 5.20 (b) présente la distribution d'interdistance construite à partir des valeurs de a_D extraites des 50 images expérimentales. Les mêmes images issues du brouillard de la figure 5.17 ont été considérées.

La première remarque est que l'hypothèse d'une distance inter-goutte unique est loin d'être respectée. Les distributions montrent des échelles de petites et de grandes distances inter-goutte, avec une probabilité très importante sur les petites échelles (presque le tiers des échelles les plus probables).

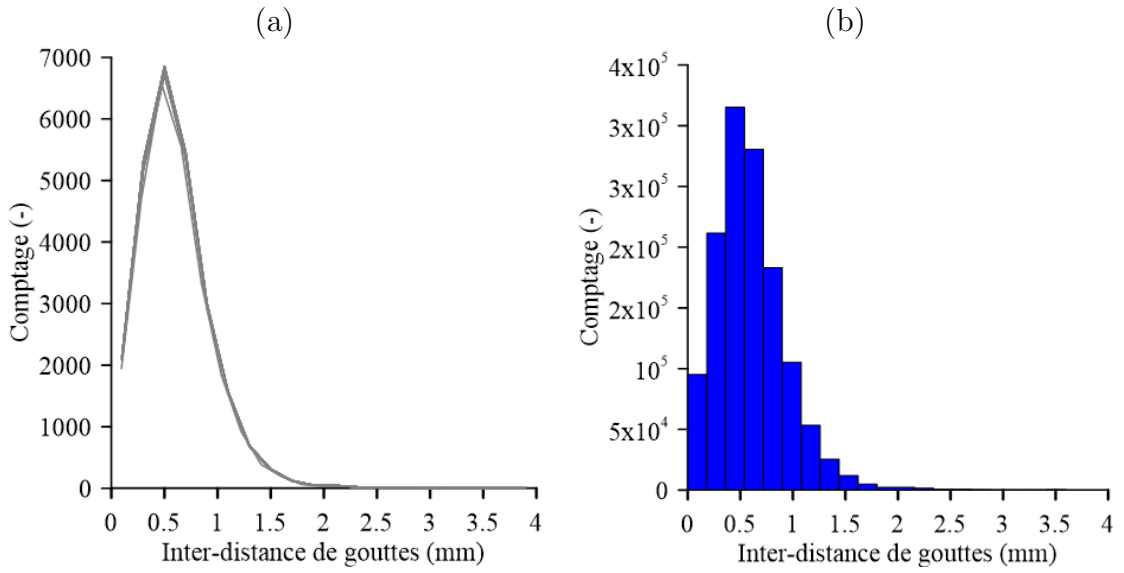


FIGURE 5.20 – (a) Superposition de 50 distributions d'interdistance de gouttes a_D issues de 50 images consécutives prises avant l'allumage ; (b) Distribution des interdistances de gouttes construite de 50 images expérimentales. Même brouillard que la figure 5.17.

Pour tester la pertinence de l'interdistance globale, on propose de comparer les valeurs communes a_c avec les valeurs d'interdistance moyennes statistiques, extraites de la répartition expérimentale d'interdistance. Les valeurs d'interdistance moyennes $\overline{a_D}$ ont été calculées par voie statistique classique avec la formulation suivante,

$$\overline{a_D} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{bin}} F(i) \times a_D(i)}{\sum_{i=1}^{N_{bin}} F(i)}. \tag{5.15}$$

avec F la fréquence du comptage et N_{bin} le nombre de classes pris suivant la règle de Yule. Les graphes de la figure 5.21 présentent les résultats de comparaison entre l'interdistance globale a_c et l'interdistance statistique moyenne $\overline{a_D}$ pour plusieurs

conditions de génération de brouillards d'éthanol en microgravité. L'incertitude sur la densité a été répercutée sur les points d'interdistance (avec la méthode de propagation des erreurs) et est présentée sous forme de barres d'erreur.

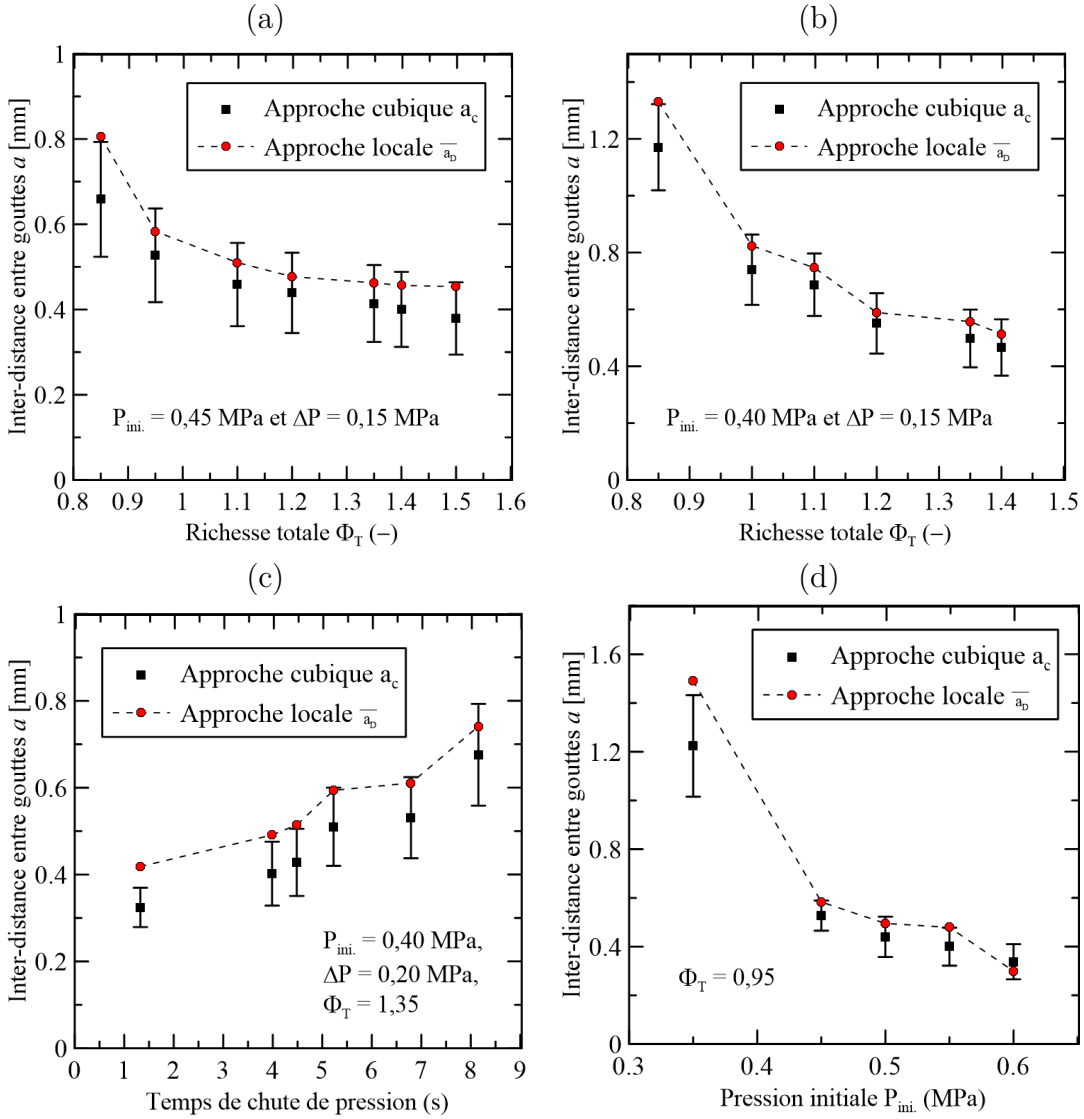


FIGURE 5.21 – Comparaison du calcul de l'interdistance entre goutte a entre l'approche globale commune et une approche statistique, présentée sur plusieurs cas de génération de brouillard d'éthanol avec l'influence de (a) et (b) la richesse totale ; (c) le temps détente et (d) de la pression initiale.

Les tendances de l'interdistance globale a_c en fonction des différents paramètres expérimentaux sont à l'inverse des tendances décrites par la densité N_d, et sont toutes

correctement retrouvées avec l'interdistance statistique $\overline{a_D}$. Pour la grande majorité des points, l'approche statistique est supérieure à l'approche globale. Compte tenu de l'incertitude sur les valeurs de a_c, les deux méthodes d'estimation sont en bon accord et l'approche globale, utilisée communément dans la littérature, donne avec une fiabilité acceptable une valeur d'interdistance entre gouttes représentative des aérosols étudiés. On notera pour finir que, même si on peut se satisfaire de l'approche globale, il faut garder les distributions réelles d'interdistance à l'esprit. Ramener la répartition spatiale d'un brouillard à une valeur unique moyenne est très réducteur, et induit une perte d'information importante sur les échelles de répartition spatiale. Pour la présente étude, l'attribution de la valeur d'interdistance entre gouttes a_c à chaque aérosol d'éthanol de l'étude est suffisante.

5.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'étude de caractérisation des aérosols d'éthanol en l'absence de combustion. Les aérosols ont été générés suivant la méthode de condensation par détente rapide, et les variations temporelles de la pression, de la température, de la taille des gouttes et de la densité en nombre de gouttes ont été obtenues. Dans la section 5.2, une analyse théorique (en s'appuyant sur les principes de la thermodynamique) a été exploitée pour calculer les richesses gaz et liquide, indicateurs quantitatifs de la présence respective de gaz et de liquide dans le mélange. Les évolutions temporelles du diamètre moyen des gouttes mesurées par technique ILIDS et par diffraction laser sont montrées dans la section 5.3, ainsi que les mesures de densité de gouttes obtenues par le diagnostic de tomographie laser et déduites des mesures d'atténuation laser (granulomètre à diffraction). Une bonne adéquation des points de mesure pendant la phase d'expansion a été démontrée, apportant une validation solide à l'implémentation et aux réglages des diagnostics d'ILIDS et de tomographie, ainsi qu'aux programmes automatiques de traitement d'image développés au cours de la thèse. Une brève discussion sur le mécanisme de naissance du brouillard a également été abordée dans cette section, donnant la nucléation hétérogène comme processus responsable de l'apparition spontanée des gouttes. La section 5.4 expose la variation de la granulométrie du brouillard au moment de l'allumage de l'aérosol de carburant, avec les influences de la richesse totale, de la détente et de la pression initiale sur le SMD et la densité de gouttes. Le tableau 5.1 ci-dessous propose un résumé des tendances globales de granulométrie pour les brouillards d'éthanol en fonction des paramètres d'expérience. Les valeurs SMD/N_d au moment de l'allumage, et donc avant l'initiation de la flamme, forment les conditions granulométriques initiales des mélanges hétérogènes et ont été variées via la maîtrise des paramètres d'expériences considérées dans ce tableau.

	Granulométrie du brouillard	
Paramètres d'expérience	SMD	N_d
$\Phi_T \uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$
$\Delta P \uparrow$	$\uparrow$	$\sim$cte
$t_{fall} \uparrow$	$\sim$cte	$\downarrow$
$P_{ini.} \uparrow$	$\sim$cte	$\uparrow$

TABLEAU 5.1 – Tableau récapitulatif des tendances globales de la granulométrie observées pour des brouillards d'éthanol en fonction des paramètres d'expérience et pour les présentes conditions de la thèse (la lecture d'une ligne entraîne la constance des autres paramètres, à l'exception du paramètre de pression initial $P_{ini.}$). Symboles : "$\sim$cte" quasi-constant ; "$\uparrow$" croissant ; "$\downarrow$" décroissant.

La connaissance et le contrôle des conditions granulométriques et thermodynamiques au moment de l'allumage du mélange hétérogène sont des prérequis indispensables pour toute étude diphasique. L'ensemble des paramètres de richesses liquide Φ_L, gazeuse Φ_G, de richesse totale Φ_T, de pression/température $P_{allum.}/T_{allum.}$, de taille et de densité de gouttes SMD/N_d au moment de l'allumage sont repris et utilisés dans les Chapitres 6, 7 et 8 de la suite de cette Partie Résultat.

CHAPITRE

6

VITESSE ET TOPOLOGIE DE LA FLAMME DIPHASIQUE

Sommaire

6.1 Introduction 147

6.2 Étude des flammes gazeuses laminaires 151

6.2.1 Diagramme P/Φ des instabilités de flammes gazeuses . . 151

6.2.2 Résultats de vitesse de combustion laminaire 154

6.3 Comparaison entre les mélanges gazeux homogène et diphasique 157

6.3.1 Établissement d'une corrélation en vitesse de flamme . . . 157

6.3.2 Comparaison des vitesses de flamme 159

6.3.3 Comparaison des apparitions des instabilités 161

6.3.4 Classification de la topologie des flammes diphasiques . . 163

6.4 Conclusions 166

6.1 Introduction

L'étude de la combustion diphasique passe généralement par la comparaison du comportement de la propagation d'une flamme dans un milieu hétérogène à celui d'une flamme se propageant dans un milieu gazeux homogène équivalent. L'étude comparative est menée avec les paramètres de caractérisation communs de la littérature des flammes laminaires gazeuses, à savoir la vitesse de flamme et la structure de flamme. Dans ce contexte, l'étude des flammes d'éthanol-air gaz fera l'objet de la première section. L'influence de la présence d'une phase liquide de carburant sera abordée dans la deuxième section.

La vitesse de flamme est un paramètre prépondérant pour caractériser un mélange inflammable, et pilote notamment le dégagement thermique dans un moteur. Les premières études dédiées à la combustion d'aérosols de carburant, notamment initiées par Burgoyne & Cohen [2], furent portées par l'influence du diamètre des gouttes sur la vitesse de flamme. Les deux graphes de la figure 6.1 présentent deux exemples d'influence du diamètre de gouttes d'un brouillard sur la vitesse de flamme. Un travail expérimental avec la méthode du tube à flamme sur un brouillard mono-taille de tétraline à Φ =0,5, généré par condensation des vapeurs de carburant (a) [121] et une approche théorique à Φ =1,0 sur un spray diesel (b) [4].

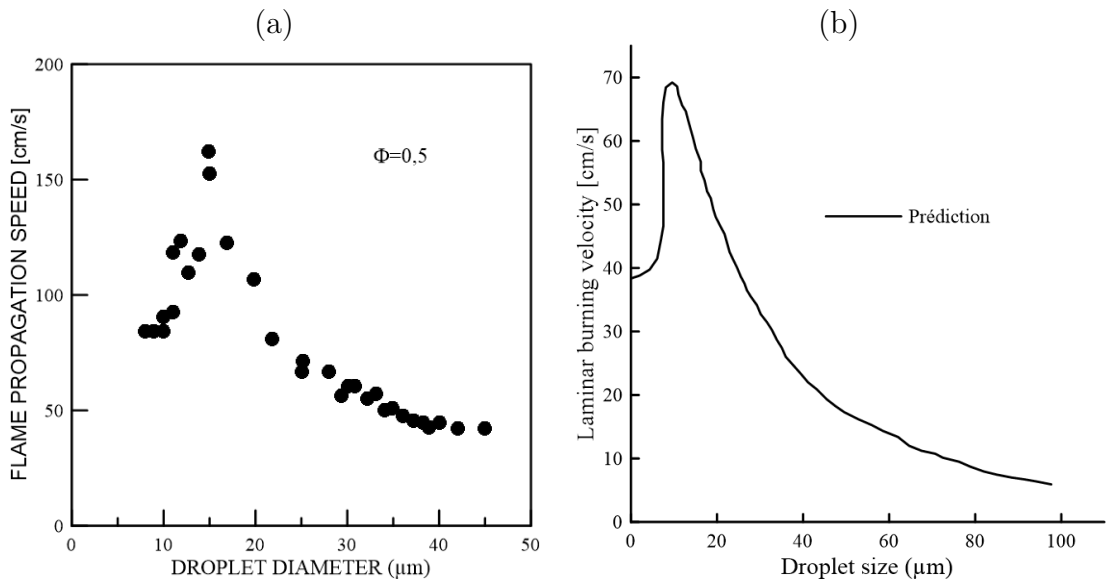


FIGURE 6.1 – Influence du diamètre des gouttes sur la vitesse de flamme (a) Figure reproduite de Chan et al. [121] ; (b) Figure reproduite de Polymeropoulos [4].

Les deux résultats montrent que si la taille des gouttes est progressivement augmentée (entre 0 et ≈25 μm pour les deux carburants), la vitesse de flamme augmente jusqu'à atteindre un maximum (supérieure à la vitesse du milieu gazeux), puis redescend jusqu'à retrouver la valeur du mélange homogène gazeux. Pour un diamètre plus élevé (supérieur à 25 μm), la vitesse de flamme diphasique est inférieure à la valeur du cas gazeux homogène (point d'abscisse 0 indiquant un diamètre nul). Cette réponse non monotone de la vitesse au diamètre des gouttes est interprétée par une transition d'une combustion hétérogène vers une combustion homogène. Polymeropoulos [4] émet l'hypothèse que la combustion accrue prévaut lorsque les deux régimes de combustion participent simultanément à la combustion.

Ces deux études mettent en évidence la prépondérance des phénomènes de vaporisation (chaleur latente et température d'ébullition) et de diffusion (volatilité) des carburants dans le processus de propagation d'une flamme dans un milieu diphasique. Des études analogues ont été menées plus tard par Maruta et al. [122] avec des expérimentations sur un spray monodisperse de décane dans des conditions de gravité réduite (JAMIC). Des tendances similaires de vitesse en fonction du diamètre (SMD) ont été retrouvées par les auteurs, avec un maximum atteint pour un diamètre moyen ≈80 μm à une richesse de $\Phi = 0{,}45$. Les auteurs ont proposé une analogie avec la propagation d'une flamme dans un réseau de gouttes, qui évolue d'une goutte à une goutte voisine. Ce mode de propagation observe également une vitesse maximum, qui dépend de l'espacement entre gouttes et du rayon de flamme de la goutte. Les données expérimentales du spray de décane-air ont été ainsi arrangées avec l'axe des abscisses pris comme l'espacement entre les gouttes a divisé par le diamètre de la flamme d_f formée autour de la goutte. Une tendance unique a été trouvée, pour plusieurs points de richesses (entre 0,45 et 0,95). La courbe a révélé un maximum pour une valeur de $a/d_f = 0{,}5$ et une généralisation a pu ainsi être émise. Pour un critère $a/d_f < 0{,}5$, les gouttes peuvent être volatilisées et mélangées avec l'air aussi ou plus rapidement que la vitesse de consommation du carburant à l'approche de la flamme. Pour cette raison, un front de flamme cohérent peut être maintenu. Cependant, lorsque les gouttes deviennent trop grandes ($a/d_f > 0{,}5$), le combustible est atteint par le front de flamme avec un processus de volatilisation et de mixage incomplet. Avec des gouttes de plus en plus grandes, la volatilisation n'est plus suffisante pour maintenir un front de flamme cohérent et chaque goutte brûle diffusément dans sa propre enveloppe d'air et de carburant.

D'autres études, initiées notamment par Hayashi et al. [51] et Atzler [123], portent sur l'impact de la présence de gouttes de carburant sur la propagation de flamme sphérique par variation de la richesse totale du mélange. Ce type d'étude est assez peu répandu dans la littérature expérimentale et a été reproduit pour nos expériences. Le tableau 6.1 propose un bilan des expériences de comparaison des vitesses gaz et diphasiques parmi les plus récentes et les plus proches de nos conditions de travail.

Réf./Année	Carburant	Température	Pression	Gravité	Richesse	SMD (μm)	Vitesse
[51]	iso-octane	Non - référencée	Non Non référencée	Terrestre	$0{,}7 \leq \Phi_T \leq 1{,}0$ $1{,}0 < \Phi_T \leq 1{,}5$ $0{,}7 \leq \Phi_T \leq 0{,}8$ $0{,}8 < \Phi_T \leq 1{,}5$	34 36 22 24	$V_{Diph.} < V_{Gaz}$ $V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$ $V_{Diph.} > V_{Gaz}$
[51]	éthanol	Non- référencée	Non- référencée	Terrestre	$0{,}6 \leq \Phi_T \leq 1{,}0$ $1{,}0 < \Phi_T \leq 1{,}7$	30 32	$V_{Diph.} < V_{Gaz}$ $V_{Diph.} > V_{Gaz}$
[53]	méthanol	Non- référencée	0,2 MPa	10^{-3} g	$\Phi_T = 0{,}8$	11−12 12−23	$V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$
[54]	éthanol	Non - référencée	0,2 MPa	10^{-3} g	$0{,}6 \leq \Phi_T \leq 0{,}9$ $0{,}9 < \Phi_T \leq 1{,}5$ $\Phi_T = 1{,}6$	11	$V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$ $V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$
[54]	éthanol	Non - référencée	0,2 MPa	10^{-3} g	$\Phi_T = 0{,}8$	10 11−30 30−45	$V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$ $V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$
[52]	iso-octane	268−276 K 268−280 K 272−280 K	≈ 100 kPa	Terrestre	$\Phi_T = 0{,}8$ $\Phi_T = 1{,}0$ $\Phi_T = 1{,}2$	4−16 4−26 12−28	$V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$ $V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$ $V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$
[124]	éthanol	288−345 K	0,2−0,4 0,6 et 1,0 MPa	Terrestre	$0{,}6 \leq \Phi_T \leq 0{,}9$ $0{,}9 < \Phi_T \leq 1{,}2$	8,5	$V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$
[56]	iso-octane	265−293 K	≈ 1 atm	Terrestre	$0{,}8 \leq \Phi_T \leq 1{,}0$ $1{,}0 < \Phi_T \leq 2{,}0$ $0{,}9 \leq \Phi_T \leq 1{,}3$ $1{,}3 < \Phi_T \leq 2{,}0$	5−14−18 5−14−18 20 20	$V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$ $V_{Diph.} > V_{Gaz}$
[56]	éthanol	285−300 K	≈ 1 atm	Terrestre	$0{,}7 \leq \Phi_T \leq 0{,}9$ $0{,}9 < \Phi_T \leq 1{,}2$ $0{,}8 \leq \Phi_T \leq 1{,}2$ Φ_T =0,8 $0{,}9 \leq \Phi_T \leq 1{,}2$	5−12 5−12 23 31 31	$V_{Diph.} < V_{Gaz}$ $V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$ $V_{Diph.} \sim V_{Gaz}$ $V_{Diph.} > V_{Gaz}$ $V_{Diph.} < V_{Gaz}$

TABLEAU 6.1 – Tableau récapitulatif des travaux expérimentaux menés sur la comparaison des vitesses de flamme en fonction de la richesse totale entre mélanges gaz et diphasiques.

Les références de la littérature se limitent donc à des configurations expérimentales de flamme sphérique avec un brouillard homogène en taille et uniformément réparti, généré par condensation rapide. Un balayage assez exhaustif pourra être trouvé avec différents carburants et différentes conditions de pression, température et richesse totale.

La remarque frappante de ce tableau est qu'aucune tendance nette de la vitesse en fonction des paramètres d'expériences ne se distingue. La combustion diphasique est un phénomène physico-chimique complexe et constitue un problème multi paramétrique. La vitesse de combustion, qui témoigne des interactions goutte−gaz−flamme, dépend de la pression et de la température à l'allumage, des richesses gaz et liquide initiales, du diamètre et de la densité des gouttes, de la nature du carburant (température d'ébullition et volatilité) et du milieu inerte (diffusion thermique et moléculaire). Le but de notre implication est de compléter cette base de données de comparaison des vitesses en proposant une approche des plus contrôlées avec notamment des conditions de gravité réduite.

Les flammes diphasiques sont également connues pour le développement d'instabilités de type cellulaire qui sont généralement caractérisées par une apparition prématurée et une intensité plus marquée (en termes de nombre et de taille de cellules) par rapport à leurs homologues gazeux [123]. La plupart des auteurs ont concentré leurs études sur des conditions pour lesquelles le milieu gazeux était déjà instable [52, 56, 124]. Ce qui peut mener à une conclusion hâtive quant à l'impact réel des gouttes sur la flamme. Notre approche consiste à considérer uniquement des conditions où la phase gazeuse est stable afin d'amener un meilleur contrôle sur l'étude. Cette stratégie va permettre de mettre en lumière l'influence seule des gouttes sur la vitesse et la structure des flammes. Ainsi, sauf mention contraire, cette stratégie sera conservée tout au long des sections suivantes de ce chapitre.

La structure des flammes gazeuse d'éthanol-air est appréhendée en première sous-section, pour plusieurs pressions et richesses, et servira de guide pour le choix des conditions des expériences diphasiques en adéquation avec notre stratégie d'étude. Une caractérisation classique, avec la mesure des vitesses de combustion laminaire en fonction de la richesse, est présentée en seconde sous-section. En plus de démontrer l'aptitude du dispositif à fournir des mesures de vitesses, cette courbe servira de référence pour comparer avec les vitesses des mélanges diphasiques. Concernant la deuxième section, la justification et l'établissement d'une corrélation en vitesse sont d'abord détaillés. Puis la comparaison des vitesses pour des mélanges gazeux et diphasiques obtenues en microgravité sera exposée et brièvement discutée. Les deux sous-sections suivantes seront consacrées à l'étude des instabilités de flammes diphasiques (comparaison d'apparition avec la phase gazeuse et topologie).

6.2 Étude des flammes gazeuses laminaires

6.2.1 Diagramme P/Φ des instabilités de flammes gazeuses

Selon la théorie de Bechtold et Matalon [31], toute flamme en propagation sphérique dans un mélange gazeux est sujette à être instable à partir d'un certain rayon, nommé rayon critique R_c. Dire d'une flamme qu'elle est instable dépend donc du rayon d'observation, permis par le diagnostic de visualisation de la flamme. L'apparition de cellules sur la surface des flammes des mélanges gazeux est un sujet connu et étudié depuis longtemps. La transition du régime stable au régime cellulaire est interprétée avec les instabilités de type hydrodynamique et thermo-diffusif.

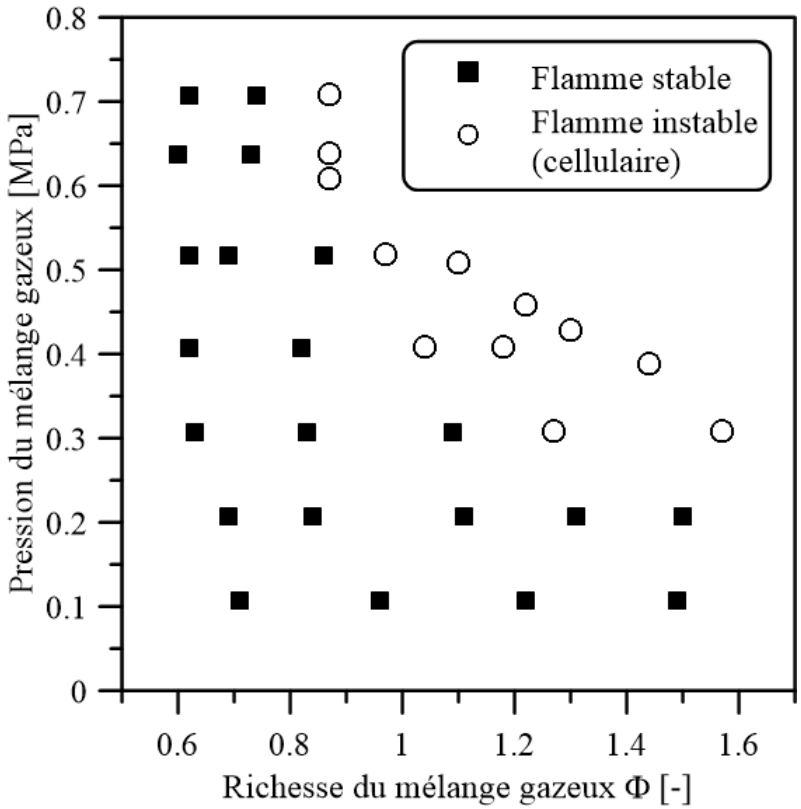


FIGURE 6.2 – Diagramme de stabilité des flammes gaz éthanol/air dans l'espace P/Φ évaluée à 333 K et pour un rayon d'observation de $R_m \approx$21 mm.

La figure 6.2 montre la synthèse des observations des flammes gazeuses d'éthanol−air à 333 K pour différents couples de conditions pression/richesse. Chaque point reporté équivaut à trois expériences consécutives identiques. Toutes les observations ont été quantifiées par le terme « stable » ou « instable », au même rayon de flamme de $R_m = 21\ mm$. Le rayon d'étude est intentionnellement élevé afin de limiter les effets d'étirement. La limite pression/richesse révélée par le graphe est en accord avec les travaux précédents [62], réalisés avec le même mélange et à la même température initiale, mais dans une chambre cylindrique équipée de hublots de rayon 25 mm. Les résultats de Far [125] en bombe cylindrique pour des mélanges éthanol-air pauvre et stœchiométrique (0,8$\leq$ Φ $\leq$1,1) sur une gamme de température de 300−650 K sont également en accord avec nos observations.

L'apparition d'instabilités cellulaires est fortement dépendante de la richesse et la transition stable/instable peut s'expliquer avec les modes d'instabilités hydrodynamique et thermo-diffusif. Le mode hydrodynamique est intrinsèque à chaque flamme sphérique alors que l'effet thermo-diffusif est fonction des propriétés de diffusion thermique et moléculaire du mélange air-carburant. Cet effet thermo-diffusif va venir accentuer, ou au contraire, inhiber le phénomène hydrodynamique. Le nombre de Lewis suit une décroissance monotone avec la richesse. Ainsi pour les mélanges $C_2H_6O - air$ pauvres et à la stœchiométrie, les valeurs élevées de Le vont retarder l'apparition des cellules du mode hydrodynamique. Au contraire, pour les mélanges riches, le nombre de Lewis est proche de l'unité et devient inférieur à 1 pour une richesse $\approx$1,25. Pour ces mélanges-ci, les effets thermo-diffusifs vont promouvoir et accentuer les instabilités hydrodynamiques. La théorie portant sur la transition du régime stable vers le régime instable cellulaire nécessite la détermination de nombreux paramètres, la plupart étant accessibles uniquement par simulation. Pour interpréter le graphe 6.2, on proposera une approche simplifiée où chaque mode est assimilé à un seul paramètre de sensibilité.

Les deux graphes suivants montrent les évolutions de l'épaisseur de flamme thermique δ_L^0 et du nombre de Lewis Le (selon deux définitions) à 333 K en fonction de la richesse et pour plusieurs pressions initiales. La pression, sur la gamme considérée dans l'étude, a une influence négligeable sur les valeurs du nombre de Lewis et a été fixée à 0,10 MPa pour le calcul.

Pour les faibles pressions (0,10 et 0,20 MPa), l'épaisseur de flamme est trop importante et empêche l'apparition d'instabilité hydrodynamique, indépendamment de l'effet Lewis et de la richesse. Plus la pression augmente, plus l'épaisseur de flamme diminue, rendant propice l'apparition d'instabilités cellulaires par le mode hydrodynamique. Les premières observations cellulaires apparaissent pour les mélanges riches, pour lesquels l'effet thermo-diffusif a un rôle promoteur. Finalement, pour des pressions très élevées (0,5 à 0,7 MPa) les instabilités cellulaires apparaissent même pour les mélanges pauvres en raison de l'épaisseur de flamme devenue suffi-

samment faible.

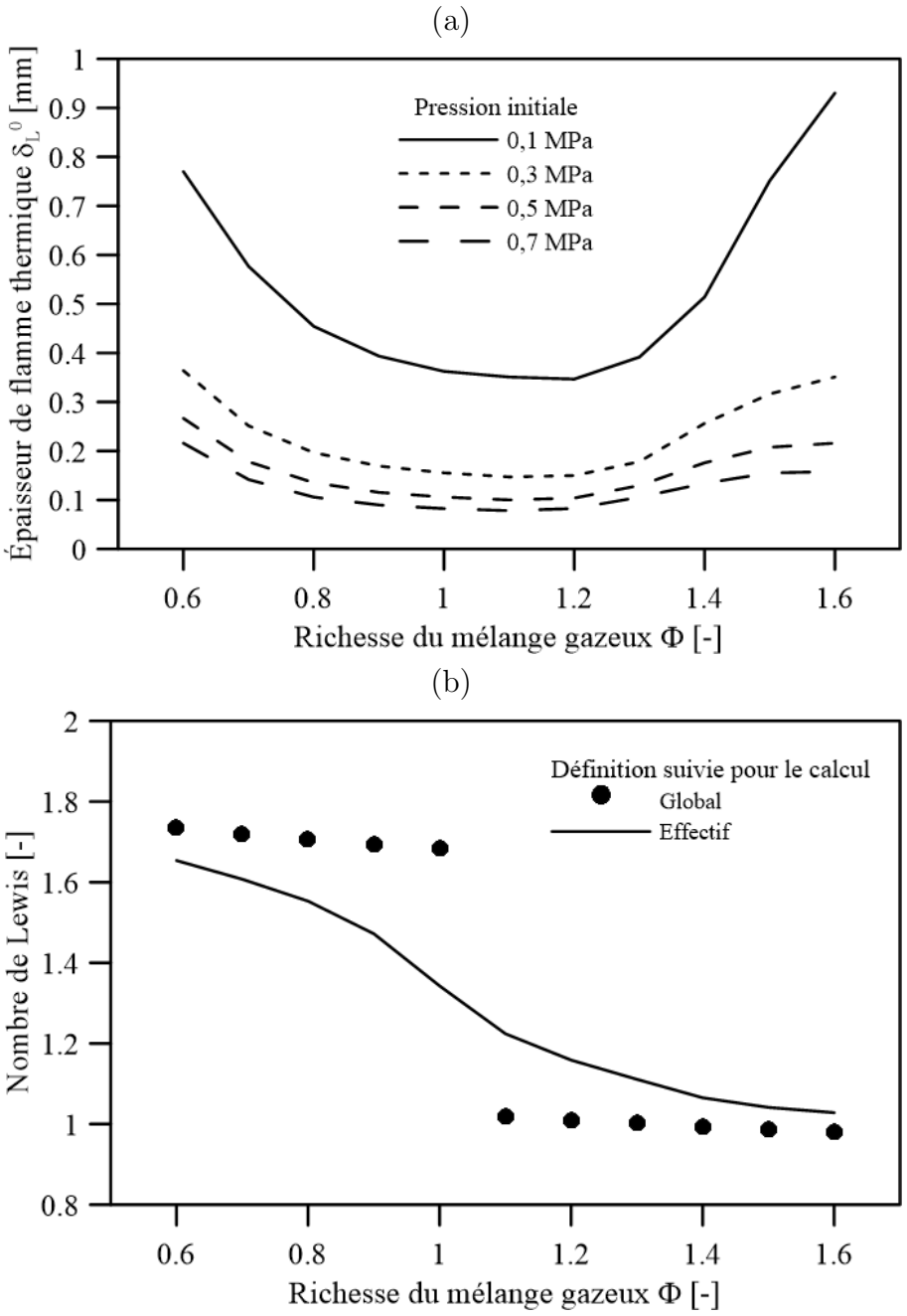


FIGURE 6.3 – (a) Tracé de l'épaisseur de flamme thermique calculée pour l'éthanol dans l'air à 333 K en fonction de la richesse pour différentes pressions initiales ; (b) Nombre de Lewis du mélange gazeux éthanol-air en fonction de la richesse et calculé à 333 K.

L'apparition des instabilités est également influencée par l'étirement de la flamme. De forts étirements, rencontrés typiquement pour les faibles rayons de flamme, annihilent l'apparition des cellules. Les valeurs d'étirement correspondantes au rayon de flamme considéré pour l'analyse de stabilité ne présentent aucune influence sur le rayon critique. La répétabilité de la morphologie des surfaces de flammes, en gaz et en diphasique, a été appréhendée dans les travaux précédents. L'aspect des surfaces de flamme a été inspecté visuellement et a été trouvé répétable sur trois expériences successives.

Finalement, le graphe 6.2 sera utilisé pour sélectionner les conditions d'allumage des mélanges diphasiques $P_{allum.} = P_{ini.} - \Delta P$ et Φ_T, pour lesquelles la flamme gazeuse est stable. La richesse des mélanges gazeux étant associée à la quantité totale (liquide + gaz) de carburant Φ_T des mélanges diphasiques. De cette façon, nous assurons une étude sélective de l'impact des gouttelettes de carburant sur la flamme en propagation sphérique.

6.2.2 Résultats de vitesse de combustion laminaire

L'intérêt premier de la détermination des vitesses de combustion laminaire S_L^0 est la validation du dispositif expérimental sur des valeurs admises de la littérature. L'étape de validation sur des mesures établies est indispensable avant de s'intéresser à l'étude plus complexe d'un mélange diphasique. Des mélanges gazeux éthanol-air ont donc été considérés pour la mesure de la vitesse de combustion laminaire. Une pression initiale de 0,2 MPa a été choisie, d'une part pour avoir une résolution suffisante sur la richesse (par rapport à 0,1 MPa où seulement quatre points sont possibles au maximum), et d'autre part pour assurer un balayage entier en richesse sans instabilités. La méthodologie de détermination de la vitesse de combustion laminaire suppose des flammes parfaitement sphériques et totalement stables. En outre, la notion de cellularité n'est pas incluse dans le code de calcul de la simulation CHEMKIN. Une température initiale des gaz frais de 358 K a été choisie pour s'ajuster aux données de la littérature.

De nombreuses données sont disponibles dans la littérature avec plusieurs conditions et différents dispositifs expérimentaux. Afin d'optimiser l'étape de validation, il a été choisi de comparer nos mesures avec les données de la littérature les plus récentes, et obtenues au possible dans les conditions les plus proches de nous. À savoir : une bombe sphérique (en simple ou double confinement) ; la méthode du volume constant ; le modèle non-linéaire pour l'extrapolation à étirement nul. L'article suivant [126] fait état des sources potentielles des écarts sur les mesures de S_L^0 et justifie cette démarche. Ainsi les expériences de Bradley et al. [127] et Liao et al. [128] seront utilisées pour la comparaison. La simulation CHEMKIN (code PREMIX) a été ajoutée avec le mécanisme de Leplat et al. [23].

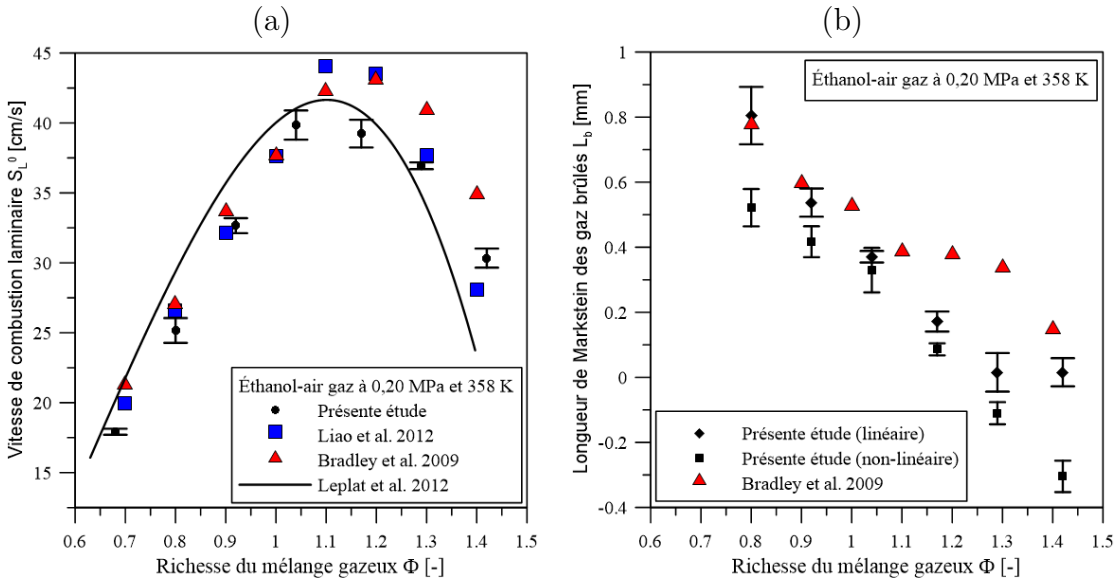


FIGURE 6.4 – (a) Valeurs expérimentales de vitesses de combustion laminaire déterminées avec le présent dispositif expérimental à 0,20 MPa et 358 K, comparées avec la littérature [127, 128] et la simulation CHEMKIN [23] ; (b) Valeurs expérimentales de longueurs de Markstein des gaz brûlés déterminées selon les modèles linéaire et non-linéaire à 0,20 MPa et 358 K, comparées avec la littérature [127].

La figure 6.4 (a) reporte le résultat de la comparaison des données de S_L^0. Nos données sont présentées avec la moyenne des valeurs de cinq expériences consécutives avec les barres d'erreur représentant la dispersion de ces cinq expériences (calculées avec l'écart-type). Nos données sont en bon accord avec la littérature et la simulation. La méthodologie de détermination de la vitesse fondamentale de combustion inclut un autre paramètre important : la longueur de Markstein. Une validation complète ne saurait se satisfaire uniquement des valeurs de vitesses de combustion. La figure 6.4 (b) présente les valeurs de longueur de Markstein des gaz brûlés de la présente étude, reportées avec les valeurs de Bradley et al. [127]. Les valeurs issues des deux méthodes d'extrapolation sont montrées. On dénote également un accord correct avec une décroissance monotone des valeurs de L_b en fonction de la richesse.

Deux alcanes ont également été utilisés au cours de la thèse en mélanges gazeux avec l'air, pour l'étude sur les origines des instabilités diphasiques (Chapitre 8). Une étape supplémentaire de validation a été effectuée, tant pour valider plus exhaustivement le dispositif expérimental que pour valider le montage additionnel de préparation des prémélanges $C_xH_y - air$ à la richesse correcte. On retrouve ainsi sur les graphes suivants les résultats de vitesses fondamentales avec le propane et le

méthane dans l'air à 293 K pour plusieurs richesses en fonction de la pression, entre 0,15 et 0,40 MPa. Chaque point est la moyenne de trois expériences consécutives dont l'écart-type (non montré sur les graphes) n'excède pas les 1 cm/s.

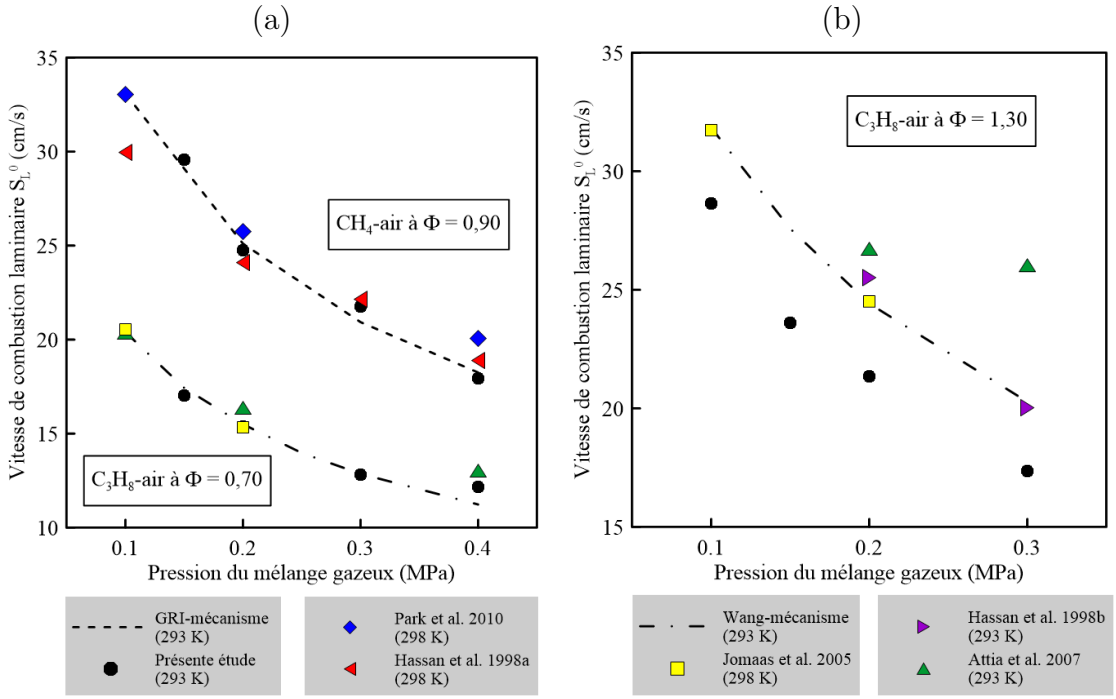


FIGURE 6.5 – Valeurs expérimentales de vitesses de combustion laminaire déterminées avec le présent dispositif expérimental à 293 K en fonction de la pression initiale du mélange, comparées avec la littérature [129–133] et la simulation CHEMKIN [134, 135] pour des mélanges (a) $CH_4 - air$ et $C_3H_8 - air$ pauvres ; (b) un mélange $C_3H_8 - air$ riche.

Une démarche analogue a été adoptée pour la sélection des données de vitesse des alcanes de la littérature. C'est pourquoi les mélanges pauvres sont considérés jusqu'à 0,4 MPa et le mélange riche à 0,3 MPa au maximum. Un bon accord est également observé entre les valeurs déterminées avec le présent dispositif expérimental, la littérature et la simulation. On notera des valeurs de vitesse légèrement plus faibles que la littérature et la simulation pour le mélange propane-air riche. Malgré tout, la décroissance de la vitesse de combustion avec la pression est bien reproduite.

Les résultats montrés dans cette sous-section valident l'appareillage expérimental pour la détermination de vitesse de flamme sur plusieurs conditions de richesse, pression, température et pour des carburants liquide et gazeux. Le système d'injection

liquide ainsi que la méthode de préparation des prémélanges gazeux sont également validés. Nous pouvons à présent nous intéresser à la comparaison des mélanges gazeux et diphasiques. Les valeurs de S_L^0 du mélange éthanol-air du graphe 6.4 (a) seront réutilisées comme référence pour la comparaison avec les vitesses des mélanges diphasiques.

6.3 Comparaison entre les mélanges gazeux homogène et diphasique

Cette section propose une approche macroscopique de la flamme diphasique avec l'étude de sa vitesse de propagation et de sa topologie en conditions de gravité réduite. Les conditions d'allumage et de détente ont été choisies afin de balayer une large gamme de diamètres moyens et de densités, accessibles grâce à l'appareillage de génération d'aérosol, sur deux températures initiales de 333 K et 343 K. L'intérêt ici est donc d'obtenir une palette de comportements suffisamment représentatifs des flammes diphasiques, de façon contrôlée avec un état équivalent gazeux stable.

6.3.1 Établissement d'une corrélation en vitesse de flamme

La comparaison des vitesses de flamme entre cas gazeux et diphasiques a été menée avec le paramètre de vitesse de propagation de flamme non-étirée V_S^0. La vitesse de combustion laminaire S_L^0 nécessite la connaissance du rapport d'expansion $\sigma = \rho_b/\rho_u$, qui est totalement inconnu pour un mélange contenant du liquide. Cependant l'extrapolation à étirement nul conduit à un paramètre de vitesse adéquat pour comparer des mélanges homogènes et hétérogènes [52]. La vitesse de flamme est très sensible aux conditions de pression et température. Il est donc primordial de comparer les vitesses gaz et diphasique à des conditions de pression et de température d'allumage identiques. Le processus de génération des aérosols donne le contrôle sur la pression d'allumage, qui peut aisément être gardée constante sur une plage de richesse donnée. Néanmoins, la température résultante de cette dépression est largement inférieure à la température initiale (jusqu'à 45 K de moins) et varie avec la richesse (dépendance que l'on peut retrouver avec l'équation (5.1) de la sous-section 5.2.1). Les températures d'allumage des aérosols se situent entre ≈294 et 311 K, et de telles températures ne nous permettent pas de préparer un mélange éthanol-air gazeux dans la chambre de combustion. Une corrélation en vitesse a donc été établie à partir des résultats du graphe 6.4 (a) de la section précédente. Le but étant d'obtenir une équation permettant de calculer la vitesse V_S^0 de mélanges éthanol-air gazeux à la pression, température et richesse désirées. L'impact de la température et de la pression peut être quantifié par l'expression suivante, proposée par Metghalchi

et Keck [8],

$$S_L^0(\Phi, T, P) = S_{L\ (réf.)}^0(\Phi, T_{réf.}, P_{réf.}) \times \left(\frac{T}{T_{réf.}}\right)^{\alpha} \cdot \left(\frac{P}{P_{réf.}}\right)^{\beta} \tag{6.1}$$

avec $S_{L\ (réf.)}^0(\Phi, T_{réf.}, P_{réf.})$ la vitesse de combustion laminaire de référence, fonction de la richesse, à la température et pression de référence $T_{réf.}$ et $P_{réf.}$, α le coefficient de dépendance en température et β le coefficient de dépendance en pression. Ces deux derniers étant propres à un mélange air-carburant et valides sur la gamme de pression/température utilisées pour leur détermination. Les données de vitesses de combustion laminaire pour les mélanges éthanol-air sont suffisamment abondantes dans la littérature pour s'affranchir de la détermination de ces deux coefficients. Ainsi les équations suivantes ont été récupérées de Liao et al. [128],

$$\alpha(\Phi) = 1.4738 \cdot \Phi^2 - 3.5786 \cdot \Phi + 3.8944$$

$$\beta(\Phi) = -0.4094 \cdot \Phi^2 + 1.0147 \cdot \Phi - 0.9181 \tag{6.2}$$

déterminées avec des flammes sphériques dans une bombe d'environ 1,6 L avec la méthode du volume constant. Les équations ont été déterminées et sont valides sur les plages suivantes : richesse 0,70−1,40, 300−600 K et 0,10−1,4 MPa, qui couvrent raisonnablement les valeurs ciblées de nos conditions d'allumage. La fonction $S_{L\ (réf.)}^0$ a été estimée à partir de nos données expérimentales sous la forme d'un polynôme de degré 4 avec un calcul de régression aux moindres carrés (voir Annexe C.1.1) aux valeurs de références $T_{réf.} = 358\ K$ et $P_{réf.} = 0{,}20\ MPa$. Finalement la dépendance en richesse de la vitesse de combustion laminaire s'exprime comme suit,

$$S_{L\ (réf.)}^0(\Phi, T_{réf.} = 358\ K, P_{réf.} = 0.20\ MPa) = S_{L\ (réf.)}^0(\Phi)$$

$$= 386.43 \cdot \Phi^4 - 1696.10 \cdot \Phi^3 + 2623.70 \cdot \Phi^2 - 1662.40 \cdot \Phi + 385.87. \tag{6.3}$$

Finalement, les vitesses de propagation de flamme non-étirée des mélanges gazeux aux conditions d'allumage ont été calculées suivant la formulation suivante,

$$V_S^0(\Phi, T, P) = \frac{S_{L\ (réf.)}^0(\Phi)}{\sigma(T, P)} \times \left(\frac{T}{358}\right)^{\alpha(\Phi)} \cdot \left(\frac{P}{0.20}\right)^{\beta(\Phi)}. \tag{6.4}$$

avec $\sigma(T, P)$ le rapport d'expansion aux conditions P, T de l'allumage, évalué avec le code EQUIL de CHEMKIN.

6.3.2 Comparaison des vitesses de flamme

La figure 6.6 présente sur quatre graphes le résultat des comparaisons des vitesses entre mélanges gazeux et diphasiques en fonction de la richesse et pour plusieurs conditions d'allumage différentes. Les valeurs de vitesse de flamme diphasique sont la moyenne de trois expériences en microgravité et les barres d'erreur représentent la dispersion, interprétée avec l'écart-type. La vitesse monophasique est ensuite calculée avec la corrélation (6.4) à la pression, température d'allumage et richesse totale correspondantes exactement aux conditions de chaque point de vitesse diphasique. Une tendance est ensuite tracée à partir des points de vitesse gazeux (ligne noire).

Pour chaque graphe, la pression initiale ainsi que la chute de pression ont été gardées fixes. Cette stratégie de génération d'aérosols conduit à une richesse gazeuse quasiment constante et à une augmentation de la richesse liquide avec la richesse totale. La température d'allumage change légèrement d'une richesse à l'autre. La granulométrie du brouillard quant à elle n'est pas conservée, le diamètre moyen et la densité augmentent avec la richesse totale (*cf.* sous-section 5.4.1 du Chapitre précédent). On notera que les quatre graphes sont tracés sur les mêmes échelles d'abscisses et d'ordonnées afin de permettre une comparaison visuelle directe.

Premièrement, les vitesses de flamme diphasique décrivent une tendance similaire pour les quatre graphes avec une croissance rapide, un maximum suivi d'une décroissance. Deuxièmement, on dénote que les vitesses des mélanges diphasiques sont majoritairement plus élevées que pour les mélanges gazeux. Les quelques cas plus lents se situant exclusivement du côté riche. On peut attribuer ces tendances à l'influence du diamètre moyen, qui croît avec la richesse totale, en analogie avec les courbes montrées sur la figure 6.1. Les vitesses qui sont sensiblement égales entre gaz et brouillard s'interprètent avec un diamètre des gouttes suffisamment faible pour conduire à une évaporation et un mélange complet avant l'arrivée de la flamme. La flamme va alors brûler dans un milieu qui s'apparente à un milieu gazeux homogène, de richesse gazeuse équivalente à la richesse totale.

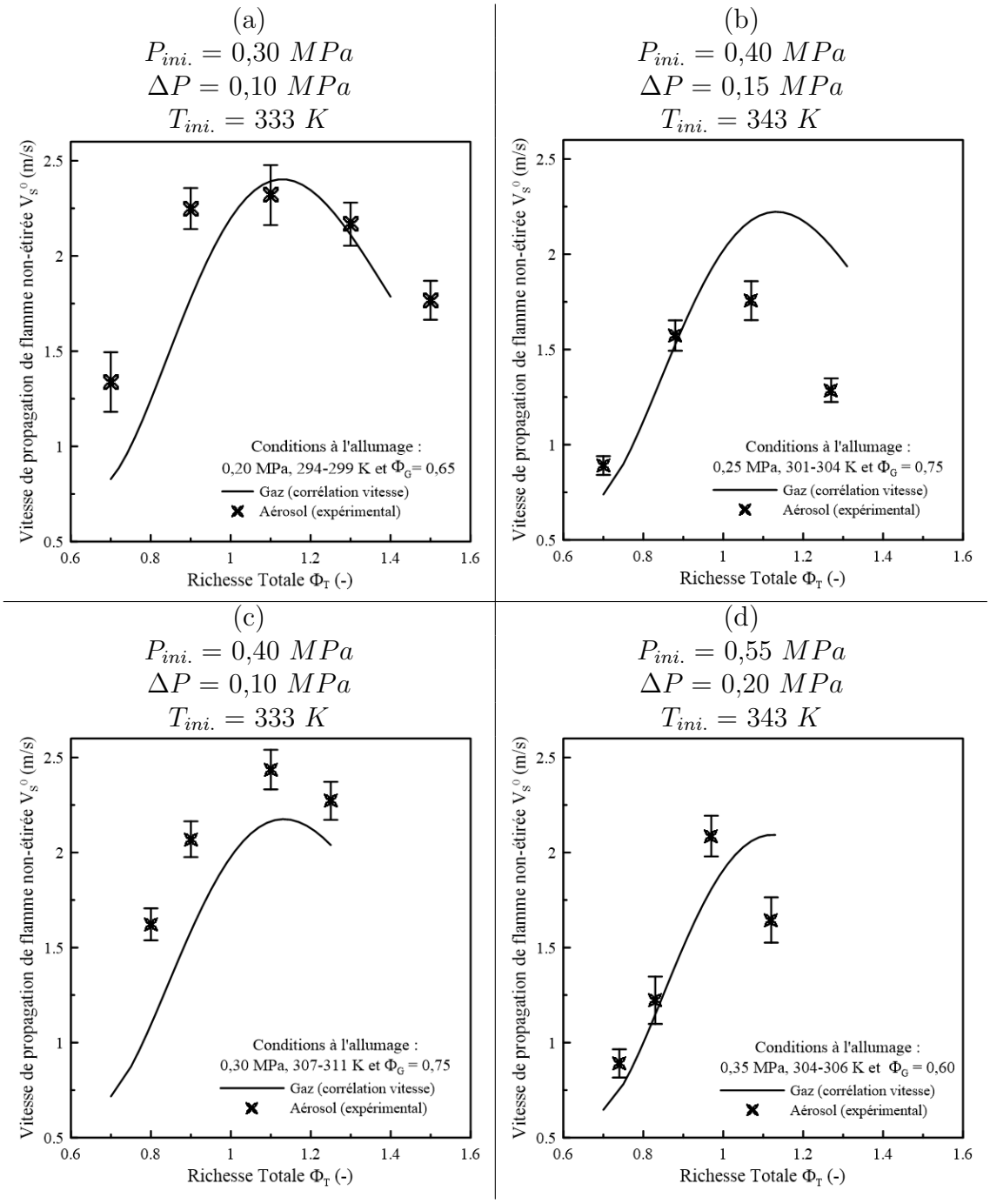


FIGURE 6.6 – Comparaison des vitesses de propagation de flamme non-étirée de mélanges éthanol-air entre gaz et diphasique pour différentes conditions de brouillards.

La caractérisation d'un mélange inflammable passe également par l'investigation des longueurs de Markstein. Nous n'avons pas jugé opportun de mener une telle

comparaison en raison de la méthodologie d'extraction qui n'est valable uniquement que sous certaines hypothèses fondamentales (flamme parfaitement sphérique et sans aucune cellule), qui ne sont pas respectées dans le cas des mélanges diphasiques. On pourra malgré tout citer l'article de Lawes et al. [52] qui ont observé des valeurs de longueurs de Markstein L_b (issue du modèle linéaire d'extrapolation) légèrement plus faibles pour les aérosols que pour les flammes prémélangées (en isooctane), avec une variation analogue (décroissance avec la richesse totale, sur 0,80$\leq \Phi_T \leq$1,40). Ces résultats indiquant que les effets liés à l'étirement seraient plus faibles sur les flammes aérosols que sur les flammes gaz.

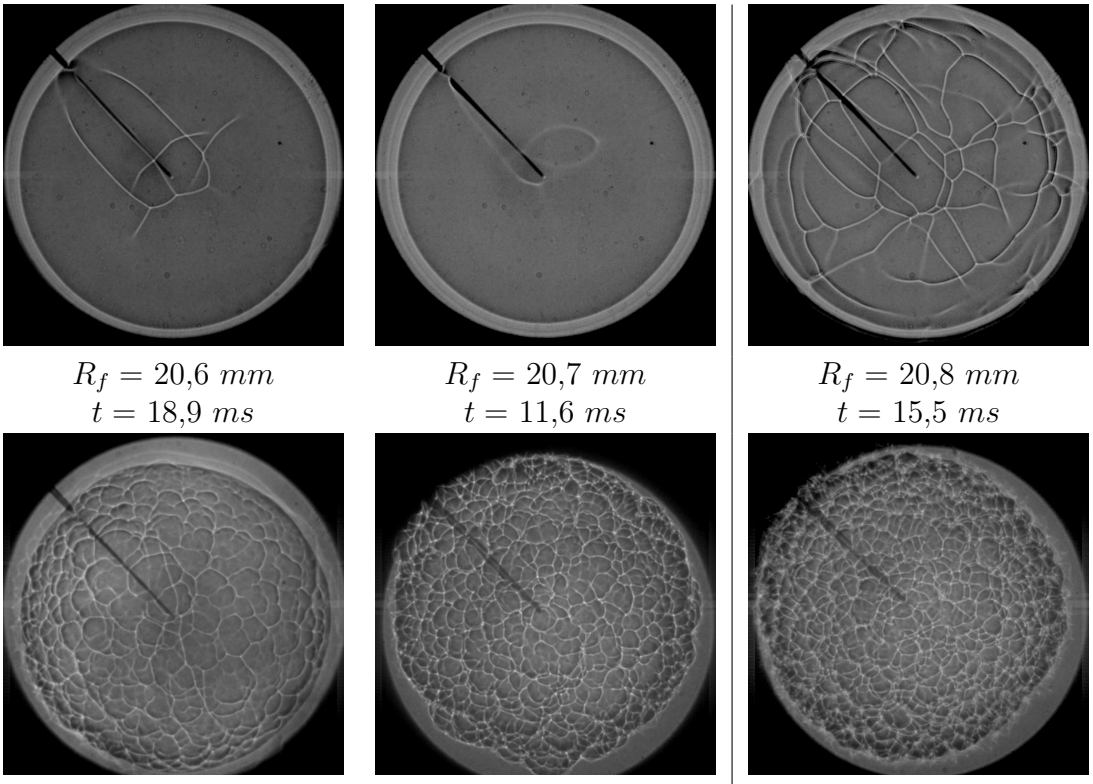
Actuellement, il n'existe pas d'explication rigoureusement admise pour décrire l'effet « promoteur » de la vitesse des mélanges diphasiques. Hayashi et al. [51] interprétèrent ce phénomène avec la structure cellulaire des flammes diphasiques. La présence de cellules augmentent la surface de flamme et en conséquence la vitesse de propagation. Le développement de cellules sur la surface des flammes en expansion sphérique provoque une accélération de la flamme [136–138]. Cette explication hypothétique n'est cependant pas suffisante et ne peut être généralisée. Par exemple, sur les graphes (a) et (c) de la figure 6.6, les mélanges à $\Phi_T = 0{,}70$ et $\Phi_T = 0{,}80$ respectivement, ont une surface de flamme lisse et sans cellularité forte (les images ombroscopiques peuvent être retrouvées sur la figure A4 en Annexe A), tandis que la vitesse de flamme diphasique est largement accrue. À l'instar des autres conditions, où les flammes sont toutes fortement instables. Une deuxième explication fut postulée, également par Hayashi et al. [51]. L'évaporation des gouttes induit un enrichissement local du milieu gazeux environnant, qui peut conduire la flamme à se déplacer plus rapidement dans sa globalité. Ce phénomène serait effectif surtout dans les cas de richesses totales pauvres, comme sur l'exemple de nos résultats.

On notera, pour finir, que la valeur de vitesse de flamme diphasique est en réalité le fruit de la participation jointe des phénomènes de cellularité, d'évaporation et d'enrichissement local. Chacun agissant à une échelle différente selon les conditions de combustion.

Une transition logique après l'étude des vitesses de propagation de flamme est l'étude des instabilités des flammes diphasiques avec l'évaluation de l'apparition et de la topologie des cellularités, qui font l'objet des deux sous-sections suivantes.

6.3.3 Comparaison des apparitions des instabilités

La figure 6.7 montre les résultats de comparaison morphologique entre flammes diphasiques (deuxième ligne) et flammes gaz (première ligne) reproduites à 333 K, à la même richesse totale et même pression d'allumage. Le rayon de flamme et le temps d'observation de la flamme sont également indiqués.



$R_f = 20{,}6\ mm$ $t = 18{,}9\ ms$	$R_f = 20{,}7\ mm$ $t = 11{,}6\ ms$	$R_f = 20{,}8\ mm$ $t = 15{,}5\ ms$
$R_f = 20{,}3\ mm$ $t = 17{,}1\ ms$	$R_f = 20{,}8\ mm$ $t = 9{,}8\ ms$	$R_f = 20{,}8\ mm$ $t = 12{,}3\ ms$
Conditions allumage (1) $\Phi_T = 1{,}50$ $P_{allum.} = 0{,}20\ MPa$ $T_{allum.} = 297\ K$ $\Phi_L = 0{,}85$	Conditions allumage (2) $\Phi_T = 1{,}25$ $P_{allum.} = 0{,}20\ MPa$ $T_{allum.} = 298\ K$ $\Phi_L = 0{,}55$	Conditions allumage (3) $\Phi_T = 1{,}40$ $P_{allum.} = 0{,}30\ MPa$ $T_{allum.} = 309\ K$ $\Phi_L = 0{,}60$

FIGURE 6.7 – Séquences d'images d'ombroscopie de flammes d'aérosol (bas) comparées avec des flammes gaz (haut) dans des conditions d'allumage similaires.

En raison de la chute de pression, la température au moment de l'allumage est toujours plus faible que la température de départ du mélange gazeux. Cependant, pour la comparaison qualitative de la morphologie des flammes, l'effet de la température (entre la température initiale et la température d'allumage) sur l'apparition des instabilités est considéré comme négligeable. La flamme diphasique montrée en condition (1) est obtenue par détente d'un mélange gazeux à $T_{ini.} = 343\ K$ et $P_{ini.} = 0{,}40\ MPa$ avec $\Delta P = 0{,}20\ MPa$. La flamme en condition (2) (respectivement (3)) est obtenue pour un mélange gazeux à $T_{ini.} = 333\ K$, avec $P_{ini.} = 0{,}35\ MPa$ (respectivement $0{,}40\ MPa$) et avec $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ (respectivement $0{,}10\ MPa$). Les

pressions et les températures résultantes du processus de détente sont également reportées avec la richesse totale ainsi que la richesse liquide.

Les résultats de la figure 6.7 (colonnes 1 et 2) montrent que, lorsque l'environnement gazeux est totalement stable, la présence de gouttes de carburant conduit la flamme à développer des instabilités cellulaires sur sa surface. Les petites craquelures lumineuses visibles sur la flamme gazeuse de la première colonne sont dus à la présence des électrodes. On dénotera que la présence d'instabilités se manifeste différemment avec, sur les deux exemples montrés ici, une flamme qui garde globalement sa sphéricité avec de grosses cellules (colonne 1) et une flamme totalement déformée et avec des cellules de plus petites tailles et en plus grand nombre (colonne 2).

Comme mentionné précédemment, des travaux antérieurs avaient démontré que, lorsque la flamme gazeuse était déjà sujette à des instabilités, la présence du carburant sous forme liquide induisait une intensité cellulaire plus prononcée. De fines structures apparaissent, donnant à la flamme un aspect ondulé, comme on peut l'observer sur l'expérience de la dernière colonne. Lawes et al. [139] ont comparé les nombres de Péclet (rayon critique d'apparition d'instabilités R_c divisé par l'épaisseur de flamme) de cas gazeux connus, présentant des instabilités, à des cas diphasiques reproduits dans des conditions similaires (avec de l'isooctane). Le tracé démontre clairement que les flammes aérosols deviennent cellulaires systématiquement à un rayon critique plus petit (valeurs du nombre de Péclet plus faibles) que les flammes gaz. On notera que cette constatation avait été reproduite et vérifiée dans les travaux précédents [62] pour de l'éthanol. Finalement, nos résultats de comparaison morphologique de la figure 6.7 (colonnes 1 et 2) peuvent se généraliser avec les résultats de Lawes et al. [52, 139] et de Nassouri [62] comme : la présence de gouttes de carburant dans un environnement gazeux induit systématiquement une apparition prématurée des instabilités cellulaires.

6.3.4 Classification de la topologie des flammes diphasiques

Trois types principaux de morphologies de flamme diphasique ont été identifiés à partir du diagnostic d'ombroscopie sur la multitude d'expériences menées au cours de la thèse. Les trois types de morphologies ont été classés comme on peut le voir sur la figure 6.8 avec de la gauche vers la droite : cellularité en craquelure, cellularité de petite échelle et cellularité de grande échelle. La classification a été réalisée qualitativement (visuellement à partir des images d'ombroscopie) selon l'intensité des instabilités exprimées en termes de nombre et de taille des cellules. Les cellularités en craquelure correspondent à la présence d'une multitude de petites fissures et de quelques grandes fissures. Les cellularités de petite et de grande échelle sont caractérisées par un grand nombre de petites cellules et un faible nombre de cellules

de grandes tailles respectivement.

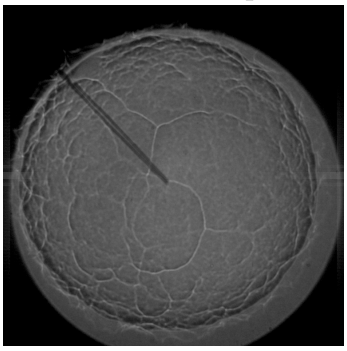
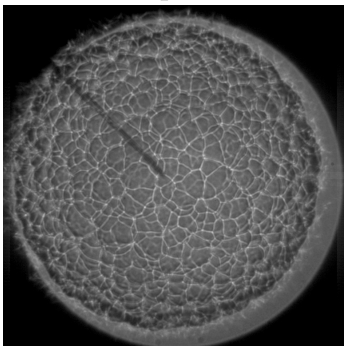
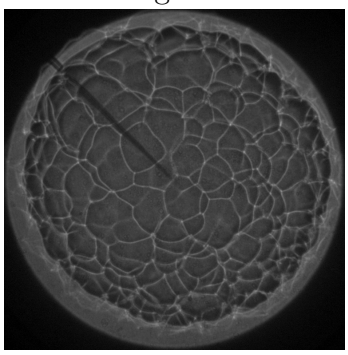
Celluarité en craquelure	Cellularité petite échelle	Cellularité grande échelle
		
$R_f = 20{,}4\ mm$	$R_f = 21{,}0\ mm$	$R_f = 20{,}2\ mm$
Conditions allumage (4)	Conditions allumage (5)	Conditions allumage (6)
$\Phi_T = 0{,}90$	$\Phi_T = 1{,}10$	$\Phi_T = 1{,}50$
$P_{allum.} = 0{,}20\ MPa$	$P_{allum.} = 0{,}30\ MPa$	$P_{allum.} = 0{,}35\ MPa$
$T_{allum.} = 295\ K$	$T_{allum.} = 309\ K$	$T_{allum.} = 320\ K$
$\Phi_L = 0{,}30$	$\Phi_L = 0{,}30$	$\Phi_L = 0{,}20$

FIGURE 6.8 – Classification des morphologies de cellularités de flammes diphasiques observées selon trois morphologies principales : (1) craquelure ; (2) petite échelle et (3) grande échelle.

On notera que les flammes cellulaires de grande échelle sont souvent fortement plissées, ne conservant pas leur sphéricité.

Les morphologies observées sont la réponse de la flamme aux conditions initiales granulométriques et thermodynamiques. La diversité topologique montrée dans le tableau 6.8 traduit l'influence des multiples grandeurs physiques et chimiques. Afin de se donner un nouvel angle de vue, chaque expérience d'ombroscopie a été identifiée selon la classification du tableau 6.8 et tracée dans l'espace $P_{allum.}/\Phi_T$. Ainsi la figure 6.9 montre le tracé des observations des flammes diphasiques par ombroscopie reportées selon notre classification topologique. Seules les expériences menées à $T_{ini.} = 343\ K$ ont été considérées pour construire ce graphe (la majorité des expériences de la thèse ayant été conduites à cette température). On retrouve les trois morphologies principales d'instabilités, avec craquelure, petite et large échelle, ainsi que des observations de flammes diphasiques stables. La limite stable/instable des flammes gazeuses a également été retracée, à partir du graphe 6.2 de la sous-section 6.2.1. Les conditions des expériences ont été volontairement choisies de manière à dépasser un peu la limite de basculement stable/instable des flammes gazeuses afin de mieux apprécier la répartition des morphologies. Le but étant d'appréhender la formation

de zones distinctes dans l'espace de tracé. Chaque point est issu des trois expériences consécutives identiques.

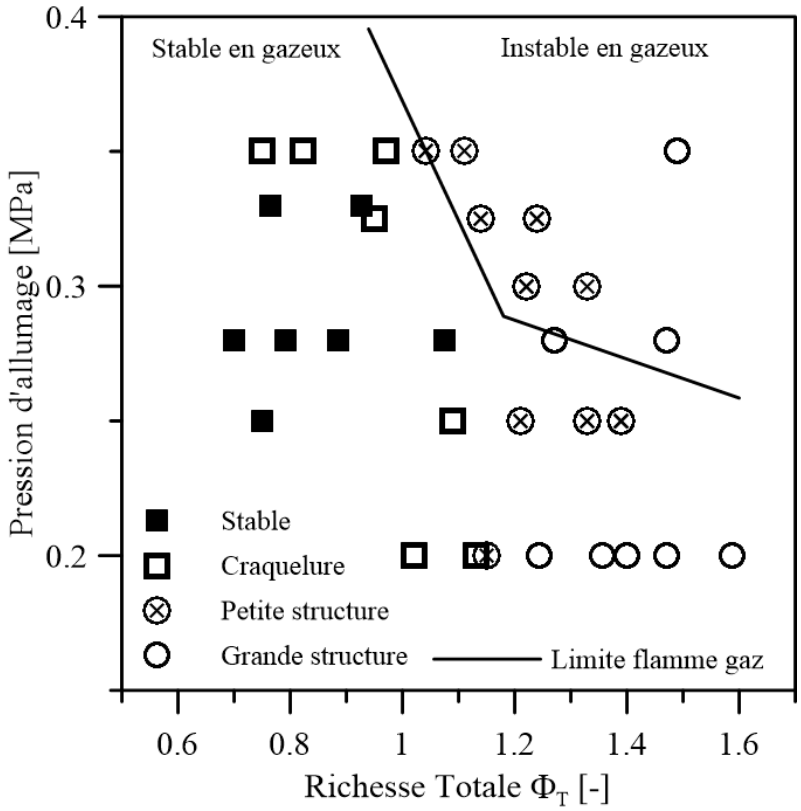


FIGURE 6.9 – Diagramme de stabilité des flammes diphasiques éthanol/air dans l'espace $P_{allum.}/\Phi_T$ évaluée à la pression d'allumage et à la richesse totale pour un rayon d'observation $R_m \approx$21 mm.

Des limites évidentes sont visibles avec les cellularités de grande échelle qui sont réparties du côté riche $\Phi_T > 1{,}20$ et entre 0,20 et 0,35 MPa de pression d'allumage. Les cas observés stables se situent principalement du côté pauvre $\Phi_T < 1{,}00$. De même que les cas de cellularités en craquelure, pour $\Phi_T < 1{,}20$, sur toute la gamme de pression d'allumage. Quant aux flammes cellulaires de petite échelle, on les retrouve dans une bande de richesse $1{,}00 \leq \Phi_T \leq 1{,}40$ à partir de 0,20 MPa jusqu'à 0,35 MPa, c'est-à-dire de part et d'autre de la limite stable/instable des flammes prémélangées gaz. Dans un second temps, on remarque que sur toutes les combustions diphasiques expérimentées et traitées, seulement 1/5 des flammes diphasiques sont stables. La propagation d'une flamme sphérique dans un milieu diphasique s'est donc traduite majoritairement par un développement d'instabilités dans notre étude.

Les résultats du graphe 6.9 confirment donc la conclusion précédente que la présence d'un nuage de gouttes dans la combustion augmente le domaine d'apparition d'instabilités par l'intermédiaire d'un développement prématuré de cellularités. En outre, les instabilités des flammes diphasiques se distinguent des instabilités gazeuses communes par une topologie bien spécifique. Ce graphe nous permet de conclure sur une certaine implication des grandeurs granulométriques (densité de gouttes ; interdistance entre gouttes ; et diamètre moyen) sur la topologie des instabilités des flammes diphasiques.

6.4 Conclusions

Dans la première section de ce Chapitre, l'appareillage expérimental a été validé sur les mesures de vitesse de combustion laminaire pour plusieurs carburants (éthanol, méthane et propane) dans l'air et plusieurs conditions initiales de pression, température et richesse. Un diagramme de régime de flamme stable/instable a été établi pour les flammes gaz d'éthanol-air sur une large gamme de pression et de richesse. Ce diagramme a permis le choix des conditions de pression/richesse d'allumage des flammes diphasiques afin de travailler avec des mélanges gazeux stables, permettant ainsi de mettre en lumière l'impact seul des gouttes sur le processus de combustion.

La deuxième section a consisté en une approche macroscopique de la combustion diphasique avec la comparaison des vitesses de flamme et des instabilités (apparition et topologie) entre gaz et diphasique. La confrontation des valeurs de vitesse a démontré une propagation nettement accrue des flammes diphasiques par rapport aux flammes gaz dans la grande majorité des cas. Un accroissement entre 30 et 40% sur la vitesse de la flamme prémélangée a été relevé dans certains cas. La meilleure concordance de nos résultats de comparaison de vitesse de flamme est trouvée avec les travaux de Nomura et al. [54], réalisés sous conditions de gravité réduite.

Nous avons également vu que la présence d'un carburant à la fois en phase gazeuse et liquide provoque une apparition systématiquement prématurée des instabilités cellulaires sur la surface des flammes, comparée aux flammes prémélangées. Ce résultat est valable pour des prémélanges initialement instables et stables et se quantifie avec des nombres de Péclet plus faibles pour les flammes diphasiques que pour les flammes gaz. L'analyse qualitative de la topologie des flammes diphasiques a révélé une certaine diversité, exprimée en termes de nombre et taille des cellules, en fonction des conditions de pression et richesse explorées.

De plus amples investigations pourront être retrouvées dans les travaux de thèse précédents [62], avec notamment l'effet de la pression d'allumage, du SMD ou encore du délai d'allumage sur la vitesse et la morphologie des flammes diphasiques.

L'accélération de la propagation des flammes diphasiques ainsi que la diversité topologique de leurs instabilités, rapportées aux flammes prémélangées classiques, sont les indicateurs d'une combinaison granulométrique et thermodynamique complexe et interactive. L'étude de la combustion diphasique ne peut se satisfaire d'une approche macroscopique et il est donc indispensable de poursuivre l'étude avec une investigation plus locale et concentrée sur les gouttes. La littérature a, de surcroît, livré l'importance de certains paramètres clés comme l'espacement entre gouttes, la taille des gouttes ou encore les propriétés d'évaporation du carburant. Ainsi, le Chapitre 7 fait l'objet de la détermination des vitesses d'évaporation et des états thermodynamiques au passage du front de flamme (évaporation complète/évaporation incomplète) de chacune des gouttes composant les aérosols d'éthanol. De même, la différence morphologique des flammes diphasiques nous renseigne sur une implication multi paramétrique sensible. Ainsi, l'investigation sur les raisons d'une apparition prématurée et d'une diversité topologique des instabilités des flammes diphasiques est présentée dans le Chapitre 8.

CHAPITRE

7

ÉTUDE DE L'ÉVAPORATION DU BROUILLARD PENDANT LA COMBUSTION

Sommaire

7.1 Introduction 171
7.2 Estimation du taux de vaporisation des gouttes 172
7.2.1 Mesure de la décroissance du diamètre des gouttes 172
7.2.2 Extraction des taux de vaporisation et incertitude 174
7.3 Détermination du passage des gouttes dans les gaz brûlés 176
7.3.1 Identification des gouttes dans les gaz brûlés 176
7.3.2 Validation de la présence des gouttes dans les gaz brûlés . 179
7.4 Diagramme de combustion pour l'évaporation des gouttes 183
7.4.1 Construction du diagramme expérimental 183
7.4.2 Mise en place d'un modèle simple d'évaporation 187
7.4.3 Simulation du diagramme d'évaporation 190
7.5 Conclusions 193

7.1 Introduction

L'évaporation d'un spray à l'approche d'une flamme est un phénomène clé dans la combustion diphasique. La vitesse d'évaporation des gouttes de carburant conditionne en grande partie la nature de l'environnement gazeux dans lequel la flamme va se propager, ainsi que la qualité de la combustion. Dans le cas d'une évaporation totale, la flamme va consommer la totalité du carburant, devenu alors à l'état gazeux. Au contraire, dans le cas d'une évaporation incomplète, les gouttes vont traverser la flamme et se retrouver dans les gaz brûlés, sans être consommées entièrement. Dans ce dernier cas de figure, un milieu initialement pauvre en carburant sera témoin d'une postcombustion avec le dioxygène restant dans les gaz brûlés. Cette postcombustion non voulue et non maîtrisée peut entraîner des complications dans un moteur (dégagement de chaleur non conforme avec la dynamique des soupapes). Une évaporation complète permet d'exploiter la totalité du potentiel énergétique du carburant, tandis qu'une évaporation non complète se traduira par des imbrûlés et des émissions polluantes (notamment des suies). Ainsi, outre un intérêt évident d'un point de vue fondamental pour la compréhension des phénomènes d'évaporation et de diffusion du carburant, la connaissance de l'état d'évaporation des gouttes à tout instant est primordiale pour les moteurs à combustion interne.

Le passage de gouttes de carburant dans les gaz brûlés révèle la compétition entre le processus d'évaporation et la vitesse de propagation de la flamme. Ce chapitre a pour but de mettre en exergue les grandeurs physiques responsables de la possibilité de présence de gouttes de carburant dans les gaz brûlés, par la construction d'un nouveau diagramme de combustion issu des observations de passage/non-passage de gouttes dans la flamme. L'élaboration d'un tel diagramme fait appel à la granulométrie du brouillard au moment de l'allumage, en termes de taille et de densité de gouttes (Chapitre 5), à la réactivité de la flamme (vitesse et épaisseur de flamme) (Chapitre 6) et à la vitesse d'évaporation des gouttes composant le brouillard. La première section de ce chapitre présente la détermination du taux d'évaporation des gouttes à l'approche de la flamme, menée par suivi Lagrangien à partir du diagnostic d'ILIDS. La deuxième section expose la méthode d'identification du passage et du non-passage de gouttes d'éthanol à travers la flamme. Finalement la troisième et dernière section propose la construction d'un diagramme de combustion pour l'évaporation totale/non-totale des gouttes, tracé dans un espace adimensionnel. Un modèle simple de simulation a également été élaboré pour la reproduction des expériences.

7.2 Estimation du taux de vaporisation des gouttes

7.2.1 Mesure de la décroissance du diamètre des gouttes

La combinaison du présent montage optique d'ILIDS avec la haute résolution fréquentielle de la caméra Phantom (v1610) a rendu possible la mesure de la décroissance du diamètre des gouttes à proximité du front de flamme. La sensibilité de mesure du montage, de 1,8 $\mu m/frange$, est suffisante pour détecter cette décroissance sur le temps du phénomène d'évaporation. Des mesures ILIDS à haute cadence ont donc été entreprises pendant la phase de combustion, avec les mêmes réglages optiques et sur le même champ spatial que les mesures granulométriques présentées dans le Chapitre 5. Sur les images enregistrées, la flamme est invisible et seules les gouttes, vues sous forme de taches d'interférences, sont observables. Pendant la combustion, les taches sont mises en mouvement par l'expansion des gaz brûlés, dans une dynamique analogue aux séquences d'images de tomographie laser. La figure 7.1 (a) montre une image expérimentale (soustraite par l'image de fond) du diagnostic ILIDS, prise avant l'allumage. Les conditions de génération du brouillard sont $T_{ini.} = 343\ K$, $P_{ini.} = 0{,}40\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}10$. La taille de l'image est de 768×768 $pixels^2$ et la fréquence d'acquisition est de 25 000 $images/seconde$.

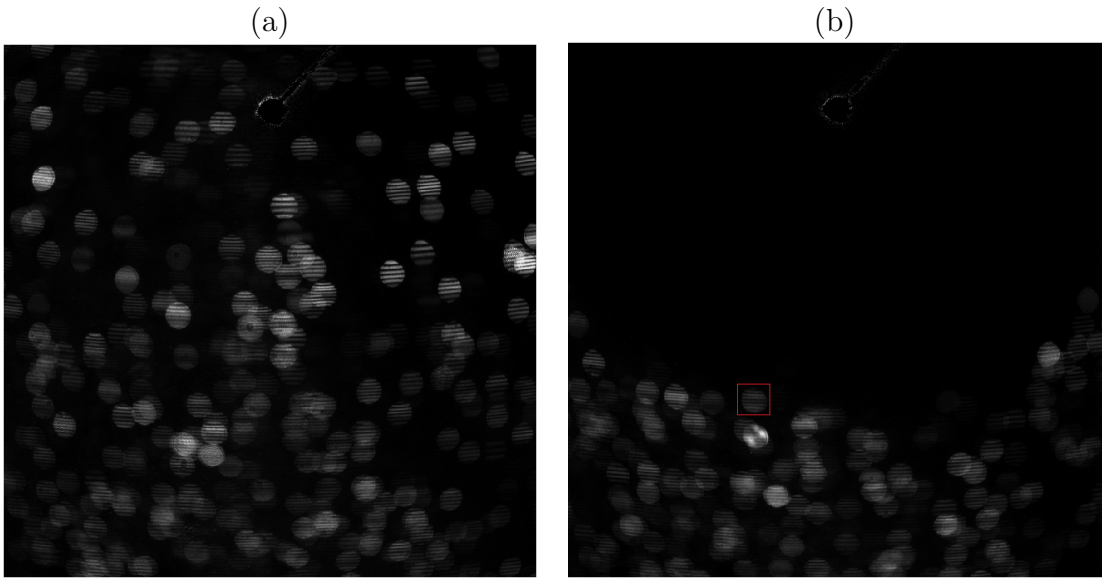


FIGURE 7.1 – (a) Image expérimentale (image brute soustraite par l'image de fond) du diagnostic ILIDS prise avant l'allumage ; (b) Image expérimentale (image brute soustraite par l'image de fond) prise pendant la combustion à $t = 9{,}7\ ms$.

La figure (b) montre une image enregistrée pour le même brouillard pendant la combustion, à 9,7 ms après l'étincelle. Une partie des gouttes présentes sur l'image de départ ont été évaporées par la flamme et la position des taches reflète l'avancement spatial du front de flamme. On notera que le sens de la défocalisation a été modifié pour les mesures ILIDS haute cadence, avec une distance de mise en défaut de $df = -4{,}0\ mm$. La taille des taches d'interférence, calculées avec l'équation 4.15 du Chapitre 4, est quasiment inchangée avec le signe de la distance de défocalisation (à peine 3% dans notre cas). L'ensemble caméra+objectif a donc été avancé par rapport au double confinement et le plan focal du système optique se situe alors derrière le plan laser. Ce changement se justifie par une meilleure lisibilité de la décroissance des franges pour les gouttes en évaporation, par rapport au montage utilisé pour la caractérisation granulométrique (sans combustion) du Chapitre 5.

La démarche de traitement est la suivante : (1) repérage d'une tache non ou peu chevauchée aux abords de la flamme pour une lisibilité entière sur la totalité du temps d'évaporation ; (2) comptage visuel du nombre de franges N_{frange} en fonction de chaque pas de temps et (3) calcul correspondant du diamètre d avec l'équation (4.13) (Chapitre 4). La flamme est donc invisible par le diagnostic, mais peut se deviner par la disposition des taches sur l'image. En outre, le contraste des franges est modifié lorsque le processus d'évaporation commence, définissant le point de début de la mesure. Concernant le comptage, la valeur finie de la sensibilité de mesure induit une constance du nombre de franges sur l'intervalle de temps nécessaire à la détection de la gamme suivante inférieure. Ainsi, chaque point de mesure du diamètre, après le point initial, correspond à une transition du nombre de franges. Le traitement du comptage du nombre de franges est Lagrangien et s'opère sur plusieurs gouttes pendant la combustion pour une même image. La figure 7.2 présente le résultat du traitement manuel de la goutte d'éthanol encadrée en rouge sur l'image (b) de la figure 7.1. Les images de la tache d'interférence de la goutte sont également reportées sur le graphe et sont placées en association avec chaque point de mesure. Le nombre de franges décroît de 7 à 3 franges, ce qui équivaut à une décroissance de 12 à 5 μm sur à peine 1,5 ms. Chaque point de mesure a été assigné d'une incertitude, correspondante à la sensibilité de mesure.

L'acquisition de telles mesures nécessite une grande quantité d'expérience avant d'obtenir une séquence d'image ILIDS pendant la combustion avec suffisamment de points de mesures (taches peu ou pratiquement pas chevauchées sur toute la durée de la mesure). En outre, une disparition totale du contraste des franges d'interférence au cours du processus d'évaporation fut constatée sur de nombreuses séquences d'images, diminuant davantage la probabilité d'obtention de mesures de décroissance du diamètre. Ce phénomène n'a pas trouvé d'explication convaincante, mais a été attribué à une concentration trop importante de carburant gazeux entre la goutte et la zone d'observation.

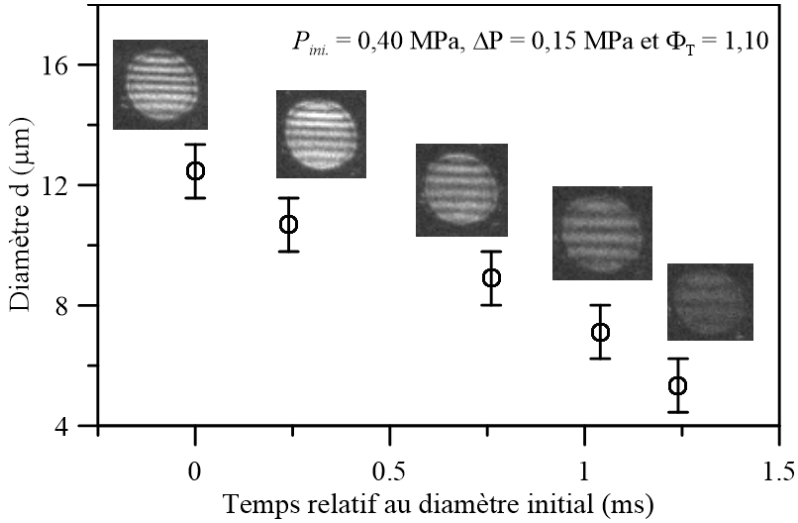


FIGURE 7.2 – Illustration de la mesure de décroissance du diamètre d'une goutte en évaporation aux abords du front de flamme, obtenue par ILIDS à haute cadence.

7.2.2 Extraction des taux de vaporisation et incertitude

Le but des mesures de décroissance du diamètre de gouttes aux abords du front de flamme est la détermination de leur taux d'évaporation. L'extraction du taux d'évaporation K a été effectuée de manière analogue aux méthodologies expérimentales communes (de goutte isolée ou en réseau), en utilisant le modèle de la loi en d^2. Le graphe de la figure 7.3 montre l'évolution du diamètre au carré (cercles remplis noirs) calculé à partir des valeurs de diamètre des mesures précédentes (également reportées sur le graphe en cercles remplis blancs). L'incertitude sur les points d^2 a été évaluée avec la méthode de la propagation des erreurs et s'exprime comme suit, $\sigma_{d^2} = 2 \cdot d \times \sigma_d$, avec $\sigma_d = 0{,}9\ \mu m$ (déduit de la sensibilité de mesure de la technique ILIDS).

Le diamètre au carré d^2 évolue linéairement en fonction du temps, conformément à la loi en d^2. Toutes les mesures réalisées sur les aérosols explorés pendant la thèse ont conduit à cette même tendance linéaire. Il est finalement aisé d'extraire la valeur du taux d'évaporation, en récupérant la valeur du coefficient directeur de l'équation linéaire : $d^2(t) = -K \cdot t + d^2(t = 0)$ et en appliquant une régression linéaire. On notera que le procédé de régression est totalement indépendant de l'origine temporelle considérée.

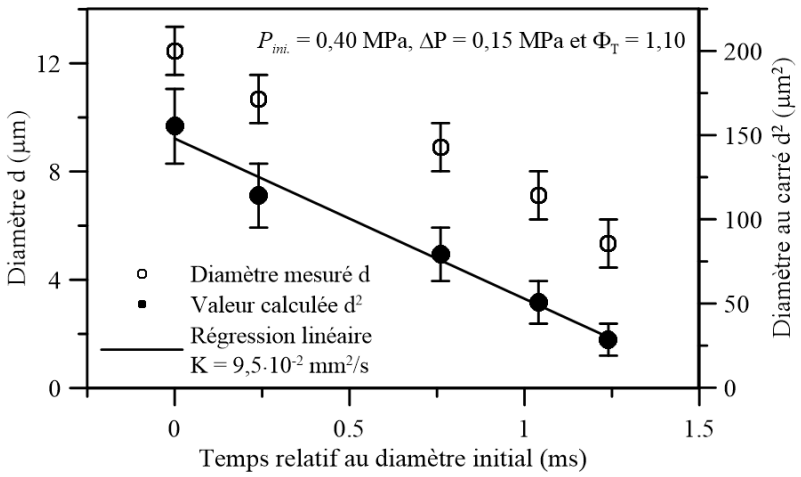


FIGURE 7.3 – Extraction du taux d'évaporation K d'une goutte située aux abords du front de flamme à partir des mesures de diamètre obtenues par ILIDS haute cadence.

La technique ILIDS a déjà été étendue à des mesures de taux d'évaporation de gouttes en évaporation et en mode de combustion dans les travaux de Massoli et al. [140] à partir d'un spray produit par un générateur à orifice vibrant. Cependant, à notre connaissance, ce graphe montre les premières mesures de diminution de diamètre d'une goutte de manière non intrusive [1] et d'extraction de son taux d'évaporation dans une configuration brouillard et en conditions réelles d'évaporation aux abords d'une flamme. La valeur du taux d'évaporation extraite de la figure 7.3 est $K = 9{,}5{\cdot}10^{-2}\ mm^2/s$.

Pour gagner en confiance et en fiabilité sur les valeurs de taux de vaporisation extraits, plusieurs mesures de diminution de diamètre, réalisées sur plusieurs taches pour une même séquence d'images pendant la combustion et pour le même diamètre initial de goutte, sont utilisées pour le calcul de régression linéaire. La marge d'erreur sur les valeurs annoncées de K est ainsi réduite. L'incertitude doit être évaluée sur le calcul de régression et en tenant compte de l'incertitude sur le diamètre des gouttes d. La matrice de covariance des coefficients du modèle affine a été calculée à cet effet. Sur toutes les mesures réalisées pendant la thèse, les valeurs expérimentales de K sont annoncées avec une incertitude comprise entre 25 et 30%.

1. Il a été démontré que la taille de la fibre a une influence sur la détermination du taux d'évaporation K pour les configurations expérimentales en goutte isolée [141].

7.3 Détermination du passage des gouttes dans les gaz brûlés

7.3.1 Identification des gouttes dans les gaz brûlés

L'identification des gouttes qui traversent la zone de réaction et qui se retrouvent dans les gaz brûlés a été effectuée à partir des mesures de déplacement radial des gouttes, obtenues par traitement PTV sur les images de tomographie (section 4.3.4 du Chapitre 4). Tandis que les gaz frais subissent la propagation de la flamme, les gaz brûlés restent au repos si les effets radiatifs sont négligeables [142], ce qui est notre cas [2]. Par conséquent, une goutte qui a traversé la zone de réaction peut être identifiée par un changement de régime de son déplacement radial. Le traitement PTV a été appliqué aux images de tomographie laser enregistrées à haute fréquence (19 000 $images/seconde$) pendant la phase de combustion du brouillard. Une zone correspondante à une couronne de largeur typique 4-5 mm placée au niveau du front de flamme a été considérée pour le traitement PTV de chaque couple d'images. Le traitement se focalise ainsi sur la fin de parcours de chaque goutte et s'interrompt à la disparition du point lumineux (indiquant la disparition du liquide). Un exemple est montré sur la figure 7.4 (a) pour des conditions initiales $P_{ini.} = 0{,}60\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$, $\Delta P = 0{,}25\ MPa$ et $\Phi_T = 0{,}80$. Par souci de clarté, seule la fin de la mesure est montrée. La goutte est poussée sur environ 15 millimètres avant de s'immobiliser brusquement (déplacement radial constant), pendant environ 1 ms. Cette goutte est identifiée comme étant dans les gaz brûlés, typiquement mis en évidence avec une variation nulle du déplacement radial, soit $\mathrm{d}[d_r(t)]/\mathrm{d}t = 0$. Au contraire, la goutte de la figure 7.4 (b) (fin de mesure de la figure 4.13 du Chapitre 4) est vaporisée en amont du front de flamme durant son déplacement et la mesure PTV s'arrête brusquement sans aucun changement de régime.

En utilisant ce critère de changement de régime du déplacement radial, trois comportements distincts des gouttes devant la flamme ont été trouvés. État 0 : les gouttelettes s'évaporent progressivement lorsqu'elles sont poussées par le gaz en expansion et ne traversent pas la flamme ; État 1 : Des gouttelettes isolées traversent la flamme et se retrouvent dans les gaz brûlés ; État 2 : Des gouttelettes groupées en paquets (de deux à cinq) traversent la flamme et se retrouvent dans les gaz brûlés. Chaque état inclut le ou les états précédents, et l'état 2 sera donc caractérisé par des gouttes qui passent en paquets, mais aussi des gouttes qui traversent de manière individuelle et des gouttes vaporisées en amont de la flamme. Pour finir, plusieurs manifestations d'un état sur l'ensemble de la séquence d'images en combustion sont nécessaires pour valider l'attribution de l'état à un brouillard.

2. La durée d'existence des gouttes pendant la combustion est trop faible pour laisser le temps aux effets radiatifs de se mettre en place et d'agir de façon significative [123].

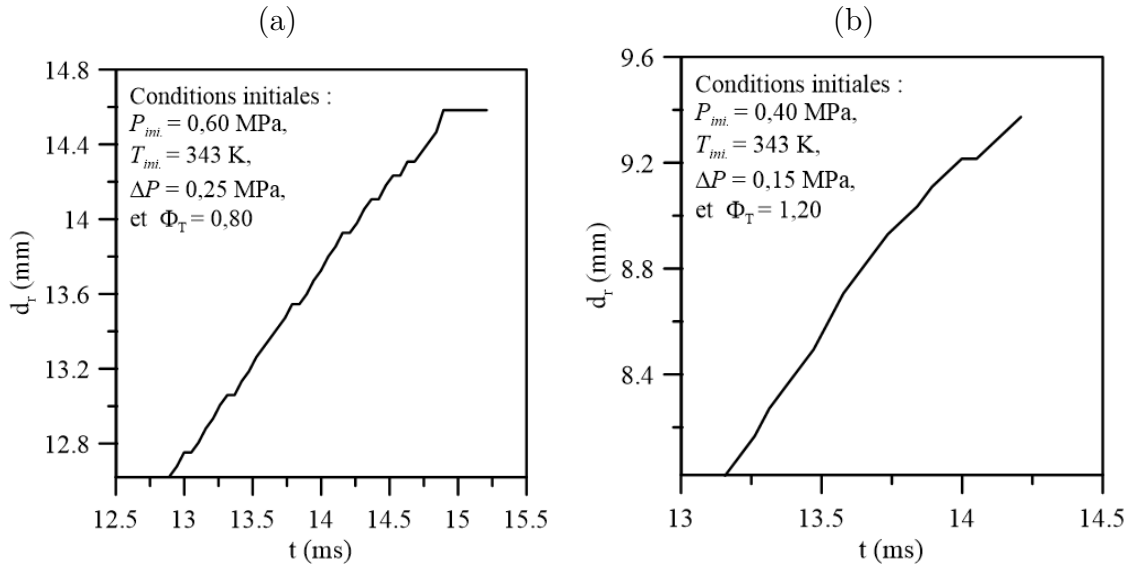


FIGURE 7.4 – (a) Exemple d'une goutte de carburant identifiée dans les gaz brûlés par le changement de régime de son déplacement radial ; (b) Exemple d'une goutte de carburant évaporée pendant son déplacement (fin de mesure de la figure 4.13 du Chapitre 4).

L'identification de ces trois comportements couvre les expériences en condition de microgravité sur une gamme de pression initiale de 0,35 à 0,60 MPa, des chutes de pression variant entre 0,15 et 0,25 MPa, des richesses totales allant de 0,70 à 1,45 et pour une température initiale de 343 K. La distinction entre les gouttes isolées et en paquet a été paramétrée avec la distance inter-goutte moyenne comme filtre spatial. L'état 2 a été attribué aux aérosols pour lesquels les gouttes sont situées à une distance inférieure à 4 fois l'interdistance moyenne. Cette valeur doit différencier les gouttes isolées de l'état 1 et les gouttes groupées de l'état 2 et a été déduite des distributions en distance inter-goutte (Chapitre 5). L'étalement des distributions correspond à 4 ordres de grandeur de la valeur moyenne et donne ainsi l'indication spatiale adéquate de gouttes voisines et isolées. La figure A5 de l'Annexe A présente le tracé de trois mesures de déplacement radial pour trois gouttes dans l'espace du capteur caméra (représentées par trois couleurs différentes). Les conditions de génération du brouillard sont $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}40$. Sur l'exemple du graphe, les trois gouttes sont séparées d'une distance inférieure au critère $4 \cdot a_c$. Le brouillard est donc considéré en état 2, avec le passage de gouttes en paquet dans la flamme. On notera que les interdistances entre les 3 gouttes restent quasiment inchangées au cours du temps (variation inférieure à 8%) et que le changement de régime dans le déplacement radial apparaît à des instants équivalents.

À partir des mesures de vitesse de flamme et de diamètre moyen du brouillard, le nombre de Stokes a pu être calculé pour la totalité des conditions explorées. Le nombre Stokes (Stk) est un nombre sans dimension caractérisant le comportement de particules immergées dans un écoulement fluidique. Dans notre cas, le nombre de Stokes est défini comme le rapport du temps caractéristique d'une goutte sur le temps caractéristique de l'écoulement [143],

$$Stk = \frac{t_0 \times u}{l} \tag{7.1}$$

où u est la vitesse de l'écoulement, l la dimension caractéristique et t_0 le temps de relaxation de la goutte (la constante de temps dans la décroissance exponentielle de la vitesse de particule due à la traînée). Une goutte avec un nombre de Stokes faible suivra fidèlement l'écoulement, tandis qu'une goutte avec un nombre de Stokes élevé est dominée par son inertie et continuera le long de sa trajectoire initiale. Dans le cas d'un nombre de Reynolds de la goutte inférieur à l'unité (ce qui est notre cas), le temps caractéristique de la particule peut être défini comme,

$$t_0 = \frac{\rho \times d^2}{18 \cdot \eta} \tag{7.2}$$

avec ρ la masse volumique de la goutte, d le diamètre de la goutte et η la viscosité dynamique du gaz en mouvement. Le nombre de Stokes a été évalué sur la globalité du phénomène de combustion, en considérant les grandeurs moyennes. La vitesse de l'écoulement u a été associée à la vitesse de déplacement des gaz brûlés V_S^0, déduite des expériences reproduites avec l'ombroscopie, et la longueur caractéristique égale au rayon de la chambre de combustion ($l = 0{,}126\ m$). La valeur de la masse volumique des gouttes a été prise à température ambiante et pression atmosphérique, soit 789 kg/m^3. La viscosité dynamique a été calculée avec l'expression de l'Annexe D.4 aux températures d'allumage $T_{allum.}$ et à la richesse gaz Φ_G. Pour finir, le diamètre d a été assimilé au SMD du brouillard. La figure 7.5 suivante montre la distribution des valeurs des nombres de Stokes, calculées pour toutes les conditions d'aérosol expérimentées en microgravité.

Le graphe démontre que les gouttes composant les brouillards ont un nombre de Stokes inférieur à l'unité et même inférieur à 0,1 pour la majorité des cas. Les gouttes ne sont donc pas soumises à leur propre inertie et sont totalement transportées par les gaz en expansion. Le gaz environnant chaque goutte étant également poussé par l'expansion des gaz, et on en déduit que le processus d'évaporation des gouttes est soumis à une très faible convection. Ce dernier résultat indique que le passage des gouttes de carburant au travers du front de flamme est entièrement piloté par la compétition entre le temps caractéristique d'évaporation et le temps caractéristique

de consommation des gaz frais. Cette information a orienté la construction du diagramme de combustion pour l'évaporation de l'aérosol, présentée en section 7.4.

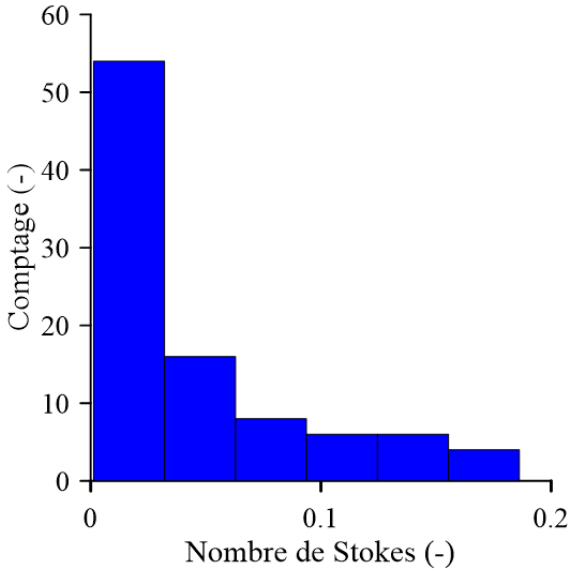


FIGURE 7.5 – Répartition des valeurs de nombre de Stokes des gouttes d'éthanol pour les expériences microgravité menées avec les diagnostics tomographie et ILIDS.

Cette sous-section relate des premières mesures indirectes de la traversée de goutte de carburant dans une flamme, par le biais d'une approche originale et avec des outils bien établis et viables. Nous avons cependant jugé pertinent de valider l'identification de gouttes dans les gaz brûlés par des mesures additionnelles et avec un diagnostic supplémentaire.

7.3.2 Validation de la présence des gouttes dans les gaz brûlés

Un couplage du diagnostic de tomographie laser par diffusion de Mie avec un diagnostic de chimiluminescence a été choisi pour la validation de la présence de gouttes dans les gaz brûlés. Le but étant de corréler la position de la flamme avec la position des gouttes dans le même espace et en simultanée.

La chimiluminescence est un processus d'émission lumineuse dû à la relaxation radiative spontanée d'espèces chimiquement créées sur des états excités [3]. La chimiluminescence permet de détecter des zones spécifiques dans la flamme en mesurant la

3. Le dictionnaire de la Combustion. http ://www.combustioninstitute.fr/

lumière émise naturellement (c'est-à-dire sans excitation artificielle) lors du processus de désexcitation des espèces excitées produites dans la zone de réaction. L'imagerie par chimiluminescence est utilisée habituellement pour estimer la répartition spatiale du rapport air/carburant ($\sim \Phi$) [144] et détecter les position, forme et structure des flammes dans les chambres de combustion [145, 146]. L'espèce la plus communément mesurée est le radical hydroxyle en état excité, noté OH^*, qui est une espèce intermédiaire très importante dans l'oxydation des combustibles hydrocarbonés [147]. La chimiluminescence nécessite souvent l'emploi d'un intensificateur pour démultiplier le signal lumineux, à l'origine très faible (amplification de l'effet photoélectrique à l'impact de photons sur le capteur).

Dans notre cas, nous avons préféré la simplicité tant en termes de montage que de réglage, pour l'embarquement dans l'avion. La deuxième caméra a été équipée avec un second objectif Nikon 105 mm, réglé de façon à enregistrer exactement le même champ spatial que celui perçu par le capteur de la caméra dédiée à la tomographie. Un filtre coupe-bande 532 nm (*Optical Density* > 4 et FWHM de 26,6 nm) de chez Edmund Optics a été ajouté sur l'objectif pour retirer la lumière diffusée par les gouttes situées dans le plan. Au final, les deux caméras (Phantom v1210 et v1611) sont disposées de part et d'autre des deux accès optiques disponibles et filment le même champ spatial de manière synchronisée, à une vitesse de 19000 $images/seconde$. Ce montage optique donne accès à l'observation de la totalité de la lumière émise par les espèces excitées (intermédiaires et produits) de la combustion. Les images de flamme s'apparentent à celles acquises par le diagnostic optique, avec un signal lumineux intégré sur tout le chemin optique. La distribution des valeurs de pixels des images ainsi recueillies est bimodale, avec un premier mode pour le fond et un deuxième mode pour la lumière émise. Cette propriété bimodale de la distribution des valeurs de pixels permet de détecter facilement la flamme, par segmentation de l'image de chimiluminescence.

La figure 7.6 illustre en image le procédé d'extraction du contour de la flamme pour le report sur les images de tomographie avec en (a) une image brute inversée (retournement horizontal) de chimiluminescence. L'image binarisée de la figure (b) est obtenue après une opération de segmentation par seuillage. La segmentation de l'image en région « fond » (noir) et région « flamme » (blanc) est déduite par seuillage adaptatif, basé sur l'histogramme des pixels l'image. La valeur du seuillage est choisie de manière à séparer les deux classes principales de pixels formant la répartition bimodale. La reconstruction distincte des deux régions de l'image est ensuite assurée par une série d'opérations numériques incluant un filtre de Sobel, une dilatation, un remplissage et une érosion. Seul le contour de la région « flamme » est extrait (contour montré en blanc sur l'image brute inversée de chimiluminescence de la figure 7.6 (c)) puis reporté sur l'image de tomographie laser (*cf.* figure 7.6 (d)).

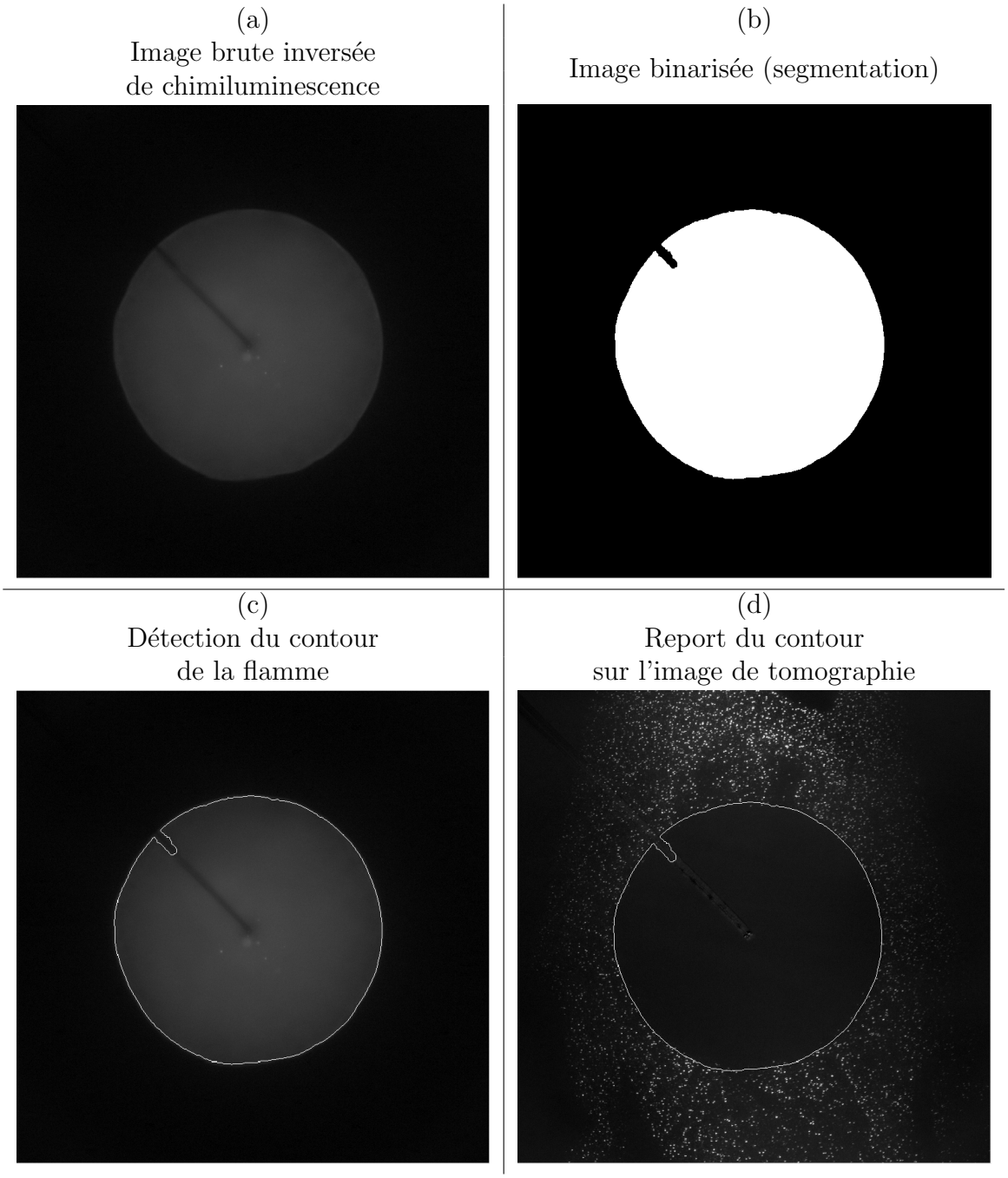


FIGURE 7.6 – Illustration du traitement numérique appliqué aux images de chimiluminescence pour le report du contour de flamme sur les images de tomographie laser enregistrées simultanément et sur le même champ spatial. Conditions du brouillard : $P_{ini.} = 0{,}55\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$, $\Delta P = 0{,}20\ MPa$ et $\Phi_T = 0{,}95$. Images prises à $t = 8{,}42\ ms$.

La problématique de ce montage simpliste est la limite des conditions d'utilisa-

tion. L'absence d'intensification du signal lumineux et l'absence de restriction du domaine de longueur d'onde donnent des images qui sont souvent impropres (superposition des deux modes de la répartition bimodale des valeurs de pixels) et le contour de la flamme ne peut être extrait. Au total, une dizaine de cas ont pu être exploités, ce qui s'avère malgré tout suffisant pour le présent dessein.

La figure 7.7 suivante montre le tracé joint du déplacement radial et de la différence entre le déplacement radial et le rayon du contour de flamme de chimiluminescence, noté $R_{chim.}$, en fonction du temps sur deux gouttes identifiées à l'état 1 et pour deux conditions de génération d'aérosols. Ce dernier étant calculé comme la distance entre le point d'allumage (électrodes) et la position de la flamme déduite des images de chimiluminescence (contour), prise pour le même angle Θ que le déplacement radial. Le tracé du paramètre $d_r - R_{chim.}$ en fonction du temps permet ainsi de localiser la goutte dans les gaz frais (GF) avec $d_r - R_{chim.} > 0$ et dans les gaz brûlés (GB) avec $d_r - R_{chim.} < 0$. Le prolongement du point temporel pour lequel $d_r - R_{chim.} = 0$ selon l'axe des ordonnées donne la limite gaz frais/gaz brûlés.

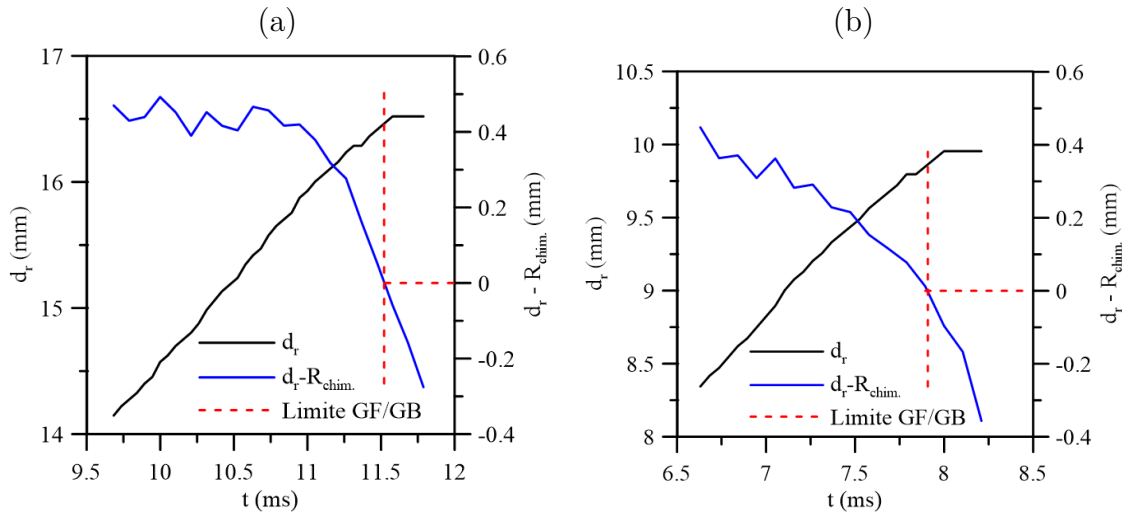


FIGURE 7.7 – Comparaison de l'évolution temporelle du déplacement radial d_r d'une goutte d'éthanol et de la différence entre le déplacement radial et le rayon du contour de flamme de chimiluminescence $d_r - R_{chim.}$ pendant la combustion pour la validation du critère d'identification des gouttes dans les gaz brûlés : $\mathrm{d}[d_r(t)]/\mathrm{d}t = 0$. (a) Conditions similaires à la figure 7.6 ; (b) $P_{ini.} = 0{,}60\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$, $\Delta P = 0{,}25\ MPa$ et $\Phi_T = 0{,}95$.

Les deux exemples (a) et (b) de la figure 7.7 peuvent être généralisés à l'ensemble des cas traités. Le critère d'identification de la présence de gouttes d'éthanol dans

les gaz brûlés par arrêt du déplacement radial des gouttes en fonction du temps $\mathrm{d}[d_r(t)]/\mathrm{d}t = 0$ est validé par la limite gaz frais/gaz brûlés, déduite du traitement des images de chimiluminescence. Malgré un léger décalage temporel (inférieur au dixième de milliseconde) entre les deux approches, l'instant pour lequel on a l'égalité $\mathrm{d}[d_r(t)]/\mathrm{d}t = 0$ correspond au passage de la goutte des gaz frais aux gaz brûlés. La concordance non exacte des deux approches a été assimilée aux erreurs accumulées des diagnostics et des différents traitements numériques. Finalement, cette confrontation menée avec deux diagnostics complémentaires apporte une confiance supplémentaire aux résultats présentés dans la section suivante.

7.4 Diagramme de combustion pour l'évaporation des gouttes

7.4.1 Construction du diagramme expérimental

Le but de cette section est de proposer un nouveau diagramme de combustion diphasique, pour mettre en évidence les phénomènes prépondérants de la combustion d'un carburant présent à la fois en phases liquide et gaz sur la potentialité des gouttes de carburant à traverser la flamme. La construction d'un tel diagramme a nécessité l'exploitation de nombreuses informations expérimentales acquises pendant la thèse, tout en s'appuyant sur les diagrammes déjà existants. Chiu et al. [41] ont été les premiers à proposer une classification des flammes diphasiques pour décrire différents régimes de combustion. Ils ont démontré théoriquement l'importance de la compétition entre la vitesse d'évaporation des gouttelettes et la vitesse de diffusion des gaz chauds à l'intérieur du nuage. Ces phénomènes étant directement liés à la distance entre les gouttes et à leur diamètre. Plus tard, Borghi [45] proposa un nouveau niveau d'analyse en introduisant deux temps caractéristiques de combustion diphasique : le temps de vaporisation τ_v et le temps chimique de la flamme τ_c. Le rapport de ces temps caractéristiques donne une limite théorique de l'état des gouttelettes.

Le choix des paramètres de tracé du diagramme est primordial, car il va conditionner l'espace dans lequel les observations vont se répartir, et des paramètres adimensionnels ont été préférés. L'aérosol a été caractérisé par la taille et l'espacement des gouttes qui le composent. La combustion et la vaporisation ont été représentées respectivement par un temps de combustion et un temps de vaporisation. Les valeurs de SMD mesurées par ILIDS avant l'allumage sont considérées comme paramètre de taille représentatif du nuage. L'espacement entre gouttes correspond à l'interdistance globale des gouttelettes, évaluée telle que $a = a_c = 1/\sqrt[3]{N_d}$, où N_d est la densité de gouttes calculée avant l'allumage à partir des images de tomographie.

Le temps chimique s'évalue avec l'équation suivante, $\tau_c = \delta_L^0/S_L^0$. L'épaisseur de flamme laminaire δ_L^0 est calculée à partir de la simulation 1D PREMIX, selon la définition thermique, dans les conditions thermodynamiques de l'aérosol (pression et température à l'allumage) et à la richesse totale du mélange, Φ_T. La vitesse de combustion laminaire S_L^0 a été évaluée sur la base des données expérimentales des vitesses V_S^0. Le facteur d'expansion σ a été déterminé avec EQUIL à la pression et la température d'allumage et pour la richesse totale du mélange. Le temps de vaporisation est donné par $\tau_v = D^2/K$, où le diamètre a été pris égal au diamètre de Sauter $D = D_{32}$, et K la vitesse de vaporisation déterminée avec les mesures hautes cadences ILIDS. Le tableau 7.1 ci-dessous résume les grandeurs physiques mesurées, les diagnostics optiques utilisés ainsi que l'aboutissement des paramètres de construction du diagramme.

Phénoménologie	**Grandeur physique**	**Diagnostic optique**	**Paramètre**
Granulométrie	D_{32} N_d (resp. a_c)	ILIDS Tomographie	a_c/D_{32}
Vaporisation	$K_{brouillard}$	ILIDS haute fréquence	$\tau_v = (D_{32})^2/K$
Combustion	S_L^0	Ombroscopie	$\tau_c = S_L^0/\delta_L^0$
Combustion	Passage/non-passage des gouttes	Tomographie haute fréquence	État 0, 1 et 2

Tableau 7.1 – Résumé des grandeurs physiques mesurées et des diagnostics optiques employés pour l'élaboration des paramètres de tracé du diagramme de combustion.

Les mesures par tomographie et ILIDS ont été réalisées sur une même expérience de combustion tandis que le diagnostic d'ombroscopie a été appliqué dans un second temps sur des expériences reproduites dans des conditions similaires. Finalement, seules les valeurs d'épaisseur de flamme δ_L^0 ne sont pas issues de l'expérience.

Ainsi pour chaque expérience, cinq informations décrivant l'aérosol et la réactivité de la flamme sont acquises (a_c, D_{32}, $K_{brouillard}$, δ_L^0 et S_L^0). Puis chaque expérience est assignée de l'état 0, 1 ou 2, qualifiant le passage/non-passage des gouttes dans la flamme. Le nouveau diagramme de combustion proposé est présenté sur la figure 7.8 ci-dessous avec le rapport a_c/D_{32} en ordonnées et le rapport τ_c/τ_v en abscisses (en échelle logarithmique). La répétabilité des résultats a été assurée en effectuant 3 expériences pour chaque condition. Un symbole unique signifie trois expériences qualifiées trois fois par le même état. Deux symboles différents indiquent deux observations différentes de passage/non-passage des gouttes.

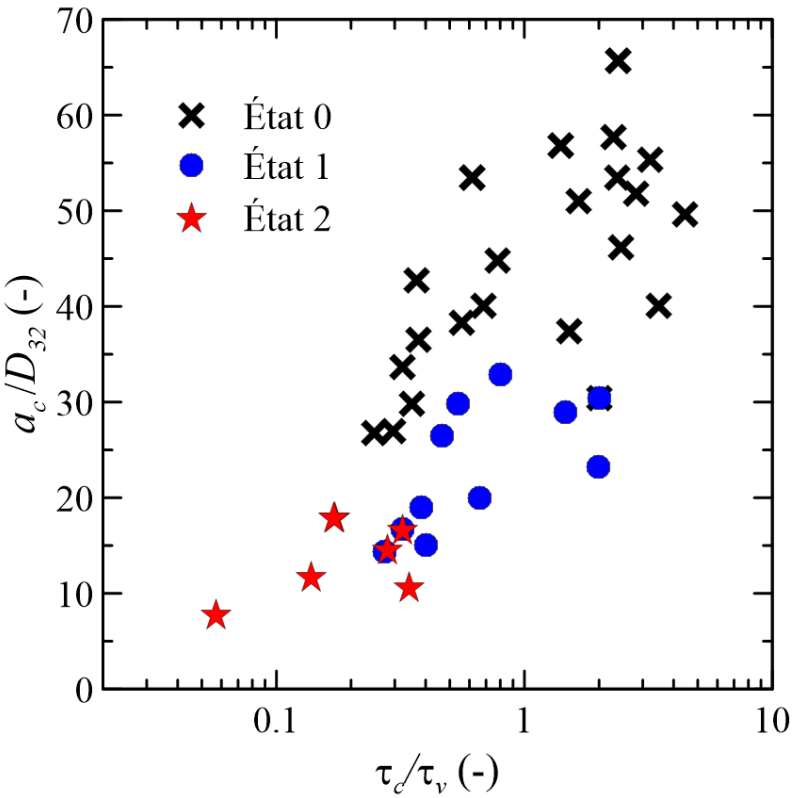


FIGURE 7.8 – Diagramme expérimental de combustion de l'état (0, 1 ou 2) des gouttes d'éthanol au passage de la flamme en fonction des paramètres de granulométrie et de vaporisation des aérosols, et de réactivité des flammes en tracé adimensionné.

Le diagramme expérimental montre une classification nette des états, révélant le degré d'implication des phénomènes considérés sur la combustion diphasique. On dénote tout d'abord une très forte dépendance à la granulométrie du brouillard, avec une évaporation complète des gouttes en amont de la flamme pour un rapport $a_c/D_{32} > 35$. Dans ces conditions, les aérosols sont composés de petites gouttes, très éloignées les unes des autres, qui vont se vaporiser rapidement et n'auront aucune chance d'atteindre le front de flamme. Pour les valeurs a_c/D_{32} inférieures, une deuxième délimitation se dessine aux alentours de ≈18, qui délimite l'état 1 (gouttes qui passent individuellement) de l'état 2 (gouttes qui passent en paquet). Cette dernière étant liée à l'influence de la proximité des gouttes sur la vitesse de vaporisation (traduit par de fortes densités). Les études diphasiques expérimentales et théoriques menées sur les réseaux de gouttes, cubique centré notamment, corroborent cette limite pour laquelle la diminution de la vitesse de vaporisation devient notable. Par exemple, des valeurs typiques interdistance/diamètre de 10 ont été trouvées par Chauveau et al. [49] et de 15 par Sirignano et al. [148] pour le décane.

On notera également que les états 2 sont situés sur l'extrémité gauche des abscisses, pour des rapports τ_c/τ_v inférieurs à 0,4, où le temps nécessaire pour une vaporisation complète est le plus conséquent, augmentant ainsi les chances de passage des gouttes en paquet.

Concernant l'analyse horizontale du diagramme, aucune influence du temps chimique n'a été remarquée sur l'état des gouttes. La figure A6 de l'Annexe A montre le même diagramme, mais tracé avec le temps chimique τ_c en abscisses. La vaporisation apparaît donc comme le phénomène clé dans le conditionnement de la survie des gouttes au passage d'une flamme.

Si on aborde à présent le diagramme de manière moins relative, la limite théorique $\tau_c/\tau_v = 1$ n'est pas retrouvée avec nos points expérimentaux. La distribution de l'ensemble des états montre une limite qui dépend de la granulométrie (du paramètre a_c/D_{32}). Rappelons que diverses approximations et hypothèses furent réalisées pour la construction de ce diagramme. Les premières sont l'emploi de paramètres globaux et moyens pour quantifier la taille et l'espacement des gouttes, qui en réalité obéissent à une loi de probabilité (Chapitre 5). Le nombre de gouttes qui passent le front de flamme et se retrouvent dans les gaz brûlés est très faible (comparé au nombre total). Il est donc fortement possible que les gouttes qui traversent la flamme soient celles dont le diamètre correspond à la queue supérieure de la distribution en taille du brouillard, qui n'est pas forcément représentée par le SMD. En outre, l'obtention des paramètres S_L^0 et δ_L^0 dans le cas d'un mélange hétérogène est également discutable. Néanmoins, les paramètres choisis pour le tracé du diagramme répondent correctement à la mise en évidence des phénomènes de la combustion diphasique.

Les points expérimentaux ont également été reportés sur le diagramme théorique de Borghi et Destriau [149] afin d'apporter une valeur critique supplémentaire à nos expériences. La figure 7.9 présente le tracé, avec en abscisses le rapport D_{50}/δ_L^0 et en ordonnées le paramètre de séparation, défini tel que $(N_d)^{1/3} \cdot r_F$, avec r_F le rayon d'une flamme de diffusion qui envelopperait potentiellement chaque goutte, calculé avec l'expression suivante : $r_F = 5 \times D_{32}$ [42].

La première constatation concerne la valeur maximale des ordonnées rencontrée par les expérimentations, qui est de 0,63. Selon la classification des auteurs, les aérosols de l'étude ne sont pas en « très forte densité » (valeur du palier à 0,73) et aucune situation de « combustion de poches » n'est rencontrée. La grande majorité des cas d'expérience identifiés en états 1 et 2 indiquent un régime de « combustion de groupe ». Dans ce contexte, le transport des gaz chauds est assez efficace pour que l'évaporation affecte le cœur du nuage et la flamme entoure globalement le groupe de gouttelettes. Quelques expériences qualifiées en état 2 sont situées en mode de « combustion percolante ». Ce dernier est analogue au régime de combustion de groupe, avec en plus des cas potentiels de flammes de diffusion qui peuvent se former autour des gouttes. Ces évènements sont donc rares et se produisent pour

les aérosols les plus denses. La limite des « flammes de prévaporisation » traduit l'évaporation totale des gouttes en amont du front de flamme et une combustion quasiment prémélangée. La répartition des états 0 et 1 autour de cette limite n'est pas parfaite, comme avec le diagramme 7.8, avec quelques états 1 situés dans les « flammes de prévaporisation ».

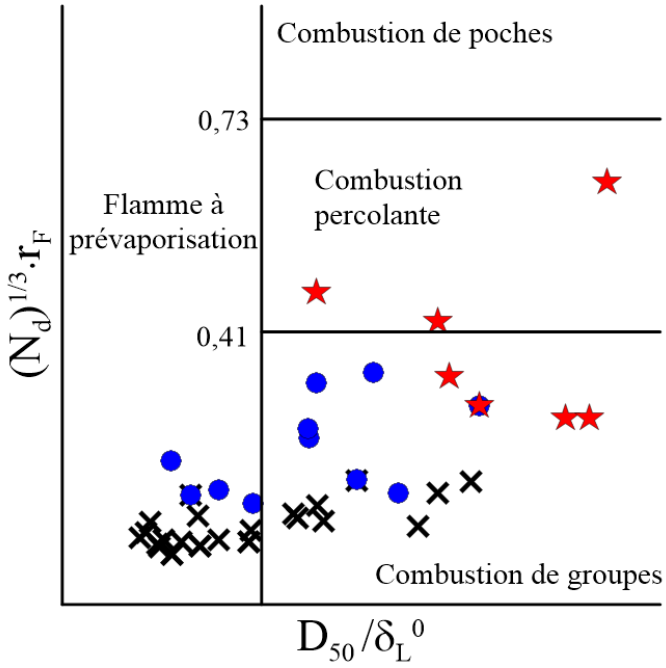


FIGURE 7.9 – Cartographie des expérimentations microgravité de combustion des brouillards avec les états de passage/non-passage des gouttes d'éthanol dans la flamme (états 0, 1 et 2) sur le diagramme théorique de Borghi et Destriau [149].

La construction du diagramme de combustion de la figure 7.8, à travers des données acquises expérimentalement avec la configuration d'un brouillard simplifié, a mis en lumière le rôle et l'implication des différents phénomènes de la combustion diphasique. Pour aller plus loin, la sous-section suivante propose la reconstruction du diagramme de la figure 7.8 par la simulation, en s'appuyant sur les résultats acquis au cours de ce Chapitre. Le but, outre un apport de comparaison sur nos mesures, est de démontrer la possibilité de prédire par un calcul simple le devenir des gouttes d'un spray à l'approche d'une flamme.

7.4.2 Mise en place d'un modèle simple d'évaporation

Cette sous-section expose l'élaboration d'un modèle de calcul simple, visant à reproduire numériquement les observations de passage/non-passage de gouttes. Le scénario à reproduire par le calcul est le suivant : une goutte de diamètre initial d_0

qui va s'évaporer suivant l'augmentation de température des gaz environnants aux abords et dans le front de flamme. Le but est donc de simuler le devenir de cette goutte au passage du front de flamme. Le processus d'évaporation a été modélisé avec la loi en d^2 et le profil spatial de température du front de flamme a été estimé à l'aide de PREMIX. Afin que la simulation soit un élément de comparaison pertinent, les taux de vaporisation des études expérimentales (goutte isolée et réseau de gouttes) issus de la littérature ont été exploités pour le modèle d'évaporation.

Les nombres de Stokes des gouttes étant très inférieurs à l'unité, une goutte reste immobile dans son référentiel et la flamme se déplace à la vitesse de combustion laminaire S_L^0. Pour des soucis d'aisance dans le calcul, le front de flamme a été fixé et la goutte avance dans la flamme. Un pas d'avancement temporel Δt est défini qui, relié avec la vitesse de combustion laminaire S_L^0, donne l'avancement spatial de la goutte dans le front de flamme ΔX. À chaque pas d'avancement spatial correspondent une température $T(X)$ et une vitesse d'évaporation K du liquide. Il est alors possible de calculer l'évolution de la taille de la goutte à chaque pas de temps. La valeur du taux d'évaporation est donnée en fonction de la température des gaz entourant la goutte $K[T(X)]$ suivant l'avancement X. De même, l'influence de l'interdistance des gouttes sur le taux d'évaporation $K(a_c)$ a également été prise en compte.

Le profil de température issu de PREMIX est discret, et avec un pas non constant. La méthode de la *spline* cubique, avec la fonction intrinsèque MATLAB du même nom, a été utilisée pour interpoler le profil de température et ainsi être en mesure d'atteindre une température en chaque position. Finalement, le processus d'évaporation agit entre chaque pas de temps et sur le diamètre à l'instant précédent, soit en formulation discrète,

$$d_{i+1} = \sqrt{d_i^2 - K_i(T_i, a_c) \times [t_{i+1} - t_i]} \tag{7.3}$$

avec, en imposant un pas temporel constant, $t_{i+1} - t_i = \Delta t$, et,

$$K_i(T_i, a_c) = A \cdot \exp\left(\frac{B}{T_i}\right) \times \left[C \cdot \ln\left(\frac{a_c}{d_0}\right) - D\right] \tag{7.4}$$

où T_i est la température interpolée à l'indice i et correspondant à l'avancement spatial X_i.

L'effet de la température des gaz environnants sur la vitesse d'évaporation est inclus dans les constantes A et B, estimées à partir de mesures expérimentales pour l'éthanol en configuration goutte isolée [150] (la figure pourra être retrouvée en Annexe A, figure A7). La corrélation est la suivante : $K_{isolée}(T) = A \cdot \exp(B/T)$ et les

valeurs des constantes ont été obtenues par régression non-linéaire avec la méthode des moindres carrés. Les constantes C et D relatent l'influence de la proximité des gouttes, représentée avec le paramètre a_c/d_0. Ces dernières ont été obtenues par régression des données du décane [49], évaluées entre 523 et 923 K, avec les rapports entre le taux de vaporisation de la goutte centrale du réseau cubique et celui de la goutte isolée : $K(a_c)/K_{isolée} = C \cdot \ln(a_c/d_0) - D$ (le tracé est exposé en Annexe A, figure A8). Sous cette forme adimensionnelle, l'influence de la température des gaz environnants et de la nature du carburant est masquée. La combinaison de ces deux corrélations donne l'équation (7.4), qui est valable pour des températures entre $293-1400$ K et des valeurs de proximité inter-gouttes a_c/d_0 entre 2 et 7,5. On notera que l'emploi de régressions a permis l'extrapolation de l'équation (7.4) pour les hautes températures et les valeurs de a_c/d_0 comprises entre 7,5 et 10 (au-dessus de 10, l'influence de la distance entre gouttes n'est plus notable et $K(a_c/d_0 > 10) = K_{isolée}$).

Un programme MATLAB a été écrit pour le calcul dont voici l'organisation globale,

- **1-** Chargement du profil de température issu de la simulation $T(x_{mesh})$ et des données d'entrée $d_0 = D_{32}$ et a_c,
- **2-** Interpolation du profil de température $T(x_{mesh}) \rightarrow \hat{T}$ (méthode de la *spline* cubique),
- **3-** Définition du pas de temps de calcul Δt avec $t_0 = 0$ et calcul du pas d'avancement spatial tel que $\Delta X = \Delta t \times S_L^0$ avec $X_0 = 0$ et $T_0 = \hat{T}(X_0) = T_u$,
- **4-** Calcul de la diminution du diamètre de la goutte en fonction de l'avancement dans le front de flamme selon la relation de récurrence (7.3).

Afin de déterminer le passage ou non d'une goutte dans la zone de réaction, il convient de définir les bornes d'existence de cette zone de réaction dans le profil spatial de température. La définition thermique de l'épaisseur de flamme sera adoptée, avec la borne x_1 qui définit l'entrée de la zone de réaction, et la borne x_2 pour la fin de la zone de réaction et l'entrée dans les gaz brûlés. Le détail concernant l'obtention des valeurs de ces bornes x_1 et x_2 dans le profil de température est donné en Annexe C, sous-section C.4.2. Le détail du déroulement calculatoire de la relation de récurrence en i (équation (7.3)) du point **4-** est donné ci-dessous. La boucle en i est réitérée jusqu'à l'obtention de l'égalité suivante $X_i = x_2$.

- **4-1)** Calcul de la variable de temps t_i avec $t_{i+1} = t_i + \Delta t$,
- **4-2)** Calcul de l'avancement spatial de la goutte dans le front de flamme X_i tel que $X_i = t_i \times S_L^0$,

- **4-3)** Calcul de la température à cet état d'avancement spatial $T_i = \hat{T}(X_i)$, avec $\hat{T}$ le modèle d'interpolation de la température,
- **4-4)** Calcul du taux d'évaporation en suivant l'équation (7.4) tel que $K_i = K(a_c, T_i)$,
- **4-5)** Estimation du diamètre à l'instant suivant d_{i+1} avec l'équation (7.3), à partir de la valeur du diamètre d_i.

Les données d'entrée de la simulation sont le diamètre initial de la goutte d'éthanol d_0, la distance globale inter-gouttes a_c, le profil de température $T(x_{mesh})$ et la vitesse de combustion laminaire S_L^0. Le seul paramètre de calcul à définir est le pas de temps Δt qui doit être suffisamment petit pour capter le phénomène d'évaporation dans le calcul.

7.4.3 Simulation du diagramme d'évaporation

Le modèle de simulation est tout d'abord illustré avec le passage d'un front de flamme sur une goutte d'éthanol. Un profil de température représentatif des expériences d'aérosols d'éthanol est considéré, avec un mélange gaz éthanol-air dans les conditions suivantes : $\Phi_T = 1{,}20$, $P_{allum.} = 0{,}25\ MPa$ et $T_{allum.} = 306\ K$. Cinq valeurs de diamètres initiaux d_0 ont été considérées et les données d'entrée du calcul sont les suivantes : $\Delta t = 0{,}0001$ *seconde* et une vitesse de combustion $S_L^0 = 23$ cm/s issue des mesures de vitesse par ombroscopie. Les mesures granulométriques indiquent une interdistance entre gouttes de $a_c \approx 0{,}4\ mm$ et l'influence de la proximité sur le taux d'évaporation K a été prise en compte en fonction du rapport a_c/d_0. L'issue de la simulation est présentée sur la figure 7.10 avec le tracé de l'évolution des cinq diamètres en fonction de l'avancement dans le front de flamme. Le profil de température a également été reporté, ainsi que les bornes de début et de fin de positionnement de la zone de réaction, x_1 et x_2 (lignes pointillées). La durée du scénario du passage des gouttes dans la flamme est également montrée en abscisses (temps de passage de la flamme sur la goutte, relié à la vitesse de combustion).

Les résultats de la figure 7.10 montrent que plus le diamètre initial de la goutte d_0 est élevé, plus la valeur finale du diamètre au niveau de la limite x_2 est importante. Ce constat correspond parfaitement à la phénoménologie attendue. Les gouttes de diamètres initiaux égaux à 7, 10 et 12 μm sont totalement vaporisées dans la flamme avant d'atteindre la zone des gaz brûlés. Au contraire, les gouttes de diamètres initiaux de 15 et 17 *microns* sont toujours existantes, avec des diamètres respectifs de 4,5 et 9 *microns* à la limite de fin de la zone de réaction. On peut ainsi définir un diamètre critique indiquant la limite d'évaporation totale à l'entrée des gaz brûlés. Pour le présent calcul, une valeur de diamètre de $\approx 13\ \mu m$ apparaît

comme diamètre critique. De plus, les évolutions temporelles des diamètres de goutte montrent un changement radical de régime à partir de la limite x_1 (entrée concrète dans la flamme). La taille des gouttes reste quasiment constante avant l'entrée dans la flamme et une forte décroissance de la taille est observée à partir de la limite de début de la zone de réaction, et ce indépendamment du diamètre initial. Ces tendances démontrent que le processus d'évaporation agit de manière significative dès la rentrée de la goutte dans la flamme.

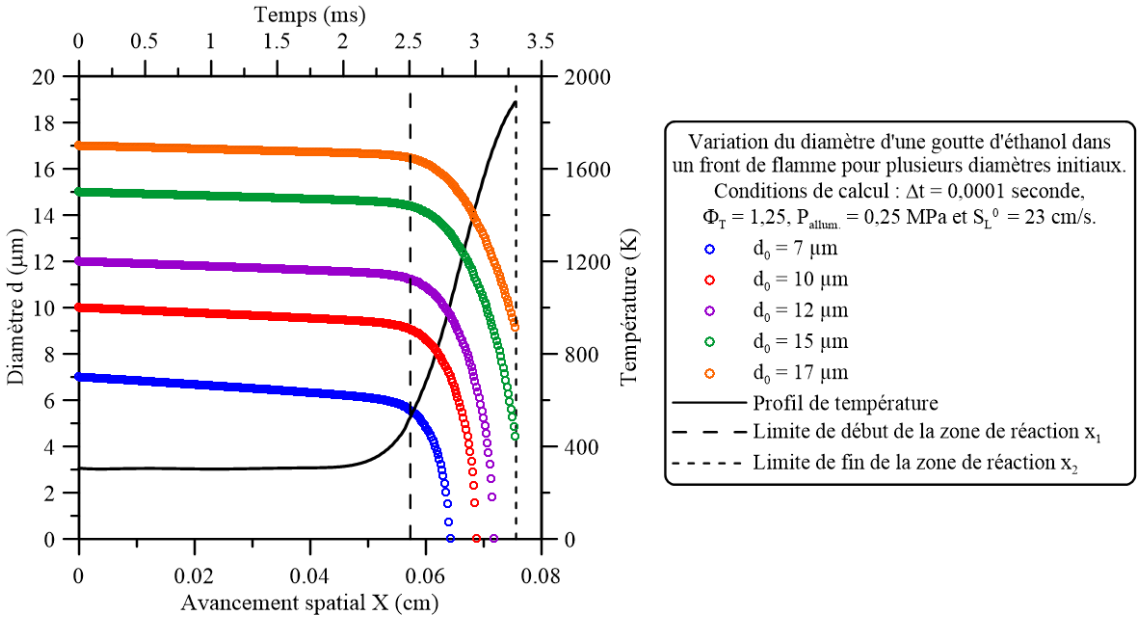


FIGURE 7.10 – Illustration du modèle de simulation avec le calcul de l'évolution du diamètre d'une goutte d'éthanol au passage d'un front de flamme : influence du diamètre initial d_0.

Chaque expérience faite en microgravité a été reproduite avec le modèle de simulation. Les mêmes profils de température, calculés pour l'estimation des épaisseurs de flamme, ont été utilisés, ainsi que les valeurs de vitesses de combustion, déduites des mesures de vitesse de flamme. Les granulométries des brouillards mesurées par ILIDS et tomographie laser ont été également reprises, avec le SMD du brouillard comme diamètre initial de la goutte simulée. Seules les valeurs de taux de vaporisation ont été extraites de la littérature avec les mesures obtenues des expériences en goutte isolée et réseau de gouttes, et les corrélations en température et distance intergoutte. La simulation de l'expérience aboutit à un résultat de passage de gouttes dans les gaz brûlés si la valeur du diamètre final, au point x_2, est supérieure ou égale à 2 *microns* (taille présumée minimum observable par diffusion de Mie). Ainsi, le

diagramme expérimental de la figure 7.8 a été reproduit, où chaque point a été assigné d'un état « pas de gouttes dans les gaz brûlés » ou « présence de gouttes dans les gaz brûlés ». Le résultat est montré sur la figure 7.11, ci-dessous.

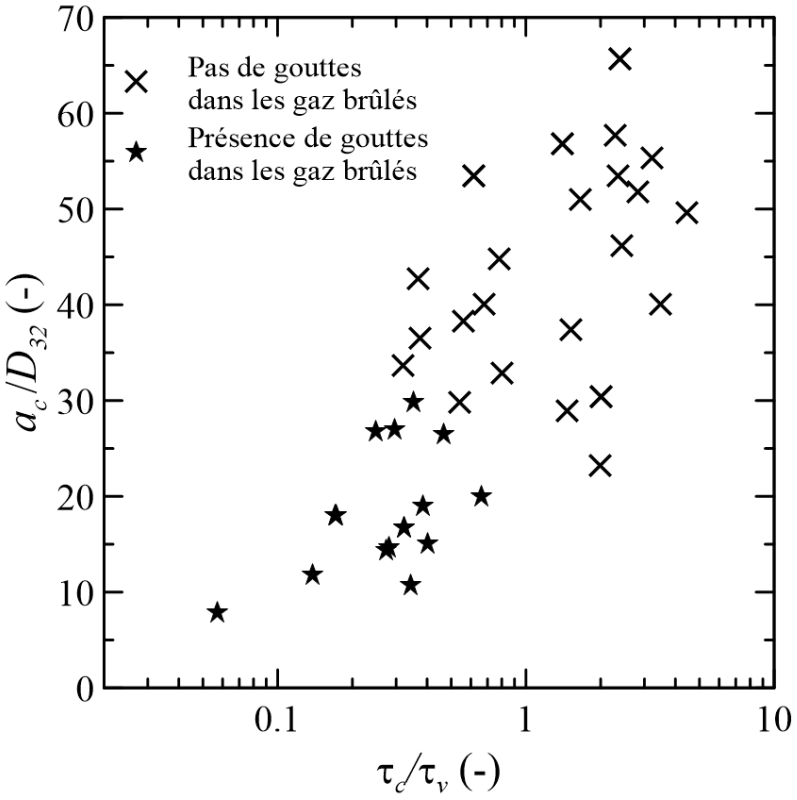


FIGURE 7.11 – Simulation du diagramme expérimental de combustion (figure 7.8) avec la modélisation de l'état des gouttes d'éthanol au passage de la flamme.

La simulation ne différencie pas les gouttes qui passent individuellement ou en paquet. Ainsi le diagramme simulé ne présente que deux résultats : « pas de gouttes dans les gaz brûlés » associé à l'état 0 et « présence de gouttes dans les gaz brûlés » associé aux états 1 et 2. Globalement, le modèle de simulation proposé arrive à prédire avec une exactitude acceptable le devenir de gouttes d'un brouillard au passage d'une flamme. Le modèle a retrouvé 29 conditions d'expériences sur les 37 étudiées. Les différences se situent à la limite entre le passage/non-passage des gouttes dans la flamme et peuvent s'expliquer à la fois par la simplicité du modèle et la combinaison des diverses erreurs issues de l'expérience (résolution des diagnostics et traitements numériques).

7.5 Conclusions

Le modèle de la loi en d^2 a été validé dans le cas des brouillards sur des mesures d'ILIDS haute cadence de la décroissance du diamètre de gouttes d'éthanol en évaporation devant le front de flamme. La potentialité des gouttes de carburant à traverser la zone de réaction et à se retrouver dans les gaz brûlés a été démontrée expérimentalement, par le biais de deux approches différentes incluant deux diagnostics optiques complémentaires (tomographie laser et chimiluminescence). Deux régimes de passage des gouttes dans la flamme ont été mis en évidence par l'expérience, avec la traversée de gouttes isolées et de gouttes en groupe.

Un diagramme expérimental de combustion a été proposé pour mettre en lumière les phénomènes pilotes de la traversée/non-traversée des gouttes dans la flamme. Le processus d'évaporation apparaît comme le phénomène prépondérant par rapport à la réactivité de la flamme, et contribue en grande majorité au conditionnement de la survie des gouttes à l'approche de la flamme. Les changements de régime entre non-passage de gouttes, passage de gouttes isolées et passage de gouttes en paquet sont fortement dépendants à la granulométrie des aérosols (taille et espacement). Les propagations de flamme pour lesquelles les gouttes passent en groupe correspondent aux cas « extrêmes » des brouillards avec une densité élevée (a_c/D_{32} le plus faible) et des tailles de goutte importantes avec des temps pour une évaporation totale conséquents (rapport τ_c/τ_v le plus faible).

La positionnement des points expérimentaux sur le diagramme théorique de Borghi et Destriau [149] a permis une meilleure compréhension de la dynamique de combustion des aérosols. Pour les conditions explorées, la combustion diphasique s'étend entre un milieu gazeux prévaporisé et un milieu gazeux inhomogène contenant des gouttes en évaporation, perpétuée par l'avancée du front de flamme. Dans les deux cas, la chaleur dégagée par la flamme est transportée jusqu'au centre du nuage, et le milieu gazeux dans lequel la flamme se propage contient des gradients de richesse, formés le long des distances séparant les gouttes (a_D). Cette déduction phénoménologique est très importante et a, en partie, participé à la construction du Chapitre suivant, sur l'origine des instabilités de la combustion diphasique.

Un modèle simple de simulation, basé sur les valeurs de taux d'évaporation de la littérature et moyennant la connaissance de la granulométrie du brouillard et de la réactivité de la flamme, a également été proposé comme outil numérique pour la prédiction du passage/non-passage de gouttes dans une flamme. La quasi parfaite reproduction de l'état des gouttes des expériences (presque 80% des états reproduits avec exactitude) a démontré la performance d'estimation de l'état thermodynamique des gouttes après le passage de la flamme. En outre, ce résultat remet au goût du jour la base de données expérimentales existante des taux d'évaporation en fonction de la température, nature du carburant et distance inter-goutte.

CHAPITRE

8

SUR LES ORIGINES DES INSTABILITÉS DIPHASIQUES

Sommaire

8.1 Introduction 197

8.2 Stratégie expérimentale 199

8.3 Modification de la diffusivité du milieu gazeux environnant 202

8.3.1 Considérations préliminaires 202

8.3.2 Étude des mélanges gaz C_2H_6O-He-O_2-N_2 204

8.3.3 Résultats de l'ajout d'hélium sur la morphologie des flammes diphasiques 207

8.4 Investigation de l'effet puits thermique des gouttes . . . 211

8.4.1 Spécificités expérimentales 211

8.4.2 Études préliminaires 214

8.4.3 Validation de l'eau comme brouillard inerte 217

8.4.4 Résultats de l'effet puits thermique 220

8.5 L'hypothèse des gouttes comme obstacle physique . . . 224

8.5.1 Évaporation non complète et instabilités 224

8.5.2 Quel lien avec la topologie des flammes ? 225

8.6 Conclusions 225

8.1 Introduction

Cette dernière section nous amène sur les origines des instabilités diphasiques et, à ce titre, prend appui sur tous les résultats précédents de la thèse. Ce chapitre vise à comprendre pour prédire l'apparition des instabilités cellulaires des flammes diphasiques. Le chapitre 6 nous a appris que les flammes diphasiques deviennent instables prématurément en comparaison avec leurs homologues gazeux. La détermination des vitesses de flamme justifie la nécessité de prédire la formation de cellularités, annoncée comme mécanisme prépondérant dans l'accélération des flammes diphasiques. En outre, une telle étude apportera une meilleure connaissance de la combustion de brouillard de gouttes. Ce chapitre propose, à travers une série d'expériences inspirées de la littérature, la sélection et l'étude contrôlée de phénomènes candidats à l'origine des instabilités diphasiques. Trois phénomènes principaux régissant la combustion diphasique furent sélectionnés en tant que mécanismes hypothétiques pour le déclenchement d'instabilités cellulaires,

1. Le dégagement de chaleur de la flamme en expansion provoque l'évaporation des gouttelettes avoisinantes (zone de vaporisation) : les gouttes agissent alors comme un **puits thermique** sur la flamme (proportionnel à la chaleur latente de vaporisation du carburant liquide),

2. En raison du processus d'évaporation, un gradient de concentration en carburant gazeux se créé autour de chaque goutte : ce **gradient local de carburant gazeux** va changer localement la vitesse et la direction de déplacement de la flamme, la température ainsi que les échanges thermiques et massiques entre la zone de réaction et la zone d'évaporation,

3. Dans le cas d'une évaporation non complète des gouttes de carburant à l'approche de la flamme, ces gouttes peuvent traverser le front de flamme et, en raison de la densité infinie du liquide par rapport aux gaz, vont agir comme un **obstacle physique** sur le front de flamme. Cette interaction peut conduire à une situation de déséquilibre de l'onde de combustion [1].

Le premier phénomène de « puits thermique » a été prédit théoriquement par Greenberg et al. [151] comme mécanisme jouant un rôle important sur l'apparition des cellularités. Le deuxième candidat résulte du contexte particulier de la combustion de spray, pour laquelle les richesses liquide et gazeuse ne déterminent pas en soi l'état final de la combustion. Contrairement aux flammes prémélangées, pour lesquelles les conditions initiales des gaz frais restent inchangées et dictent la vitesse et la température de combustion. La présence d'une phase liquide en évaporation implique une variation de la richesse dans la zone des gaz frais contenant les gouttes

1. Une flamme qui se propage suivant un processus de combustion est assimilable au comportement d'une onde plane [26].

jusqu'au front de flamme. Ces variations spatiales de la concentration du carburant gazeux (respectivement richesse) et de température sont largement connues et mentionnées dans la littérature du diphasique, notamment dans les études numériques menées sur l'évaporation des gouttes isolées et en réseau [152–154]. Ces gradients dépendent, entre autres, de la volatilité du carburant, la taille des gouttes, la proximité des gouttes et la diffusion moléculaire des gaz frais. Les propriétés thermo-diffusives des gaz frais (portées par le nombre de Lewis) sont connues pour être une source de promotion d'instabilités. Le gradient de concentration de carburant peut conduire à des conditions thermo-diffusives favorables ($Le \leq 1$) à l'apparition d'instabilités dans un milieu gazeux initialement non propice. La figure 8.1 montre deux schémas représentatifs de la combustion d'une flamme sphérique dans un aérosol avec l'ensemble des phénomènes susmentionnés et les différentes zones, représentées de façon arbitraire.

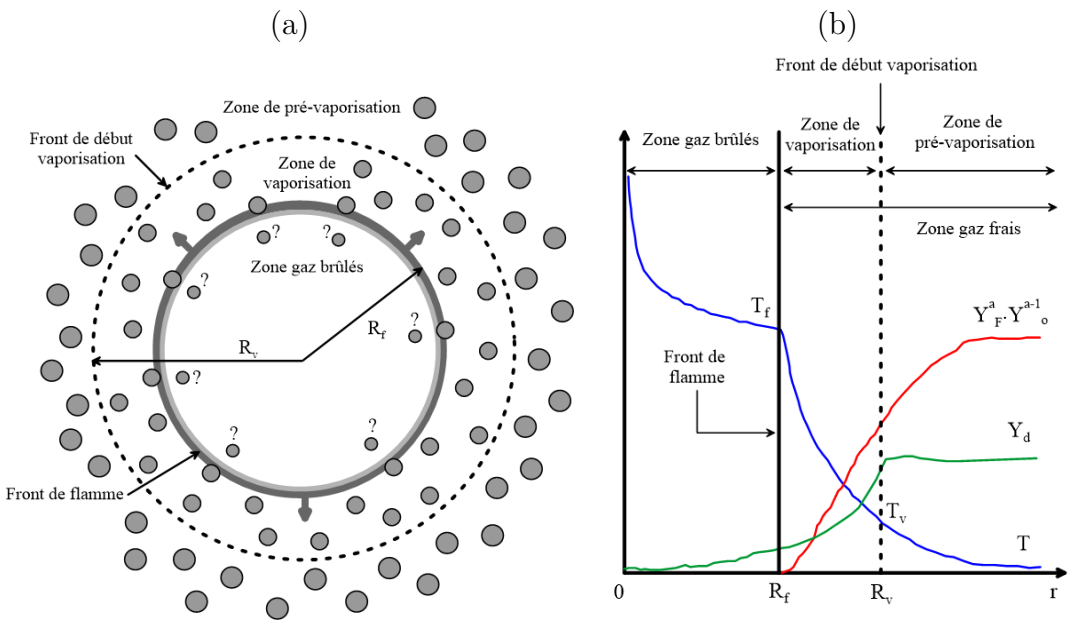


FIGURE 8.1 – (a) Configuration de la combustion d'une flamme d'aérosol sphérique avec les différentes zones, vue dans un plan 2D. Adaptée de [56] ; (b) Schématisation des différentes zones ainsi que des distributions en température et fraction massique (concentration) de carburant et d'oxygène pour une flamme d'aérosol sphérique avec (pauvre) $0 \leq a \leq 1$ (riche). Adaptée de [155]. Le point 0 correspond à l'étincelle.

Le troisième point a été évoqué en premier par Hayashi et al. [51] puis approfondi plus tard par Bradley et al. dans un article publié en 2014 [56]. Ces derniers ont démontré par le calcul, avec une estimation de la diminution du diamètre des gouttes

en amont du front de flamme, d'une part, que les gouttes de diamètres suffisamment élevés peuvent être présentes dans la zone de réaction et, d'autre part, que la traversée de telles gouttes promeut les instabilités déjà présentes par la création de plissements additionnels. Ce cas d'étude est focalisé sur une flamme gazeuse préalablement instable, mais a permis de mettre en évidence un certain rôle de la goutte en tant qu' « obstacle physique ».

On notera pour finir que la réalité de la combustion diphasique résulte de la combinaison de ces phénomènes, à une échelle plus ou moins importante. Ainsi nous proposons une démarche expérimentale, exposée dans la sous-section suivante, qui vise à appréhender au mieux chacun des trois points évoqués ci-dessus par le biais d'expériences originales. Chaque sous-section aborde une démarche expérimentale et un bilan général conclura ce Chapitre de manière synthétique pour apporter une réponse finale sur les origines des instabilités diphasiques.

8.2 Stratégie expérimentale

La difficulté réside dans l'étude des trois phénomènes candidats de manière indépendante afin de mettre en lumière le ou les phénomène(s) prépondérant(s). Il est évidemment impossible de les séparer complètement, car la combustion diphasique est un problème multi paramétrique. Le but étant donc de déceler le degré de participation de chaque mécanisme candidat dans l'apparition des instabilités cellulaires. La stratégie expérimentale a donc été établie de manière à progresser étape par étape, soit en amplifiant, soit en annihilant un phénomène en particulier.

Le premier niveau d'analyse consiste à étudier l'impact des propriétés thermodiffusives de la partie gazeuse sur l'apparition des cellularités. L'idée est d'amplifier le nombre de Lewis du milieu gaz frais initial afin d'étudier la réponse des instabilités. L'élément hélium a été sélectionné comme diluant et substitué au diazote de l'air, pour sa capacité connue à augmenter le nombre de Lewis [156].

La deuxième étape concerne l'investigation du phénomène puits de chaleur, qui passe par l'amplification de l'effet puits thermique du brouillard et par la suppression du gradient de concentration (respectivement du gradient du nombre de Lewis). Pour atteindre ce but, le brouillard de carburant a été remplacé par un brouillard inerte, ayant une chaleur latente de vaporisation élevée. L'environnement gazeux a été changé en prémélange, assurant ainsi un nombre de Lewis constant pendant la combustion. L'eau a été sélectionnée comme liquide en raison de sa forte chaleur latente de vaporisation et de ses données thermodynamiques bien établies. Deux prémélanges (méthane-air et propane-air) ont été choisis afin d'obtenir différents nombres de Lewis de manière contrôlée.

Pour finir, la dernière sous-section évalue l'hypothèse des gouttes comme obstacle physique sur la propagation de l'onde de combustion. Cette troisième étape reprend les résultats du diagramme d'évaporation (Chapitre 7) avec les états « évaporation complète » et « évaporation non-complète » qui seront confrontés aux observations morphologiques des flammes diphasiques (Chapitre 6). Le tableau 8.1 ci-dessous donne un récapitulatif synthétique de la présente stratégie expérimentale. La justification des symboles est apportée dans chaque sous-section.

Démarches/ Candidats	**Ajout d'hélium**	**Brouillard d'eau dans un prémélange**	**Évaporation complète/incomplète**
Le	$\uparrow$	$\nabla Le = 0$	$=$
Q_v	$=$	$\uparrow$	$=$
Obstacle	$=$	0	$=$

TABLEAU 8.1 – Tableau récapitulatif de la stratégie expérimentale adoptée pour l'investigation de l'origine des instabilités des flammes diphasiques. Symboles : "$=$" inchangé ; "$\uparrow$" amplifié ; "0" annihilé.

La mise en place de cette stratégie expérimentale a nécessité l'ajout d'un montage sur le dispositif expérimental, initialement conçu pour travailler avec un carburant liquide. Pour cela, un circuit gazeux a été assemblé et implémenté à l'entrée du débitmètre d'air. La figure 8.2 montre un schéma du montage additionnel prévu pour la préparation des différents mélanges. Le système est constitué d'un réservoir cylindrique de 11 L (pression maximum d'utilisation de 200 $bars$) et d'un réseau de plusieurs entrées gaz, relié en amont au cylindre par une vanne 1/4 de tour. Ce réseau se compose d'un système de pompage avec robinet et de trois lignes de gaz équipées chacune d'une série de vannes 1/4 de tour et de robinets pour l'injection de (1) l'Air, (2) du Méthane ou du Propane et (3) de l'Hélium, du Dioxygène ou du Diazote. Chaque ligne est connectée à une bouteille B50 Air Liquide du gaz à remplir. Les mélanges sont préparés manuellement avec la méthode de remplissage par pressions partielles. Cette méthode de remplissage permet de créer des mélanges de plusieurs gaz différents dont la composition est gérée avec les pressions partielles de chacun des composés. L'Annexe B.1 présente le détail de cette méthodologie.

Un manomètre KELLER LEO à affichage digital (deux versions disponibles : gamme de -1 à 30 $bars$ (lecture relative) avec une résolution au centième et gamme de -1 à 300 $bars$ (lecture relative) avec une résolution au dixième) relié au circuit gazeux donne l'information de pression dans le cylindre de prémélange. Une vanne 1/4 de tour a été prévue pour prélever un échantillon du mélange gazeux final en vue d'analyser sa composition. Le prélèvement est réalisé dans un ballon en verre et est ensuite analysé par chromatographie gazeuse à détecteur de conductibilité thermique (ou

TCD pour *Thermal Conductivity Detector*). Le prélèvement des mélanges gazeux à analyser est réalisé un jour après la préparation afin d'assurer un mélange optimum. L'Annexe B.2 propose une brève description de cette méthode d'analyse et présente le résultat des compositions des mélanges préparés pendant la thèse.

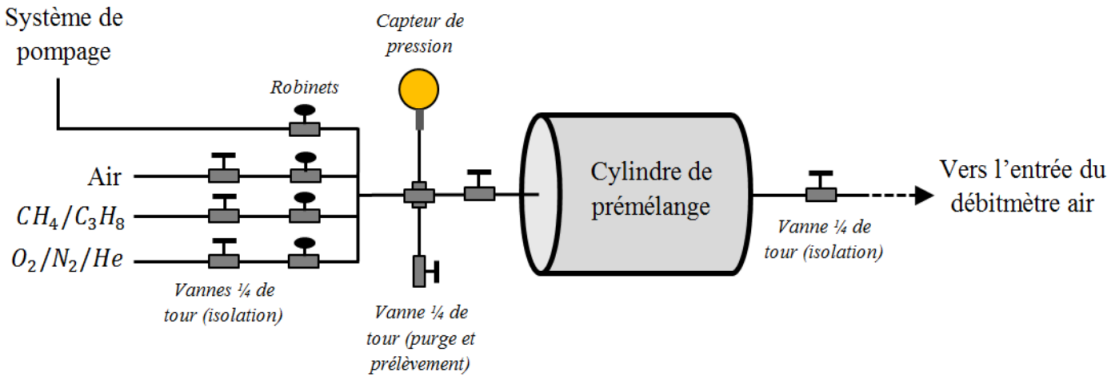


FIGURE 8.2 – Schéma du montage de préparation des prémélanges et mélanges inertes.

Les mélanges gazeux sont préparés à l'avance dans le cylindre et les expériences sont réalisées après validation de la composition. La charge des mélanges est ajustée en fonction du nombre d'expériences prévues. On notera que ce type de démarche assure une répétabilité quasi parfaite des mélanges avec une composition constante à chaque expérience. Pour les expérimentations, la vanne 1/4 de tour en amont du cylindre est fermée et celle en aval est ouverte pour alimenter le dispositif expérimental à l'entrée du débitmètre air. Le facteur de correction [2] du débitmètre air est recalculé conformément à la composition du mélange gazeux utilisé (*cf.* documentation Brooks). On notera finalement que les valeurs des débits de consigne d'air et d'azote ont été réajustées en conséquence afin de conserver un remplissage équilibré dans les deux chambres.

2. Chaque débitmètre Brooks est calibré pour fonctionner par défaut avec un gaz spécifique. Les débitmètres Brooks sont des régulateurs à débit massique qui contrôlent le débit d'un gaz en se basant sur sa conductivité thermique. L'utilisation d'un gaz différent entraîne un décalage entre le signal de sortie du débit et le débit massique réel en raison de la différence de capacité thermique. Ce décalage peut être corrigé en utilisant un facteur de correction qui prend en compte la chaleur molaire spécifique des gaz.

8.3 Modification de la diffusivité du milieu gazeux environnant

8.3.1 Considérations préliminaires

L'ajout d'hélium dans les prémélanges gazeux modifie l'équilibre de diffusion thermique/massique des gaz frais, qui se traduit par une augmentation du nombre de Lewis. L'issue expérimentale est une diminution significative des cellularités (augmentation du nombre de Péclet). Ce type de dilution est particulièrement intéressant à pression élevée, où les flammes prémélangées dans l'air sont sujettes aux instabilités cellulaires. Les mélanges dilués à l'hélium sont utilisés pour la détermination expérimentale des vitesses de combustion laminaire et la validation des mécanismes cinétiques à haute pression (typiquement entre 1 et 10 MPa), qui sont d'un intérêt majeur pour les moteurs à combustion interne [156, 157]. D'autres études, notamment en conditions de gravité réduite, portent sur les propriétés particulières de l'hélium en tant que gaz d'extinction (par réduction des limites d'inflammabilité), pour stopper les débuts d'incendie dans les environnements confinés comme les navettes spatiales [158].

Pour notre présente investigation, nous avons choisi de substituer une partie du diazote de l'air par de l'hélium pour garder le rapport molaire $r = \text{inerte}/O_2$ constant. Les mélanges créés sont appelés « air modifié » de composition $O_2/N_2/He$ avec le rapport molaire $(N_2 + He)/O_2$ constant et la quantité d'hélium exprimée avec un taux de substitution τ_{He} (%) comme,

$$\tau_{He} = \frac{n_{He}}{n_{He} + n_{O_2} + n_{N_2}} \times 100 \quad \text{avec} \quad r = \frac{n_{O_2}}{n_{He} + n_{N_2}} \tag{8.1}$$

où r a été gardé fixe par rapport à l'air ambiant avec une valeur de 3,78. En imposant le taux de substitution τ_{He} et la quantité de matière totale voulue ($= n_{He}+n_{O_2}+n_{N_2}$), nous sommes en mesure de préparer les mélanges d'air modifié suivant la méthode des pressions partielles. La composition molaire du mélange réactif s'exprime alors comme suit,

$$\left(\frac{1}{\dfrac{1+r}{\Phi/3}+1}\right) \cdot C_2H_6O + \left(\tau_{He} \times \frac{1}{1+\dfrac{\Phi}{3\cdot(1+r)}}\right) \cdot He$$

$$+\left(\frac{1}{1+r+\Phi/3}\right)\cdot O_2+\left(\frac{r}{1+r+\Phi/3}-\tau_{He}\times\frac{1}{1+\dfrac{\Phi}{3\cdot(1+r)}}\right)\cdot N_2$$

On notera que les fractions molaires de dioxygène et d'éthanol sont indépendantes du taux de substitution. La richesse du mélange gaz frais reste donc inchangée par cette voie de création d'air modifié. La figure 8.3 (a) montre le calcul des nombres de Lewis (avec la définition du Lewis global) en fonction de la richesse en éthanol pour plusieurs airs modifiés (calculés à 343 K et 0,1 MPa). L'ajout d'hélium augmente les valeurs des nombres de Lewis sur toute la gamme de richesse.

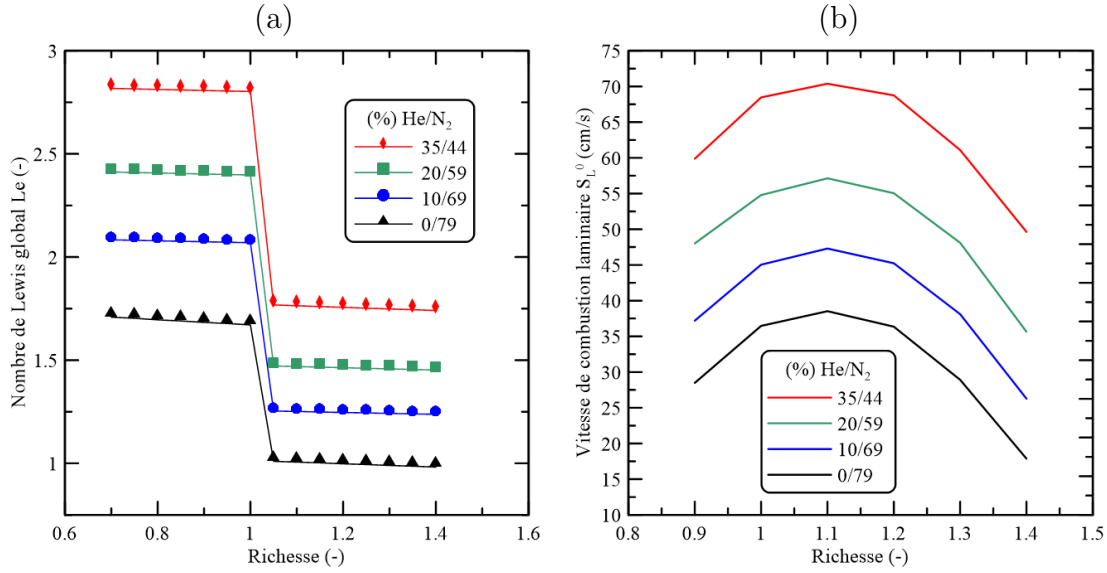


FIGURE 8.3 – (a) Nombre de Lewis calculé en fonction de la richesse en éthanol de plusieurs airs modifiés substitués à l'hélium à 343 K et 0,1 MPa ; (b) Vitesse de combustion laminaire simulée (mécanisme de Leplat et al. [23] modifié) en fonction de la richesse pour plusieurs compositions d'air modifié substitué à l'hélium à 343 K et 0,2 MPa.

La présence d'hélium dans les gaz frais engendre également une température adiabatique et une vitesse de combustion laminaire plus élevées, en raison de sa conductivité thermique importante. Une illustration est montrée sur la figure 8.3 (b), avec les valeurs de S_L^0 simulées avec le mécanisme de Leplat et al. [23] pour 343 K et 0,2 MPa (cette valeur constitue la pression d'allumage minimum possible). L'élément Hélium a été implémenté dans le schéma cinétique d'oxydation de

l'éthanol (initialement non présent) et une étude de sensibilité a été menée pour l'intégrer de façon cohérente dans l'ensemble des réactions chimiques.

Les contraintes de sécurité de vol du dispositif double confinement n'autorisent pas des déflagrations de flamme trop rapide (typiquement ne dépassant pas les 60 cm/s). Ce critère limite un taux de substitution maximum de 20%. Afin d'atteindre des nombres de Lewis plus importants, pour un effet thermo-diffusif plus prononcé, et tout en veillant à des vitesses de combustion < 60 cm/s, un autre mode opératoire de préparation de mélange a été entrepris. Une configuration additionnelle avec un mélange binaire He/O_2 et une proportion de dioxygène réduite a été adoptée. Le faible pourcentage de dioxygène va réduire la vitesse de combustion, laissant la proportion d'hélium restante augmenter le nombre de Lewis.

Finalement trois compositions d'air modifié furent préparées. Deux mélanges $O_2/N_2/He$ avec une partie de diazote substituée par de l'hélium avec $\tau_{He} = 0{,}10$ et 0,20 et un mélange d'air modifié binaire O_2/He. Les compositions des mélanges d'air modifié préparés sont reportées dans le tableau ci-dessous, avec les pourcentages molaires de chaque composé. Les compositions réelles mesurées par chromatographie gazeuse − TCD pourront être retrouvées en Annexe B.2.2. Par souci de clarté, les proportions consignes seront gardées tout au long de cette section, mais les valeurs réelles ont été systématiquement utilisées pour les calculs.

Mélange	**Air modifié (1)**			**Air modifié (2)**			**Air modifié (3)**	
Composé	N_2	O_2	He	N_2	O_2	He	O_2	He
% **molaire**	69,1	20,9	10,0	59,1	20,9	20,0	14,0	86,0

Tableau 8.2 – Composition en pourcentage molaire des airs modifiés.

On notera pour finir que les expériences ont été majoritairement menées avec les airs modifiés (1) et (2). Le troisième air modifié (binaire) a été utilisé uniquement pour quelques cas riches et à haute pression en raison des limites d'inflammabilité réduites. Ce dernier a néanmoins permis d'atteindre des valeurs de nombre de Lewis à ≈3,50 du côté pauvre et ≈2,50 du côté riche.

8.3.2 Étude des mélanges gaz C_2H_6O-He-O_2-N_2

Le but de cette sous-section est d'appréhender brièvement l'impact des airs modifiés (1) et (2) sur le comportement des flammes gaz. Les résultats de cette sous-section serviront à l'analyse des résultats des flammes diphasiques, qui fait l'objet de la sous-section suivante. Les expériences gaz avec l'hélium ont été menées à une

température initiale de 343 K et l'information sur la morphologie a été récupérée à iso-rayon de flamme ≈21,5 mm.

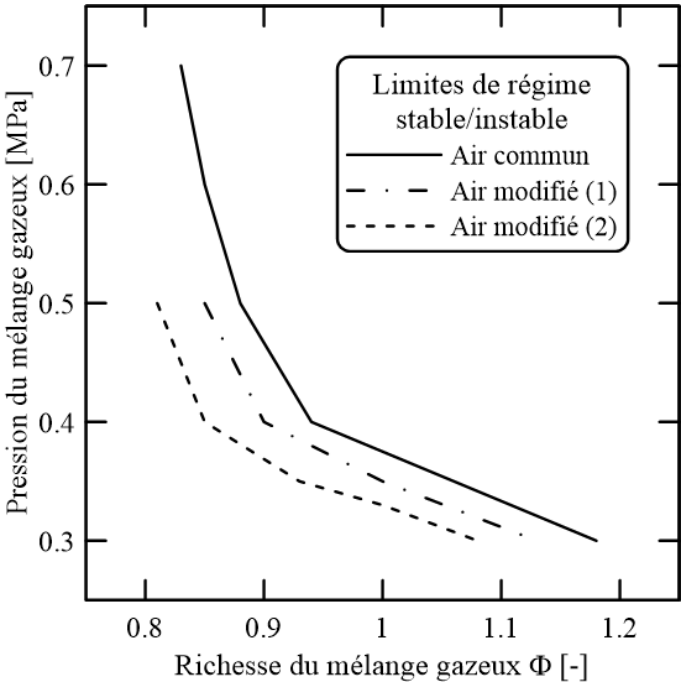


FIGURE 8.4 – Limite de transition des régimes stable/instable des flammes gaz éthanol/air dans l'espace P/Φ pour différents mélanges O_2/diluants : Air commun ; Air modifié (1) et Air modifié (2). Zone gauche : stable ; zone droite : instable.

Le diagramme de la figure 8.4 montre le degré d'influence du pourcentage en hélium sur la limite Pression/Richesse de la transition stable/instable des flammes gaz d'éthanol. L'axe des ordonnées débute à 0,25 MPa, en dessous toutes les flammes sont stables au rayon de flamme d'observation. La présence d'hélium décale la limite stable/instable uniquement selon la richesse avec un écart de 0,04 pour l'air modifié (1) et 0,09 pour l'air modifié (2). Ce comportement reflète complètement l'effet du nombre de Lewis qui varie également avec la richesse et augmente avec le pourcentage d'hélium τ_{He}. L'épaisseur de flamme δ_L^0 a été simulée à l'aide de PREMIX sur toute la gamme de richesse et pour les airs modifiés (1) et (2). L'issue des calculs démontre une quasi-constance de l'épaisseur de flamme en fonction du taux de substitution, ce qui valide l'effet unique du nombre de Lewis pour les résultats du graphe 8.4.

Les deux graphes suivants de la figure 8.5 présentent les résultats expérimentaux de vitesse de combustion laminaire S_L^0 et de longueur de Markstein L_b obtenus pour la combustion des mélanges gazeux éthanol/air modifié (1) et (2). Chaque point est issu de deux mesures expérimentales consécutives. L'incertitude de mesure est

contenue dans la taille des symboles pour le graphe (a) et l'écart-type des mesures est représenté sous forme de barres d'erreur pour le graphe (b). La réactivité de la combustion de l'éthanol dans les deux airs modifiés (graphe (a)) n'est pas correctement retrouvée par le schéma cinétique modifié, surtout du côté pauvre avec des valeurs de S_L^0 beaucoup plus faibles ($\approx$5 cm/s). Le graphe (b) montre que le taux de substitution en hélium τ_{He} a peu d'influence sur les longueurs de Markstein L_b.

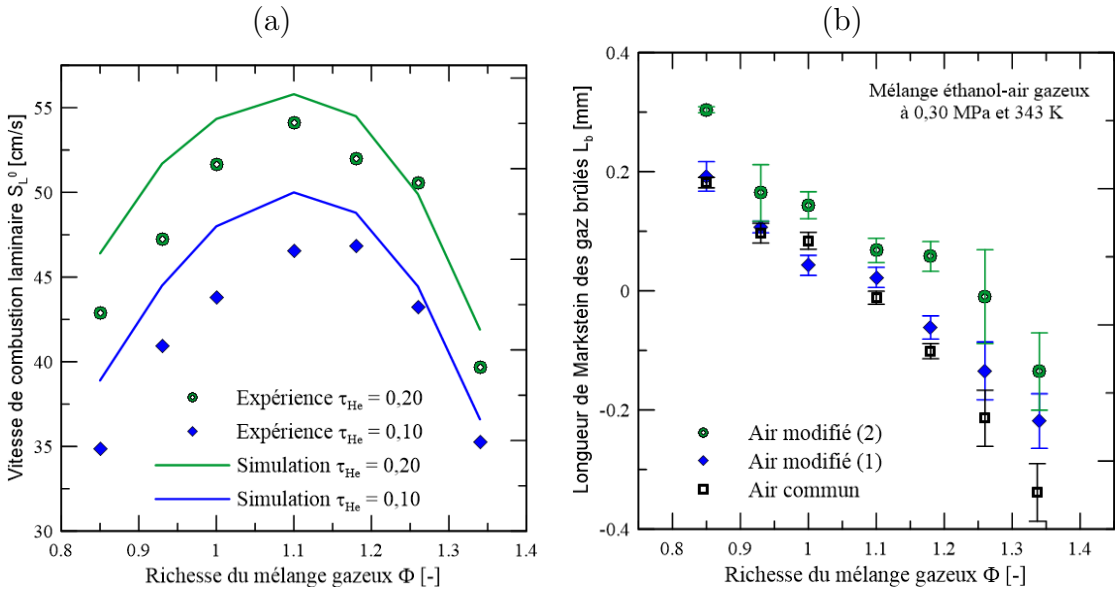


FIGURE 8.5 – Réactivité de la combustion d'éthanol dans les environnements d'airs modifiés (1) et (2) évaluée à 0,30 MPa et 343 K avec (a) les vitesses de combustion laminaire expérimentales comparées à la simulation cinétique et (b) les longueurs de Markstein expérimentales des gaz brûlés.

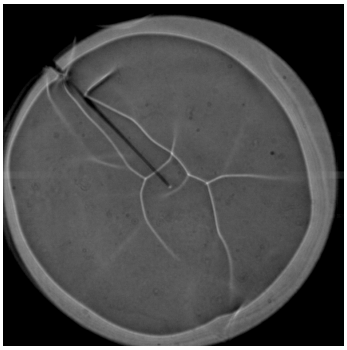
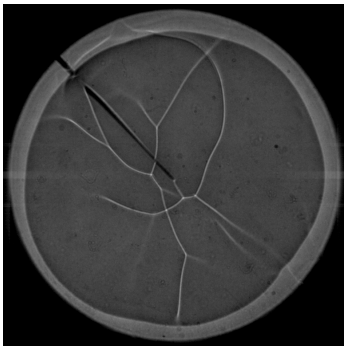
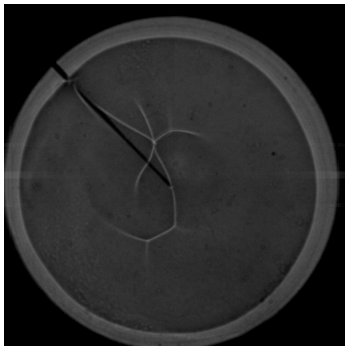
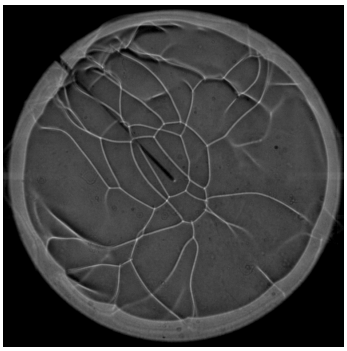
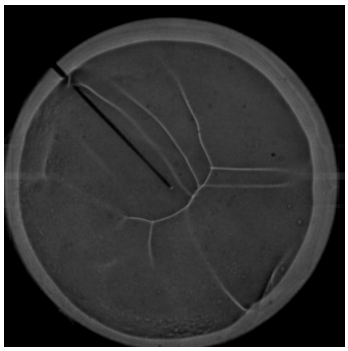
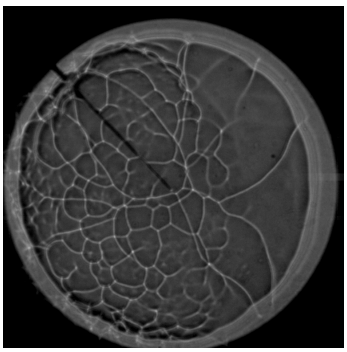
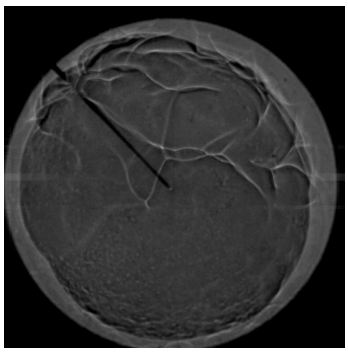
Les gradients de concentration en carburant se formant entre les gouttes au cours de la combustion sont toujours présents avec les airs modifiés. La vitesse de combustion accrue, combinée à une diffusivité moléculaire élevée par la présence de l'élément hélium va induire des gradients de concentration différents (attendu plus importants) par rapport au cas de l'air commun. En outre, la sensibilité de la vitesse des flammes éthanol-airs modifiés à l'étirement sera égale. L'influence de la conductivité thermique élevée de l'hélium (par rapport au diazote et au dioxygène) a été considérée négligeable sur la génération des aérosols dans les milieux d'airs modifiés, laissant les échanges thermiques inchangés. Malgré tout, l'ajout d'hélium à travers le taux de substitution en hélium τ_{He} doit conduire à une apparition retardée des cellularités sur la surface des flammes diphasiques.

8.3.3 Résultats de l'ajout d'hélium sur la morphologie des flammes diphasiques

Cette sous-section compare les morphologies des flammes diphasiques et gazeuses pour les différents airs modifiés, avec comme référence les flammes diphasiques obtenues dans l'air commun. Les valeurs de nombre de Lewis calculées à chaque taux de substitution pour une richesse donnée ne sont plus valables en milieu diphasique, en raison de la modification locale de la concentration en carburant autour des gouttes. Cependant, en raisonnant sur la globalité du phénomène, tout le milieu gazeux a été associé à une valeur unique de nombre de Lewis en considérant la totalité du carburant du milieu hétérogène. L'influence de l'hélium sur la détente a également été regardée en s'appuyant sur la formule de détente isentropique. La présence d'hélium modifie la valeur de coefficient isentropique γ. Des calculs sur la température isentropique ont été réalisés avec et sans hélium, et une influence non notable a été observée. La granulométrie des brouillards est donc conservée avec les airs modifiés.

La figure 8.6 présente une classification morphologique des flammes diphasiques obtenues avec des expériences conduites en microgravité pour un air commun (première colonne), l'air modifié (1) (deuxième colonne) et l'air modifié (2) (troisième colonne). Les conditions de génération sont $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$, $\Delta P = 0{,}12\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$ et la richesse totale du mélange varie entre 1,00 et 1,30 avec 6 cas. Une lecture verticale conduit à la variation de la richesse totale Φ_T et une lecture horizontale montre l'influence du taux de substitution en hélium τ_{He}. Toutes les flammes sont affichées à iso-rayon de flamme $R_f = 21{,}5\ mm$. Chaque flamme diphasique est accompagnée de la valeur du nombre de Lewis.

Deux commentaires peuvent être dégagés de cette figure. Premièrement, plus le taux de substitution en hélium τ_{He} est élevé (respectivement plus le nombre de Lewis est élevé), plus l'apparition des cellularités est retardée. La flamme diphasique dans l'air commun devient instable à $\Phi_T = 1{,}10$, à $\Phi_T = 1{,}15$ pour l'air modifié (1) et $\Phi_T = 1{,}20$ pour l'air modifié (2). Le même effet de « retardement de l'apparition des instabilités » est observé pour les milieux gazeux et diphasiques. De plus, on notera que le décalage en richesse est sensiblement le même que pour les cas gazeux (diagramme de la figure 8.4). Deuxièmement, un résultat non attendu, la topologie de la cellularité des flammes est modifiée. Considérons la dernière ligne avec la richesse $\Phi_T = 1{,}30$, pour laquelle les instabilités des trois mélanges sont pleinement développées. La flamme diphasique évoluant dans l'air commun est en topologie « cellularités large » alors que les flammes diphasiques dans les airs modifiés (1) et (2) sont en topologie « cellularités fines ». Cette différence notable peut s'expliquer par le gradient de concentration en carburant, qui est modifié par rapport à l'air commun à cause de l'hélium. Nous ne pouvons cependant pas aller plus loin dans l'interprétation en raison du manque de connaissance sur la tendance de ce gradient de concentration en carburant.

Conditions : $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$, $\Delta P = 0{,}12\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$.		
Air commun	Air modifié (1)	Air modifié (2)
	Φ_T =1,00	
		
$Le_{(\Phi=1{,}00)} = 1{,}69$	$Le_{(\Phi=1{,}00)} = 2{,}06$	$Le_{(\Phi=1{,}00)} = 2{,}39$
	$\Phi_T = 1{,}10$	
		
$Le_{(\Phi=1{,}10)} = 1{,}01$	$Le_{(\Phi=1{,}10)} = 1{,}25$	$Le_{(\Phi=1{,}10)} = 1{,}46$
	$\Phi_T = 1{,}15$	
		
$Le_{(\Phi=1{,}15)} = 1{,}00$	$Le_{(\Phi=1{,}15)} = 1{,}24$	$Le_{(\Phi=1{,}15)} = 1{,}45$

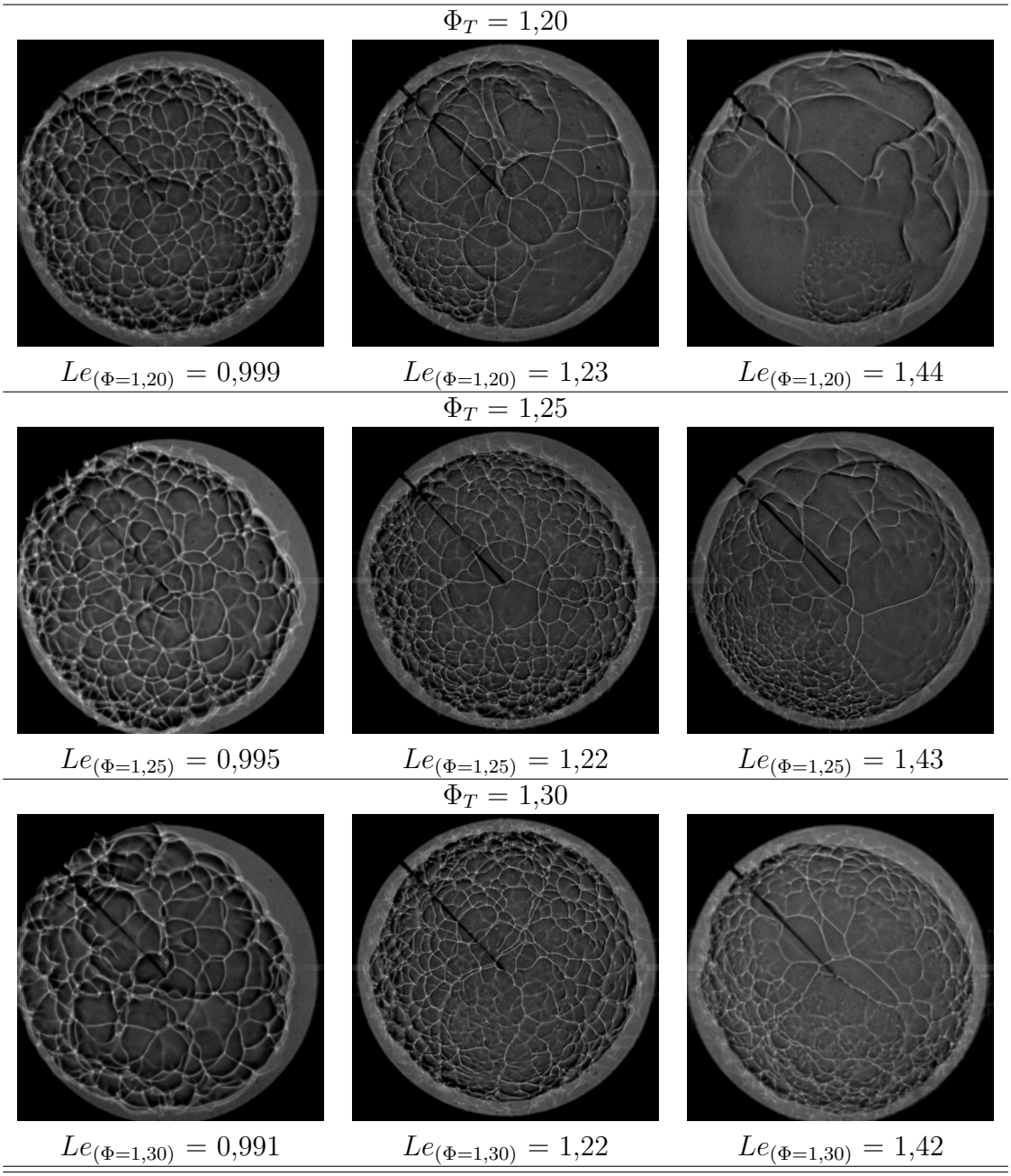


FIGURE 8.6 – Démonstration de l'influence de la diffusivité du milieu gazeux (avec le nombre de Lewis Le) sur l'apparition des instabilités des flammes diphasiques : air commun : air modifié (1) ; air modifié (2).

La figure 8.7 montre une deuxième classification morphologique de flammes diphasiques avec des expériences conduites en microgravité pour un air commun (première colonne), l'air modifié (2) (deuxième colonne) et l'air modifié binaire (troisième colonne). Les conditions de génération sont $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$, $\Delta P = 0{,}10\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$ et deux richesses totales de 1,20 et 1,50. Les deux richesses sélectionnées montrent deux topologies avec une flamme diphasique en « cellularités larges » et « cellularités fines » respectivement. La figure démontre que pour des nombres de Lewis très élevés, les instabilités sont totalement annihilées par l'effet thermo-diffusif, et ce quelque soit la topologie initiale de la flamme diphasique. Tous les cas testés (5 au total) donnent cette même issue.

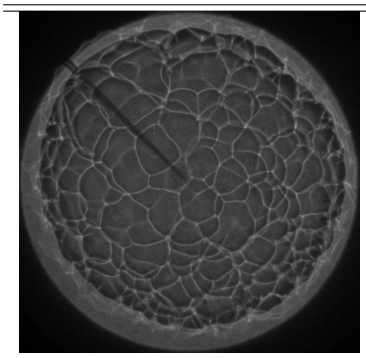
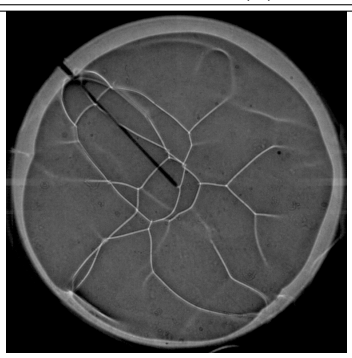
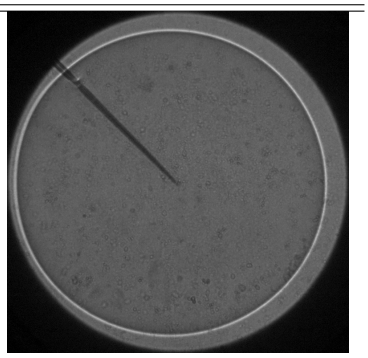
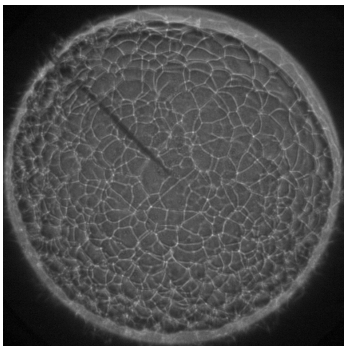
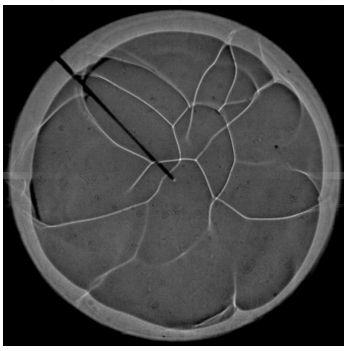
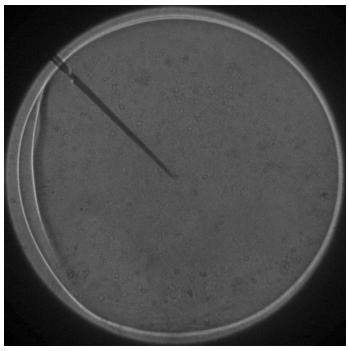
Conditions : $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$ $\Delta P = 0{,}10\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$ et $\Phi_T = 1{,}50$.		
Air commun	Air modifié (2)	Air modifié binaire
		
$Le_{(\Phi=1{,}50)} = 0{,}975$	$Le_{(\Phi=1{,}50)} = 1{,}40$	$Le_{(\Phi=1{,}50)} = 2{,}49$
Conditions : $P_{ini.} = 0{,}50\ MPa$, $\Delta P = 0{,}175\ MPa$, $T_{ini.} = 343\ K$ et $\Phi_T = 1{,}20$.		
		
$Le_{(\Phi=1{,}20)} = 0{,}999$	$Le_{(\Phi=1{,}20)} = 1{,}44$	$Le_{(\Phi=1{,}20)} = 2{,}59$

FIGURE 8.7 – Démonstration de l'influence de la diffusivité du milieu gazeux (avec le nombre de Lewis Le) sur l'apparition des instabilités des flammes diphasiques : air commun : air modifié (2) ; air modifié binaire.

Peu de propriétés physiques sont contrôlées et restent constantes lors du processus de combustion diphasique de cette section. Cependant, nous pouvons conclure

que le nombre de Lewis du milieu gazeux dans lequel se situent les gouttes influence nettement l'apparition des cellularités. Finalement, l'équilibre thermo-diffusif joue son rôle stabilisateur même en milieu hétérogène et le gradient de concentration en carburant formé autour de gouttes semble influencer la topologie des instabilités.

8.4 Investigation de l'effet puits thermique des gouttes

8.4.1 Spécificités expérimentales

L'eau distillée a remplacé l'éthanol dans le circuit d'injection liquide et suit le même processus d'injection que ce dernier (avec la boucle de 20 μL). La quantité de liquide injectée se retrouve sous forme vapeur dans la chambre de combustion avec le prémélange. La quantité de vapeur d'eau peut ainsi être définie comme un taux de dilution, noté f, exprimé en %,

$$f = \frac{n_{eau}}{n_T} \times 100 \quad \text{avec} \quad n_{eau} = \frac{\rho_{eau} \cdot V_{eau}}{M_{eau}} \quad \text{et} \quad n_T = \frac{P_{ini} \cdot V_{chambre}}{R \cdot T_{ini}} \tag{8.2}$$

avec n_{eau} et n_T les quantités respectives de vapeur d'eau et du mélange gazeux total préparé dans la chambre, V_{eau} le volume d'eau liquide injecté, ρ_{eau} et M_{eau} respectivement la masse volume de l'eau liquide, prise égale à 997 kg/m^3 à 298 K et la masse molaire de l'eau prise à 0,018 $kg/mole$, $V_{chambre}$ le volume de la chambre de combustion et R la constante des gaz parfaits. La composition molaire des prémélanges avec la vapeur d'eau s'exprime comme suit,

$$\left(\frac{1 - f/100}{(1+r) \cdot \dfrac{x + y/4}{\Phi} + 1} \right) \cdot C_x H_y + \frac{f}{100} \cdot H_2O$$

$$+ \left(\frac{1 - f/100}{1 + r + \dfrac{\Phi}{x + y/4}} \right) \cdot O_2 + \left(\frac{r \cdot (1 - f/100)}{1 + r + \dfrac{\Phi}{x + y/4}} \right) \cdot N_2$$

Une telle préparation de mélange permet de faire varier le taux de dilution en eau tout en gardant la richesse des prémélanges constante. Le terme $f/100$ se simplifiant dans l'expression de la richesse. Lors du processus d'expansion, seule une partie de

la vapeur d'eau se condense pour former des gouttelettes. Par conséquent, lorsque la combustion se produit, le mélange est composé d'eau à la fois en phase liquide et en phase vapeur. Les nombres de moles de liquide et de vapeur d'eau ont été quantifiés en utilisant la thermodynamique ainsi que des mesures de température et de pression (de manière analogue à l'éthanol dans le chapitre 5). Le nombre de moles de vapeur d'eau à la fin de l'expansion $n_{vw(2)}$ est égal à,

$$n_{vw(2)} = \frac{P_{sat.}(T_{allum.}) \cdot V_{chambre}}{R \cdot T_{allum.}} \tag{8.3}$$

avec $P_{sat.}(T_{allum.})$ la pression de saturation à la température en fin d'expansion, qui est estimée en utilisant la relation Clausius-Clapeyron. On déduit ensuite le nombre de moles d'eau liquide qui a été condensée $n_{lw(2)}$ avec les équations,

$$n_{lw(2)} = n_{Tw(2)} - n_{vw(2)} \quad \text{avec} \quad n_{Tw(2)} = \frac{f}{100} \times n_{T(2)}. \tag{8.4}$$

Le taux de dilution de l'eau f reste constant pendant la phase d'expansion. Cependant, le nombre total de moles (liquide + vapeur) dans la chambre de combustion à la fin de l'expansion doit être réévalué,

$$n_{T(2)} = \frac{P_{allum.} \cdot V_{chambre}}{R \cdot T_{allum.}}. \tag{8.5}$$

Une température initiale de 350 K a été choisie. Les expériences ont été réalisées au sol, donc dans des conditions de gravité terrestre. Pour limiter les effets de sédimentation des gouttes, la granulométrie a été limitée à un diamètre moyen maximum de 12 μm. Un tel critère de restriction sur la taille des gouttes a conduit à une évaporation complète systématique des gouttes d'eau avant l'arrivée du front de flamme. Les diamètres des gouttes d'eau ont été simulés pour toutes les conditions d'allumage et granulométriques des expériences de brouillard d'eau avec le modèle présenté dans la sous-section 7.4.2 du chapitre précédent. La dépendance en température du taux d'évaporation a été prise des données expérimentales de l'article [159], qui sont reportées en Annexe A, figure A9. L'effet « obstacle » a été ainsi annihilé.

La caractérisation granulométrique a entièrement été réalisée à l'aide du granulomètre à diffraction laser. La figure 8.8 montre un exemple de mesure du diamètre moyen (SMD) et de la densité de gouttes (N_d) pour un mélange initial à $f = 8{,}5\%$ et $P_{ini.} = 0{,}3\ MPa$ détendu à $P_{allum.} = 0{,}2\ MPa$ et $T_{allum.} = 316\ K$. Les mesures de pression (capteur AVL) et température (thermocouple nu de 13 μm) pendant

la détente sont également reportées. La granulométrie des brouillards d'eau a été réalisée sans combustion et sans carburant (dans l'air uniquement). Nous avons pris soin de vérifier l'impact de la présence du carburant (méthane et propane) sur la température. En s'appuyant sur la thermodynamique, l'ajout du carburant modifie seulement le coefficient isentropique, et dans des proportions négligeables sur la température.

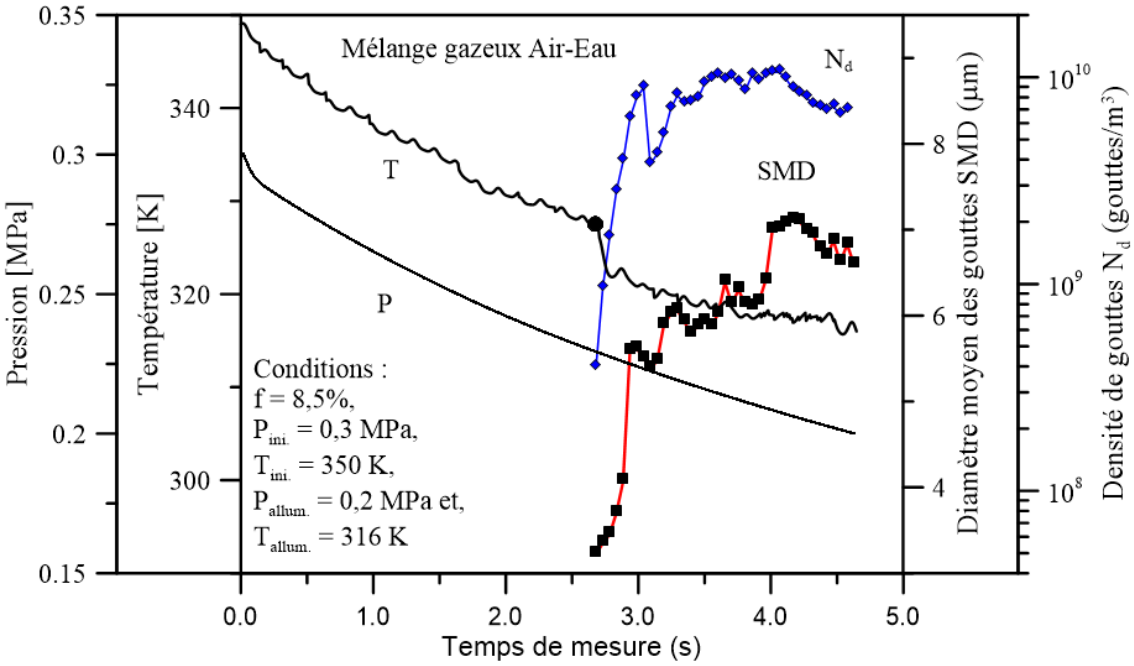


FIGURE 8.8 – Variations des grandeurs de pression, température, SMD et densité de gouttes pour un brouillard d'eau dans un mélange d'air lors du processus d'expansion. Conditions : $f =$ 8,5%, $T_{ini.} =$ 350 K, $P_{ini.} =$ 0,3 MPa, $T_{allum.} =$ 316 K et $P_{allum.} =$ 0,2 MPa.

Le point de saturation du brouillard est appréhendé de manière équivalente que pour les brouillards d'éthanol, avec la pression partielle de l'eau ($= f/100 \times P(t)$) et sa pression de vapeur saturante (*cf.* Chapitre 5). L'enthalpie de vaporisation à pression constante (prise à 0,1 MPa) $L_{vap.eau} = 2257{,}9\ kJ/kg$ et la température de vaporisation de l'eau (prise à 0,1 MPa) $T_{vap.eau} = 373\ K$ ont été considérées pour l'équation de Clausius-Clapeyron. Une valeur du coefficient d'efficacité d'extinction moyen $\overline{Q_{ext.}(\lambda_R = 632,8\ nm)} = 2{,}21$ a été utilisée (figure 11.5 de [84]) à la longueur d'onde du laser (632,8 nm), pour l'évaluation de la densité via l'équation (4.8) (*cf.* Chapitre 4). La valeur moyenne a été calculée entre un diamètre de 2 et 12 *microns* qui correspond à la gamme représentative de la taille des gouttes des aérosols d'eau.

De même, le changement de compressibilité du mélange contenant la vapeur d'eau a dû être évalué avec le facteur de compressibilité Z, pour valider l'expression de la pression partielle de l'eau pendant le processus de détente. Le facteur de compressibilité est obtenu à partir de tables thermodynamiques exprimant le facteur

Z en fonction des températures et pressions au point critique (374 K et 22,1 MPa pour l'eau). En considérant qu'au point de saturation les valeurs de pression et température sont autour de $303 - 333$ K et $0{,}15-0{,}3$ MPa, des valeurs du facteur de compressibilité $Z \approx 1$ ont été trouvées (figure 4.1 - [110]). Finalement, comme pour l'éthanol, l'effet de compressibilité des gaz proches du point de saturation peut être négligé.

Une valeur de masse volumique égale à $\rho_e = 0{,}997$ g/cm^3, un indice de réfraction réel de 1,33 et imaginaire de $1{,}25{\cdot}10^{-7}$ [160] ont été rentrés dans l'interface Sympatec du granulomètre (avec une résolution par la théorie de Mie).

Comme pour les brouillards d'éthanol, les valeurs de diamètre moyen et densité de gouttes à la fin de la détente sont récupérées pour caractériser les brouillards d'eau. Des exemples de variation du SMD et de la densité de gouttes (valeurs fin de détente) sont également présentés en Annexe A, figure A10 pour différentes conditions de pression initiale, détente et taux de dilution en eau. On notera que des tendances analogues au brouillard d'éthanol sont retrouvées.

8.4.2 Études préliminaires

La section précédente nous a appris que le nombre de Lewis du milieu gazeux a un effet stabilisant sur la propagation des flammes diphasiques. Deux carburants ont été choisis, le méthane pour ses propriétés thermo-diffusives particulières (nombre de Lewis ∼constant et proche de l'unité sur tout le domaine de richesse) et le propane (décroissance avec la richesse). Les graphes (a) et (b) de la figure 8.9 montrent le tracé des nombres de Lewis calculés pour les mélanges méthane-air et propane-air (selon deux définitions : Lewis global et Lewis effectif) à 350 K et 1 *bar* en fonction de la richesse. Pour l'étude, deux richesses de 0,80 et 1,30 ont été choisies pour le prémélange propane-air et une richesse stœchiométrique pour le prémélange méthane-air. De telles compositions permettent d'atteindre des nombres de Lewis [3] constants de $Le = 1{,}812$, $Le = 0{,}991$ et $Le = 1{,}013$, pour respectivement des modes thermo-diffusifs stable, instable et neutre.

3. Pour le mélange propane-air, les valeurs de la définition globale ont été prises et la définition du nombre de Lewis effectif a été considérée pour le mélange méthane-air en raison de la limite de la définition globale à la stœchiométrie.

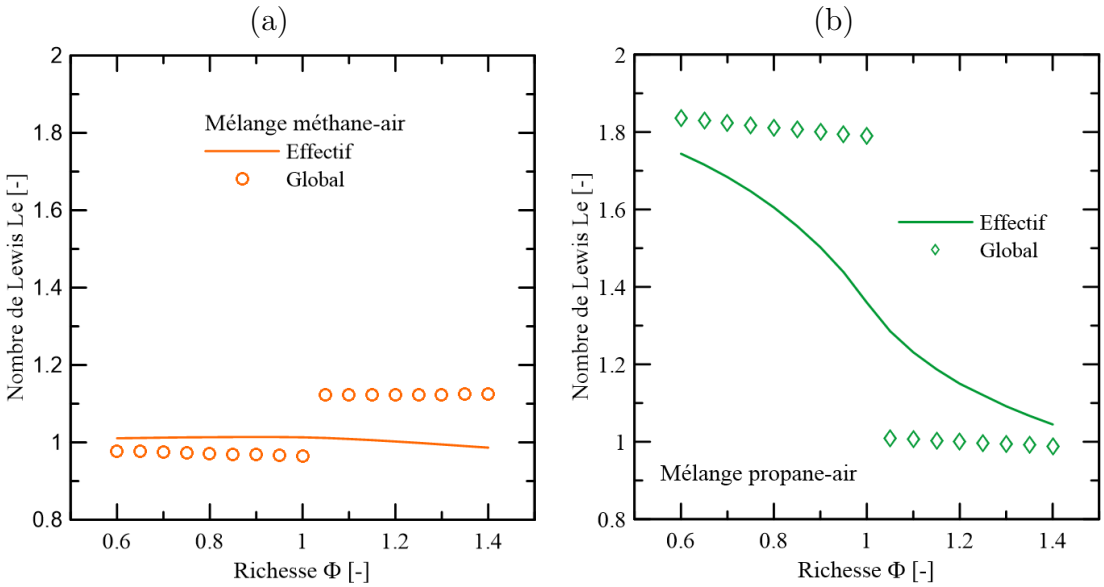


FIGURE 8.9 – Tracé du nombre de Lewis à 350 K en fonction de la richesse pour les mélanges (a) méthane-air ; (b) propane-air.

Le tableau 8.3 ci-dessous reporte les observations morphologiques à R_f ≈22 mm, obtenues à l'aide du diagnostic d'ombroscopie pour les trois prémélanges pour trois pressions. La deuxième ligne considère le mélange méthane-air, la première et la troisième ligne considèrent respectivement le mélange propane-air pauvre et riche. Les fissures lumineuses présentes sur la surface des flammes de propane-air pauvre sont provoquées par les électrodes. Le comportement de stabilité des flammes de prémélange est en accord avec les valeurs des nombres de Lewis. Le mélange propane-air pauvre est totalement stable sur toute la gamme de pression considérée, contrairement aux deux autres prémélanges. Le mode thermo-diffusif, traduit par un nombre de Lewis largement supérieur à l'unité, a un effet stabilisant et retarde l'apparition des cellularités. Le mélange méthane-air, avec un nombre de Lewis unitaire, est neutre du point de vue thermo-diffusif, laissant le mode hydrodynamique libre. Sur ce prémélange, des instabilités se dessinent sur la surface des flammes avec la formation de quelques fissures à 0,4 MPa. Le mélange propane-air riche est le plus instable des trois prémélanges en regardant à iso pression et iso-rayon. Dans ce cas, le nombre de Lewis est inférieur à l'unité et le mode thermo-diffusif déstabilisant va accentuer le mode hydrodynamique et donc favoriser l'apparition de cellularités, comme on peut l'observer sur la troisième colonne du tableau à 0,3 et 0,4 MPa. La différence du degré de développement des instabilités entre 0,3 et 0,4 MPa est due à l'épaisseur de flamme qui diminue avec la pression, favorisant ainsi l'action des instabilités hydrodynamiques sur la flamme. On notera que nos observations sont en bon accord avec les nombres de Péclet et les rayons critiques d'apparition des instabilités cellulaires estimés par Jomaas et al. [34].

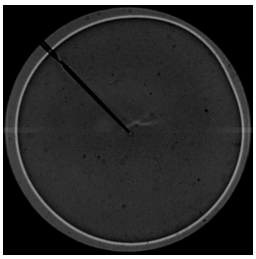
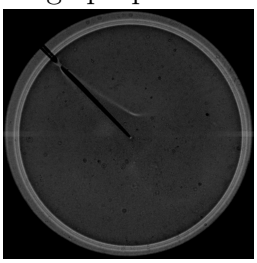
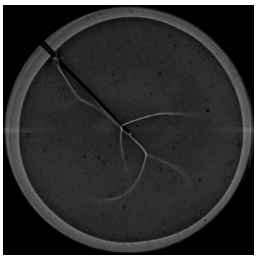
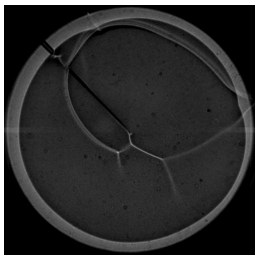
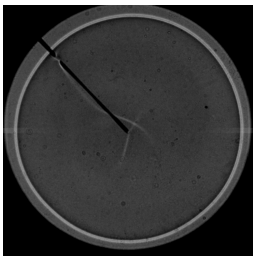
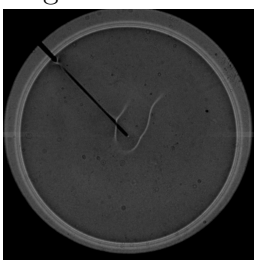
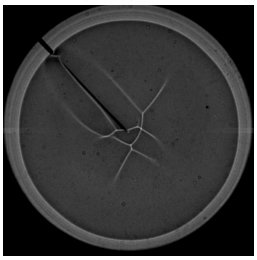
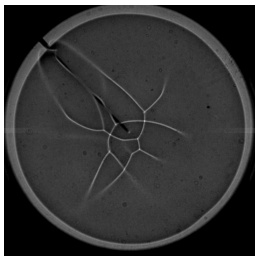
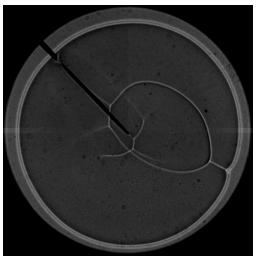
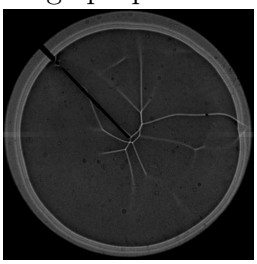
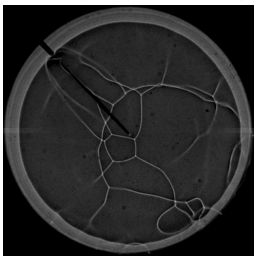
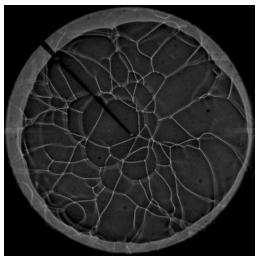
$P = 0{,}15\ MPa$	$0{,}20\ MPa$	$0{,}30\ MPa$	$0{,}40\ MPa$
Mélange propane-air à $\Phi = 0{,}80$; $Le = 1{,}812$			
			
$17{,}1\ ms$	$18{,}7\ ms$	$22{,}2\ ms$	$23{,}7\ ms$
Mélange méthane-air à $\Phi = 1{,}00$; $Le = 1{,}013$			
			
$12{,}1\ ms$	$13{,}0\ ms$	$14{,}4\ ms$	$16{,}9\ ms$
Mélange propane-air à $\Phi = 1{,}30$; $Le = 0{,}991$			
			
$12{,}5\ ms$	$14{,}0\ ms$	$16{,}0\ ms$	$16{,}2\ ms$

TABLEAU 8.3 – Stabilité des trois prémélanges gazeux en fonction de la pression à température ambiante (298 K). Première ligne : flammes de propane-air à $\Phi = 0{,}80$; seconde ligne : flammes méthane-air à $\Phi = 1{,}00$; troisième ligne : flammes de propane-air à $\Phi = 1{,}30$.

Finalement, nous disposons de trois environnements gazeux inflammables complémentaires avec un mélange neutre (CH_4−Air), stabilisant (C_3H_8−Air pauvre) et déstabilisant (C_3H_8-Air riche) du point de vue thermo-diffusif. Les flammes gaz des prémélanges présentés dans cette sous-section serviront de référence pour les résultats diphasiques. La sous-section suivante valide le choix de l'eau en tant que brouillard inerte, avec l'influence de la vapeur d'eau sur les paramètres d'intérêt de l'étude.

8.4.3 Validation de l'eau comme brouillard inerte

Seule une partie de la vapeur d'eau est condensée en gouttelettes et la vapeur d'eau résiduelle va agir comme un diluant dans le prémélange. Il est donc important de s'assurer que la vapeur d'eau ne modifie pas la propriété thermo-diffusive contrôlée par les deux mélanges air-carburant. Le nombre de Lewis a été calculé en fonction d'une plage de taux de dilution en eau réaliste (en dessous de la limite inférieure de flammabilité) [161]. La définition globale a été utilisée pour le mélange propane-air et la définition du nombre de Lewis effectif pour le méthane-air. La figure 8.10 (a) démontre que le nombre de Lewis change très légèrement avec le taux de dilution en eau. Les propriétés thermo-diffusives des environnements gazeux ne sont donc pas modifiées par la présence de la vapeur d'eau. Son influence sur l'épaisseur de flamme laminaire des deux prémélanges a également été regardée. La figure 8.10 (b) montre le tracé des calculs d'épaisseur de flamme δ_L^0 pour les trois prémélanges à 0,2 MPa et 350 K en fonction du taux de dilution en vapeur d'eau (les calculs ont été limités au taux f maximum expérimenté). L'épaisseur de flamme est multipliée par un facteur 1,5 entre le cas à 0% et 10% de vapeur d'eau, pour les trois prémélanges. La présence de l'eau peut donc avoir un effet retardant sur l'apparition des instabilités.

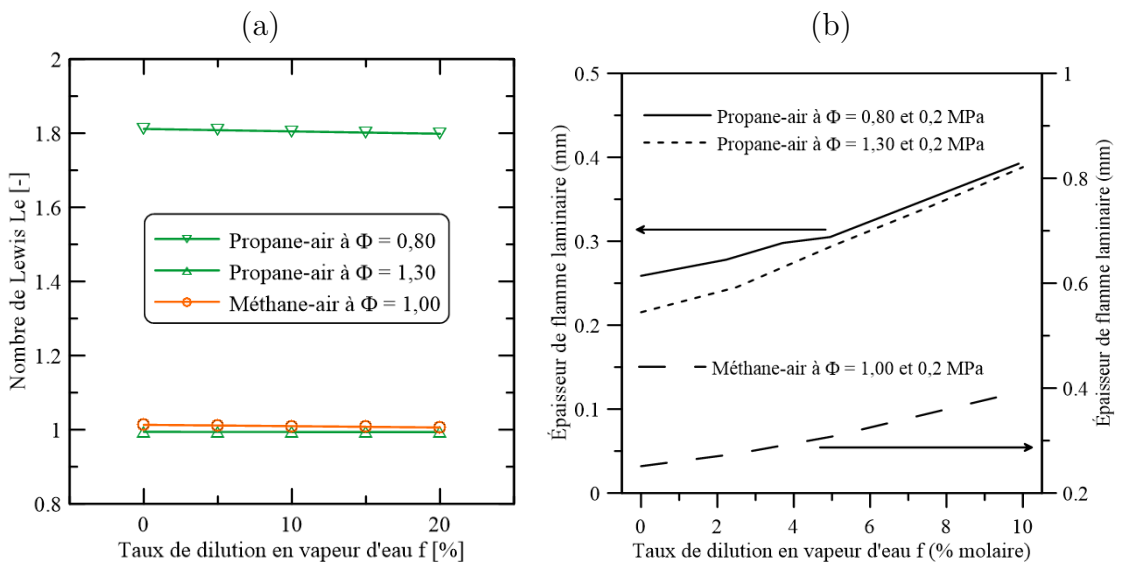


FIGURE 8.10 – Influence du taux de dilution en vapeur d'eau sur (a) le nombre de Lewis (calculé à 298 K et 0,1 MPa) ; (b) l'épaisseur de flamme laminaire (calculée à 350 K et 0,2 MPa) des mélanges gazeux méthane-air et propane-air.

Des expériences additionnelles ont été réalisées avec la vapeur d'eau afin de conclure sur son effet sur la stabilité des flammes prémélangées. Des combustions

gazeuses avec addition de vapeur d'eau ont été réalisées à 350 K avec les trois prémélanges pour les pressions initiales de 0,15 - 0,2 - 0,3 et 0,4 MPa, avec une variation en teneur de vapeur d'eau comprise entre 0 et 10%. Les structures des flammes ont été considérées au même rayon de flamme de 22 mm. Les surfaces des flammes ont toutes été trouvées quasiment semblables, comparées aux flammes de référence gazeuses (sans vapeur d'eau), avec des instabilités légèrement moins marquées. Les morphologies du prémélange propane-air à 0,4 MPa aux deux richesses $\Phi = 0{,}80$ et $\Phi = 1{,}30$ sont présentées sur la figure 8.4 à titre d'exemple. Ces résultats soutiennent les calculs du nombre de Lewis et de l'épaisseur de flamme de la figure 8.10. L'effet thermo-diffusif est inchangé et l'augmentation de l'épaisseur de flamme a une influence peu notable. Finalement les structures des trois environnements gazeux sélectionnés restent identiques avec la présence de vapeur d'eau.

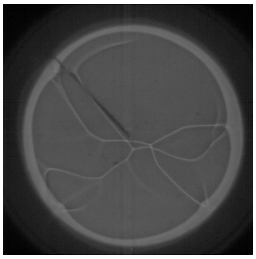
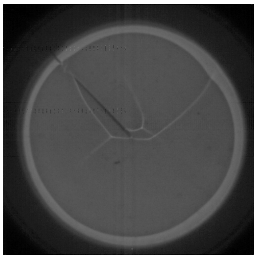
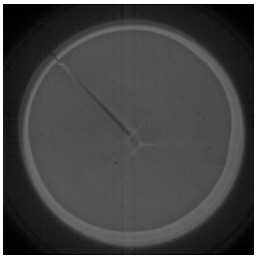
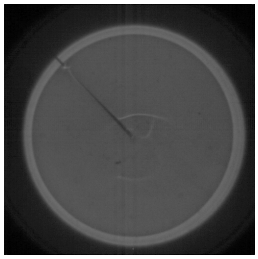
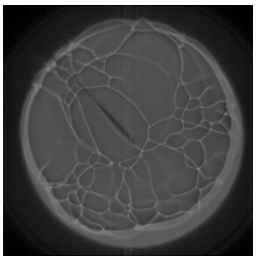
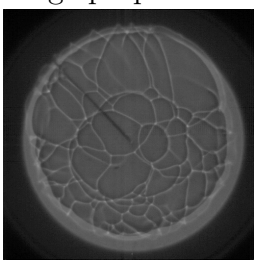
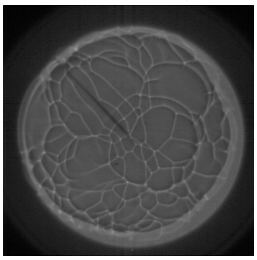
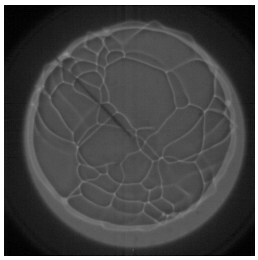
Mélange propane-air à $\Phi = 0{,}80$ et 0,4 MPa			
			
$R_f = 22{,}2\ mm$ $f = 0\ \%$	$R_f = 22{,}2\ mm$ $f = 3{,}4\ \%$	$R_f = 22{,}1\ mm$ $f = 6{,}7\ \%$	$R_f = 22{,}1\ mm$ $f = 7{,}8\ \%$
Mélange propane-air à $\Phi = 1{,}30$ et 0,4 MPa			
			
$R_f = 22{,}2\ mm$ $f = 0\ \%$	$R_f = 22{,}0\ mm$ $f = 2{,}2\ \%$	$R_f = 21{,}9\ mm$ $f = 4{,}5\ \%$	$R_f = 21{,}5\ mm$ $f = 6{,}7\ \%$

TABLEAU 8.4 – Influence du taux de dilution en vapeur d'eau sur le régime des flammes propane-air à 350 K et 0,4 MPa. Première ligne : $\Phi = 0{,}80$; seconde ligne : $\Phi = 1{,}30$.

L'addition de vapeur d'eau est connue pour inhiber la réactivité d'un mélange inflammable, ce qui entraîne une diminution de la vitesse de combustion, quel que

soit le rapport d'équivalence [65, 162]. L'effet de la teneur en vapeur d'eau sur la vitesse de combustion laminaire est présenté sur la figure 8.11. Seul le mélange pauvre de propane-air est représenté. Les résultats expérimentaux pour $T = 350\ K$ et deux conditions de pression sont comparés aux calculs effectués avec le mécanisme de Wang [134]. Ce schéma cinétique a été utilisé pour le calcul du rapport d'expansion et des vitesses de combustion laminaires. Ce schéma cinétique d'oxydation du propène (C_3H_6) de 469 espèces et 71 réactions a été validé pour l'oxydation du propane en termes de vitesse de combustion à 1 atm en fonction de la richesse. Les valeurs présentées correspondent à la valeur moyenne de trois expériences et l'écart-type ne dépasse pas 1 cm/s. La vitesse de combustion laminaire diminue avec le taux de dilution en eau dans une tendance quasi linéaire pour toutes les conditions de pression, ce qui est bien reproduit par le modèle. Les mêmes tendances de réduction de vitesse de combustion laminaire ont été trouvées pour les mélanges propane-air riche et méthane-air stœchiométrique. Concernant l'influence du taux de dilution en vapeur d'eau sur les longueurs de Markstein, un impact mineur a été constaté.

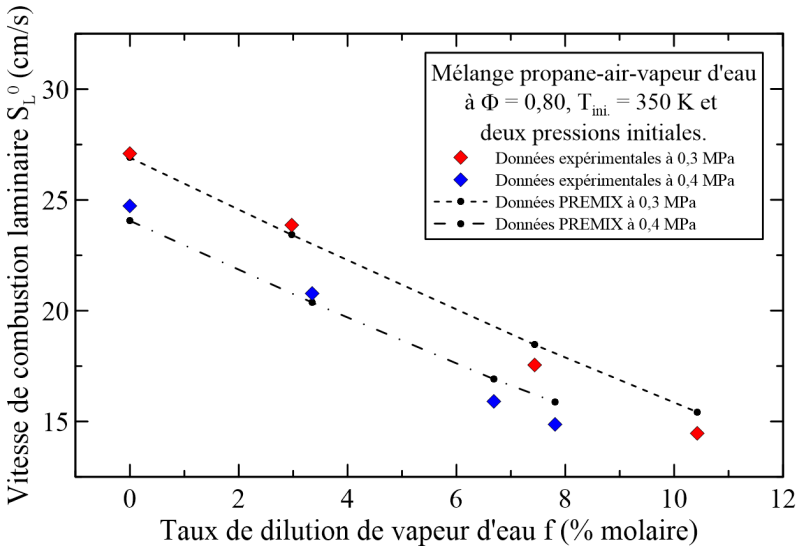


FIGURE 8.11 – Influence du taux de dilution en vapeur d'eau sur la vitesse de combustion laminaire (évaluée à 350 K) du mélange gazeux propane-air pauvre.

La variation locale de la vitesse de combustion autour des gouttelettes de combustible n'est pas isolée ici puisque l'évaporation de la goutte d'eau va induire un apport en vapeur d'eau autour des gouttes. Pour conclure, le choix de l'eau en tant que brouillard inerte est validé pour l'étude de la section.

8.4.4 Résultats de l'effet puits thermique

La variation du diamètre moyen et de la densité des brouillards d'eau au moment de l'allumage a été réalisée en changeant la chute de pression ΔP (la taille de l'orifice de la vanne d'expansion ayant été fixée) entre 0,30 et 0,15 MPa, la pression initiale $P_{ini.}$ de 0,30 à 0,40 MPa et le taux de dilution en vapeur d'eau f entre 3 et 10 %. Une gamme de diamètres de 6−11 μm sur une densité de 0,5−2·10^{10} m^{-3} a ainsi été couverte. Chaque condition d'expérience diphasique a été répétée deux fois.

À l'issue des expérimentations, trois régimes de propagation différents ont été identifiés : (1) propagation stable ; (2) propagation cellulaire ; (3) pas de propagation. Ce dernier est caractérisé par un début de propagation qui s'éteint très rapidement. Une illustration est donnée en Annexe A, figure A11 pour un mélange diphasique méthane-air-eau à $P_{ini.} = 0{,}30\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$, $f = 5{,}00$ % et $\Phi_T = 1{,}00$ avec la disparition du front de flamme. Chacun de ces phénomènes a pu être corroboré avec les données d'acquisition du capteur de pression AVL. Une montée de pression nulle a été trouvée systématiquement en correspondance avec les observations « pas de propagation ». Les observations de « propagation stable » et de « propagation cellulaire » sont illustrées sur la figure 8.5 avec chacun des prémélanges. Les pressions d'allumage des aérosols ainsi que le pourcentage en eau sont également indiqués.

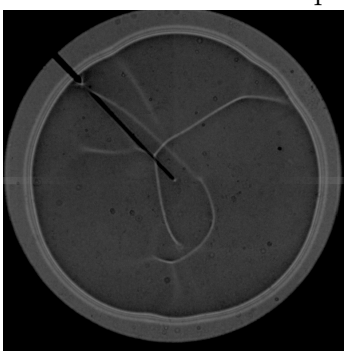
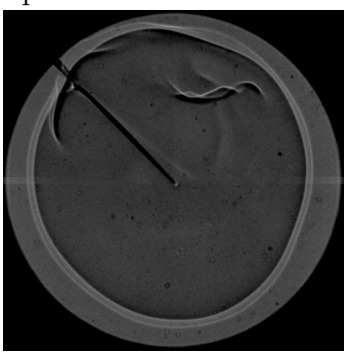
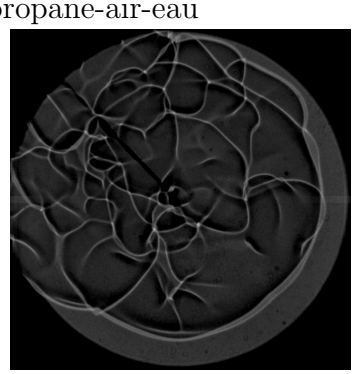
Flammes diphasiques méthane-air-eau et propane-air-eau		
		
Méthane	Propane	Propane
$P_{allum.} = 0{,}2\ MPa$	$P_{allum.} = 0{,}3\ MPa$	$P_{allum.} = 0{,}3\ MPa$
$\Phi = 1{,}00$	$\Phi = 0{,}80$	$\Phi = 1{,}30$
$f = 9{,}90$ %	$f = 2{,}50$ %	$f = 7{,}40$ %

Tableau 8.5 – Exemples d'images d'ombroscopie des flammes diphasiques pour (gauche) méthane-air-eau, (milieu) propane-air-eau pauvre et (droite) propane-air-eau riche.

On notera que des effets de flottabilité sont apparus pour les cas où la vitesse de propagation du front de flamme était faible. Comme c'est le cas pour la flamme diphasique propane-air-eau riche de la troisième colonne de la figure 8.5. La flottabilité n'ayant pas d'impact sur les observations des instabilités.

Sur la base de ces observations, des diagrammes ont été construits pour les trois différents environnements air-carburant avec la quantité initiale d'eau f et la pression après expansion $P_{allum.}$ (au moment de l'allumage pour la combustion des aérosols). Les résultats sont présentés sur la figure 8.12. Les observations « pas de propagation » dans un brouillard d'eau étaient attendues. Plusieurs études [163, 164] sont menées sur les mécanismes mis en jeu entre la flamme et des gouttes liquides de brouillards d'eau. Une des applications majeures est l'extinction des feux de forêt. Dans notre cas, ces observations représentent une perte d'information (l'effet puits thermique sur l'apparition des instabilités est masqué).

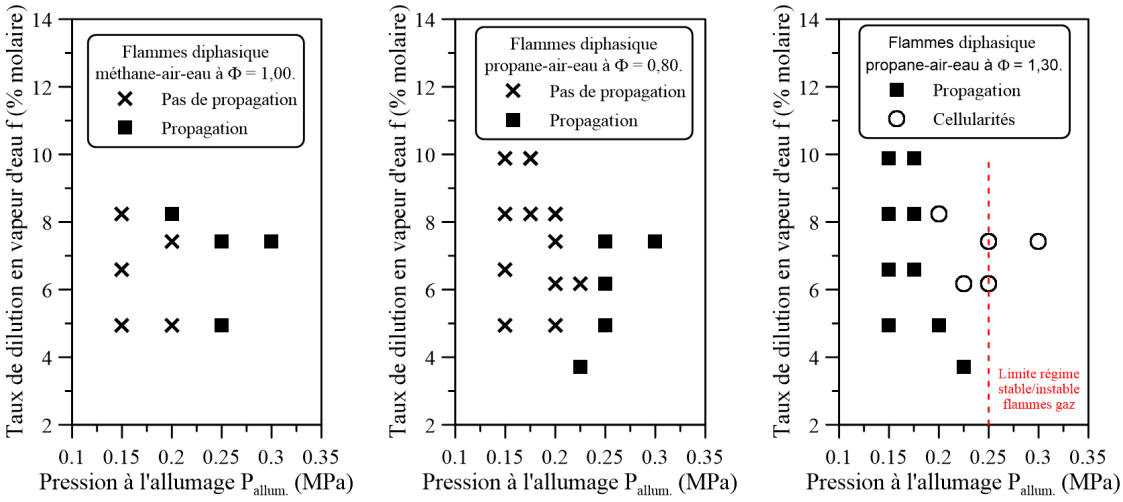


FIGURE 8.12 – Diagramme expérimental des observations morphologiques (pas de propagation - propagation - cellularités) des flammes diphasiques pour (gauche) méthane-air-eau, (milieu) propane-air-eau pauvre et (droite) propane-air-eau riche dans l'espace $P_{allum.}/f$.

Tout d'abord, les cas de « non-propagation » ont été rencontrés pour les mélanges méthane-air-eau et propane-air-eau pauvre tandis que les flammes propane-air-eau riches se sont toujours propagées. Une explication possible est que pour ce carburant et à cette richesse, la chaleur dégagée par la flamme est plus élevée par rapport aux deux autres cas, et suffit à maintenir le processus de propagation. Les flammes cellulaires n'ont été observées que pour quelques mélanges diphasiques propane-air-eau riches. Les cellularités n'apparaissent donc que pour le mélange ayant un nombre

de Lewis inférieur à l'unité, et pour lequel la flamme gazeuse homogène équivalente est instable. En d'autres termes, la présence d'une phase hétérogène sans variations locales du nombre de Lewis n'est pas source d'instabilités cellulaires.

La limite du changement de régime stable/instable des flammes propane-air riche gaz a également été reportée sur le diagramme (c) de la figure 8.12. On remarque alors que quelques flammes diphasiques d'eau ont été observées à un régime instable cellulaire sur des conditions d'allumage pour lesquelles la flamme équivalente gazeuse est stable. On notera malgré tout que ce décalage de la limite de stabilité par la présence du brouillard d'eau demeure faible (limite initiale à 0,25 MPa basculée à 0,20 MPa), et de ce fait est difficile à interpréter.

Pour aller plus loin, des calculs d'énergies globales ont été effectués afin de mettre en évidence le phénomène de puits thermique. La chaleur de vaporisation Q_v nécessaire à l'évaporation des gouttelettes, et la chaleur dégagée par la flamme Q_f a été quantifiée avec les deux équations ci-dessous,

$$Q_v = L_v \cdot n_{lw(2)} \cdot M_{eau} \; et \; Q_f = \mathrm{LCV} \cdot X_{fuel} \cdot n_{T(2)} \tag{8.6}$$

avec L_v la chaleur de vaporisation de l'eau prise à 2260 kJ/kg, X_f la fraction molaire du combustible, et LCV la valeur calorifique basse du combustible, respectivement (803,3 $kJ/mole$ pour le méthane et 2044,1 $kJ/mole$ pour le propane). Toutes les observations de flammes sont tracées dans un seul diagramme (figure 8.13) pour les trois mélanges eau-air-carburant avec des paramètres non dimensionnels : le rapport de la chaleur de vaporisation sur la chaleur dégagée par la flamme (pour quantifier le phénomène puits de chaleur) pour l'abscisse et le rapport de l'interdistance globale de goutte a_c sur le SMD pour les aérosols d'eau sur l'axe vertical. L'interdistance globale a été estimée directement à partir de la densité de nombre mesurée par diffraction laser ($a_c = \sqrt[3]{1/N_d}$).

En raison de la chaleur de vaporisation de l'eau élevée, une frontière nette sépare les cas de « propagation » des cas de « non-propagation », localisés dans une région de valeurs Q_v/Q_f élevées. On notera que la taille et la densité des gouttelettes ont une influence sur le phénomène d'extinction des flammes par un brouillard d'eau. Cependant, les observations de « propagation instable » sont dispersées avec les cas de « propagations stables », démontrant que l'effet dissipateur thermique n'est pas un mécanisme responsable du déclenchement des instabilités cellulaires. On notera de même que les vitesses de propagation non-étirée des aérosols sont toujours beaucoup plus faibles que pour les cas vaporisés homogènes pris dans les mêmes conditions.

Pour conclure, le brouillard d'éthanol a été remplacé par un brouillard d'eau, mettant ainsi l'effet puits thermique en évidence avec un accroissement de la chaleur latente de vaporisation d'un facteur de presque 60. Un nombre de Lewis constant et

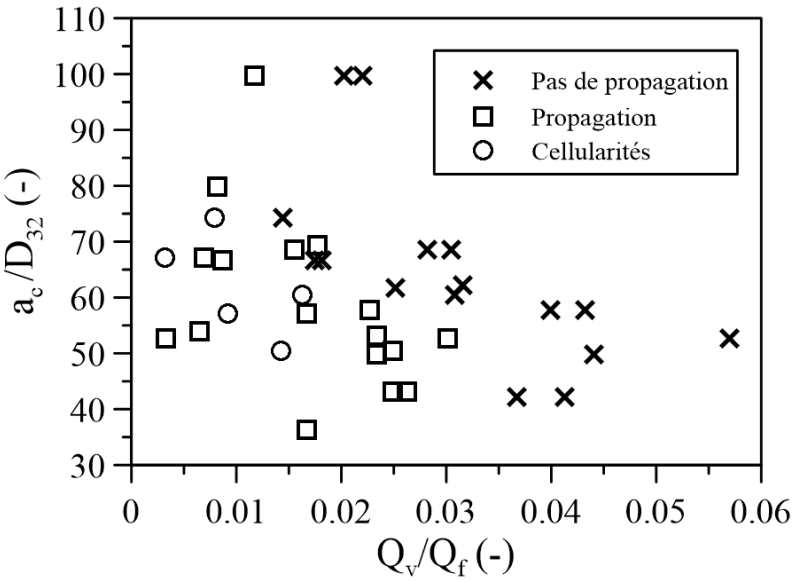


FIGURE 8.13 – Diagramme expérimental des observations morphologiques de toutes les flammes diphasiques d'eau (méthane-air-eau et propane-air-eau riche et pauvre). Mise en évidence de l'effet puits thermique lors du changement de phase liquide→gaz de l'aérosol sur le régime de stabilité.

contrôlable du milieu gazeux a été obtenu par la préparation de trois prémélanges. Les résultats de cette section suggèrent que l'effet puits thermique n'est pas moteur dans l'apparition des instabilités de la combustion diphasique. Finalement, nos résultats expérimentaux ne corroborent pas l'effet démontré théoriquement par Greenberg et al. [151]. Dans leurs travaux, l'influence du spray est évaluée avec la limite du régime stable/instable (paramètre de contrôle l) sur la charge liquide (rapport de masse du combustible liquide sur la masse totale du combustible) et le coefficient de vaporisation (volatilité du carburant et taille des gouttes). Un décalage de la limite stable/instable est démontré pour le cas riche avec une charge liquide croissante et un coefficient de vaporisation croissant, favorable à une apparition prématurée de cellules par rapport aux homologues gazeux. Cependant, pour une charge liquide maximum (tout le carburant en gouttes), la limite est poussée de $l = -2$ (valeur théorique du paramètre de stabilité réduit pour les flammes gaz) à un peu moins de $l \approx -1$. En application à des expériences de combustion de brouillard comme celles de la thèse (carburant usuel et charge liquide réaliste), le décalage calculé n'est pas suffisant pour être décelable. Il peut néanmoins expliquer le résultat du graphe (c) de la figure 8.12 avec l'observation de flammes diphasiques instables dans la zone stable des flammes gaz.

8.5 L'hypothèse des gouttes comme obstacle physique

8.5.1 Évaporation non complète et instabilités

Cette section, contrairement aux deux précédentes, ne présente pas d'expériences originales pour l'investigation de l'effet « obstacle » des gouttes de carburant sur l'onde de combustion. Nous avons démontré dans le Chapitre 7 que certaines conditions conduisent à une évaporation non complète des gouttes avant l'arrivée de la flamme. Les gouttes peuvent alors traverser la zone de réaction et agir comme obstacle. C'est pourquoi, cette section propose de confronter les observations morphologiques de la surface des flammes diphasiques obtenues avec le diagnostic d'ombroscopie (Chapitre 6) avec les identifications expérimentales du passage/non-passage des gouttes d'éthanol dans la flamme (Chapitre 7). Les morphologies classées en Stable et Craquelure ont été associées à « absence d'instabilités » et, les morphologies de cellularités en Petite et Grande structure ont été regroupées en « présence d'instabilités ». Ces deux catégories ont été tracées dans un espace $P_{ini.}/\Phi_T$, avec les zones identifiées de passage et non-passage des gouttes dans la flamme indiquées respectivement par des zones orange et bleue sur la figure 8.14 ci-dessous. On rappelle que les conditions d'allumage des expériences considérées sur le diagramme correspondent à des milieux équivalents homogènes gaz stables.

Le diagramme démontre un lien clair entre la traversée des gouttes dans la flamme lors de sa propagation et l'apparition d'instabilités cellulaires sur la surface des flammes. Le candidat « goutte obstacle » apparaît donc comme le phénomène prépondérant pour le déclenchement des instabilités des flammes diphasiques. Des études numériques menées en parallèle des présentes expérimentations par Haldenwang et al ont conforté cette conclusion avec l'identification d'instabilités de type Darrieus-Landau (purement hydrodynamique) déclenchées par les gouttes qui pénètrent le front de flamme [165]. La diversité de la topologie des instabilités a volontairement été réduite pour le tracé, et il est naturel de se poser la question d'un lien éventuel existant entre la topologie des flammes diphasiques et la nature de la perturbation induite par le passage des gouttes. La théorie développée sur les instabilités de type Darrieus-Landau prédit plusieurs échelles d'instabilités (nombre d'onde n), traduites par différentes tailles de cellules, pour un nombre de Péclet donné Pe [166, 167]. La taille des gouttes et leur interdistance conduisent à différentes situations de perturbations possibles, pouvant déclencher des instabilités cellulaires avec des échelles variées, analogues à celles observées au cours de la thèse.

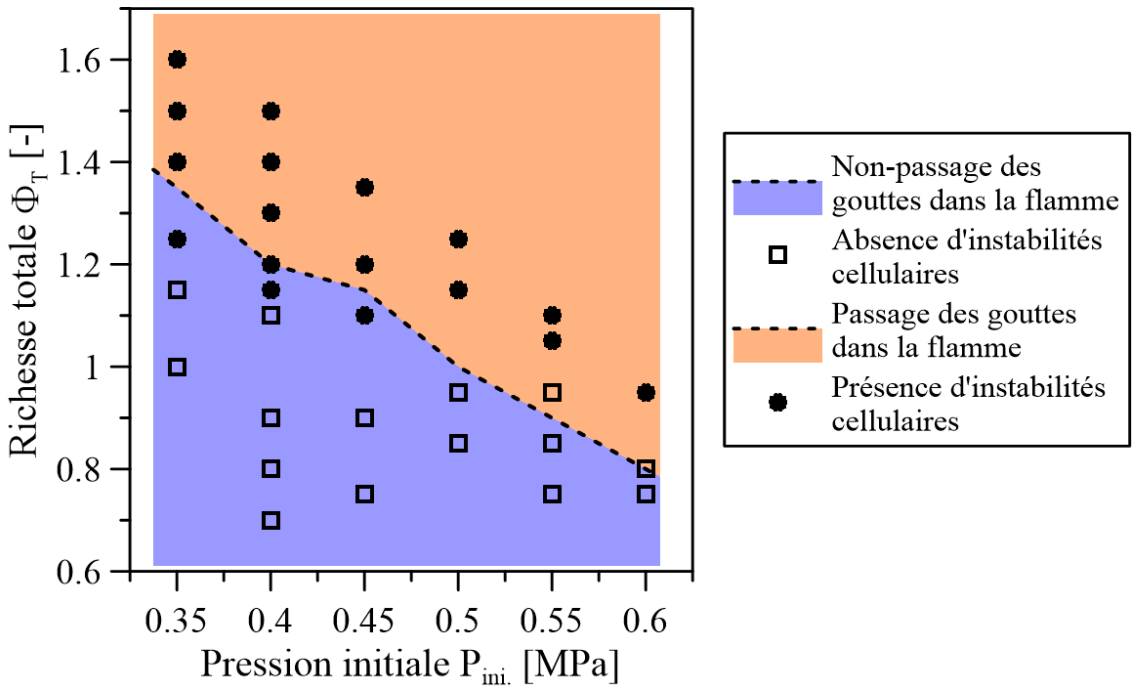


FIGURE 8.14 – Confrontation du régime stable/instable des flammes diphasiques avec l'identification du passage/non-passage des gouttes de carburant dans la flamme dans l'espace $P_{ini.}/\Phi_T$ des expériences d'aérosols d'éthanol en microgravité.

8.5.2 Quel lien avec la topologie des flammes ?

Cette sous-section propose une discussion sur un possible lien existant entre les cellularités de Petite et de Grande échelles, déduites selon notre classification, avec la nature de la perturbation physique des gouttes (granulométrie) dans le cas d'une évaporation non complète. L'épaisseur de flamme δ_L^0, le diamètre initial et la distance séparant les gouttes sont les paramètres clés de l'interaction goutte-flamme. Les cellularités aux Grandes échelles apparaissent pour des rapports δ_L^0/D_{32} élevés (petites gouttes), tandis que les cellularités aux Petites échelles sont induites pour des rapports δ_L^0/D_{32} faibles (gouttes de taille plus importante et flammes peu épaisses). De même, une petite interdistance entre gouttes est plus favorable aux cellularités en Petites échelles (respectivement nombre élevé de gouttes). Pour finir, l'état de passage des gouttes en paquet n'a aucune incidence sur la topologie des instabilités.

8.6 Conclusions

Dans les limites des conditions granulométriques et de réactivité des flammes explorées, le bilan de l'étude sur l'origine des instabilités est le suivant. Il a été prouvé que l'absorption par les gouttes de la chaleur issue de la flamme joue un

rôle minoritaire dans l'apparition des instabilités de la combustion diphasique. Le phénomène de « goutte obstacle » a quant à lui été démontré comme majoritaire dans le déclenchement des instabilités, avec la création d'une perturbation de type Darrieus-Landau au passage de la flamme sur les gouttes non évaporées. Ce dernier a été corroboré et validé par le biais de simulations numériques basées sur une approche théorique [168, 169]. Concernant l'impact de l'équilibre thermo-diffusif du milieu gazeux, un nombre de Lewis élevé aura le même effet stabilisateur sur les instabilités, avec un retard voir une annihilation de l'apparition des cellules. De même, un milieu gazeux avec un nombre de Lewis inférieur à l'unité conduira systématiquement à la formation d'instabilités, indépendamment de la présence d'une phase liquide. Les conclusions majeures concernant les trois candidats au déclenchement des instabilités peuvent être résumées comme suit,

- **1.** Effet thermo-diffusif : identique au cas gazeux.
- **2.** Effet puits thermique : minoritaire.
- **3.** Effet goutte obstacle : majoritaire.

Sur l'ensemble des expériences menées, des conclusions mineures ont également été mises en évidence. Tout d'abord, les gradients de concentration en carburant ne sont pas apparus comme les acteurs principaux de l'apparition prématurée d'instabilités, mais semblent être impliqués dans la topologie des cellularités. Deuxièmement, la nature de la perturbation, exprimée en termes de taille et d'espacement des gouttes, ainsi que l'épaisseur de la flamme sont déterminants dans la structure des surfaces des flammes diphasiques instables.

Rappelons qu'il est difficile expérimentalement d'isoler les phénomènes physiques les uns des autres. Plusieurs pistes ont été ouvertes à travers ce Chapitre, certaines sont closes et d'autres sont encore à explorer. La réponse finale donnée à la question de l'origine des instabilités diphasiques est l'interprétation la plus probable du phénomène multi paramétrique et complexe que forme la combustion diphasique. Finalement, avec une approche athermique de la combustion diphasique, la présence de gouttes, vue comme une localisation ponctuelle de densité infinie par rapport aux gaz frais, ainsi que les variations de richesse présentes entre chaque goutte va induire des variations locales (à l'échelle de l'interdistance entre gouttes) de la position du front de flamme et du champ de vitesse. L'onde de combustion va alors être déformée et des plissements vont apparaître au sein de la surface de flamme, lui donnant un aspect cellulaire spécifique selon la nature de la perturbation.

Quatrième PARTIE IV

CONCLUSIONS GÉNÉRALES

« Une sortie, c'est une entrée que l'on prend dans l'autre sens. »

Boris Vian, *Traité de civisme*

CHAPITRE

9

CONCLUSION GÉNÉRALE

Sommaire

9.1 Conclusions **230**
9.2 Perspectives **232**

9.1 Conclusions

Cette étude expérimentale des flammes diphasiques s'inscrit dans la continuité des études de vaporisation et de combustion de carburant liquide en microgravité menées à l'ICARE depuis plusieurs années. Cette deuxième thèse sur la combustion diphasique a permis d'étendre le domaine d'étude vers une configuration plus réaliste et plus proche des sprays.

L'ambition de ce travail de thèse était avant tout d'améliorer la compréhension de l'interaction spray/combustion à l'aide d'un brouillard statique et monodisperse et d'une flamme en régime laminaire. Ce modèle expérimental simplifié de la combustion des sprays a été choisi pour être en mesure de mettre en lumière les phénomènes clés. De même, les outils bien établis de la combustion monophasique gaz ont pu ainsi être étendus à la caractérisation des flammes diphasiques par une démarche comparative. Plusieurs niveaux ont été explorés avec une première approche macroscopique sur l'influence de la présence d'une phase hétérogène sur la propagation classique d'une flamme laminaire en expansion sphérique. Nous nous sommes ensuite intéressés au cas particulier de l'évaporation des gouttes proches du front de flamme. Notre démarche s'est finalement concentrée sur les mécanismes physico-chimiques existants entre les gouttes et le front de combustion (zone réactive). La configuration expérimentale reproduite avec un brouillard monodisperse en taille de gouttes et la propagation d'une flamme laminaire a permis une étude adaptée et adéquate pour répondre aux ambitions du présent travail. Différentes techniques expérimentales complémentaires ont été mises en place avec : des méthodes de visualisation des flammes (ombroscopie et chimiluminescence), de visualisation des gouttes (tomographie laser et ILIDS) et une technique classique de granulométrie (diffraction laser).

Après un bref rappel des considérations thermodynamiques sur la condensation d'un gaz en liquide, un nouveau cadre expérimental a été proposé afin de décrire la naissance et la croissance des gouttes. La proposition de mesure de la concentration des gouttes de l'équipe de Leeds [55] par le biais d'un diagnostic de tomographie laser a été reconsidérée. Une série de mesures novatrices a pu être entamée avec notamment la comparaison du point de condensation (à $P_f = P_{sat.}$) avec la formation des premières gouttes (visualisation des points lumineux comme des gouttes de taille $> 2\ \mu m$). Nos observations et notre analyse du processus de condensation nous conduisent à penser que la formation des gouttes dans nos conditions se fait via une nucléation hétérogène. Les images de tomographie laser du brouillard se sont révélées être un outil idéal pour une étude statistique via l'application d'algorithme 2D. L'homogénéité des brouillards d'éthanol a été quantifiée par un moment statistique d'ordre 2, σ_ν, et l'hypothèse d'une interdistance entre gouttes proportionnelle à la densité : $a = \sqrt[3]{1/N_d}$ a été testée et validée à partir de PDFs construites sur la base d'un calcul de triangulation. Des mesures granulométriques ont été confrontées

entre la méthode classique (granulomètre à diffraction laser) et les deux diagnostics optiques d'ILIDS et de tomographie laser mis en place, avec leurs traitements informatiques respectifs développés au cours de la thèse. Une très bonne adéquation a été retrouvée autant pour le SMD que pour la densité des gouttes sur la mesure de croissance du brouillard.

Nos regards se sont ensuite tournés vers l'influence d'une phase liquide de carburant sur la propagation d'une flamme laminaire. Des valeurs de vitesse de flamme V_S^0 dans des conditions contrôlées et en microgravité confortent l'idée qu'une flamme évoluant dans un milieu diphasique peut être fortement accélérée (allant jusqu'à 40%). Le présent dispositif expérimental a de surcroît été validé avec la détermination des vitesses de combustion laminaire fondamentale S_L^0 sur des données expérimentales de la littérature ainsi que sur les schémas cinétiques existants via la simulation PREMIX pour plusieurs mélanges air−carburant dans des conditions de pression, température et richesses diverses. La structure des instabilités cellulaires a été analysée quantitativement et les limites de stabilité P/Φ sont élargies dans le cas des flammes diphasiques par rapport à leurs homologues monophasiques gazeux, caractérisées par des nombres de Péclet critiques Pe_c plus faibles.

Forts de ces différentes observations, les interactions entre les gouttes en mouvement et l'avancée du front de combustion ont été abordées, et la possibilité de passage des gouttes a été adoptée comme point de mire [56]. Des techniques novatrices (ILIDS haute cadence en suivi Lagrangien et couplage tomographie laser/chimiluminescence) ont conduit à la mesure de décroissance du diamètre de gouttes de carburant en évaporation proche du front de flamme, ainsi qu'à l'identification de la présence de gouttes dans les gaz brûlés. L'extension de la technique ILIDS sur la combustion a ainsi permis la détermination du taux de vaporisation des gouttes en condition réelle de combustion de « spray ». Notre démarche a également conduit à la démonstration expérimentale de la possibilité de traversée des gouttes dans le front de flamme. Un diagramme expérimental de combustion a été construit en reprenant l'ensemble des grandeurs physiques acquises en microgravité au cours de la thèse pour mettre en évidence les temps caractéristiques de combustion et d'évaporation. La vaporisation est apparue comme LE phénomène pilote du passage/non-passage des gouttes à travers la flamme. Un modèle simple d'estimation de l'évolution du diamètre des gouttes au passage d'une flamme a été mis en équation et validé comme outils simple de prédiction de l'état thermodynamique des gouttes dans les gaz brûlés. Trois régimes de combustion diphasique ont été rencontrés et caractérisés avec la combustion pré-vaporisée (évaporation totale des gouttes avant l'arrivée de la flamme), homogène (évaporation totale des gouttes en amont du front de flamme) et hétérogène (non-évaporation totale des gouttes au passage de la flamme et traversée de plusieurs gouttes dans les gaz brûlés).

Enfin, une première piste a été ouverte concernant la description topologique des

flammes, avec l'identification de l'apparition d'instabilités cellulaires sur la surface des flammes diphasiques par la traversée de gouttes de carburant dans l'onde de combustion. Cette étude a été confrontée aux résultats issus des études numériques conduites par Pierre Haldenwang et ses collaborateurs dans l'équipe de combustion du laboratoire M2P2 à Marseille [165]. Le même phénomène de déformation de la flamme a été observé dans leurs simulations numériques reprenant le scénario de passage d'une goutte dans une flamme, et a permis d'identifier la structure cellulaire par une instabilité de type Darrieus-Landau (hydrodynamique). Les étapes préliminaires sur l'investigation de l'origine des instabilités diphasique ont été également fructueuses. L'effet puits thermique identifié par Greenberg et al. [151] n'apparaît pas comme le mécanisme prépondérant pour expliquer l'extension de la limite du régime stable/instable dans le cas des brouillards d'éthanol. L'équilibre thermo-diffusif du milieu gazeux, incarné par le nombre de Lewis Le, possède le même pouvoir stabilisant/déstabilisant sur l'apparition des cellularités diphasiques. En outre, une influence sur la topologie a été remarquée pour des nombres de Lewis différents.

Les résultats accumulés dans ce mémoire constituent finalement une base de données importante pour valider ou bâtir des modèles de combustion diphasique, aussi bien en mélange non réactif (création des gouttes, granulométrie et vaporisation) qu'en mélange réactif (vitesse de flamme, domaine de stabilité, présence d'imbrûlés par l'identification de gouttes dans les gaz brûlés).

9.2 Perspectives

Au bilan d'un travail de recherche, on se dit que autant, voire davantage, de portes ont été ouvertes que fermées. Les perspectives suivantes sont proposées suite au travail présenté dans ce manuscrit :

- La topologie des flammes diphasiques ne peut se satisfaire de l'approche qualitative actuelle pour la suite des travaux. L'extraction du nombre et de la taille des cellules à partir des images d'ombroscopie serait une caractérisation quantitative pertinente.
- L'Annexe E a identifié la source d'erreur majeure de la méthode de comptage des gouttes à partir des images de tomographie laser. Une solution serait de récupérer l'information de taille des taches lumineuses et d'associer celles excédant la valeur attendue (moyenne) comme des gouttes accumulées. Une réestimation du nombre de gouttes pourra ainsi être effectuée.
- L'analyse par les diagrammes de Voronoï et de Delaunay pourrait être étendue. D'une part pendant la combustion, afin de vérifier la conservation des valeurs statistiques de nombre de gouttes par unité de volume et de l'interdistance

moyenne aux abords de la flamme. D'autre part, comme chaque cellule de Voronoï est associée à une goutte pour chaque pas de temps, le suivi temporel d'une goutte en particulier donne directement accès aux dynamiques Lagrangiennes de la concentration sur toute la trajectoire de la goutte [118].

- L'étude granulométrique des brouillards d'éthanol s'est finalement révélée plus fructueuse pour la science des aérosols que pour la combustion diphasique. Un processus de nucléation hétérogène a été identifié comme voie de naissance des gouttes. L'analyse statistique des aires de Voronoï des brouillards a montré que les PDFs des concentrations locales (respectivement des distances inter-goutte) sont décrites par une loi Gamma, que l'on retrouve également dans les études des champs turbulents [170, 171], avec les distances séparant les extremums des éléments de dissipation. Cette analogie laisse penser que la position des sites de nucléation, et donc la répartition des gouttes, serait uniquement gouvernée par la structure géométrique des flux gazeux.

- Il serait intéressant d'ajouter des points sur le diagramme de combustion expérimental proposé dans le Chapitre 7 afin d'en améliorer son interprétation. Le contrôle du nombre de sites de nucléations dans l'enceinte de combustion permettrait d'atteindre des conditions de densité N_d nonaccessibles par le processus classique de détente. Une méthode d'encensement (fumée) serait une voie possible [123], tout comme l'introduction de sites artificiels (sels). Une deuxième idée serait d'étendre la gamme de variation du temps chimique des flammes τ_c, par ajout d'hydrogène.

- Une investigation supplémentaire de l'interaction flamme/gouttes pourrait être conduite à l'aide de particules solides [123]. Celles-ci assurent un prémélange avec un faible effet puits thermique et sans gradient de concentration. Des nouvelles pistes sur le lien entre la topologie des flammes due aux instabilités DL et la granulométrie pourraient être identifiées. Des billes de verre creuses [172] ont été identifiées comme particule potentielle pour des expériences en gravité terrestre en raison de leur masse volumique très faible, offrant des vitesses de sédimentation n'excédant pas le mm/s pour des tailles de 20 μm.

- Un couplage ILIDS et ombroscopie pourra être envisagé afin d'obtenir l'information de taille et d'interdistance (extension de la triangulation sur les centres des taches) en simultanée avec la localisation des gouttes par rapport à la flamme. De même, l'homogénéité des brouillards n'étant pas forcément conservée pour une même condition de génération et d'allumage, l'investigation quantitative de la topologie des flammes diphasiques sur la granulométrie mesurée a tout intérêt à bénéficier d'un couplage des diagnostics.

- Une piste à ne pas négliger est le gradient de concentration en carburant qui s'établit autour de chacune des gouttes lors de l'évaporation de celles-ci à l'approche de la flamme. La nature du gradient semble participer à la

diversité des topologies de cellularités des flammes diphasiques. Une estimation numérique serait alors conseillée.

Le travail présenté ici a été effectué grâce au soutien du CNES dans le cadre d'une politique de recherche fondamentale visant à approfondir la connaissance sur la combustion des mélanges diphasiques.

"[...] et je finirais par répondre à Blaise Pascal qui disait que le silence éternel des espaces infinis l'effrayait en lui répondant et bien que c'est exactement l'éternité de l'espace qui a permis la complexité moléculaire dont nous sommes faits, nous sommes les enfants des silences éternels et des espaces infinis."

Alexandre Astier, *La Physique Quantique*

Cinquième PARTIE V

ANNEXES

« Le mathématicien ne peut regarder le monde directement, mais seulement à travers son reflet, mathématiques en l'occurrence. »

Cédric Vilani, *Théorème vivant*

ANNEXE

A

ILLUSTRATIONS SUPPLÉMENTAIRES

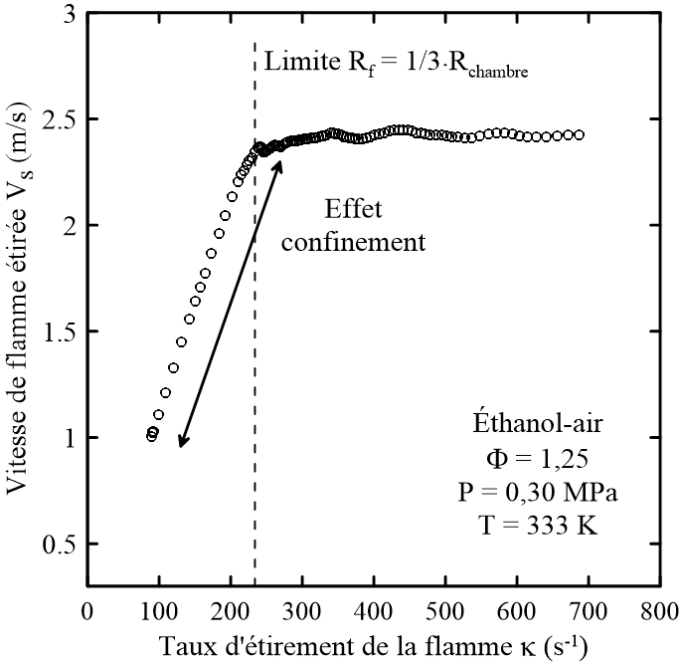


FIGURE A1 – Vitesse de flamme étirée en fonction de l'étirement pour une flamme éthanol/air gaz : influence de l'effet confinement des parois de la chambre.

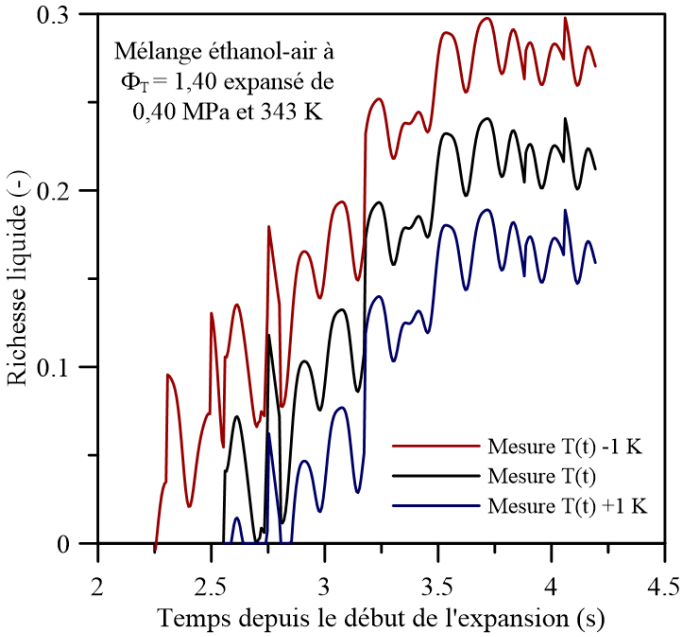


FIGURE A2 – Figure reproduite de la figure 5.4. Sensibilité de la richesse liquide à la mesure de température pendant le processus de détente.

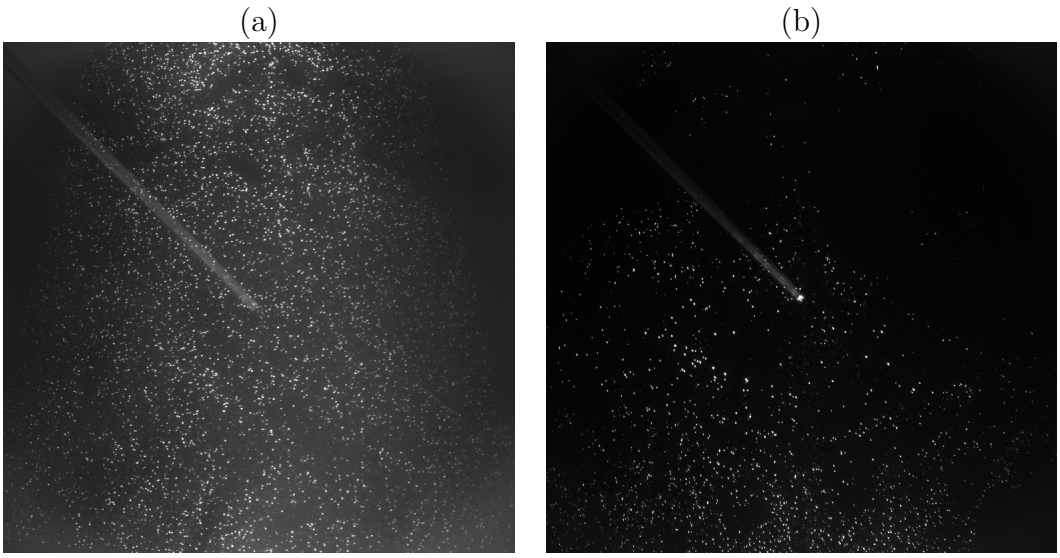
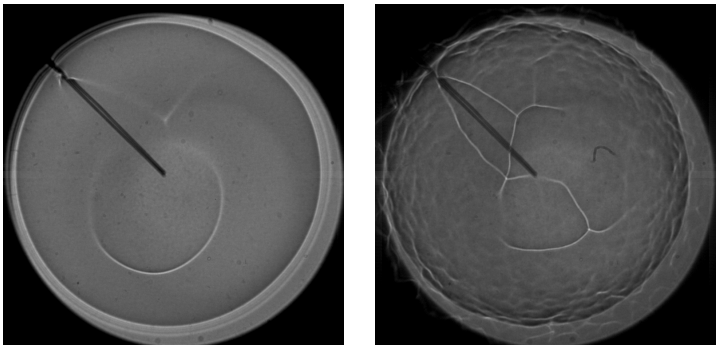


FIGURE A3 – Images de tomographie laser prises avant l'allumage d'un aérosol généré dans les mêmes conditions à $P_{ini.} = 0{,}60\ MPa$, $\Delta P = 0{,}25\ MPa$ et $\Phi_T = 0{,}75$ pour une gravité (a) réduite à $10^{-2}\ g$ (b) terrestre g.



$R_f = 21{,}0\ mm$	$R_f = 20{,}9\ mm$
$t = 15{,}9\ ms$	$t = 13{,}0\ ms$
Conditions allumage	Conditions allumage
$\Phi_T = 0{,}70$	$\Phi_T = 0{,}80$
$P_{allum.} = 0{,}20\ MPa$	$P_{allum.} = 0{,}30\ MPa$
$T_{allum.} = 295\ K$	$T_{allum.} = 307\ K$
$\Phi_L = 0{,}05$	$\Phi_L = 0{,}05$

FIGURE A4 – Images d'ombroscopie des flammes d'aérosol des graphes (a) et (c) respectivement de la figure 6.6.

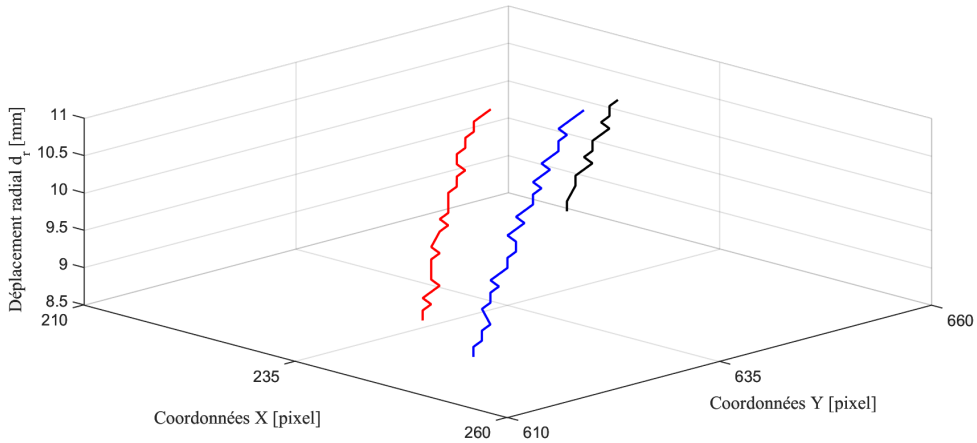


FIGURE A5 – Tracé du déplacement radial de trois gouttes identifiées en état 2 (passage en paquet dans la flamme) dans l'espace du capteur caméra. Conditions du brouillard : $P_{ini.} =$ 0,45 MPa, $T_{ini.} =$ 343 K, $\Delta P =$ 0,15 MPa et $\Phi_T =$ 1,40.

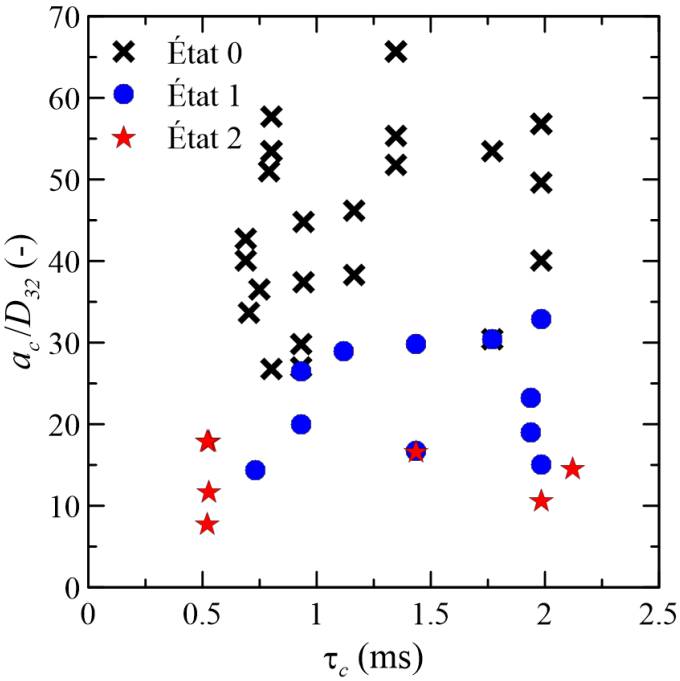


FIGURE A6 – Diagramme expérimental de combustion de l'état (0, 1 ou 2) des gouttes d'éthanol au passage de la flamme en fonction des paramètres de granulométrie des aérosols et du temps chimique τ_c.

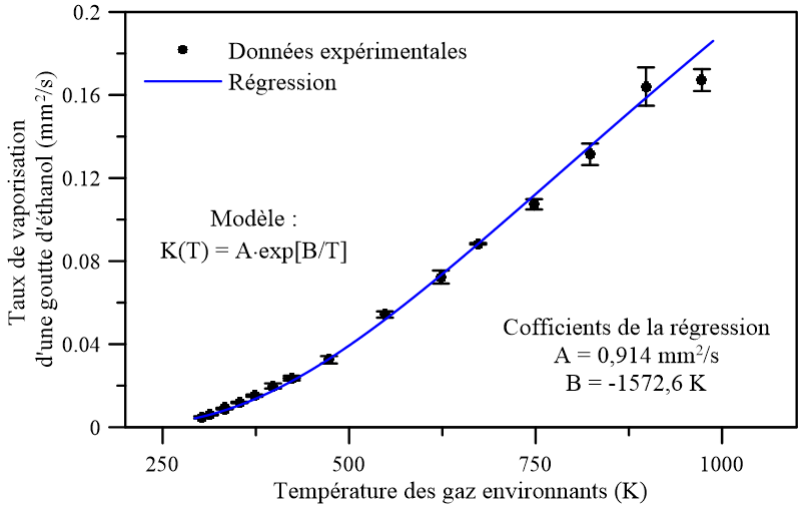


FIGURE A7 – Effet de la température environnante sur la vitesse de vaporisation d'une gouttelette d'éthanol : données expérimentales [150] et corrélation.

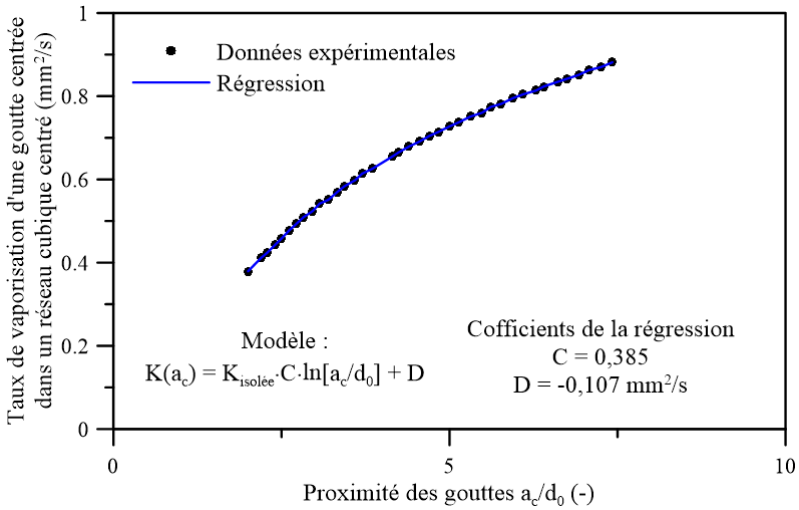


FIGURE A8 – Influence du paramètre de proximité sur la vitesse de vaporisation d'une gouttelette de décane au centre d'un réseau cubique centré : données expérimentales [49] (figure 7) et corrélation. La figure originale est tracée en fonction du rapport de l'interdistance sur le rayon initial de la goutte.

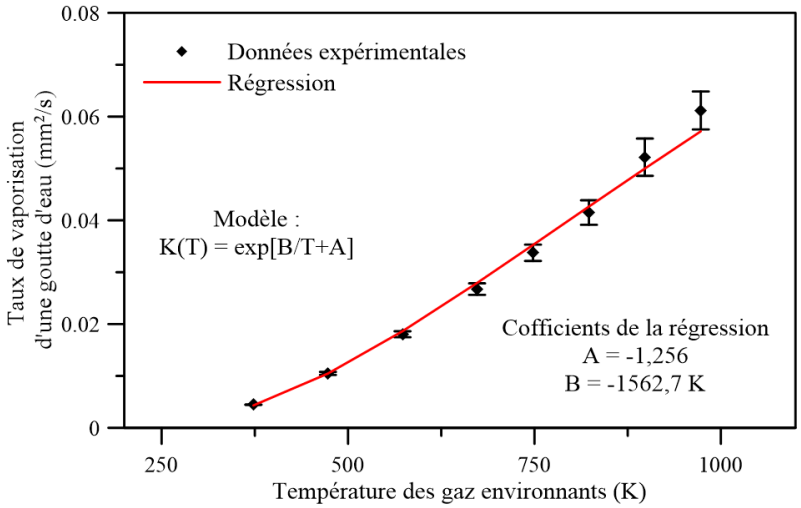


FIGURE A9 – Effet de la température environnante sur la vitesse de vaporisation d'une gouttelette d'eau : données expérimentales [159] et corrélation.

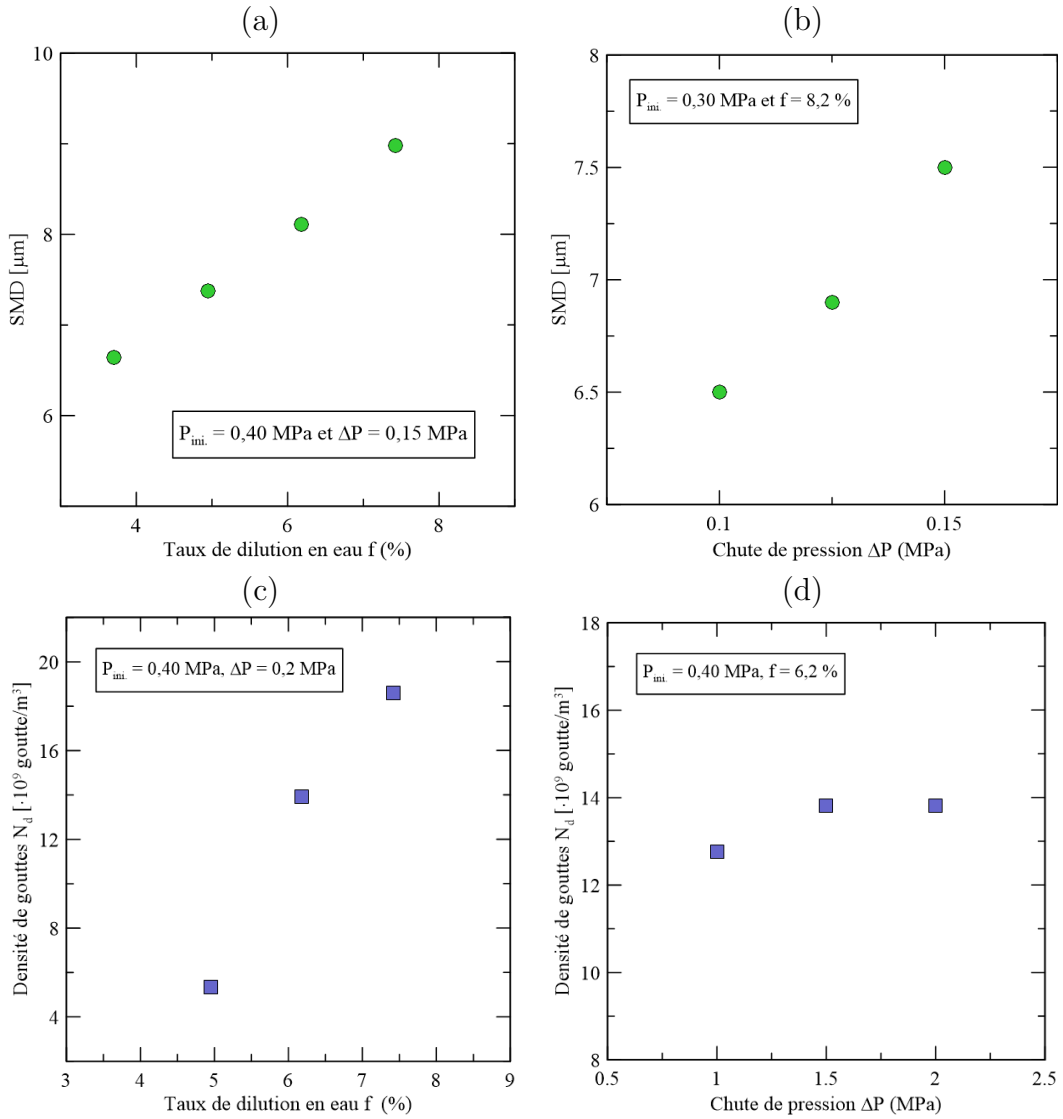


FIGURE A10 – Variation de la granulométrie avant allumage des brouillards d'eau générés dans l'air. Variation du SMD et de la densité de gouttes avec (a)-(c) le taux de dilution en eau f ; (b)-(d) la chute de pression ΔP.

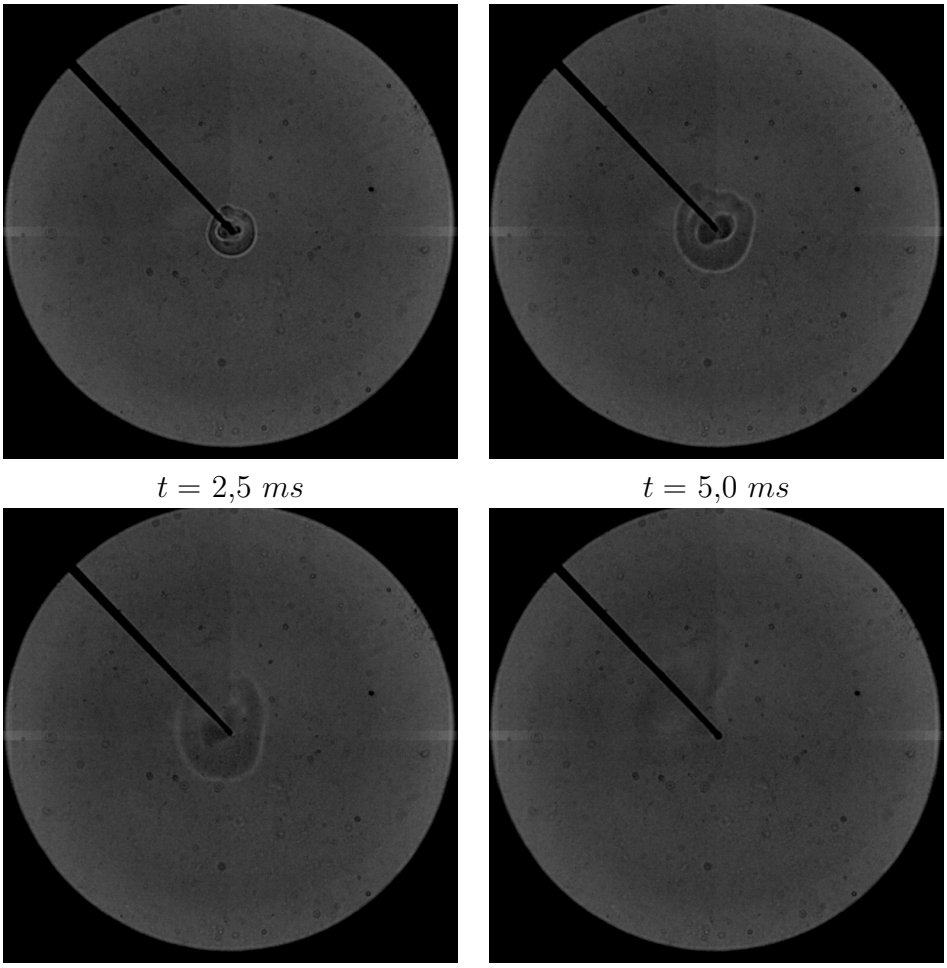


FIGURE A11 – Illustration du phénomène « pas de propagation » pour un mélange diphasique méthane-air-eau à $P_{ini.} = 0{,}30\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$, $f = 5{,}00\ \%$ et $\Phi = 1{,}00$.

ANNEXE

B

PROTOCOLES EXPÉRIMENTAUX

Sommaire

B.1 Remplissage par pression partielle 248

B.1.1 Méthodologie 248

B.1.2 Gaz réels (Van der Waals) 249

B.2 Chromatographie en Phase Gazeuse - TCD 251

B.2.1 Présentation brève 251

B.2.2 Résultats des analyses de composition 253

B.1 Remplissage par pression partielle

La préparation de mélanges gazeux par la méthode de remplissage par pression partielle est présentée avec un exemple. Cette section détaille la préparation d'un mélange CH_4-Air à richesse stœchiométrique. L'ensemble de la méthodologie et du protocole expérimental présenté ici est transférable à tout autre mélange.

B.1.1 Méthodologie

La première étape est le calcul des proportions de chacun des composés, avec les fractions molaires. On considère tout d'abord la réaction de combustion du méthane dans l'air (que l'on considérera bimoléculaire avec r le rapport en volume N_2/O_2) à la stœchiométrie,

$$CH_4 + 2(O_2 + r \cdot N_2) \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 2 \cdot r \cdot N_2$$

En partant de la définition de la richesse, on arrive aux deux équations suivantes,

$$X_{air} = (1 + r) \times \frac{1}{D \cdot \Phi + 1 + r} \qquad \text{et} \qquad X_{CH_4} = 1 - X_{air} \tag{B.1}$$

avec X_i la fraction molaire de l'espèce i et D le rapport n_f/n_{O_2} à la stœchiométrie que l'on calcule selon l'équation suivante,

$$D = \left(\frac{n_f}{n_{O_2}}\right)_{st\text{œ}c.} = \frac{1}{x + y/4 - z/2} \tag{B.2}$$

pour un carburant $C_xH_yO_z$. Ainsi pour du méthane ($x = 1$, $y = 4$ et $z = 0$), un air commun ($r = 3{,}78$) et une richesse $\Phi = 1{,}00$ on obtient les quantités suivantes,

Composé gazeux i	Air	Méthane
Fraction molaire X_i	0,905	0,095

La loi de Dalton nous donne ensuite les pressions partielles P_i des composés,

$$X_i = \frac{P_i}{P_{totale}} \tag{B.3}$$

à partir de la pression totale désirée P_{totale} du mélange à préparer. Cette équation n'est cependant valide que sous l'hypothèse des gaz parfaits ($n \propto P$), qui stipule que les gaz sont animés de mouvements aléatoires et que les molécules, dont la taille est négligée, n'interagissent pas entre elles. Ce modèle n'est donc valable qu'à basse pression où les particules sont suffisamment éloignées.

B.1.2 Gaz réels (Van der Waals)

La préparation des prémélanges et des mélanges d'air modifié doit permettre de mener plusieurs expériences et nécessite parfois une charge importante, se traduisant par une pression élevée dans le cylindre de mélange. L'hypothèse des gaz parfaits va trouver ses limites et des erreurs sur les quantités de gaz à injecter peuvent subvenir. C'est pourquoi il convient de considérer un autre modèle plus complet et plus réaliste. Le modèle de Van der Waals (VdW) a été choisi pour se rapprocher du comportement réel des gaz. Son équation d'état est définie comme suit,

$$\left(P + \frac{n^2 \cdot a}{V^2}\right) \times (V - n \cdot b) = n \cdot R \cdot T \tag{B.4}$$

avec n la quantité de matière $[mol]$, P la pression $[Pa]$, R la constante universelle des gaz parfaits $[J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}]$, T la température absolue $[K]$, V le volume $[m^3]$ et les constantes de Van der Waals a (terme de cohésion) $[m^6 \cdot mol^{-2} \cdot Pa]$ et b (covolume molaire) $[m^3 \cdot mol^{-1}]$ qui sont propres à chaque gaz. Les valeurs des constantes de Van der Waals a et b ont été prises du livre [173].

La figure B1 expose le comportement des gaz utilisés pendant la thèse selon une considération gaz parfaits et le modèle de Van der Waals. La courbe montre l'évolution de la pression dans le cylindre en fonction de la quantité de matière (charge). La considération gaz parfait (ligne noire), correspondant au tracé $x = y$, sert de référence de comparaison. Un volume de 11 L et une température ambiante de 298 K ont été pris pour reproduire les conditions de remplissage dans le cylindre. La figure explicite clairement que l'hypothèse des gaz parfaits n'est plus vérifiée pour des charges élevées. Le modèle de Van der Waals est donc indispensable, en particulier pour les mélanges d'air modifié He-O_2-N_2 qui ont dû être chargés à plus de 100 $bars$. Pour des raisons de sécurité, les prémélanges CH_4-Air et C_3H_8-Air n'ont jamais été préparés à des pressions excédant les 20 $bars$. L'Air n'est pas représenté, mais, en raison de sa composition majoritaire en Diazote, peut-être aisément assimilé à la courbe du N_2. De même, le propane n'est pas représenté en raison de sa pression de vapeur saturante faible à température ambiante ($\approx$8 $bars$ à 20^oC). Les prémélanges au propane ont toujours été préparés à faible charge.

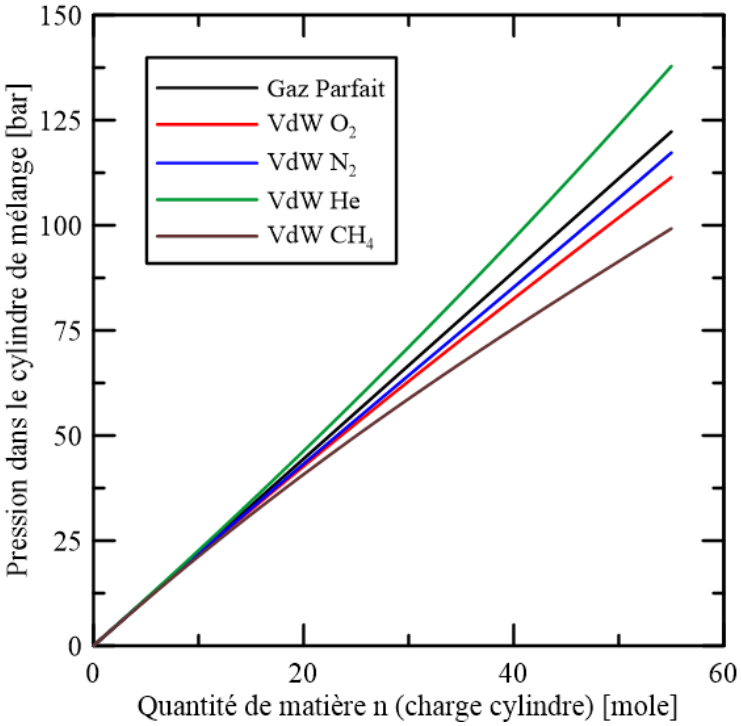


FIGURE B1 – Comportement des différents gaz utilisés pendant la thèse selon l'hypothèse des gaz parfaits et le modèle Van der Waals.

Pour la suite de la méthodologie, on raisonne sur la quantité de matière, qui est la seule grandeur qui reflète fidèlement le nombre de molécules. Dans l'exemple du prémélange au méthane, une faible charge, estimée grossièrement avec la pression finale à atteindre, de ≈2,5 *moles* est suffisante. On obtient 2,2625 *mole* d'air et 0,2375 *mole* de méthane ($n_i = X_i \times n_{totale}$). Dans ce cas de faible charge, les deux modèles sont proches comme le montre le tableau ci-dessous,

Gaz/Grandeur	n_i (*mole*)	P_i gaz parfait (*bar*)	P_i VdW (*bar*)
Air	2,2625	11,20	11,00
Méthane	0,2375	1,18	1,17

mais les valeurs issues du modèle des gaz réels sont malgré tout utilisées afin de garantir une valeur de richesse la plus précise possible. Le nombre de chiffres significatifs à considérer sur le calcul des pressions partielles doit être en concordance avec la résolution du capteur de pression que l'on utilise (au dixième ou au centième).

B.2 Chromatographie en Phase Gazeuse - TCD

B.2.1 Présentation brève

L'analyse des gaz a été effectuée avec un Chromatographe gazeux HP 6890. Une colonne PLOT[1] HP-Molsieve 5A (longueur 30 m et diamètre interne 0,53 mm) a été utilisée pour les gaz O_2, CH_4 et une colonne PLOT HP Plot Q (longueur 30 m et diamètre interne 0,53 mm) pour l'analyse du C_3H_8. Un injecteur (de type *splitless*) chauffé à 50^oC est utilisé pour l'injection des mélanges à analyser et de l'hélium (à 99,9999% de pureté) est utilisé comme gaz vecteur. La détection est réalisée avec un TCD (*Thermal Conductivity Detector*) et la séparation est menée à 50^oC (température du four). Pour les injections, un système de compression avec un piston et un manomètre sont utilisés pour remplir la boucle d'échantillonnage (volume de 85 μL) à une pression contrôlée avec précision de 400 $Torr$. Les analyses He ont été effectuées avec le même système, mais avec la colonne HP-Molsieve 5A où l'argon a été utilisé comme gaz porteur avec une polarité négative pour le TCD.

L'analyse chromatographique fournit un chromatogramme (tension versus temps) qui traduit la réponse du TCD au passage des différents composés qui forment le mélange. Le temps de rétention (en *minutes*) traduit l'affinité d'un analyte avec la phase stationnaire (colonne chromatographique) et est resté invariable à chaque analyse. Le temps de rétention permet d'identifier chaque constituant d'un mélange. L'aire du pic est ensuite calculée (intégration automatique ou manuelle) et la correspondance en quantité (% molaire) est déduite à partir d'une courbe d'étalonnage. Cette dernière est construite en mesurant la réponse de plusieurs ballons standards préparés à des valeurs connues de pourcentages molaires. Ces étalons ont été préparés avec les bouteilles (Air Liquide) utilisées pour former les mélanges. Quatre étalons avec 4 concentrations différentes du composé à analyser ont été réalisés à partir du pourcentage molaire attendu, et avec un pas de 1% pour les deux hydrocarbures et de 5 à 10% pour l'hélium et le dioxygène.

1. *Porous Layer Open Tubular.*

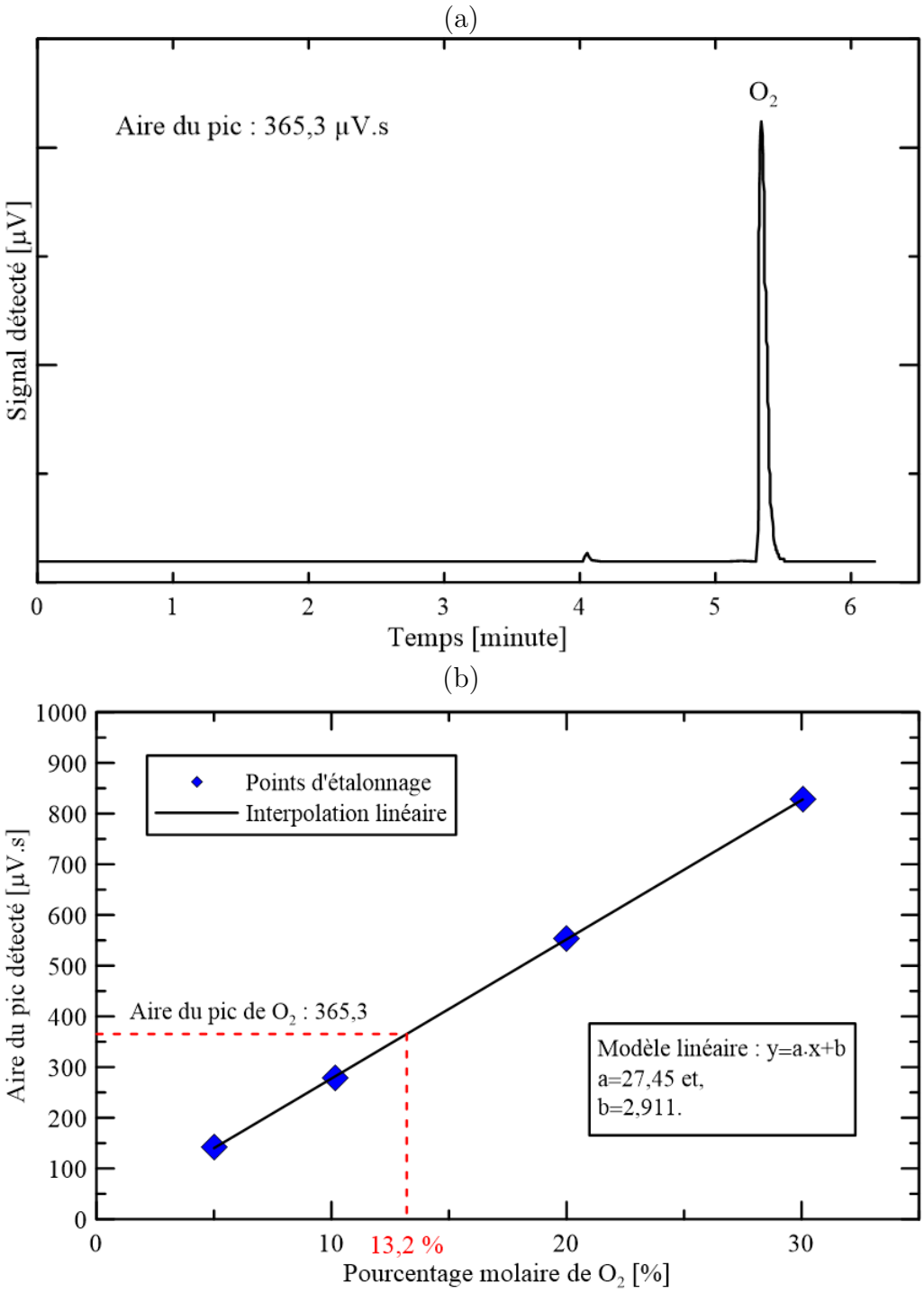


FIGURE B2 – (a) Chromatogramme du mélange He-O_2, détection du dioxygène ; (b) Courbe d'étalonnage du dioxygène illustrant la détermination du pourcentage molaire.

La figure B2 (a) montre le chromatogramme type obtenu sur le mélange He-O_2. Dans ce cas, seul l'oxygène est détecté dans le mélange (l'hélium étant le gaz vecteur), c'est pourquoi on observe uniquement un pic. La figure B2 (b) montre la courbe d'étalonnage du dioxygène. Une interpolation linéaire (calculée avec les moindres carrés) est appliquée sur les points d'étalonnage et l'aire du pic O_2 obtenue sur le chromatogramme (365,3 $\mu V \cdot s$ sur la figure B2 (a)) permet de retrouver la valeur du pourcentage molaire du dioxygène du mélange, de 13,2%.

Concernant la marge d'incertitude, six mesures consécutives du mélange He-O_2, en suivant scrupuleusement le même protocole, nous a permis d'évaluer l'écart-type des mesures de pourcentage molaire du dioxygène à 0,05. Cette faible valeur donne une bonne confiance dans les résultats de mesure de composition. De même, pour les deux hydrocarbures, l'écart-type se situe aux alentours de 0,01 et pour l'hélium l'écart-type vaut 0,27.

B.2.2 Résultats des analyses de composition

Les deux tableaux ci-dessous exposent les résultats des mesures de composition des différents mélanges utilisés dans la thèse et réalisés dans le cylindre avec la méthode de remplissage par pression partielle. Les prémélanges sont présentés en premier, où seul le carburant a été mesuré par chromatographie et le second composé (l'Air) a été simplement déduit.

Prémélange	**Méthane-Air**		**Propane-Air (1)**		**Propane-Air (2)**	
Composé	CH_4	Air	C_3H_8	Air	C_3H_8	Air
% molaire consigne	9,50	90,50	3,24	96,76	5,15	94,85
% molaire CPG	9,55	90,45	3,30	96,70	5,28	94,72
Richesse consigne	1,00		0,80		1,30	
Richesse réelle	1,01		0,82		1,33	

Tableau B.1 – Résultats d'analyse de composition par CPG-TCD des prémélanges (mesures indiquées en bleu).

Les mesures de composition par chromatographie montrent que les trois prémélanges ont été préparés avec une très bonne précision. Les richesses réelles n'excèdent pas les 2,5% d'erreur par rapport aux richesses consignes. On remarquera que dans les trois cas, les prémélanges ont été préparés avec un excès de carburant. Le tableau suivant affiche les résultats des trois mélanges d'air modifié. Seuls les composés O_2

et He ont été analysés et la composition du diazote a été calculée par déduction de la quantité totale. La composition des mélanges d'air modifié a été atteinte avec moins de précision que les prémélanges. On remarque sur les trois cas un excédant d'hélium, allant jusqu'à plus de 1% du pourcentage molaire consigne. Malgré tout, la composition réelle reste raisonnablement proche de celle désirée, qui sera acceptable pour le but désiré.

Mélange	**Air modifié (1)**			**Air modifié (2)**			**Air modifié (3)**	
Composé	N_2	O_2	He	N_2	O_2	He	O_2	He
% **molaire consigne**	69,1	20,9	10,0	59,1	20,9	20,0	14,0	86,0
% **molaire CPG**	67,0	21,9	11,1	57,1	21,4	21,5	13,2	86,8

Tableau B.2 – Résultats d'analyse de composition par CPG-TCD des mélanges d'air modifié (mesures indiquées en bleu).

Les mélanges d'air modifié (1) et (2) ont été réalisés par pression partielle en suivant un ordre de remplissage par quantité de gaz croissante. Ce qui signifie que le diazote a été ajouté en dernier, de manière à compléter le mélange. Autrement dit, les erreurs ont été commises sur le remplissage des deux premiers gaz : O_2 et/ou He. On pourra suspecter l'hélium qui, de par son faible poids moléculaire, possède des propriétés gazeuses particulières, notamment en termes de diffusion moléculaire (fuites) et thermique (fausseté de la lecture pression).

ANNEXE

C

MATHÉMATIQUES

Sommaire

C.1 Régression 256

C.1.1 Régression linéaire 256

C.1.2 Régression non-linéaire 259

C.2 Propagation d'erreur 260

C.2.1 Notions 260

C.2.2 Incertitude sur le volume de mesure de la nappe laser . . 261

C.2.3 Incertitude sur la densité de gouttes N_d (évaluée par tomographie laser) 263

C.3 Estimation du taux de chevauchement Υ 263

C.4 L'épaisseur de flamme thermique 265

C.4.1 Méthode calculatoire 265

C.4.2 Définition des bornes dans le profil de température 266

C.5 Calcul du nombre de Lewis effectif $Le_{eff.}$ 268

C.1 Régression

La régression est une méthode statistique qui établit une relation entre une variable x et une variable y. Cet outil mathématique a été souvent utilisé dans la thèse, principalement pour bénéficier des avantages d'une fonction par rapport à un ensemble de valeurs discrètes (pour le calcul de dérivée, extraire les paramètres d'une loi de probabilité ou pour atteindre des valeurs particulières). On présente dans les sous-sections suivantes le développement des équations et les méthodologies numériques pour le calcul de régressions linéaire et non-linéaire.

C.1.1 Régression linéaire

Toute la difficulté de la régression réside dans le choix de la relation, ou du modèle, qui doit représenter au mieux le comportement de n valeurs de y_i en fonction de n valeurs de x_i. La régression linéaire, qui comprend le modèle affine et polynomial, est la plus souvent rencontrée dans la thèse et sera présentée en premier. La relation recherchée est une fonction de la forme,

$$\hat{y}_i(x_i; b_d) = \sum_{d=0}^{p} b_d \cdot x_i^d$$

avec $\hat{y}_i(x_i; b_d)$ le modèle et b_d les coefficients des monômes de degré d. Le modèle affine étant simplement retrouvé en imposant $p = 1$.

La relation de régression linéaire est estimée avec la méthode des moindres carrés, qui est particulièrement adaptée pour des données expérimentales entachées d'erreurs de mesure connues. La méthode des moindres carrés est basée sur le principe du maximum de vraisemblance dont le but est de faire passer le modèle au plus près de chacune des ordonnées y_i. Cette méthode vise à minimiser la somme des écarts au carré de la différence entre le modèle pris en x_i et les données réelles y_i. Cette somme des écarts, appelée fonction coût J, est définie comme suit,

$$J(b_d) = \sum_{i=1}^{n} r_i^2(b_d) \tag{C.1}$$

avec n la taille de l'ensemble de données et $r_i(b_d)$ appelé résidus du modèle, qui quantifie l'écart entre les valeurs réelles y_i et la prédiction avec le modèle $\hat{y}_i(x_i; b_d)$

qui vaut,

$$r_i^2(b_d) = \left(\frac{y_i - \hat{y}_i(x_i; b_d)}{\sigma_{y_i}} \right)^2 \tag{C.2}$$

avec σ_{y_i} l'écart-type des valeurs y_i, assimilable à l'incertitude de mesure des données expérimentales. Seule l'incertitude sur les ordonnées sera considérée dans ce manuscrit. L'abscisse est souvent le paramètre d'étude dont l'incertitude peut être assimilée comme négligeable. Chaque écart $y_i - \hat{y}_i(x_i; b_d)$ est alors pondéré par l'écart-type σ_{y_i} des ordonnées. Une ordonnée de faible incertitude (σ_{y_i} petit) contribuera davantage à la construction du modèle de régression. Au contraire, si l'incertitude est très grande ($\sigma_{y_i} \to \infty$), le point associé sera peu pris en compte dans la construction du modèle de régression. Sans perte de généralité, lorsque l'écart-type n'est pas connu ou est inexistant, on impose $\sigma_{y_i} = 1$ et l'équation (C.2) se réduit à,

$$r_i^2(b_d) = (y_i - \hat{y}_i(x_i; b_d))^2. \tag{C.3}$$

En reprenant l'expression du modèle linéaire et les équations (C.1) et (C.2) on obtient,

$$J(b_d) = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_{y_i}^2} \left(y_i - \sum_{d=0}^{p} b_d \cdot x_i^d \right)^2 \tag{C.4}$$

La solution (b_d) qui minimise la fonction coût J satisfait l'égalité suivante,

$$\frac{\partial J(b_d)}{\partial b_d} = 2 \cdot \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{1}{\sigma_{y_i}^2} \cdot \left(x_i^d\right) \cdot \left(\sum_{d=0}^{p} b_d \cdot x_i^d - y_i \right) \right] = 0 \tag{C.5}$$

En adoptant la notation matricielle suivante,

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & x_1^2 & \cdots & x_1^{p-1} & x_1^p \\ 1 & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_n & x_n^2 & \cdots & x_n^{p-1} & x_n^p \end{pmatrix} [n \times (p+1)], \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} b_0 \\ \vdots \\ b_p \end{pmatrix} [(p+1) \times 1],$$

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix} [n \times 1] \quad et, \mathbf{W} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_{y_1}^2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \frac{1}{\sigma_{y_n}^2} \end{pmatrix} [n \times n]$$

on peut réécrire l'équation (C.4) comme suit,

$$\mathbf{J} = (\mathbf{MB} - \mathbf{Y})^T \mathbf{W} (\mathbf{MB} - \mathbf{Y}). \tag{C.6}$$

La matrice **M** est appelée matrice Jacobienne du problème et la matrice diagonale **W** est appelée matrice des poids. L'équation (C.5) peut également être réécrite,

$$grad(\mathbf{J}) = 2\mathbf{M}^T\mathbf{WMB} - 2\mathbf{M}^T\mathbf{WY} = 0 \tag{C.7}$$

et la solution (b_d) désirée, sous forme matricielle **B**, qui satisfait l'équation (C.7) se calcule finalement avec,

$$\mathbf{B} = (\mathbf{M}^T\mathbf{WM})^{-1}\mathbf{M}^T\mathbf{WY} \tag{C.8}$$

Une régression par les moindres carrés possède une solution uniquement si le nombre de points de mesure dépasse le nombre d'inconnues, soit $n > p$. Lorsqu'il y a égalité, la matrice **M** devient une matrice carrée et la solution passe exactement par tous les points. S'il n'y a pas égalité, la matrice **M** devient rectangulaire et la solution est celle qui passe au mieux par tous les points. De même, il est souhaitable d'avoir un nombre de données beaucoup plus grand que le degré du polynôme : $n >> p$ pour contraindre la régression à extraire au mieux la relation désirée. Si les incertitudes ne sont pas connues, la matrice **W** devient la matrice unité.

Dans MATLAB^{TM}, l'équation (C.8) peut se calculer comme suit,

$$B = inv(M' * W * M) * M' * W * Y.$$

L'écriture matricielle a introduit la transposée de la matrice $\mathbf{M}^T$ dans les expressions analytiques, car la matrice **M** n'est pas inversable (la matrice **M** est une matrice rectangle et seules les matrices carrés sont inversables). Il existe cependant une écriture plus compacte dans MATLAB^{TM} qui est également plus rapide et plus précise. Le *backslash* permet de s'affranchir de l'écriture de la transposée. La solution

(b_d) a été donc calculée avec la formule suivante qui exprime une division du vecteur **WY** à partir de la gauche par la matrice **WM**,

$$B = (W * M)\backslash(W * Y).$$

On peut également déterminer l'incertitude sur les coefficients du polynôme modèle σ_{b_d} avec la matrice de covariance des coefficients définie comme suit,

$$cov(\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \sigma^2_{b_0} & \sigma_{b_0;b_1} & \cdots & \sigma_{b_0;b_p} \\ \sigma_{b_1;b_0} & \sigma^2_{b_1} & \vdots & \sigma_{b_1;b_p} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \sigma_{b_p;b_0} & \sigma_{b_p;b_1} & \cdots & \sigma^2_{b_p} \end{pmatrix} [(p+1)\times(p+1)] = (\mathbf{M}^T\mathbf{M})^{-1} \times \sum_{i=1}^{n} \sigma^2_{y_i} \quad \text{(C.9)}$$

C.1.2 Régression non-linéaire

Il arrive souvent que la relation qui transforme les valeurs x_i en y_i ne soit pas linéaire. Une première possibilité est, si la fonction s'y prête, de linéariser le modèle. Dans ce cas on peut faire appel à la méthodologie développée dans la sous-section précédente.

Dans le cas où la fonction modèle n'est pas linéarisable, une méthode numérique est nécessaire. La démarche est identique à la régression linéaire où l'on cherche à minimiser la somme des écarts au carré (équation (C.1)). Pour un jeu de données $(x_i, y_i)_{1\leq i\leq n}$, la fonction coût J est minimum en résolvant l'équation,

$$\forall d, \quad \frac{\partial J(b_d)}{\partial b_d} = 0 \qquad \text{(C.10)}$$

la différence est que ce système de n équations est non linéaire et non-résolvable analytiquement. La fonction intrinsèque *fminsearch* de MATLAB^{TM} est appliquée sur le terme $\sum_{i=1}^{n} r_i^2(b_d)$ de l'équation (C.1). Cette méthode fait appel à l'algorithme itératif d'optimisation non-linéaire de Nelder-Mead [174] qui minimise une fonction continue à partir d'une estimation des solutions (b_d), prise le plus souvent arbitrairement.

C.2 Propagation d'erreur

C.2.1 Notions

Toute mesure est entachée d'erreurs induites par différents facteurs du processus de mesure. L'erreur de mesure caractérise le biais des valeurs mesurées et répond à une loi mathématique (qui n'est souvent pas connue). L'erreur donne un gage de fiabilité et son estimation est un des aspects les plus importants d'une expérience. L'incertitude de mesure permet d'approximer l'erreur de mesure, par analyse statistique, et donne un ensemble de valeurs possibles définissant la probabilité d'être autour de la valeur de mesure annoncée. Toutes les notions et termes abordés ici peuvent être retrouvés dans le document VIP (*Vocabulaire International de Métrologie*) donné par le BIPM [1] (Bureau International des Poids et Mesures).

Il arrive fréquemment, comme rencontré dans ce manuscrit, que l'on combine plusieurs mesures, toutes entachées d'erreurs, pour arriver au résultat final. Il faut alors déterminer comment la combinaison de ces erreurs affecte ce produit final. La méthode de propagation des erreurs est une méthode pour déterminer analytiquement l'incertitude d'une grandeur non mesurée directement, mais obtenue via une formulation. Il suffit d'avoir les erreurs des grandeurs mesurées qui composent la formule. Pour ce faire, on suppose que les erreurs sont décorrélées (la valeur d'une erreur sur une mesure ne dépend pas de celle d'une autre mesure).

Soit une grandeur X telle que $X = f(\alpha_i)$ fonction de n variables indépendantes α_i et dont les variances sont $\sigma^2_{\alpha_i}$, alors l'incertitude σ^2_X sur X peut être approximée par,

$$\sigma^2_X = \sum_{i=1}^{n} \left[\left(\frac{\partial f}{\partial \alpha_i} \right)^2 \cdot \sigma^2_{\alpha_i} \right]. \tag{C.11}$$

Cette expression dérive d'un développement de Taylor et n'est valide que si les erreurs relatives sont suffisamment petites $\sigma_{\alpha_i}/\alpha_i << 1$.

1. **http://www.bipm.org/fr/about-us/**.

C.2.2 Incertitude sur le volume de mesure de la nappe laser

L'incertitude sur le *waist* est donnée par l'équation ci-dessous,

$$\sigma_{w_0}^2 = \left(\frac{2f_{L_1}}{\pi d_{beam}}\right)^2 \cdot \sigma_{\lambda_V}^2 + \left(\frac{2\lambda_V}{\pi d_{beam}}\right)^2 \cdot \sigma_{f_{L_1}}^2 + \left(\frac{2\lambda_V f_{L_1}}{\pi d_{beam}^2}\right)^2 \cdot \sigma_{d_{beam}}^2 \tag{C.12}$$

avec $\sigma_{\lambda_V} = 2\ nm$ et $\sigma_{d_{beam}}/d_{beam} = 10\%$ données par le constructeur (Verdi Coherent) et l'incertitude sur la focale de la lentille $\sigma_{f_{L_1}}/f_{L_1} = 1\%$ déterminée par la méthode de Bessel. On obtient alors une valeur de $\sigma_{w_0} = 0{,}012\ mm$. Ensuite, l'incertitude sur l'épaisseur $e(y)$ de la nappe laser est calculée comme suit,

$$\sigma_e^2(y) = w_0^2 \times \left(\frac{\frac{\lambda_V y^2}{\pi^2 w_0^4}}{\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_V y}{\pi w_0^2}\right)^2}}\right)^2 \cdot \sigma_{\lambda_V}^2 + w_0^2 \times \left(\frac{\frac{y\lambda_V^2}{\pi^2 w_0^4}}{\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_V y}{\pi w_0^2}\right)^2}}\right)^2 \cdot \sigma_y^2$$
$$+ \left(\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_V y}{\pi w_0^2}\right)^2} + w_0 \times \frac{\left(\frac{2\lambda_V^2 y^2}{\pi^2 w_0^5}\right)}{\sqrt{1+\left(\frac{\lambda_V y}{\pi w_0^2}\right)^2}}\right)^2 \cdot \sigma_{w_0}^2 \tag{C.13}$$

avec σ_y l'incertitude sur la position de la nappe laser selon l'axe Oy. Cette dernière ayant été estimée à $\sigma_y = 1\ mm$. Finalement, la figure C1 suivante montre l'évolution de l'incertitude absolue de l'épaisseur de nappe σ_e, reportée sur le tracé de l'épaisseur de nappe e en fonction de la distance y dans le repère $x0y$. Le tracé est limité aux bornes de la zone de visualisation caméra (entre les points H_2 et H_1).

L'incertitude sur les coefficients du modèle de régression affine σ_{a_e} et σ_{b_e} a été évaluée avec la matrice de covariance de régression, à partir des données de $\sigma_e^2(y)$ (*cf.* sous-section C.1.1). Les valeurs suivantes ont été trouvées : $\sigma_{a_e} = 0{,}0018$ et $\sigma_{b_e} = 0{,}101\ mm$.

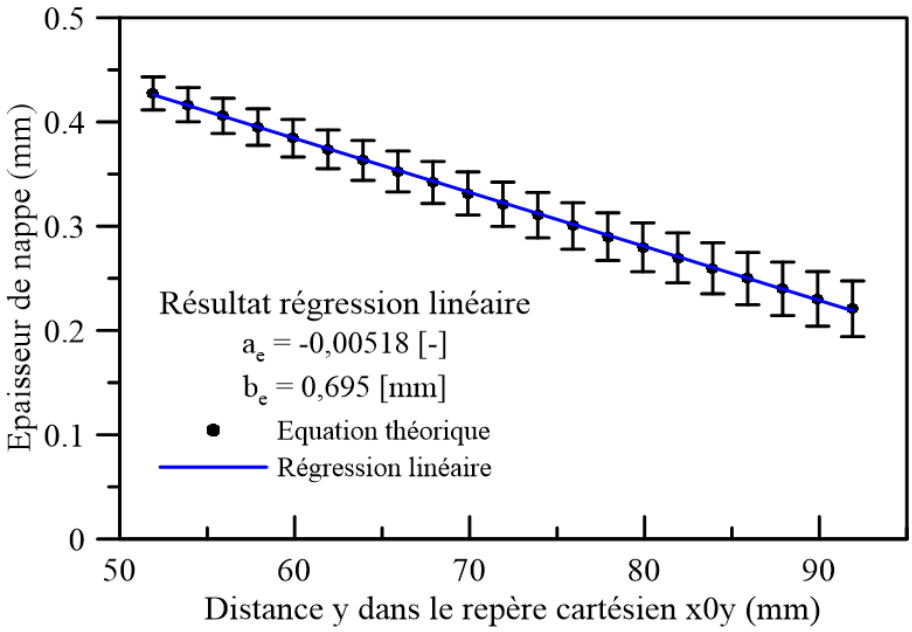


FIGURE C1 – Évolution de l'épaisseur de nappe et de son incertitude en fonction de y du le repère cartésien $x0y$ dans la zone d'enregistrement de la caméra.

Le volume de mesure a été réduit à une largeur de nappe constante, $u(y) = u_p$. Cette valeur a été déterminée telle que $u_p = L_p/768\times$ 40,7, avec L_p la dimension de largeur définie de la zone de traitement, 768 la résolution du capteur et 40,7 mm la taille du champ spatial carré, notée C_{field}, couvert par la zone d'enregistrement. Ce dernier se déduit avec le grandissement optique du diagnostic de tomographie de $G_{opti.} = 0{,}053\ mm/pixel$. L'expression analytique de l'incertitude sur la largeur u_p est la suivante,

$$\sigma_{u_p}^2 = \left(\frac{C_{field}}{768}\right)^2 \cdot \sigma_{L_p}^2 + \left(\frac{L_p}{768}\right)^2 \cdot \sigma_{C_{field}}^2. \tag{C.14}$$

L'incertitude sur la largeur L_p est de $\sigma_{L_p} = 2\ pixels$ et l'incertitude sur la dimension du champ spatial d'observation est de $\sigma_{C_{field}} = 1{,}5\ mm$, avec une valeur d'incertitude sur le grandissement optique de tomographie de $\sigma_{G_{opti.}} = 0{,}002\ mm/pixel$. Finalement, le calcul donne une incertitude de $\sigma_{u_p} = 0{,}8\ mm$ pour une valeur de largeur u_p de 23,7 mm. L'expression de l'incertitude sur le volume de mesure V_{mesure} de l'équation D.22 est donnée ci-dessous,

$$\sigma_{V_{mesure}}^2 = \left(\frac{u_p \cdot H^2}{2}\right)^2 \cdot \sigma_{a_e}^2 + (u_p \cdot H)^2 \cdot \sigma_{b_e}^2 + \left(\frac{a_e \cdot H^2}{2} + b_e \cdot H\right)^2 \cdot \sigma_{u_p}^2$$
$$+ (a_e \cdot u_p \cdot H + b_e \cdot H)^2 \cdot \sigma_H^2 \tag{C.15}$$

où les termes H_1 et H_2 ont été concentrés en un seul terme tel que $H \approx H_1 - H_2$ et $H^2 \approx H_1^2 - H_2^2$, avec $H = C_{field} = 40{,}7\ mm$, permettant de simplifier l'expression sans induire de sous-estimation significative de l'incertitude finale. L'incertitude sur l'évaluation de H a été prise égale à celle de la grandeur C_{field}, soit $\sigma_H = 1{,}5\ mm$. Finalement, une valeur de $\sigma_{V_{mesure}} = 1{,}1{\cdot}10^{-7}\ m^3$ a été trouvée par le calcul, qui équivaut à une incertitude relative de $\approx 36\%$ sur la valeur annoncée du volume de mesure.

C.2.3 Incertitude sur la densité de gouttes N_d (évaluée par tomographie laser)

L'incertitude sur la densité de gouttes obtenue par tomographie laser σ_{N_d} via le comptage du nombre de gouttes N présentes dans la nappe se déduit de la formulation $N_d = N/V_{mesure}$ et vaut,

$$\sigma_{N_d}^2 = \left(\frac{N}{V_{mesure}^2}\right)^2 \cdot \sigma_{V_{mesure}}^2 + \left(\frac{1}{V_{mesure}}\right)^2 \cdot \sigma_N^2 \tag{C.16}$$

avec le volume de mesure V_{mesure} donné en Annexe D.8, l'incertitude sur le volume de mesure $\sigma_{V_{mesure}}$ évaluée en Annexe C.2.2 et l'incertitude sur le nombre de gouttes comptées dans le volume de mesure σ_N donnée en Annexe E.1.3.

C.3 Estimation du taux de chevauchement Υ

Le taux de chevauchement se définit comme le rapport de l'aire du chevauchement des taches sur l'aire totale réunissant toutes les taches présentes sur le capteur. L'estimation du taux de chevauchement peut être obtenue avec la probabilité d'avoir plusieurs taches qui recouvrent le même point sur le capteur de la caméra. Plus précisément, le taux de chevauchement est le rapport entre la probabilité d'avoir au moins deux taches en un point de la caméra sur la probabilité d'avoir au plus une tache sur ce même point. Soit,

$$\Upsilon = \frac{P(N \geq 2)}{P(N \geq 1)} \tag{C.17}$$

avec N le nombre de gouttes. La répartition spatiale des taches sur le capteur peut

être assimilée à une loi de Poisson,

$$P(N) = \frac{\zeta^N}{N!} \cdot e^{-\zeta} \tag{C.18}$$

avec le paramètre de Poisson, ζ, qui représente la densité moyenne de tache sur l'image. Ce dernier peut s'exprimer tel que,

$$\zeta = \int_{z_{l,min}}^{z_{l,max}} \left(\frac{z_l}{z_R}\right)^2 \times N_d \times A_d(z_l) \cdot \mathrm{d}z_l \tag{C.19}$$

avec A_d, l'aire de la tache sur l'image telle que,

$$A_d(z_l) = \frac{\pi}{4} \cdot d^2_{tâche}(z_l) \tag{C.20}$$

Finalement, le coefficient de chevauchement s'exprime en fonction du paramètre de Poisson avec,

$$\Upsilon = \frac{1 - P(N=0) - P(N=1)}{1 - P(N=0)} = \frac{1 - e^{-\zeta} - \zeta \cdot e^{-\zeta}}{1 - e^{-\zeta}}. \tag{C.21}$$

Il s'agit à présent de calculer l'intégrale de l'équation C.19 pour avoir une expression du taux de chevauchement en fonction des paramètres optiques du montage ILIDS. On développe tout d'abord l'expression à l'aide des équations (4.15) et (C.20),

$$\zeta(z_l) = \int_{z_{l,min}}^{z_{l,max}} \left(\frac{z_l}{z_R}\right)^2 \cdot N_d \times \frac{\pi}{4} \times \left(d_a \times \left|1 - z_R \cdot \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_l}\right)\right| + d_{0p}\right)^2 \cdot \mathrm{d}z_l. \tag{C.22}$$

Cette dernière a été résolue numériquement en utilisant la méthode de Simpsons [2]. Pour être codée numériquement, une interpolation Lagrangienne est appliquée à

2. Cette méthode est une technique de calcul numérique d'une intégrale qui estime l'aire sous la courbe par un polynôme quadratique avec une approximation d'ordre 2 de la fonction.

l'expression analytique. Une fois la valeur de ζ calculée, le taux de chevauchement peut être aisément estimé avec l'équation ci-dessous,

$$\Upsilon = 1 + \zeta - \zeta \cdot (1 - e^{-\zeta})^{-1}. \tag{C.23}$$

C.4 L'épaisseur de flamme thermique

C.4.1 Méthode calculatoire

La définition thermique de l'épaisseur de flamme δ_L^0 est la suivante,

$$\delta_L^0 = \frac{T_{ad.} - T_u}{\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x]} \tag{C.24}$$

avec T_u la température des gaz frais, $T_{ad.}$ la température adiabatique de flamme et $T(x)$ le profil de température, obtenu avec le code PREMIX, selon la dimension spatiale x. Un exemple est montré sur la figure C2 (a) pour une flamme gaz éthanol-air à $P = 0{,}33\ MPa$, $T_u = 316\ K$ et $\Phi = 1{,}25$.

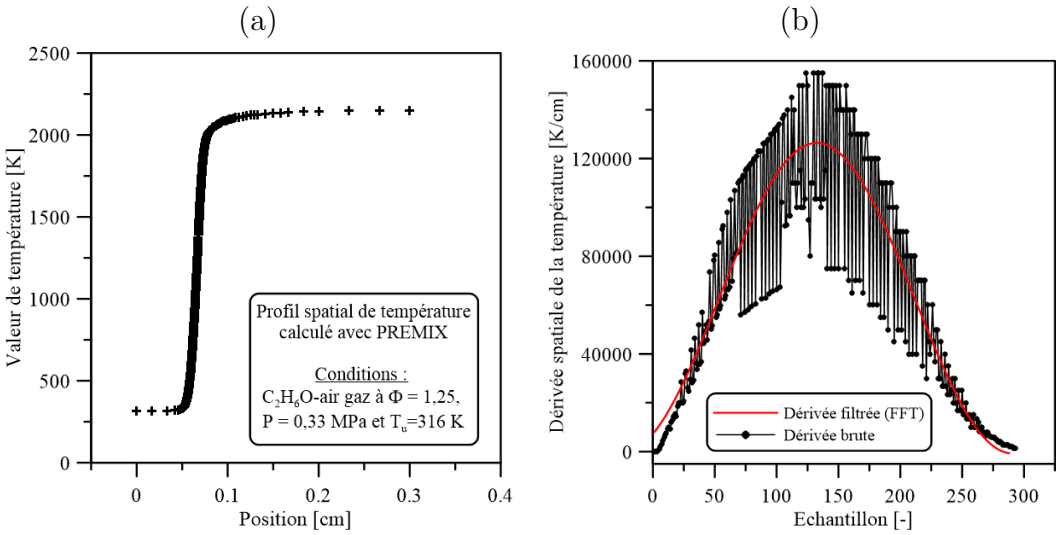


FIGURE C2 – (a) Profil spatial de température calculé avec PREMIX ; (b) Dérivée et filtre par transformée de Fourier de la dérivée du profil spatial de température. Cas d'une flamme gaz éthanol-air à $P = 0{,}33\ MPa$, $T_u = 316\ K$ et $\Phi = 1{,}25$.

En raison de l'aspect non continu du profil de température et d'un pas spatial non constant, le calcul de la dérivée génère du « bruit mathématique » qui altère grandement la détermination exacte du maximum. Pour parer à cela, un filtre par transformée de Fourier a été appliqué aux valeurs de la dérivée pour « débruiter » le signal. Le calcul est procédé par FFT (*Fast Fourier Transform*) et le résultat du filtrage est exposé en figure C2 (b). L'estimation du maximum de la dérivée, $\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x]$, n'est alors plus ambiguë.

La température adiabatique, donnée par EQUIL, est de 2153 K et le gradient maximum de la dérivée de la température, estimée avec la dérivée filtrée par FFT, est de $\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x] = 126429\ K/cm$. Connaissant la température des gaz frais, l'épaisseur de flamme thermique pour le présent cas est de $\delta_L^0 = 0{,}0145\ cm$.

C.4.2 Définition des bornes dans le profil de température

L'épaisseur de flamme, calculée selon la définition thermique, correspond à la distance pour laquelle la tangente au point d'inflexion [3] du profil de température croise les points T_u et $T_{ad.}$.

L'équation de la tangente au point d'inflexion X_{max} est,

$$t(x) = T(X_{max}) + (x - X_{max}) \times \left(\frac{\mathrm{d}T(x)}{\mathrm{d}x}\right)_{x=X_{max}} \tag{C.25}$$

avec,

$$X_{max} \ \text{ tel que } \ \left(\frac{\mathrm{d}^2T(x)}{\mathrm{d}x^2}\right)_{x=X_{max}} = 0 \tag{C.26}$$

On présente un exemple ci-dessous avec un cas méthane-air stœchiométrique à 0,25 MPa et 300 K. Les valeurs sont les suivantes : $X_{max} = 0{,}163\ cm$, $T(X_{max}) = 1434\ K$ et $\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x] = 81674\ K/cm$.

L'épaisseur de flamme thermique est donc égale à,

$$\delta_L^0 = x_2 - x_1 \ \text{ avec } \ t(x_2) = T_{ad.} \ \ et \ \ t(x_1) = T_u \tag{C.27}$$

3. Le point d'inflexion est le point pour lequel la dérivée seconde s'annule. Graphiquement, un point d'inflexion est le point où un changement de concavité d'une courbe s'opère (la tangente coupe la courbe).

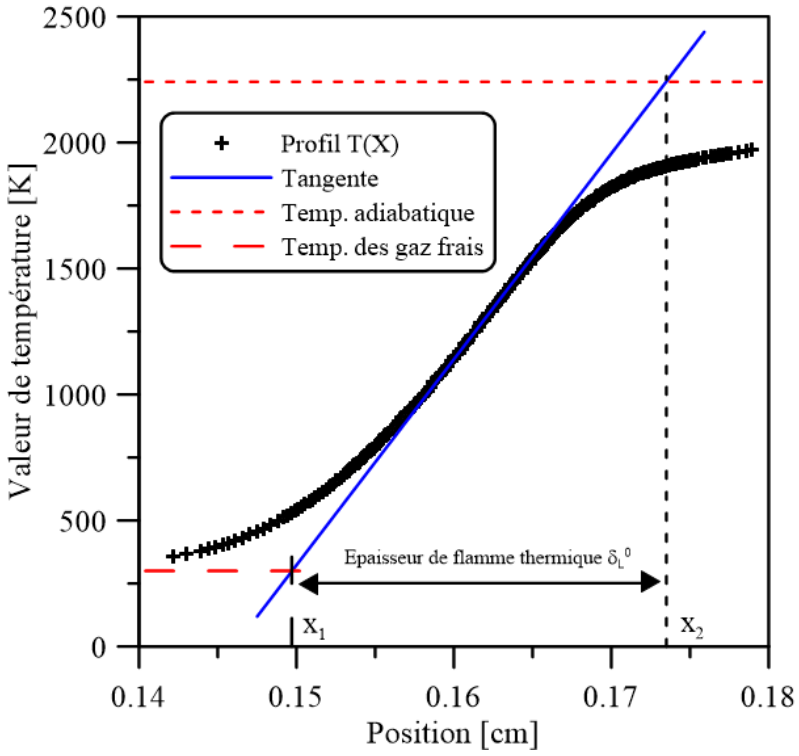


FIGURE C3 – Détermination des bornes d'existence de l'épaisseur de flamme dans le profil de température. Cas méthane-air stœchiométrique à 0,25 MPa et 300 K.

tel que,

$$t(x_2) = \left(\max \frac{\mathrm{d}T(x)}{\mathrm{d}x}\right) \times (x_2 - X_{max}) + T(X_{max}) = T_{ad.} \tag{C.28}$$

et,

$$t(x_1) = \left(\max \frac{\mathrm{d}T(x)}{\mathrm{d}x}\right) \times (x_1 - X_{max}) + T(X_{max}) = T_u. \tag{C.29}$$

En explicitant x_1 et x_2 dans chaque équation (C.28) et (C.29), on arrive aux deux expressions suivantes,

$$x_1 = \frac{T_u - T(X_{max})}{\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x]} + X_{max} \quad \text{et} \quad x_2 = \frac{T_{ad.} - T(X_{max})}{\max[\mathrm{d}T(x)/\mathrm{d}x]} + X_{max}. \tag{C.30}$$

C.5 Calcul du nombre de Lewis effectif $Le_{eff.}$

La difficulté dans l'évaluation du nombre de Lewis effectif est le calcul du nombre de Zel'dovich Ze, qui lui-même dépend de l'énergie d'activation de la flamme E_a,

$$Ze = \frac{E_a \cdot (T_{ad.} - T_u)}{R \cdot T_{ad.}^2} \tag{C.31}$$

avec $T_{ad.}$ la température adiabatique de flamme calculée avec EQUIL et T_u la température des gaz frais. D'après Egolfopoulos et Law [175], le terme E_a peut être déterminé en considérant l'expression suivante,

$$\frac{E_a}{R} = \left(\frac{-2 \times \partial[\ln(\rho_u \cdot S_L^0)]}{\partial(T_{ad.})^{-1}} \right)_{P,\ T\ ,\Phi}. \tag{C.32}$$

La différentielle est évaluée numériquement en calculant les variations des quantités $\rho_u \cdot S_L^0$ et $1/T_{ad.}$ pour les conditions initiales données de Φ, $P_{ini.}$ et $T_{ini.}$ par substitution d'une petite quantité d'azote par de l'argon. Les calculs ont été effectués avec PREMIX pour des pourcentages de substitution d'azote par de l'argon variant entre 0 à 9% par pas unitaire. La figure C4 (a) montre un exemple d'extraction de l'énergie d'activation E_a dans le cas d'un mélange propane-air à 0,1 MPa, 358 K et une richesse de 1,35 avec le tracé de $\ln(\rho_u \cdot S_L^0)$ en fonction de $1/T_{ad.}$. Une régression linéaire est appliquée avec la méthode des moindres carrés sur les dix points correspondant aux 10 cas de substitutions. Le coefficient directeur $-E_a/R$ est obtenu et une valeur d'énergie d'activation de $E_a = 242609\ J/mole$ est déduite sur cet exemple.

On notera que les valeurs d'énergie d'action pour les cas stœchiométriques et proches stœchiométriques (0,9 et 1,1) doivent être interpolées avec les points des autres richesses. Ceci en raison de l'équation C.32 qui n'est valable que pour les richesses suffisamment éloignées de la stœchiométrie, pour lesquelles la vitesse de réaction est contrôlée par le réactif déficient. Une extraction forcée donnera une tendance croissante incorrecte en cette région.

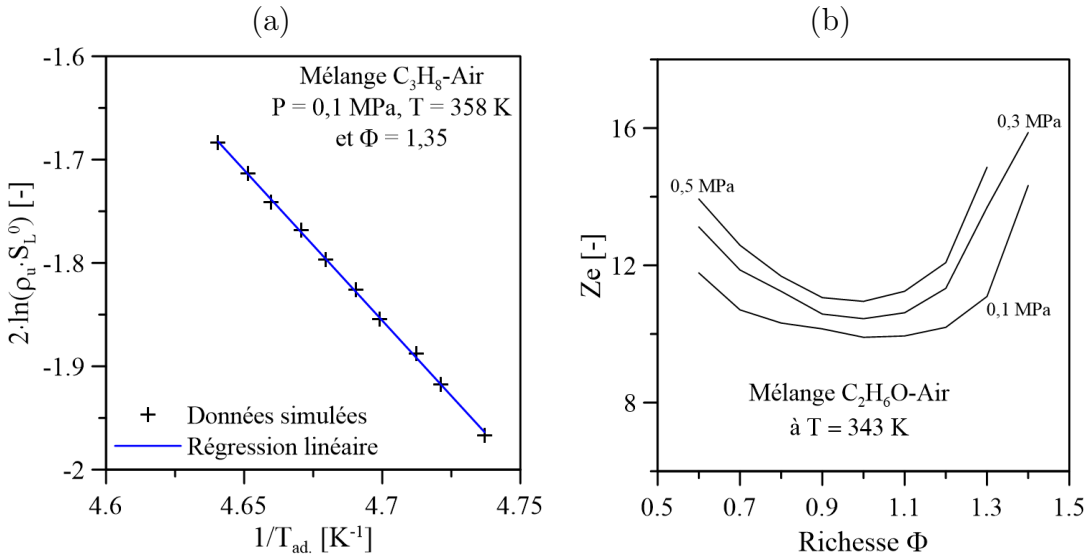


FIGURE C4 – (a) Évaluation de l'énergie d'activation E_a d'un mélange propane-air à 0,1 MPa, 358 K et $\Phi = 1{,}35$ avec le tracé de $2 \cdot \ln(\rho_u \cdot S_L^0)$ en fonction de $1/T_{ad.}$; (b) Variation du nombre de Zel'dovich Ze pour des mélanges éthanol-air en fonction de la richesse et pour différentes pressions initiales à 343 K.

La figure C4 présente la variation du nombre de Zel'dovich de mélanges éthanol-air à 343 K et pour trois pressions initiales différentes. Le comportement de Ze est identique à celui de l'énergie d'activation, qui elle-même reflète l'influence de la température adiabatique de flamme.

On notera que le réalisme des valeurs d'énergie d'activation et de nombre de Zel'dovich dépend de la qualité du schéma cinétique.

ANNEXE

D

PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

Sommaire

D.1 Évaluation de la conductivité thermique k 272

D.2 Évaluation du coefficient adiabatique γ 272

D.3 Évaluation de la diffusivité moléculaire D_m 274

D.4 Évaluation de la viscosité dynamique η 274

D.5 Calcul de l'efficacité d'extinction moyenne $\overline{Q_{ext.}}$ 275

D.6 Détermination de l'épaisseur de la nappe laser 278

D.7 Détermination de la variation de largeur de la nappe laser 280

D.8 Calcul du volume de la nappe laser 283

D.1 Évaluation de la conductivité thermique k

La conductivité thermique du mélange gaz frais a été évaluée avec la formulation suivante [176],

$$k_u = \frac{1}{2} \times \left(\sum_{s=1}^{N} X_s \cdot k_s + \frac{1}{\sum_{s=1}^{N} \frac{X_s}{k_s}} \right) \tag{D.1}$$

avec N le nombre d'espèce composant les gaz frais, soit ici $N = 3$ pour le dioxygène, le diazote et l'éthanol et X_s les fractions molaires des espèces s. La conductivité thermique de chaque espèce s est évaluée avec la corrélation polynomiale suivante,

$$ln[k_s] = \sum_{n=1}^{d} b_{s,d} \cdot [\ln(T)]^{d-1} \tag{D.2}$$

où seule la dépendance en température est considérée (la pression ayant une très faible influence que l'on peut facilement négliger). Avec $d = 4$ (polynôme d'ordre 3) et $b_{s,d}$ les d coefficients polynomiaux propres à l'espèce s. Ces derniers ont été calculés sur des données expérimentales récupérées dans la base de données de l'encyclopédie des gaz d'Air Liquide [1].

D.2 Évaluation du coefficient adiabatique γ

Le coefficient adiabatique γ se définit comme le rapport entre la capacité thermique à pression constante C_p et à volume constant C_V, tel que $\gamma = C_p/C_V$. Pour simplifier la démarche calculatoire, seule la capacité thermique à pression constante a été considérée. La relation de Mayer a été utilisée pour déduire la capacité thermique à volume constant telle que, $C_V = C_p - R$ avec R la constante des gaz parfaits. Le mélange gaz frais a été décomposé par ses trois éléments principaux qui sont le dioxygène, le diazote et l'éthanol. La capacité thermique C_p des gaz frais peut ainsi se calculer suivant l'équation suivante sous l'hypothèse des gaz parfaits,

$$C_p = \sum_{s=1}^{3} (C_p)_s \times X_s \tag{D.3}$$

1. **https://encyclopedia.airliquide.com/fr**.

avec X_s la fraction molaire de l'espèce s. La capacité thermique $(C_p)_s$ pour chaque espèce a été estimée à partir d'un *fit* polynomial de la grandeur C_p/R en fonction de la température de l'espèce (à l'état gazeux) telle que,

$$\frac{(C_p)_s}{R} = \sum_{m=1}^{4} a_{m,s} \cdot T^{m-1} \tag{D.4}$$

avec m l'indice du monôme $a_{m,s}$ de l'espèce s et T^{m-1} la température de l'espèce gazeuse.

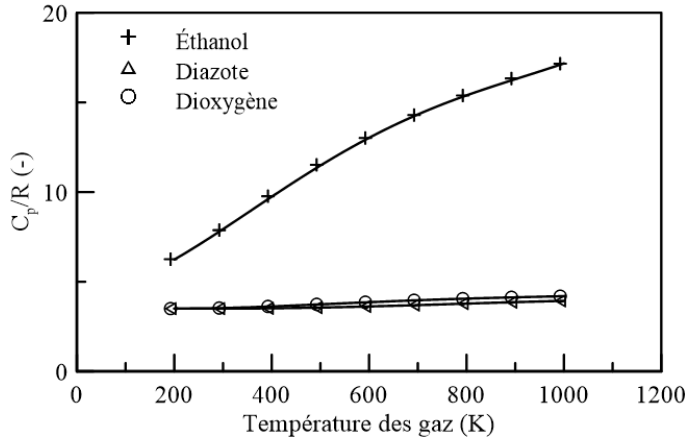


FIGURE D1 – Évolution de la capacité thermique à pression constante ramenée sur la constante des gaz parfaits en fonction de la température des gaz pour le diazote, le dioxygène et l'éthanol. Points : mesure expérimentale ; Lignes : *fit* polynomial de degré 4.

Les coefficients ont été obtenus à un partir de jeux de données expérimentales pour une température variant entre 200 K et 1000 K par pas de 100 K pour avoir suffisamment de points. Les valeurs pour le diazote et le dioxygène ont été récupérées des tables thermochimiques JANAF [2] et pour l'éthanol du WebBook de Chimie du NIST [3]. La figure D1 montre les valeurs de capacité thermique à pression constante avec les *fit* polynomiaux.

Le modèle polynomial a été ensuite utilisé pour atteindre les valeurs particulières du coefficient adiabatique γ pour les différentes températures rencontrées pendant le processus de détente.

2. **http://kinetics.nist.gov/janaf/**.
3. **http://webbook.nist.gov/chemistry/**.

D.3 Évaluation de la diffusivité moléculaire D_m

L'expression de la diffusivité moléculaire du réactif limitant l dans l'inerte abondant i est donnée par l'équation suivante [177],

$$D_{l\to i} = \frac{\sum_{j\neq l}^{N} X_j \cdot M_j}{W \cdot \sum_{j\neq l}^{N} X_i / D_{lj}} \tag{D.5}$$

avec N le nombre de composés du prémélange et le poids moléculaire $W = \sum_{i=1}^{N} X_i \times M_i$. À cela nous devons considérer les diffusivités moléculaires binaires pour les N composés gazeux du mélange gaz frais. Une fois encore nous avons usé de relations empiriques, fonctions du logarithme de la température,

$$\ln(D_{kj}) = \sum_{n=1}^{4} a_{n,kj} \cdot (\ln(T))^{n-1} \tag{D.6}$$

avec D_{kj} la diffusivité moléculaire binaire de l'espèce k dans j et $a_{n,kj}$ les n coefficients polynomiaux propres à chaque combinaison de gaz. Les auto-diffusions (D_{jj}) étant prohibées et les diffusivités binaires étant considérées comme réversibles ($D_{kj} = D_{jk}$). On obtient les 3 diffusivités suivantes à calculer dans le cas d'un mélange gaz frais air−éthanol avec l'air réduit à une composition binaire : $D_{O_2\to C_2H_6O}$, $D_{O_2\to N_2}$ et $D_{C_2H_6O\to N_2}$. Par convention, ont été considérée :

- la diffusivité de l'éthanol dans le diazote pour $\phi \leq 1$,
- la diffusivité du dioxygène dans le diazote pour $\phi > 1$.

Les coefficients de l'équation de corrélation (D.6) ont été obtenus à partir de données expérimentales de diffusion binaire moléculaire [178].

D.4 Évaluation de la viscosité dynamique η

Dans une démarche analogue aux propriétés précédentes, la viscosité dynamique pure des espèces s composant les gaz frais (diazote, dioxygène et éthanol gazeux) a été calculée avec une corrélation en logarithme de la température (l'effet de la

pression étant très faible et négligé),

$$\ln(\eta_s) = \sum_{n=1}^{4} a_{n,s} \cdot (\ln(T))^{n-1} \tag{D.7}$$

pour un polynôme de degré 3 et $a_{n,s}$ les $n = 4$ monômes de la corrélation propres à chaque espèce s. La viscosité dynamique du mélange gaz frais est ensuite calculée avec la relation suivante [177, 179] :

$$\eta = \sum_{s=1}^{3} \frac{X_s \cdot \eta_s}{\sum_{j=s}^{3} X_j \cdot \Lambda_{sj}} \quad \text{avec} \quad \Lambda_{sj} = \frac{1}{\sqrt{8}} \cdot \left(1 + \frac{W_s}{W_j}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(1 + \left(\frac{\eta_s}{\eta_j}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{W_j}{W_s}\right)^{\frac{1}{4}}\right)^2 \tag{D.8}$$

où W est le poids moléculaire tel que $W = X \times M$ avec X la fraction molaire et M la masse molaire. Les coefficients de l'équation (D.8) ont été obtenus à partir de données expérimentales de viscosité du WebBook de Chimie du NIST [4].

D.5 Calcul de l'efficacité d'extinction moyenne $\overline{Q_{ext.}}$

L'objectif fondamental du développement de la théorie de Mie est le calcul des coefficients d'efficacité Q_i pour l'absorption, la diffusion et l'extinction, définis comme suit,

$$Q_i = \frac{\sigma_i}{\pi r_g^2} \tag{D.9}$$

avec σ_i la section efficace du phénomène considéré et πr_g^2 la section efficace de la particule avec r_g son rayon. La procédure détaillée pour l'obtention des coefficients d'efficacité à partir de la solution de Mie est donnée dans le livre de Bohren et Huffman [84]. La relation pour le coefficient d'efficacité d'extinction est,

$$Q_{ext.} = \frac{2}{\varsigma^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot \Re(a_n + b_n) \tag{D.10}$$

avec a_n et b_n les coefficients de Mie, $\Re$ dénotant la partie réelle et ς le paramètre de

4. **http://webbook.nist.gov/chemistry/**.

diffraction égal à,

$$\varsigma = \frac{2\pi \cdot r_g \cdot n_a}{\lambda} \tag{D.11}$$

avec n_a l'indice de réfraction du milieu ambiant et λ la longueur de l'onde électromagnétique. Si la perméabilité magnétique de la particule est la même que celle du milieu ambiant (ce qui est notre cas), les expressions des coefficients de Mie sont données par les formules suivantes,

$$a_n = \frac{m\psi_n(m\varsigma)\psi'_n(\varsigma) - \psi_n(\varsigma)\psi'_n(m\varsigma)}{m\psi_n(m\varsigma)\xi'_n(\varsigma) - \psi_n(\varsigma)\xi'_n(m\varsigma)}, b_n = \frac{\psi_n(m\varsigma)\psi'_n(\varsigma) - m\psi_n(\varsigma)\psi'_n(m\varsigma)}{\psi_n(m\varsigma)\xi'_n(\varsigma) - m\psi_n(\varsigma)\xi'_n(m\varsigma)}, \tag{D.12}$$

où m est l'indice de réfraction complexe de la particule relatif au milieu ambiant, $\psi_n(X) = X \cdot j_n(X)$ et $\xi_n(X) = X \cdot h_n^{(1)}(X)$ avec $j_n(X)$ la fonction de Bessel sphérique du premier type, $h_n^{(1)}(X)$ la fonction de Hankel sphérique du premier type [180] et où le prime désigne la dérivation par rapport à l'argument X.

Le calcul de ces deux coefficients représente la partie la plus difficile de la théorie de Mie en raison de l'implication des fonctions de Bessel et Hankel sphériques, que l'on doit calculer à un ordre n élevé. Une sollicitation numérique est indispensable et le logiciel MATLAB propose des fonctions de Bessel et Hankel double précision performantes jusqu'à des ordres très élevés. Les expressions suivantes sont développées,

$$\psi'_n(X) = [X \cdot j_n(X)]' = X \cdot j_{n-1}(X) - n \cdot j_n(X) \quad et \tag{D.13}$$

$$\xi'_n(X) = [X \cdot h_n^{(1)}(X)]' = X \cdot h_{n-1}^{(1)}(X) - n \cdot h_n^{(1)}(X) \tag{D.14}$$

Les séries infinies de la relation (D.10) peuvent être tronquées à un terme maximum n_{max} et la valeur suivante : $n_{max} = \varsigma + 4 \cdot \varsigma^{1/3} + 2$ est proposée par [84]. Les calculs des coefficients a_n et b_n ainsi que le coefficient $Q_{ext.}$ ont été effectués avec MATLAB à la longueur d'onde du laser $\lambda = \lambda_R = 632{,}8\ nm$.

Pour les milieux absorbants, l'indice de réfraction est complexe. La partie imaginaire χ dénote la décroissance de l'amplitude de la lumière et la partie réelle n est l'indice de réfraction classique défini par le rapport entre la vitesse de la lumière dans le milieu sur la vitesse de la lumière dans le vide. Des valeurs de χ proches de 10^{-8} dénotent un milieu peu absorbant et une valeur à 1 dénote un milieu très

absorbant. L'indice de réfraction complexe relatif au milieu ambiant m est donné par la relation suivante,

$$m = n + \chi \cdot i = \frac{n_g + \chi_g \cdot i}{n_a} \tag{D.15}$$

où $i^2 = 1$, le milieu ambiant est l'air, n_g et n_a les indices de réfraction de la particule et de l'air et χ_g la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe de la particule. La partie réelle n dénote alors le rapport de la vitesse de propagation de la lumière dans la particule sur la vitesse de propagation de la lumière dans l'air. Les valeurs suivantes ont été utilisées : n_a = 1,0002765 évaluée à 15^oC et à 632,8 nm [181] et n_g = 1,3598 et $\chi_g = 8,8227 \cdot 10^{-8}$ évaluées à température ambiante et à 632,8 nm [78].

Des rayons de gouttes entre 1,25 et 12,5 *microns* ont été considérés avec un pas de 0,1 μm. Des nombres d'itérations n_{max} entre 24 pour les petits rayons jusqu'à 146 pour les grands rayons ont été requis. Le graphe ci-dessous montre le tracé du coefficient d'efficacité d'extinction $Q_{ext.}$ pour l'éthanol en fonction du paramètre de diffraction et du rayon de la goutte.

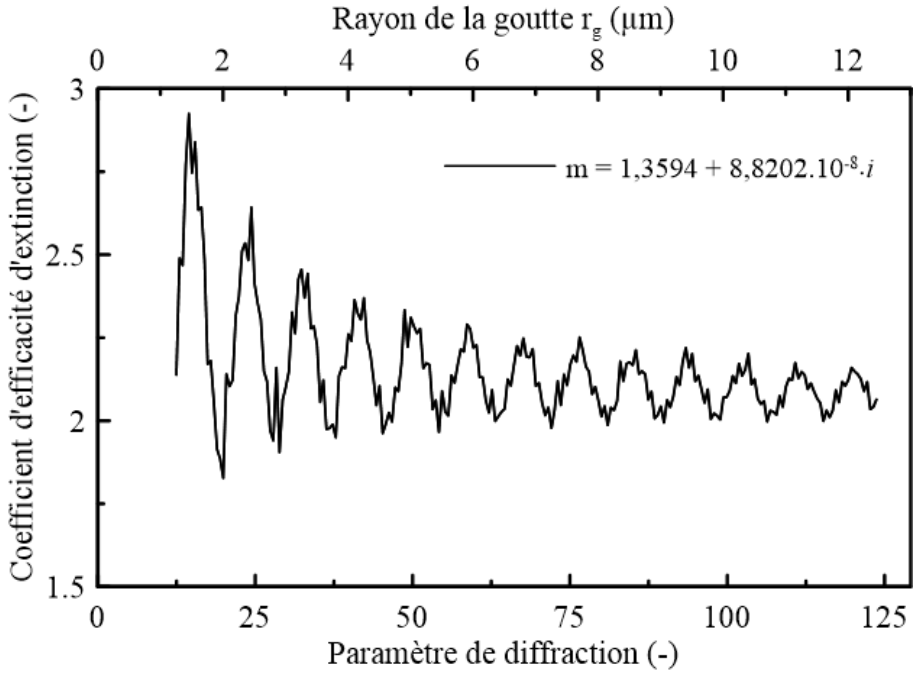


FIGURE D2 – Tracé du coefficient d'efficacité d'extinction d'une goutte d'éthanol dans l'air en fonction du paramètre de diffraction et du rayon de la goutte.

La moyenne sur le rayon peut être finalement déduite à partir des données calculées du graphe D2. Une valeur de $\overline{Q_{ext.}}$ = 2,15 est ainsi récupérée.

D.6 Détermination de l'épaisseur de la nappe laser

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène et isotrope est décrite par les équations de Maxwell (équation d'onde). Dans le cas d'une onde monochromatique (comme le laser), l'équation d'onde peut être réécrite sous la forme de l'équation de Helmholtz. Les rayons laser générés par la source laser (dans la cavité optique) sont assimilables à des ondes sphériques gaussiennes et paraxiales (les rayons suivent une direction privilégiée, selon l'axe y dans notre cas). La résolution de l'équation de Helmholtz sous ces hypothèses donne l'expression fondamentale de l'onde sphérique gaussienne pour laquelle apparaît le profil d'intensité du faisceau gaussien en tout point y. Une des propriétés intéressantes est la décroissance de l'amplitude du champ selon l'axe de la propagation, interprétée dans notre cas par l'évolution de l'épaisseur de nappe en fonction de y [182] telle que,

$$e(y) = 2 \cdot w_0 \times \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_V \cdot y}{\pi \cdot w_0^2}\right)^2} \tag{D.16}$$

avec w_0 est appelé le « waist » (ou « col » en français) qui correspond au demi-diamètre minimal du faisceau. Le faisceau lumineux initial généré par le laser est quasiment cylindrique et la lentille plan-convexe L_1 a pour effet de diminuer la valeur du *waist* telle que,

$$w_0 = 2 \times \frac{\lambda_V \cdot f_{L_1}}{\pi \cdot d_{beam}} \tag{D.17}$$

où f_{L_1} est la distance focale de la lentille L_1, λ_V la longueur d'onde du laser et d_{beam} le diamètre nominal du faisceau laser. Le schéma D3 ci-dessous illustre les propriétés mentionnées d'un faisceau gaussien.

La formule (D.16) est valable à partir de la lentille L_1, et est indépendante de l'action des deux lentilles semi-cylindriques. La variable y de l'équation doit être définie par rapport à la position du *waist*, soit en dessous de la lentille L_1 à sa distance focale de 400 mm. Ainsi pour le calcul, un deuxième repère cartésien $x'0'y'$ a été introduit comme montré sur le schéma D4 ci-dessous.

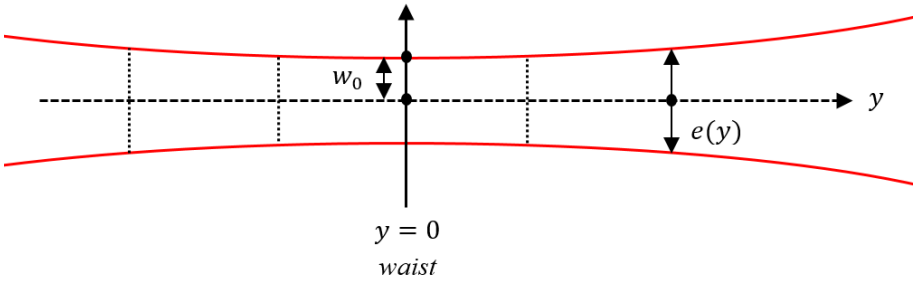


FIGURE D3 – Illustration des propriétés d'un faisceau gaussien. Image reproduite de [182].

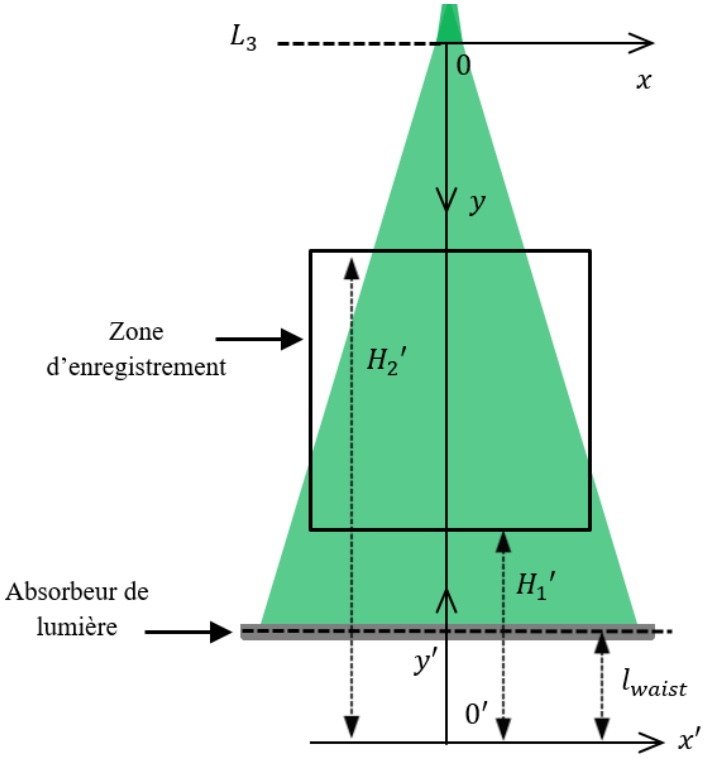


FIGURE D4 – Dessin simplifié du chemin optique, introduction d'un deuxième repère cartésien $x'0'y'$ pour le calcul de l'épaisseur de nappe.

La distance entre la lentille L_1 et l'absorbeur de lumière étant de 389,9 mm, on déduit la position du *waist* à $l_{waist} = 10{,}1\ mm$ en dessous de l'absorbeur. La figure suivante montre l'évolution de l'épaisseur de la nappe e en fonction de la variable y', bornée par la zone de visualisation de la caméra (entre les hauteurs H_1' et H_2', comme montrées sur le schéma D4). L'équivalence en distance y du repère cartésien

initial $x0y$ est également reportée. La zone de visualisation se situe sur la partie décroissante de l'amplitude du champ avec un *waist* de $w_0 = 0{,}06\ mm$ situé au point $0'$. Finalement, l'épaisseur de la nappe est décroissante entre le haut et le bas de la zone de visualisation avec un facteur double (une baisse de ≈400 à ≈200 μm).

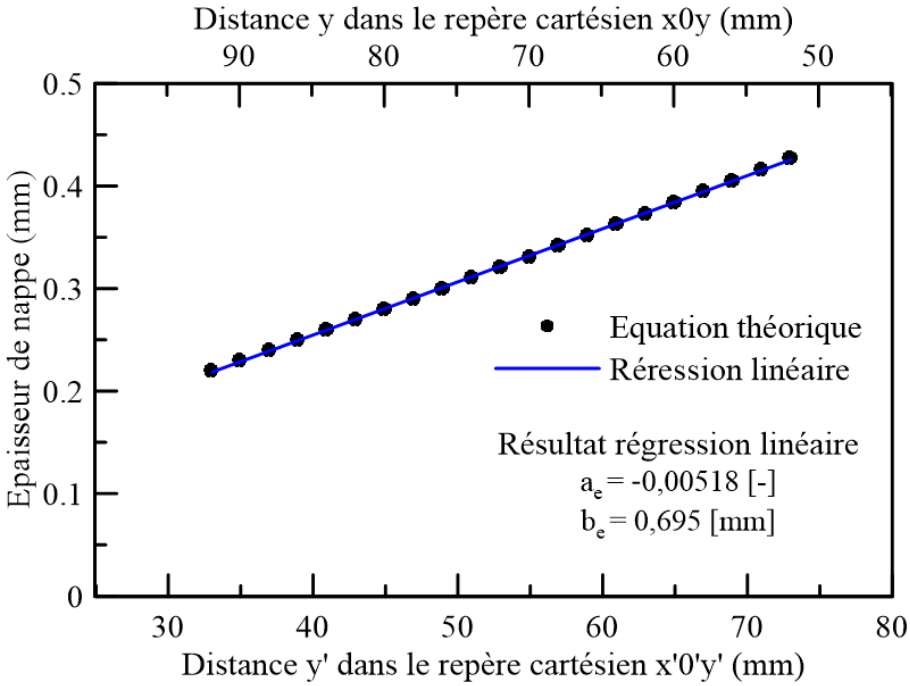


FIGURE D5 – Tracé de l'évolution de l'épaisseur de la nappe laser sur la zone de visualisation permise par la caméra.

La primitive de l'expression de $e(y)$ est connue [5], mais pour des raisons pratiques calculatoires cette relation a été interpolée avec un modèle affine : $e(y) = a_e \times y + b_e$ en fonction de la variable y du repère $x0y$ (voir graphe D5 pour les valeurs de a_e et b_e). L'approximation de cette décroissance avec une fonction affine est raisonnable (le coefficient de détermination de la régression est de 99,97%).

D.7 Détermination de la variation de largeur de la nappe laser

Cette section présente l'évaluation de la variation de largeur de la nappe lumineuse le long du système optique complet, en s'appuyant l'optique géométrique

5. **http://integral-table.com**.

matricielle qui comprend les approximations de Gauss. Le principe de cette méthode est d'associer une matrice à chaque élément optique. Les caractéristiques liées à la propagation peuvent ainsi être déduites par simple multiplication de ces matrices élémentaires.

Le chemin optique à la sortie de la tête laser est le suivant : (1) propagation de la tête laser à la lentille L_1 sur une distance l_t ; (2) lentille L_1 de distance focale f_{L_1} ; (3) propagation de la lentille L_1 à la lentille L_2 sur une distance l_p ; (4) lentille L_2 de distance focale f_{L_2} ; (5) propagation de la lentille L_2 à la lentille L_3 sur une distance l_s ; (6) lentille L_3 de distance focale f_{L_3} ; (7) début du repère cartésien $x0y$ et propagation en y à partir de la lentille L_3 jusqu'à l'absorbeur. L'action du miroir a été négligée. Ainsi chaque « évènement optique » est associé à une matrice élémentaire comme suit,

$$\mathbf{T_1} = \begin{pmatrix} 1 & l_t/n_{air} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T_2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{L_1} & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T_3} = \begin{pmatrix} 1 & l_p/n_{air} \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{T_4} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{L_2} & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T_5} = \begin{pmatrix} 1 & l_s/n_{air} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{T_6} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{L_3} & 1 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{T_7} = \begin{pmatrix} 1 & y/n_{air} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} d_{beam} \\ 0 \end{pmatrix}$$

avec toutes les valeurs des paramètres optiques rappelées dans le tableau D.1 ci-dessous,

Paramètres optiques	l_t	f_{L_1}	l_p	l_s	$f_{L_2} = f_{L_3}$
Valeurs $[mm]$	32,6	400	227,4	47,8	-12,5

Tableau D.1 – Valeurs des paramètres du montage optique de création de la nappe.

et n_{air} étant l'indice de réfraction de l'air, pris égal à 1,000. La matrice **E** est la matrice d'entrée du système, définissant les conditions initiales du faisceau (diamètre et angle d'entrée du faisceau dans le système optique). Ainsi les conditions de sortie, contenue dans la matrice **S**, se calculent suivant,

$$\mathbf{S} = \mathbf{T_7} \times \mathbf{T_6} \times \mathbf{T_5} \times \mathbf{T_4} \times \mathbf{T_3} \times \mathbf{T_2} \times \mathbf{T_1} \times \mathbf{E} \tag{D.18}$$

et l'évolution de la largeur de nappe en sortie du système optique (après la lentille L_3) est donnée par $u(y) = S_{(11)} \times d_{beam}$. L'expression analytique de $S_{(11)}$ est la suivante,

$$S_{(11)} = \left(1 - \frac{y}{n_{air} \cdot f_{L_3}}\right) \times \left(1 - \frac{l_p}{f_{L_1}}\right) +$$

$$\left(\frac{l_s}{n_{air}} - \frac{y \cdot l_s}{(n_{air})^2 \cdot f_{L_3}} + \frac{y}{n_{air}}\right) \times \left(-\frac{1}{f_{L_2}} + \frac{l_p}{f_{L_1} \cdot f_{L_2}} - \frac{1}{f_{L_1}}\right). \tag{D.19}$$

On présente finalement sur la figure D6 ci-dessous la variation de la largeur de la nappe lumineuse sur la zone de visualisation de la caméra. On notera que la largeur de nappe dépasse le champ spatial de la caméra (≈40 mm de côté) aux alentours de $y = 80$ mm. C'est pourquoi la nappe laser est coupée sur les images tomographie.

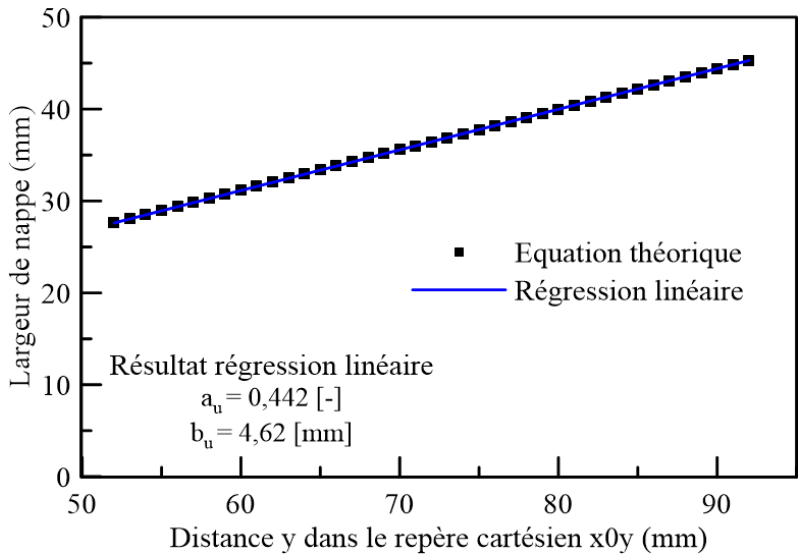


FIGURE D6 – Tracé de la largeur estimée de la nappe laser sur la zone de visualisation permise par la caméra.

Pour des raisons analogues à l'expression de l'épaisseur de nappe (section précédente), une régression linéaire avec un modèle affine a été requise et les valeurs de régression a_u et b_u, obtenues avec un coefficient de détermination de 100%, sont reportées sur le graphe.

D.8 Calcul du volume de la nappe laser

L'estimation du volume de la nappe laser peut être finalisée en explicitant les expressions de $e(y)$ et $u(y)$, déduites des deux sections précédentes. Le référentiel du système cartésien $x0y$ a été considéré et les trois hauteurs suivantes H_1, H_2 et H_3 ont été introduites, comme montrées sur le schéma ci-dessous, pour le calcul de l'intégrale. La hauteur H_3 étant la distance à partir de laquelle la nappe sort du champ de vision.

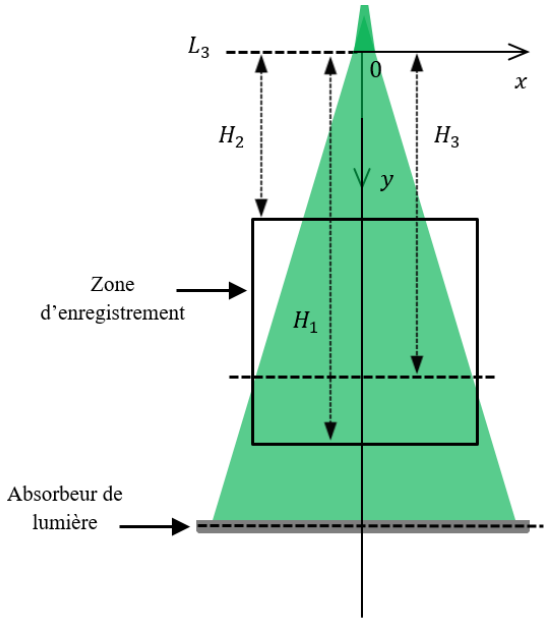


FIGURE D7 – Dessin simplifié du chemin optique, définition des hauteurs H_1, H_2 et H_3 bornant les limites de la zone de visualisation permise par la caméra pour le calcul du volume de nappe.

Ainsi, le volume de la nappe vaut,

$$V_{nappe} = \int_{H_2}^{H_1} e(y) \cdot u(y) \cdot \mathrm{d}y = \int_{H_2}^{H_3} e(y) \cdot u(y) \cdot \mathrm{d}y + \int_{H_3}^{H_1} e(y) \cdot u(y = H_3) \cdot \mathrm{d}y \quad \text{(D.20)}$$

puis en explicitant chaque terme de l'intégrale, l'équation devient,

$$V_{nappe} = \left[\frac{a_e \cdot a_u}{3} \cdot \left(H_3^3 - H_2^3\right) + \frac{a_e \cdot b_u + b_e \cdot a_u}{2} \cdot \left(H_3^2 - H_2^2\right) + b_e \cdot b_u \left(H_3 - H_2\right)\right] +$$

$$\left[\frac{a_e \cdot u(y = H_3)}{2} \cdot \left(H_1^2 - H_3^2\right) + b_e \cdot u(y = H_3) \cdot (H_1 - H_3)\right] \tag{D.21}$$

avec les valeurs des hauteurs $H_1 = 91{,}9\ mm$, $H_2 = 51{,}9\ mm$ et $H_3 = 80{,}0\ mm$ ainsi que $u(y = H_3) = 40{,}0\ mm$. Finalement une valeur de $V_{nappe} = 4{,}5{\cdot}10^{-7}\ m^3$ a été trouvée suite au calcul.

L'étude de sensibilité présentée en section E.2 sur la détermination de la densité de goutte en fonction de la zone de mesure considérée dans la nappe a mis en évidence la non-nécessité de considérer tout le volume de nappe exploitable. La zone de traitement a été réduite à un rectangle, et la largeur du volume de mesure se simplifie à $u(y) = u_p = L_p$. La valeur L_p, déduite de l'étude, est de 448 *pixels* et revient à $448/768\times\ 40{,}7 = u_p = 23{,}7\ mm$ au niveau de la nappe. Ainsi le volume de mesure revient à,

$$\begin{aligned} V_{mesure} &= \int_{H_2}^{H_1} e(y) \cdot u(y) \cdot \mathrm{d}y = \int_{H_2}^{H_1} e(y) \cdot u_p \mathrm{d}y \\ &= \frac{a_e \cdot u_p}{2} \cdot \left(H_1^2 - H_2^2\right) + b_e \cdot u_p \cdot (H_1 - H_2)\,. \end{aligned} \tag{D.22}$$

Le calcul donne une valeur du volume de mesure de $V_{nappe} = 3{,}0{\cdot}10^{-7}\ m^3$.

ANNEXE

E

TRAITEMENT D'IMAGE

Sommaire

E.1 Image synthétique de tomographie laser 286
E.1.1 Algorithme de génération 286
E.1.2 Choix de la méthode de comptage des gouttes 288
E.1.3 Performances de la méthode du masque gaussien 289
E.2 Inhomogénéité lumineuse de la nappe laser 293
E.3 Image synthétique d'ILIDS 298
E.3.1 Génération du motif d'interférence 298
E.3.2 Génération des images synthétiques 300
E.3.3 Performances de la localisation des taches 302
E.3.4 Performances du comptage des franges par FFT 306

E.1 Image synthétique de tomographie laser

E.1.1 Algorithme de génération

La génération d'images synthétiques est particulièrement utile pour valider les traitements informatiques. La maîtrise de tous les éléments qui définissent l'image permet une étude paramétrique précise. La génération d'images synthétiques passe cependant par une certaine connaissance des phénomènes aboutissant à la visualisation de l'image expérimentale. Le but final étant de reproduire le plus fidèlement les observations de l'expérience.

La diffusion de Mie permet de visualiser les gouttes sous forme de points lumineux sur les images. Les gouttes peuvent alors être représentées par des disques. La répartition lumineuse spatiale à l'intérieur de chaque disque $I(x, y)$ est assurée par une fonction exponentielle de la forme suivante,

$$I(x, y) = I_0 \times \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2/a^2 + (y - y_0)^2/b^2}{d^2}\right) \tag{E.1}$$

avec a et b des coefficients influant sur la forme du profil d'intensité spatiale, $I(x, y)$ l'intensité en niveau de gris à la position $(x; y)$, $(x_0; y_0)$ les coordonnées du centre du disque, I_0 l'intensité maximum de la particule et d le diamètre de la particule. La taille des points lumineux est proportionnelle à la taille des gouttes, ainsi pour mimer cet effet, le diamètre des particules a été simulé selon une loi normale telle que $d = \mathcal{N}(d_s, \sigma_{d_s}^2)$. La disposition spatiale des gouttes $(x_0; y_0)$ est assurée par un processus aléatoire obéissant à une distribution uniforme.

L'épaisseur de la nappe lumineuse va influer sur l'intensité de la lumière diffusée, et donc sur l'intensité récupérée par le capteur. L'intensité maximum I_0 va donc s'exprimer comme suit, en fonction de l'épaisseur de la nappe notée Z (paramétrée entre 0 et 1),

$$I_0 = (2^{ch} - 1) \times \exp\left(-\frac{Z^2}{z_0^2}\right) \tag{E.2}$$

avec ch le codage du niveau de gris et z_0 le paramètre de profondeur simulé selon une loi normale centrée réduite (soit $z_0 = \mathcal{N}(0, 1)$) pour prendre en compte la position de la particule dans la nappe. Une particule éloignée dans la nappe sera moins intense lumineusement qu'une particule proche de la caméra. On donne ci-dessous les paramètres ajustables de l'algorithme.

- Nombre de particules générées N_s,
- Taille de l'image L_X et L_Y (en *pixel*),
- Épaisseur de la nappe lumineuse Z (paramétrée entre 0 et 1),
- Diamètre moyen des gouttes d_s (en *pixel*),
- Variation type de la taille des gouttes σ_{d_s} (en *pixel*) et,
- Bruit blanc [1] gaussien d'écart-type σ_{noise} (moyenne nulle).

Le codage du niveau de gris a été pris analogue à celui des images d'expérience ($ch = 8\ bits$). De même, la dimension des images a été fixée à $L_X = L_Y = 768\ pixels$. La taille des particules a été sélectionnée en se basant sur les images d'expériences, avec $d_s = 3\ pixels \pm \sigma_{d_s} = 0{,}5\ pixel$. Les coefficients a et b ont été adoptés tels que $a = b = 1/4$. Pour simplifier le développement de l'algorithme, les particules sont totalement statiques et toute la zone de l'image est utilisée.

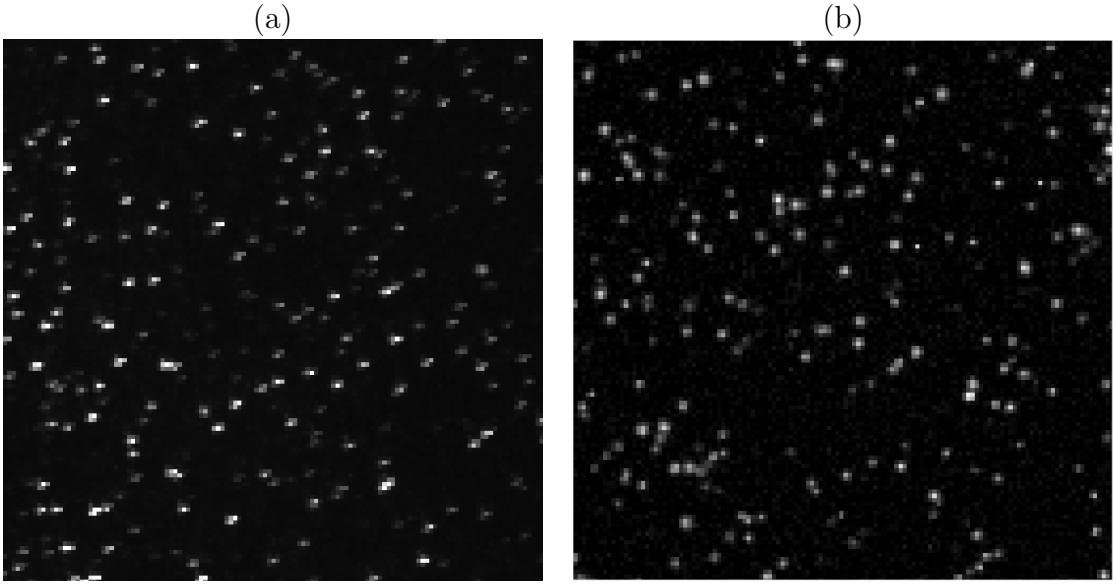


FIGURE E1 – (a) Image réelle zoomée de tomographie laser par diffusion de Mie pour un brouillard à $P_{ini.} = 0{,}45\ MPa$, $\Delta P = 0{,}15\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}20$; (b) Simulation avec $\sigma_{noise} = 0{,}002$, $Z = 0{,}08$ et $N_s = 8000$.

1. Le terme « Blanc » signifie que la densité spectrale de puissance du bruit est constante sur tout le domaine de fréquence.

Un exemple de simulation d'une image de tomographie expérimentale est présenté sur la figure E1, illustrant la capacité de reproduction de l'algorithme. Le lecteur curieux pourra trouver davantage de description et de détail sur la méthodologie et les formules utilisées pour l'élaboration de l'algorithme de génération d'images synthétiques dans la référence suivante [183].

E.1.2 Choix de la méthode de comptage des gouttes

Cette sous-section présente la démarche adoptée pour le choix de la méthode de comptage des gouttes. La méthode de comptage est jugée sur sa capacité à compter correctement les gouttes vues sur l'image avec un taux de performance [2] sur le comptage de particules C_s défini comme suit,

$$C_s = 1 - \frac{N_s - N}{N_s} \tag{E.3}$$

avec N le nombre de gouttes comptées. Trois méthodes issues de la littérature sont confrontées : la méthode du masque gaussien [88], la méthode du seuillage adaptatif [184] et la binarisation (pris comme méthode de référence). Ces trois méthodes différentes ont été comparées et testées sur la configuration la plus simple d'images synthétiques ($\sigma_{noise} = 0$, $\sigma_{d_s} = 0$ et $Z = 0$). L'issu des tests est montré sur le graphe E2 pour différents nombres de gouttes générées entre 500 et 3500 par pas de 500. Chaque algorithme a été utilisé avec les valeurs optimums des paramètres d'entrée, déterminées au préalable suivant une analyse paramétrique itérative.

La méthode du masque gaussien se démarque largement des deux autres méthodes comme étant la plus performante, surtout lorsque le nombre de gouttes générées devient important. La méthode du masque gaussien consiste à créer un modèle (un « masque ») d'une particule, dont le profil d'intensité spatiale est généré avec une fonction gaussienne 2-D, puis d'identifier par intercorrélation 2-D avec ce masque les particules présentes sur l'image. Les paramètres d'entrée de cette méthode sont les suivants :

- le paramètre σ_G qui correspond au diamètre estimé des particules,
- le paramètre c_t qui définit la sensibilité de l'intercorrélation et,
- le paramètre t_l qui est le seuil d'intensité des particules (pour la binarisation).

2. Le taux de performance fait état du pourcentage de gouttes détectées sur toutes les particules potentiellement détectables.

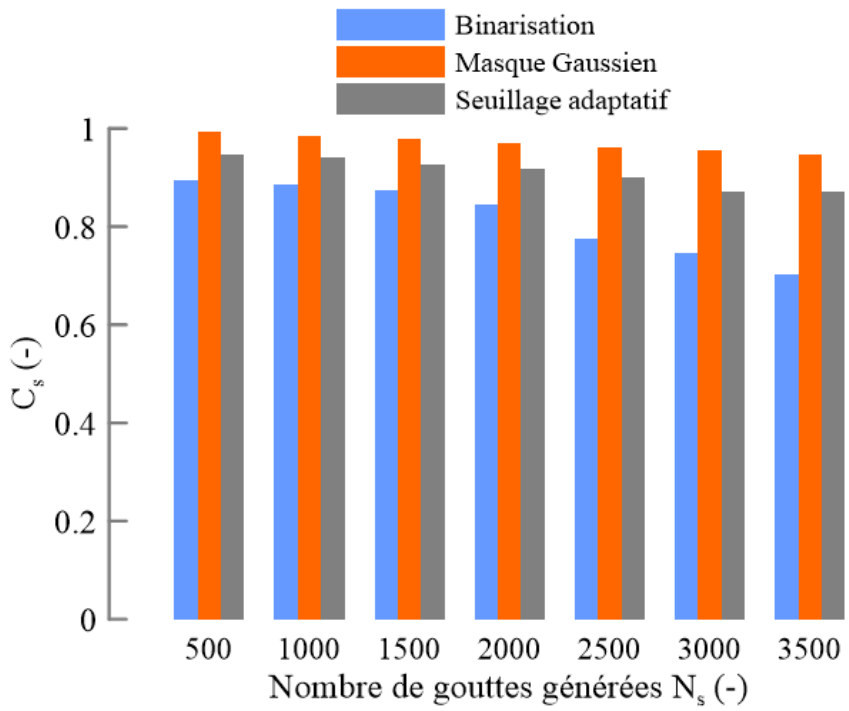


FIGURE E2 – Évaluation de la performance de trois méthodes de comptage sélectionnées dans la littérature avec le taux de performance sur le comptage de particules.

E.1.3 Performances de la méthode du masque gaussien

Le graphe E3 montre les performances de la méthode du masque gaussien avec le tracé du taux de performance en fonction du nombre de gouttes générées pour différentes configurations d'images synthétiques. La stratégie consiste à démarrer avec les images les plus simples pour converger vers des images qui reproduisent les images expérimentales, en jouant sur l'épaisseur de nappe Z et le bruit σ_{noise}. La taille des particules a été simulée systématiquement à $d_s = 3\,pixels \pm \sigma_{d_s}$ =0,5 $pixel$. Les calculs ont été réalisés avec les valeurs optimums des paramètres d'entrée de la méthode. Le graphe est tracé sur la gamme attendue du nombre de gouttes pour les images expérimentales (entre 500 et 15000). Chaque valeur de N correspond à la moyenne sur 100 images pour assurer la convergence statistique. La variation des valeurs de N n'excède pas les 0,5% autour de la moyenne.

Le détail des configurations et les valeurs optimums des paramètres sont présentés dans la table E.1 ci-après.

	Paramètres				
Configuration	Z	σ_{noise}	c_t	t_l	σ_G
1 : simpliste	0	0	0,10	5	3
2 : ajout de l'épaisseur nappe	0,08	0	0,10	5	3
3 : ajout du bruit $\sim$ images expérimentales	0,08	0,002	0,55	25	3

Tableau E.1 – Configurations des images synthétiques et valeurs optimums des paramètres d'entrées de la méthode du masque gaussien pour l'évaluation du taux de performance de comptage des gouttes présentes sur les images.

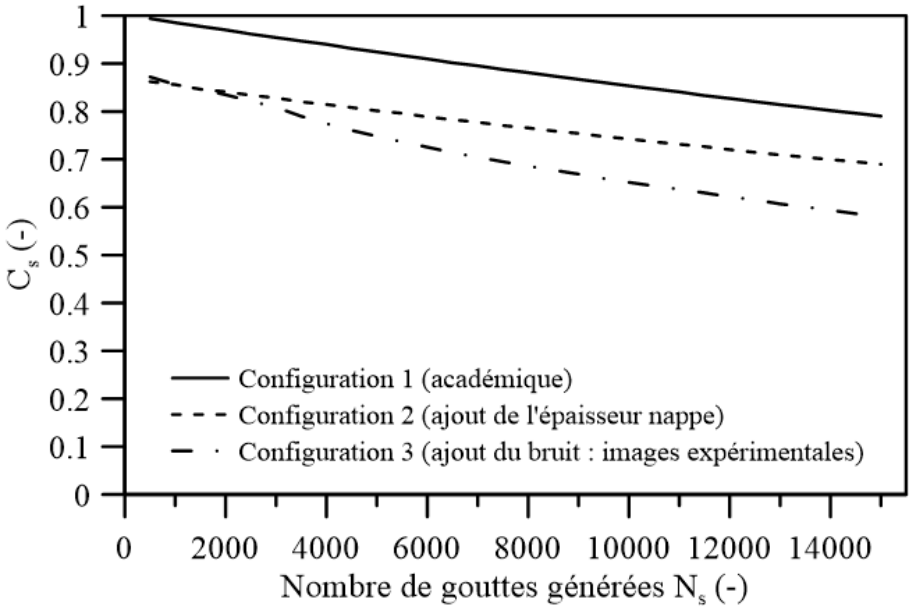


Figure E3 – Performances de la méthode du masque gaussien sur le comptage du nombre de gouttes pour les trois configurations d'images synthétiques.

L'influence de chaque paramètre sur la capacité de comptage de la méthode du masque gaussien est clairement mise en évidence. Pour la configuration d'image synthétique la plus simple (configuration 1), le taux de performance est maximum et proche de 1 pour des faibles nombres de gouttes et diminue avec le nombre de gouttes croissant. L'ajout du paramètre d'épaisseur de nappe (valeur maximum des pixels des taches non constantes) fait chuter la performance de l'algorithme d'environ 12% sur toute la gamme de nombre de gouttes générées. Les valeurs des paramètres optimums sont égales à la configuration 1 et la perte de performance réside certainement dans la génération du masque qui reste fixe pour toute l'image. L'ajout du bruit (configuration 3) a induit une modification des paramètres optimums. La

valeur du seuil d'intensité t_l plus élevée permet de filtrer une partie du bruit, mais ne peut être trop élevée au risque de louper des gouttes. La sensibilité de l'inter-corrélation c_t a également été augmentée afin que l'algorithme ne confonde pas le bruit avec des particules. La contrepartie est une perte de détection provoquant un taux de performance qui diminue avec le nombre de gouttes générées.

La limite principale de cette méthode concerne les gouttes proches les unes des autres. Si deux centres $(x_0; y_0)$ sont proches (séparées d'un diamètre ou moins), le traitement va interpréter les deux taches lumineuses comme une seule tache d'une aire plus grande (somme des aires des deux taches). Cet effet induit un échec systématique du traitement et une goutte est détectée au lieu des deux réelles. Des exemples de distribution d'aire des taches lumineuses pour cinq nombres de gouttes différents, générées selon la configuration 1, sont présentés sur la figure E4 ci-dessous avec une illustration d'image synthétique.

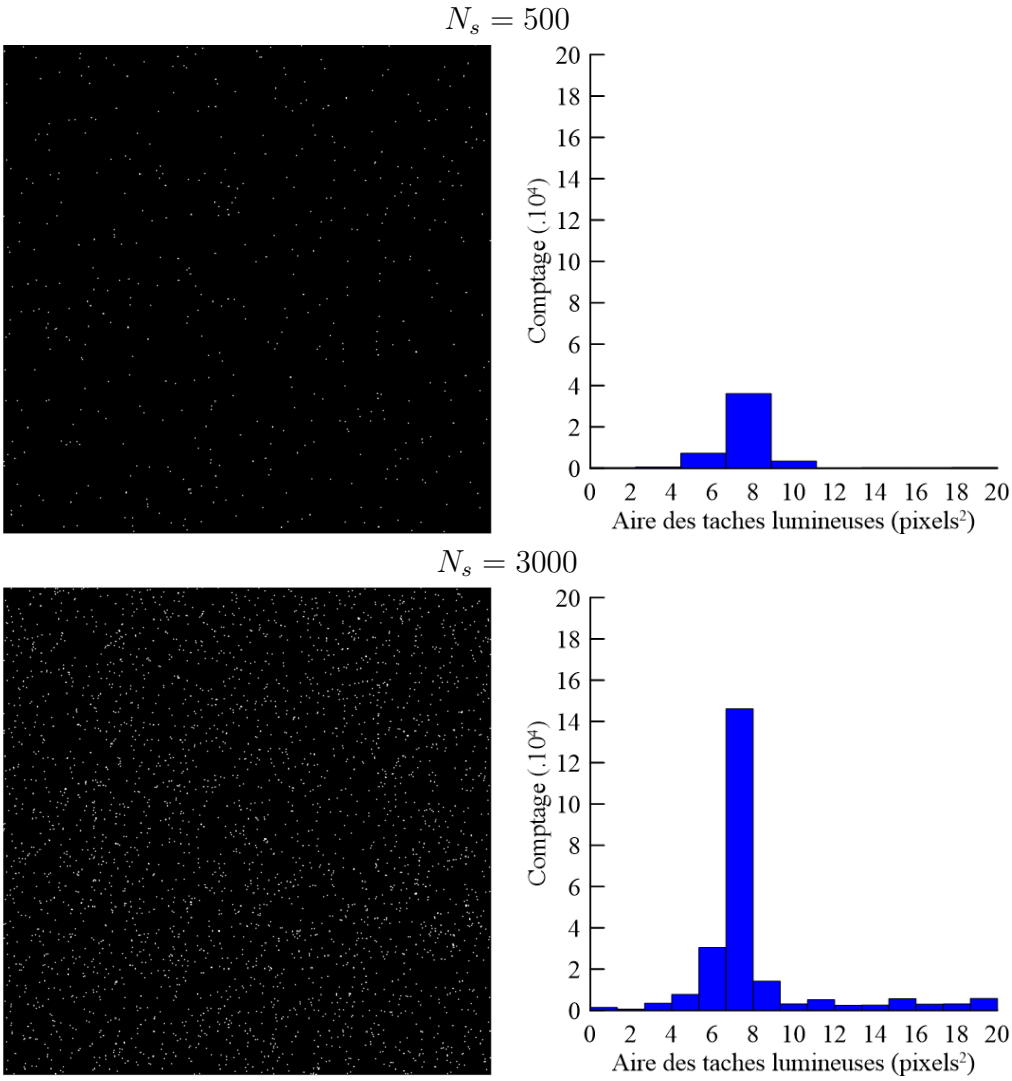
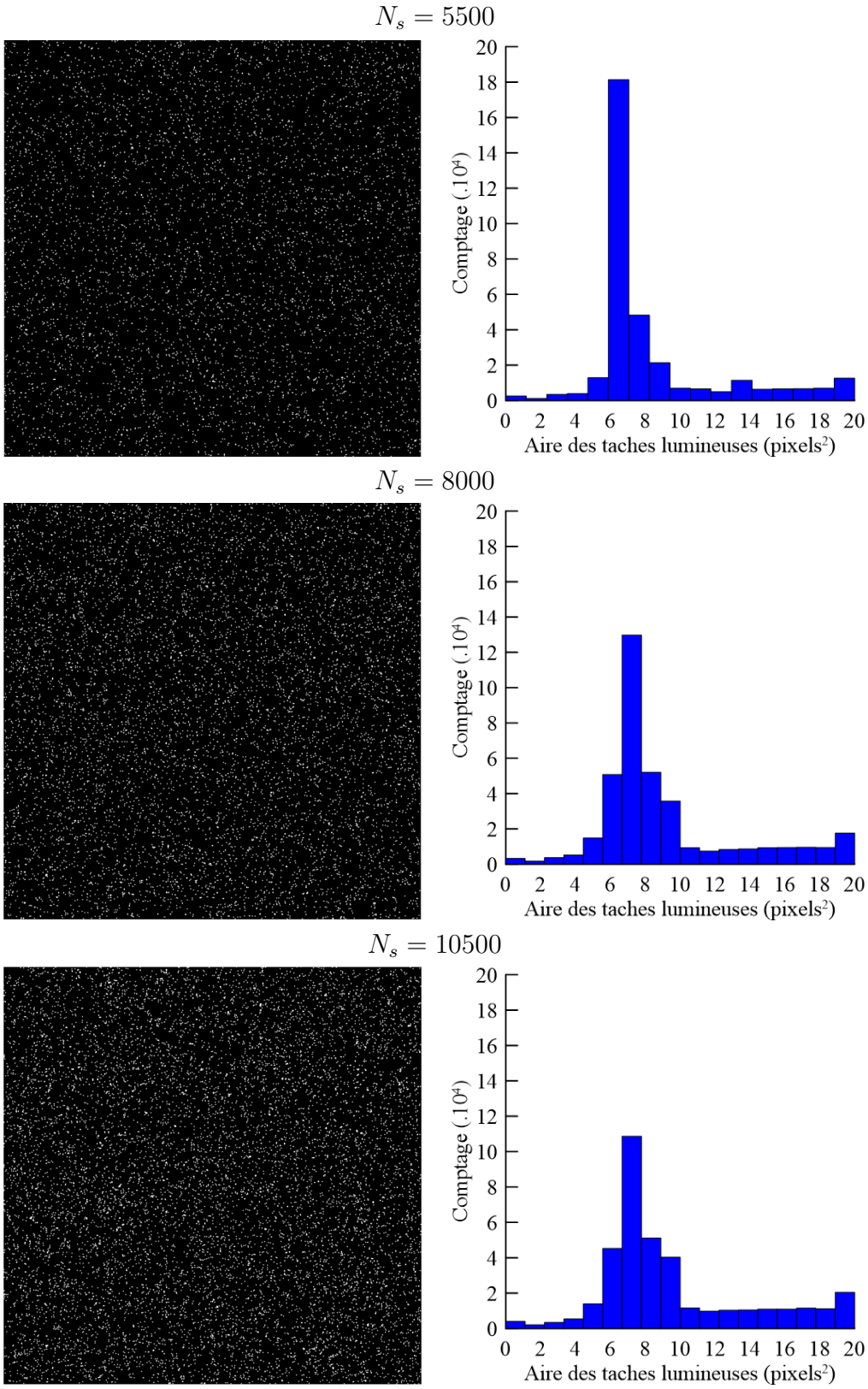


FIGURE E4 – Évolution de la distribution des aires des taches lumineuses en fonction du nombre de taches générées. Images synthétiques en configuration 1.



Pour assurer une convergence statistique suffisante, les distributions ont été établies à partir des données de 100 images synthétiques. Les distributions sont tracées sur les mêmes échelles d'abscisses et d'ordonnées. Les valeurs des aires ont été obtenues en appliquant un filtre de Canny [185]. Le diamètre des particules suit une loi normale de moyenne $d_s = 3$ *pixels* (sous-section E.1.1), ce qui conduit à une moyenne sur la distribution des aires de 7,1 $pixels^2$.

La figure E4 montre clairement que plus le nombre de particules générées est important, plus les classes d'aires importantes sont élevées (entre 12 à 20 $pixels^2$), traduisant des proximités de deux à trois particules. C'est donc cet effet de « proximité » qui est responsable de l'abaissement du taux de performance observable sur la configuration 1 et qui est limitante sur les images expérimentales.

Finalement, l'incertitude de la méthode de comptage pour les images expérimentales est déduite à partir des valeurs de C_s pour la configuration 3, soit $\sigma_N/N = 1 - C_s(N)$. Les valeurs optimums des paramètres de la méthode du masque gaussien, établies avec les images synthétiques de la configuration 3, ont été réutilisées pour le traitement des images expérimentales.

E.2 Inhomogénéité lumineuse de la nappe laser

En raison du profil gaussien de l'intensité lumineuse du faisceau laser initial, la nappe ne possède pas une intensité spatialement homogène. Cette propriété se traduit par des points très lumineux au centre et plus sombres aux extrémités. Le processus d'ajustement présenté dans l'algorigramme de la figure 4.10 a pour but de rééquilibrer les valeurs des pixels des particules situées aux extrémités de la nappe. Seulement, le procédé calculatoire est insuffisant et se traduit par un nombre sous-estimé de gouttes comptées. Cette sous-estimation va évidemment fausser l'évaluation de la densité de gouttes, mais également l'approche locale avec le diagramme de Voronoï [119] et, par conséquent, la triangulation. Il convient donc de vérifier l'influence de cette inhomogénéité lumineuse. On propose de calculer les grandeurs d'intérêts, à savoir le nombre de gouttes N, la moyenne statistique de l'interdistance $\overline{a_D}$, l'écart-type de l'interdistance et de l'aire des cellules de Voronoï, ainsi que les PDFs en fonction de plusieurs zones d'étude. Ces dernières se présentant sous la forme de rectangles de longueur 768 *pixels* et de largeur variable entre 96 et 768 *pixels*. Chaque rectangle est centré sur l'image de sorte que l'augmentation de la largeur de la zone d'étude parcoure le profil d'intensité (voir figure E5). Un petit rectangle reproduira une intensité quasi homogène, tandis qu'un grand rectangle se rapprochera du cas réel inhomogène. Pour la suite, les zones d'études seront présentées sous la forme d'une proportion de la taille totale de l'image, soit $(L_p \times 768)/768^2$ avec L_p variant de 96 à 768 *pixels*.

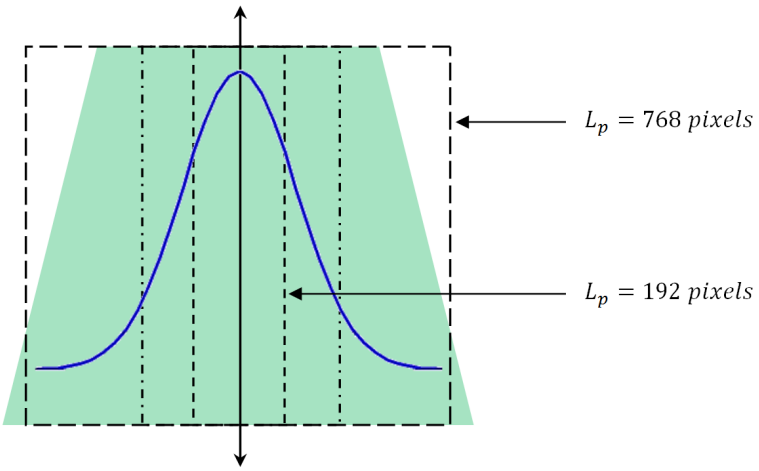


FIGURE E5 – Illustration du profil d'intensité de lumière dans la nappe avec différentes zones d'étude.

Cette étude a été réalisée sur les images expérimentales de tomographie, prises avant l'allumage (fin détente). Plusieurs cas d'expérience ont été considérés et le résultat est illustré dans cette section avec un exemple d'un brouillard obtenu en microgravité avec $P_{ini.} = 0{,}5\ MPa$, $\Delta P = 0{,}175\ MPa$ et $\Phi_T = 1{,}10$. Tout d'abord, le tracé de la densité de gouttes en fonction de la zone d'étude est montré (figure E6). Trois expériences consécutives sont montrées pour bénéficier de la répétabilité.

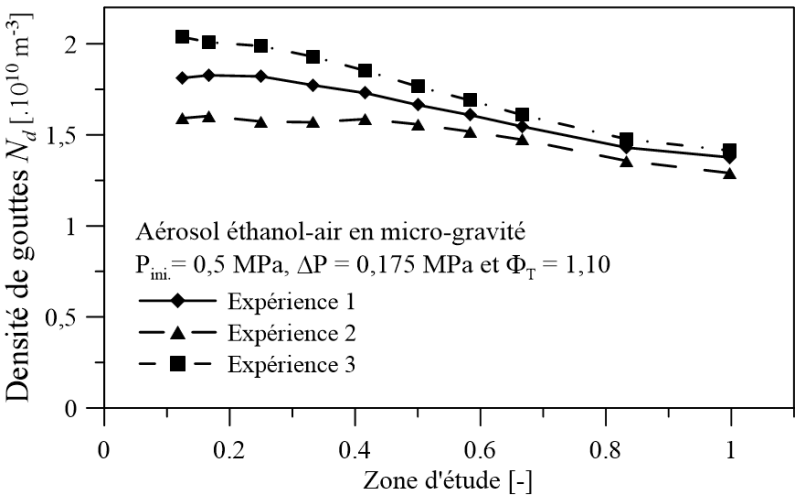


FIGURE E6 – Variation de la densité de gouttes en fonction de la zone d'étude.

Le graphe démontre que l'estimation de la densité de gouttes souffre d'un nombre d'échantillons insuffisants pour les petites zones d'étude. Les valeurs estimées sont très disparates, presque 30% d'écart entre l'expérience 1 et 3. De plus, la densité de

gouttes diminue en fonction de la zone d'étude pour les trois cas (entre 20 et 40% de diminution). Cette non-constance traduit l'incapacité à détecter toutes les gouttes dans la nappe pour la zone de calcul entière.

La figure E7 expose les variations des grandeurs statistiques en fonction des différentes zones d'étude. Le graphe E7 (a) démontre la non-influence de la zone d'étude sur l'évaluation de l'interdistance moyenne $\overline{a_D}$. Les valeurs sont constantes à $\approx 9\ pixels$, quelque soit la taille de la zone d'étude, et pour les trois cas d'expérience. Concernant le graphe E7 (b), qui représente l'écart-type des aires normalisées σ_ν, une nette influence de la zone d'étude est mise en évidence. Premièrement, les valeurs d'écart-type sont peu répétables d'une expérience à l'autre. Deuxièmement, les valeurs ont tendance à être surestimées pour les petites et les grandes zones d'étude avec un léger plateau entre les deux. Pour le dernier graphe E7 (c), qui concerne l'écart-type des interdistances normalisées (calculées de manière analogue que les aires normalisées), toutes les valeurs sont globalement constantes autour d'une valeur de 0,6, excepté pour les petites zones d'étude (entre 0,1 et 0,2), où un manque d'échantillon se traduit par des valeurs surestimées.

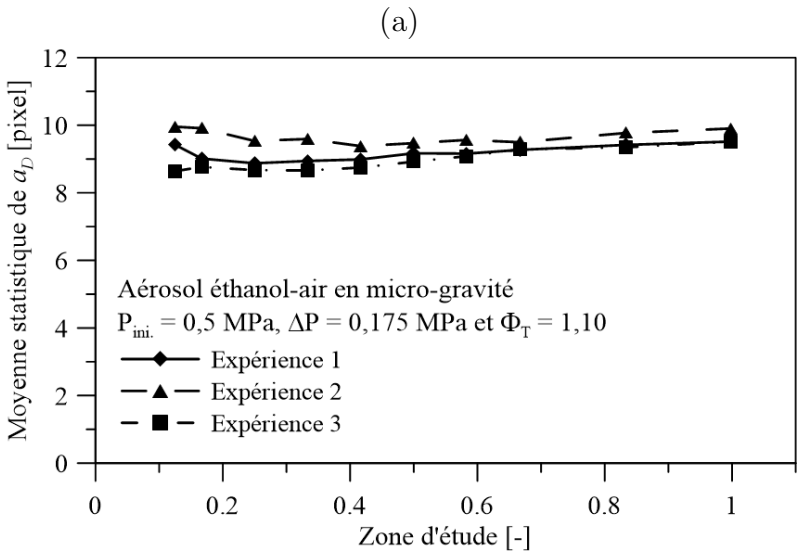
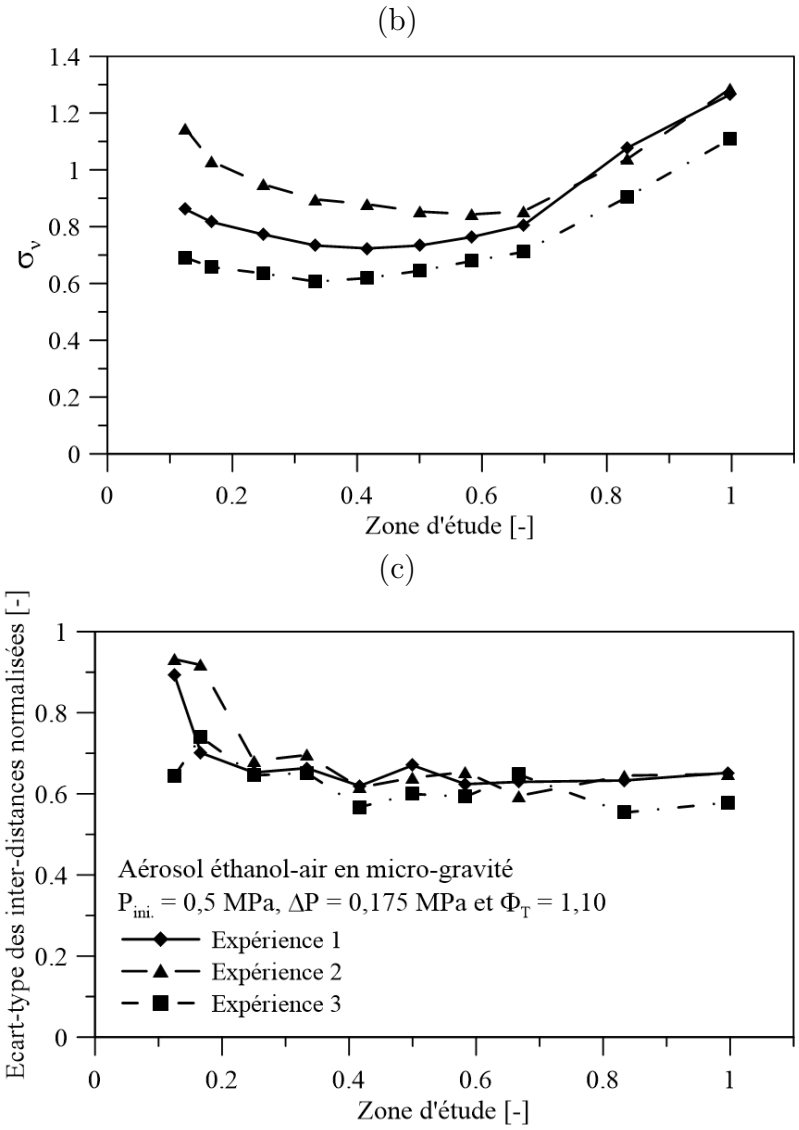


FIGURE E7 – Variation des grandeurs statistiques d'intérêts en fonction de la zone d'étude.



On présente ensuite l'allure des PDFs des aires et des interdistances normalisées en fonction de différentes zones d'études sur la figure E8 (seule l'expérience 1 est considérée). Le même nombre de classes a été choisi pour la comparaison des PDFs (soit le nombre de classe de l'échantillon du rectangle 01). Le graphe (a) concerne les aires normalisées et montre clairement que la PDF est grandement influencée par la zone d'étude. Pour le rectangle 01 (la plus petite zone d'étude), c'est un problème de non-convergence statistique qui induit une déformation de la PDF. Pour le rectangle 10 (le plus grand, qui représente l'image totale) la PDF est également déformée, en raison de l'inhomogénéité de la nappe laser. Les aires récupérées dans les extrémités de la nappe renvoient des valeurs erronées (trop élevées en raison d'un défaut de gouttes détectées), qui modifient l'établissement de la PDF. Une grandeur intermédiaire permet de récupérer une PDF correcte (courbe rouge), en

accord avec la simulation (loi Gamma). Concernant l'interdistance (graphe (b)), la PDF est totalement insensible à la zone considérée. Ce fait peut être expliqué par une taille d'échantillons suffisamment élevée. Pour un jeu de points donné, le nombre de valeurs d'interdistances est toujours plus élevé que celui des aires (environ 3 fois). Ainsi, même pour une petite zone de calcul, la convergence statistique est toujours assurée. De même pour la grande zone, la taille de l'échantillon est si importante que les évènements « rares » des interdistances erronées (trop élevées) ont peu d'effet sur l'allure de la PDF.

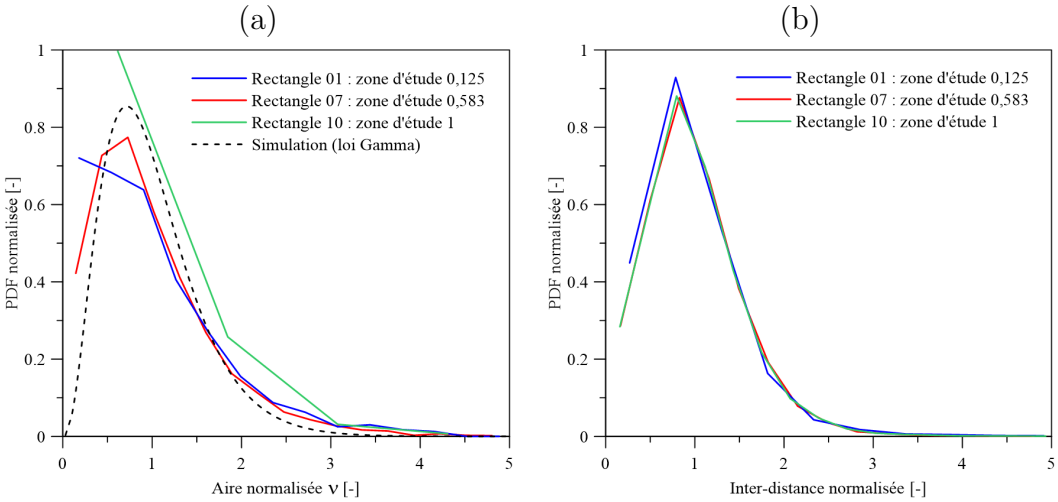


FIGURE E8 – Tracés des PDFs normalisées des aires normalisées et des interdistances normalisées construites à partir d'une image expérimentale selon différentes zones d'étude.

L'interprétation des PDFs résume les comportements observés sur les moments statistiques. En particulier la PDF des aires normalisées qui montre explicitement les limites des zones d'études trop petites ainsi que de la zone d'étude complète, également retrouvées sur la courbe de densité des gouttes. La convergence statistique n'est pas satisfaite pour les petites zones de calcul tandis que la zone complète entraîne l'extraction de valeurs erronées en raison d'un défaut de gouttes détectées. Finalement, en suivant un critère de faible disparité entre les expériences répétées, ainsi qu'un critère de faible variation, une largeur de $L_p = 448$ *pixels* a été déterminée pour la zone de calcul des images expérimentales (correspondant à 0,583 fois la résolution de l'image).

E.3 Image synthétique d'ILIDS

E.3.1 Génération du motif d'interférence

Une démarche analogue à la section E.1 a été suivie pour reproduire les observations des images ILIDS. Les taches d'interférences sont assimilées à des disques et le motif d'interférence a été simulé en s'appuyant sur la théorie de l'interférométrie. La modélisation du phénomène ILIDS est basée sur l'hypothèse fondamentale d'une lumière cohérente et ponctuelle en interaction avec une goutte parfaitement sphérique. Le phénomène de diffraction est alors réductible à deux uniques interactions ponctuelles, qui sont les points de Gloire : réflexion $p = 0$ et réfraction $p = 1$. On notera qu'il est tout à fait raisonnable de simplifier la diffraction par les deux points de Gloire puisqu'ils sont les principaux responsables de la formation des franges d'interférences pour l'angle θ adopté dans la thèse. L'approximation paraxiale permet ensuite de décrire la propagation d'un faisceau cohérent à travers un système optique par la théorie de la propagation scalaire, décrite mathématiquement par l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée. En utilisant le formalisme matriciel, avec la matrice de transfert du réseau optique, l'intensité I au niveau du capteur de la caméra s'exprime comme suit,

$$I \approx \frac{1}{(\lambda \cdot B_M)^2} \cdot \left(a_0^2 + a_1^2 + 2a_0a_1 \cdot \cos(\theta_a - \theta_b - \phi)\right) \tag{E.4}$$

avec,

$$\theta_a - \theta_b = \frac{\pi}{\lambda \cdot B_M} \cdot \left((b - a) \cdot y - A_M \cdot (a^2 - b^2)\right).$$

avec A_M et B_M les coefficients M_{11} et M_{12} de la matrice carré $\mathbf{M}$ (2×2) de transfert du réseau optique suivant : (1) propagation du plan laser à la lentille de collecte ; (2) lentille de collecte ; (3) propagation de la lentille de collecte au capteur CMOS de la caméra. On notera que les hublots n'ont pas été considérés dans la construction de la matrice de transfert. Les coefficients a_0 et a_1 sont les amplitudes des deux points de Gloire, les paramètres a et b sont les distances entre les positions respectives des points de Gloire et le centre de la goutte (*cf.* schéma 4.19 (a)) et ϕ est le déphasage. Une description complète du développement théorique des interférences ILIDS ainsi que l'aboutissement de l'expression (E.4) pourront être retrouvés dans la thèse suivante [101]. L'équation (E.4) traduit un profil de franges horizontales avec une variation spatiale de I en fonction de l'axe vertical en y. La non-dépendance de l'intensité à l'axe horizontal x indique une intensité constante en fonction de cet axe.

Il convient de garder à l'esprit le but de la génération d'images ILIDS, qui est de valider le programme de traitement d'image développé pour traiter les images expérimentales. Pour cette raison, l'équation (E.4) a été volontairement restreinte à une expression plus simple, ne nécessitant pas de calculs intermédiaires. Tous les paramètres de cette équation sont constants pour un montage donné (longueur d'onde laser, angle θ, taille et distance focale de la lentille de collecte, distance de défocalisation, distance plan laser − lentille de collecte, distance lentille de collecte − capteur de la caméra, indices de réfraction du milieu gazeux et du carburant) et ont été simplifiés au maximum pour alléger la relation finale destinée au codage. L'équation a été simplifiée en gardant la cohérence de chaque paramètre et en explicitant les termes utiles pour la simulation. Les amplitudes des deux points de Gloire sont supposées égales et prises à l'unité $a_0 = a_1 = 1$. Le facteur multiplicateur $1/(\lambda^2 \cdot B_M^2)$ a été assimilé à l'intensité maximum perçue par le capteur I_0, codée entre 0 et 255. L'argument du cosinus a été attribué à une variation simple en $2\pi \cdot N/d_{tache} \times y$ avec un déphasage $\phi = \pi$. On obtient alors l'expression suivante,

$$I(y) = \frac{I_0}{2} \times \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi \times N_{frange}}{d_{tache}} \times y + \pi\right)\right] \tag{E.5}$$

avec N_{frange} le nombre de franges dans la tache et d_{tache} le diamètre de la tache vue sur le capteur.

La figure E9 (a) montre la capacité de l'équation (E.5) à reproduire l'intensité lumineuse. Le profil d'intensité simulé est montré en rouge et le signal calculé théoriquement avec l'équation (E.4) est en bleu. Le cas théorique correspond à une goutte d'éthanol de 9 μm immergée dans l'air et observée à une distance de défocalisation de 2,5 mm, avec les paramètres optiques du montage expérimental de la thèse (définis dans la sous-section 4.4.2). Le signal d'intensité simulé a été construit avec le nombre de franges et le diamètre de la tache correspondante à la théorie, soit $N_{frange} = 5$ et $d_{tache} = 27$ $pixels$. La distance verticale y a été prise entre -13 et 14 avec le pas minimum du capteur, soit 1 $pixel$.

Les signaux sont présentés en intensité normalisée avec $I/\max(I)$ afin de les comparer sur une échelle équivalente. La bonne adéquation entre les deux signaux démontre la bonne construction de l'équation (E.5) préconisée pour le générateur d'image synthétique.

L'équation théorique (E.4) ne comprend pas de cercle autour des taches d'interférométrie. La figure E9 (b) montre un exemple d'une tache d'interférence ILIDS simulée en 2-D à partir du profil d'intensité de l'équation (E.5). Un nombre de franges $N_{frange} = 5$ avec une intensité maximum de $I_0 = 255$ sont considérées.

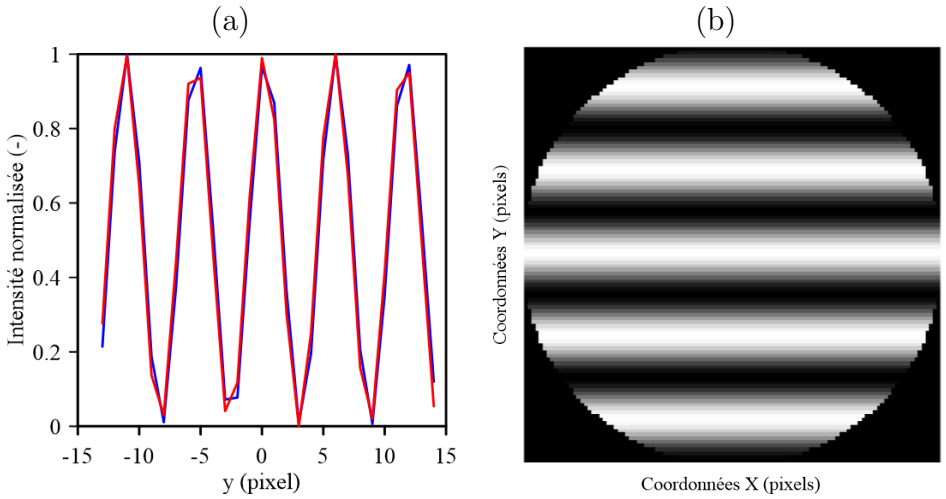


FIGURE E9 – (a) Comparaison des profils d'intensité des franges calculés par la théorie (bleu) et avec l'expression simplifiée pour la simulation (rouge) ; (b) tache d'interférence ILIDS simulée.

E.3.2 Génération des images synthétiques

Un nombre N_{int} de taches d'interférence est placé sur un cadre de dimension $L_X \times L_Y$. Les coordonnées des centres des taches $(x_C; y_C)$ sont générées selon une loi uniforme. Pour se rapprocher des images enregistrées, deux types de bruit ont été implémentés : un bruit blanc gaussien pour reproduire le bruit de fond et un bruit blanc aléatoire pour reproduire l'effet « *salt and pepper* ». Les paramètres ajustables du générateur d'images synthétiques sont donnés ci-dessous,

- Nombre de taches générées N_{int},

- Taille de l'image L_X et L_Y (en *pixel*),

- Nombre de franges N_{frange},

- Diamètre de la tache d'interférence d_{tache} (en *pixel*),

- Intensité maximum des franges I_0 (entre 0 et 255) et,

- Bruit blanc gaussien d'écart-type σ_{noise} (moyenne nulle) et un bruit blanc aléatoire de densité de bruit $p1$ (entre 0 et 1).

La taille de l'image synthétique a été fixée à l'identique des images expérimentales avec $L_X = L_Y = 768$ *pixels*. Le nombre de taches N_{int} est paramétré en fonction de la densité de gouttes du brouillard. Le nombre de franges N_{frange}, le diamètre

des taches d_{tache} et l'intensité I_0 seront les paramètres principaux d'étude pour la simulation et le test de l'algorithme de traitement d'image.

Le champ spatial couvert par le capteur de la caméra correspond seulement à une partie du domaine d'observation du brouillard généré dans la chambre et des taches non entières sont donc enregistrées sur les bords. L'algorithme de génération doit tenir compte de cet aspect. Pour se faire, un cadre plus grand est tout d'abord généré avec les dimensions suivantes : $L_X + 2 \times d_{tache}$ et $L_Y + 2 \times d_{tache}$. Les taches sont ensuite placées sur ce cadre, avec le critère restrictif suivant sur les coordonnées $[x_C; y_C]$: $[(d_{tache}/2 \leq x_C \leq L_X + 3 \cdot d_{tache}/2) \cap (d_{tache}/2 \leq y_C \leq L_Y + 3 \cdot d_{tache}/2)]$. Le cadre est finalement réduit à la taille voulue $L_X \times L_Y$ en rognant une distance de d_{tache} de chaque côté du cadre. Les taches générées près du bord sont alors coupées. La gestion de la superposition des taches est automatique et les valeurs des pixels des motifs superposés sont additionnées (avec une borne à 255).

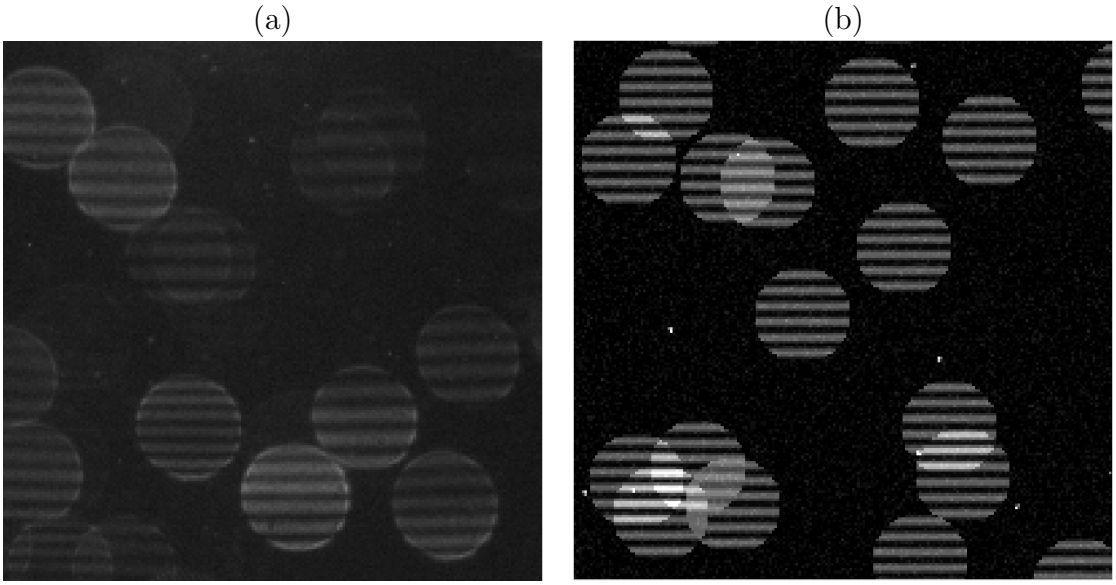


FIGURE E10 – Illustration de la capacité du générateur d'images synthétiques à simuler les observations expérimentales d'ILIDS (a) Image réelle zoomée d'un brouillard d'éthanol ; (b) Image simulée avec $d_{tache} = 40\ pixels$, $\sigma_{noise} = 0{,}002$, $p1 = 0{,}01$, $I_0 = 100$ et $N_{frange} = 6$.

La figure E10 (a) montre un zoom d'une image expérimentale ILIDS obtenue d'un brouillard d'éthanol. Les paramètres de simulation suivants ont été pris pour reproduire l'image expérimentale : $d_{tache} = 40\ pixels$, $\sigma_{noise} = 0{,}002$, $p1 = 0{,}01$, $I_0 = 100$ et $N_{frange} = 6$ (figure E10 (b)). On notera que par souci de simplicité, le paramètre nombre de franges a été pris constant.

E.3.3 Performances de la localisation des taches

Les performances de localisation des taches par l'algorithme de traitement d'image ont été évaluées à l'aide du générateur d'images synthétique d'ILIDS. Le facteur limitant sur la précision de localisation des centres des taches est le taux de chevauchement Υ, directement lié au nombre de taches présentes sur l'image N_{int}. La démarche de test de l'algorithme consiste en la comparaison des valeurs des coordonnées générées $(x_C; y_C)$ et détectées $(x_S; y_S)$ pour plusieurs nombres de taches. La fiabilité de détection a également été évaluée sur la capacité de reconnaissance des taches sur les images. Plus la densité de gouttes est importante, plus la probabilité de chevauchement des taches sera élevée, et plus le nombre de taches détectées va diminuer.

La taille des motifs sera prise égale aux conditions expérimentales les plus courantes de la thèse, soit $d_{tache} = 40\ pixels$. De même, la taille de l'image sera prise égale à celle des images expérimentales : $L_X = L_Y = 768\ pixels$. Une intensité $I_0 = 255$ et un nombre de franges $N_{frange} = 5$ seront adoptés par défaut (ces paramètres n'ayant a priori pas d'influence sur la localisation des centres des taches ou leur comptage). Les images ont été créées dans un premier temps sans bruit ($\sigma_{noise} = 0$ et $p1 = 0$) et l'influence du bruit a été appréhendée dans un second temps.

On commence par la capacité de détection du nombre de taches avec le taux de reconnaissance R_P défini comme le rapport entre le nombre de taches détectées par l'algorithme sur le nombre de taches générées,

$$R_P = \frac{N_S}{N_{int}}. \tag{E.6}$$

Plusieurs nombres de taches N_{int} ont été considérés entre 10 et 1000 et pour chaque cas de nombre de taches, 100 images synthétiques ont été générées afin d'assurer une convergence statistique suffisante sur les résultats de nombre de taches détectées. Ainsi l'écart-type des valeurs de N_S est compris entre 2 et 8, représentant une marge de variation inférieure à 10%. La figure E11 illustre la dépendance du taux de reconnaissance au nombre de taches générées. Deux configurations d'images ont été étudiées avec un cas académique sans bruit ($\sigma_{noise} = 0$ et $p1 = 0$) et un cas réaliste avec bruit pour mimer les images expérimentales ($\sigma_{noise} = 0{,}002$ et $p1 = 0{,}01$). Le graphe démontre clairement que le nombre de taches extraites diminue avec le nombre de taches présentes sur l'image. On notera que la différence entre le cas sans bruit et avec bruit est peu notable. La présence de bruit sur les images n'altère pas les performances de l'algorithme.

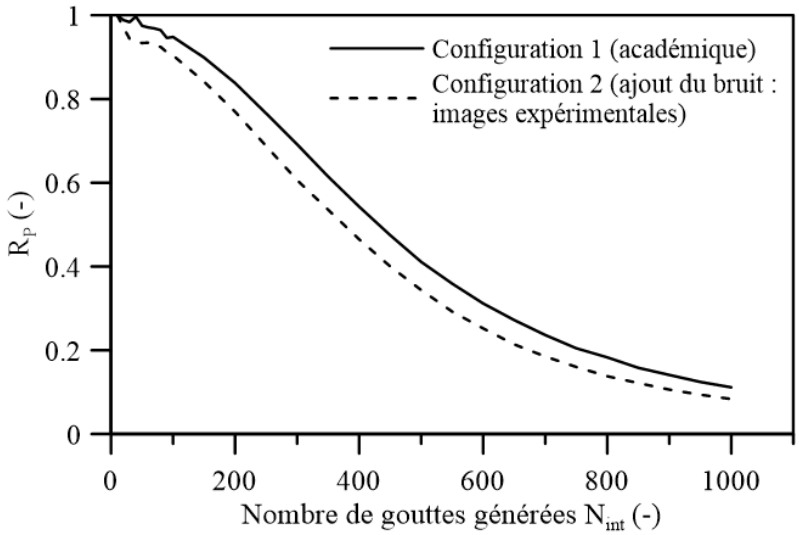


FIGURE E11 – Performances de détection par l'algorithme de traitement d'image avec la variation du taux de reconnaissance R_P en fonction du nombre de taches générées N_{int}.

On passe à présent à la précision sur la détermination des coordonnées des centres des taches avec la figure E12 qui montre le résultat de localisation des taches (marquées par des étoiles rouges) pour des nombres taches de 10, 50, 400 et 1000.

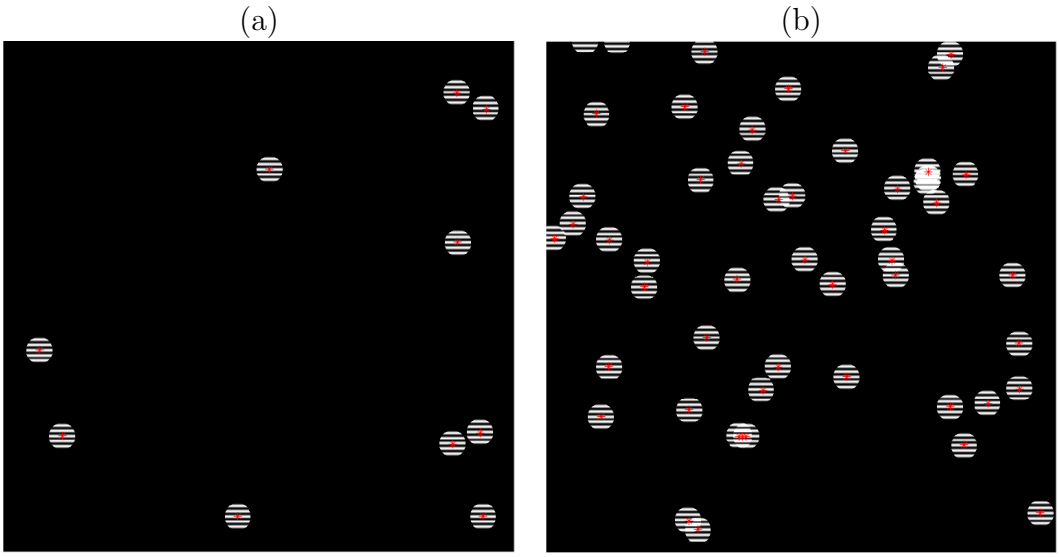
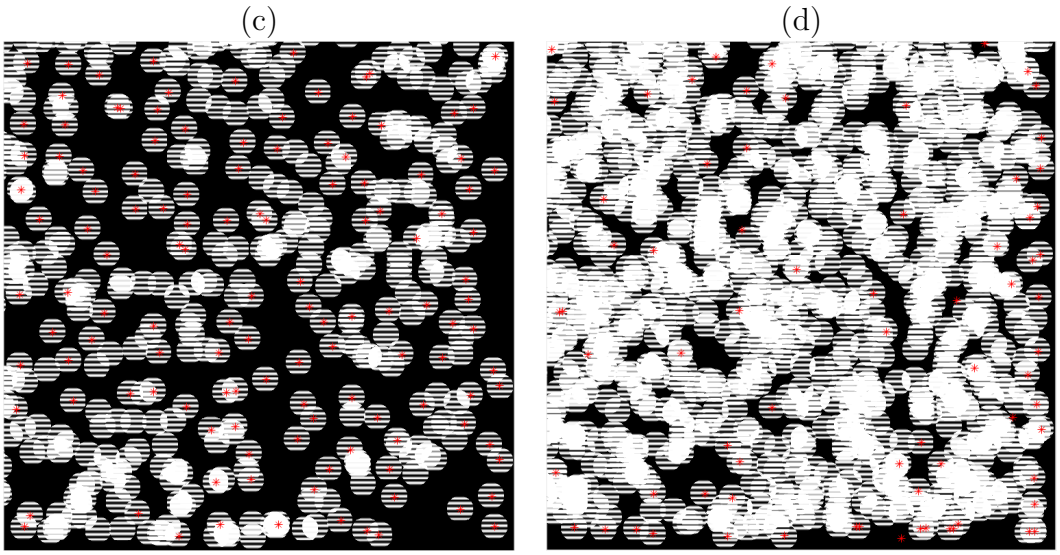


FIGURE E12 – Résultats de la détection des centres des taches par l'algorithme de traitement d'image (étoiles rouges) pour différents nombres de taches générées N_{int} (a) 10 (b) 50 (c) 400 (d) 1000.



La corrélation entre les coordonnées détectées $(x_S; y_S)$ et les valeurs préréglées pour la simulation $(x_C; y_C)$ est montrée sur la figure E13. Trois nombres de taches générées sont présentés avec 50, 400 et 1000. La droite $x = y$ est également tracée à titre de comparaison, avec la colonne (a) dédiée aux coordonnées x et la colonne (b) aux coordonnées y.

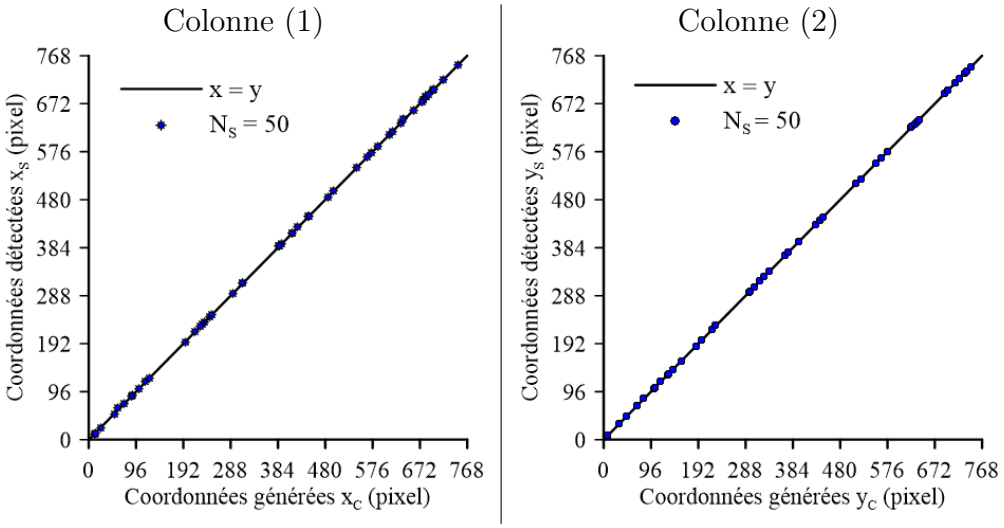
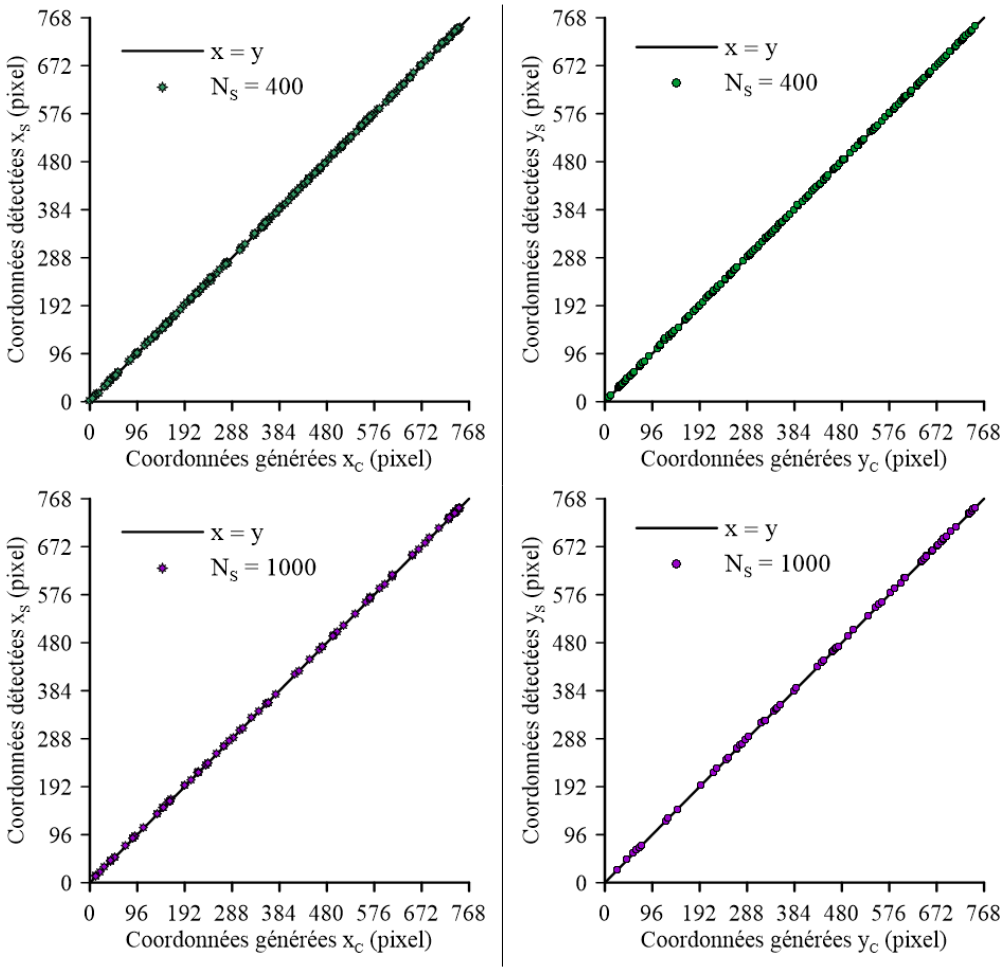


FIGURE E13 – Tracé des coordonnées détectées $(x_S; y_S)$ par l'algorithme de traitement d'image en fonction des coordonnées simulées $(x_C; y_C)$ par le générateur de synthèse pour plusieurs nombres de taches générées. Colonne (1) coordonnées X et (2) coordonnées Y.



Le tableau E.2 montre les valeurs des coefficients directeurs déduits d'une régression linéaire (modèle $\hat{y} = a \times x$, résolue avec la méthode des moindres carrés) appliquée sur les tracés $x_S = f(x_C)$ et $y_S = f(y_C)$. Les paramètres suivants sont regardés, $a = x_S/x_C$ et $a = y_S/y_C$. Les graphes de la figure E13 et les valeurs du tableau E.2 démontrent la précision élevée de détermination de la position des coordonnées obtenues par l'algorithme de traitement d'image. Les valeurs des coefficients de la régression des cas avec bruit ($\sigma_{noise} = 0{,}002$ et $p1 = 0{,}01$) sont également reportées dans le tableau. Malgré des valeurs légèrement plus élevées, le peu de différence par rapport à l'unité démontre que l'algorithme est toujours aussi précis, également avec le bruit. Les coordonnées $(x_S; y_S)$ diffèrent majoritairement de 1 *pixel* et plus rarement jusqu'à 3 *pixels* par rapport aux coordonnées prédéfinies par la simulation. On notera finalement que, malgré un nombre de taches détectées plus faible pour des valeurs de N_{int} élevées, la précision est toujours la même.

N_S	**10**	**50**	**100**	**400**	**1000**
	Images académiques (sans bruit)				
x_S/x_C	1,0004	1,0005	1,0016	1,0026	1,0026
y_S/y_C	1,0000	1,0002	1,0008	1,0018	1,0018
	Images réalistes (avec bruit)				
x_S/x_C	1,0005	1,0008	1,0016	1,0026	1,0026
y_S/y_C	1,0003	1,0006	1,0012	1,0021	1,0023

Tableau E.2 – Performances sur la précision des coordonnées des centres des taches d'interférences pour plusieurs nombres de taches et pour deux configurations : académique sans bruit ; réaliste avec bruit.

E.3.4 Performances du comptage des franges par FFT

La performance sur la détermination du nombre de franges opérée par transformée de Fourier est à présent évaluée. Les paramètres de simulation des images synthétiques ILIDS de la sous-section précédente ont été conservés. De même, le traitement des images synthétiques a été effectué avec les valeurs optimales des paramètres d'entrées de l'algorithme (seuillage/tolérance de filtrage). La démarche d'évaluation consiste à comparer le nombre de franges comptées par FFT au nombre de franges générées. Deux configurations pour la génération du nombre de franges ont été adoptées : une distribution simpliste (nombre de franges unique pour toutes les taches) et une distribution réaliste (trois nombres de franges répartis selon une distribution).

On commence par le cas simpliste où l'algorithme de traitement d'image est testé sur un nombre de franges unique avec, successivement $N_{frange} = 3$, 5 et 8. La figure E14 montre la performance du comptage des franges par FFT en fonction du nombre de taches présentes sur l'image. Un nombre de 100 images a été généré pour chaque cas de nombre de taches N_{int}, et le résultat du nombre de franges comptées est présenté avec la moyenne. La présence du bruit n'a aucune influence sur l'efficacité d'extraction du nombre par franges par FFT et les résultats entre le cas académique sans bruit et le cas réaliste avec bruit sont quasiment identiques. Une seule courbe avec la configuration réaliste avec bruit est montrée. Pour les trois cas de N_{frange} considérés, la méthode de comptage retourne des valeurs quasi semblables à la consigne sur toute la gamme des $N_{int.}$. La marge d'incertitude (évaluée avec l'écart-type sur les 100 images) est comprise entre 2% (pour $N_{int.} < 400$) et 5% (pour $N_{int.} \geq 400$).

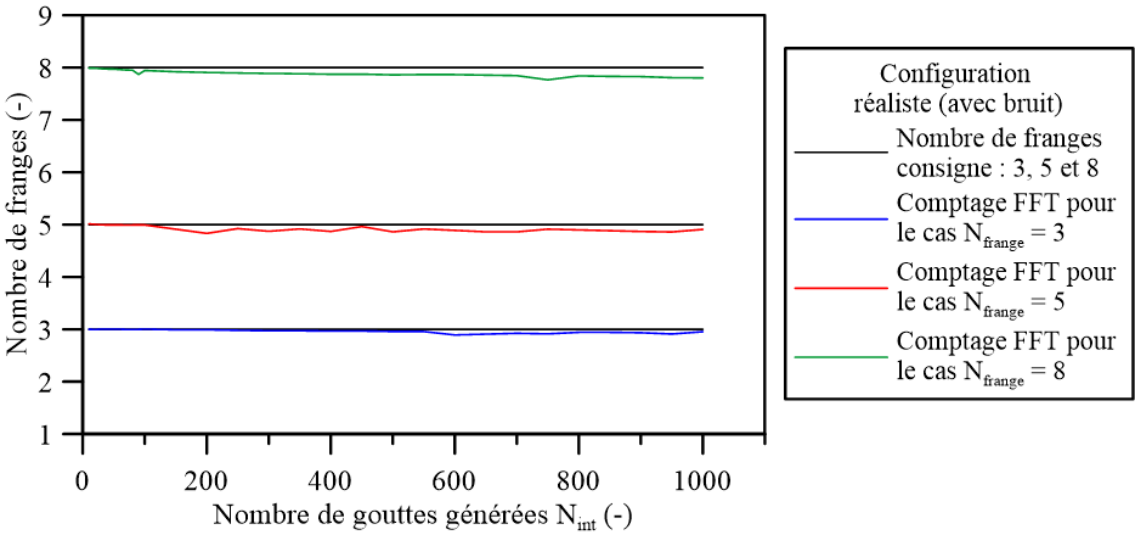


FIGURE E14 – Performances de comptage du nombre de franges par l'algorithme de traitement d'image en fonction du nombre de taches générées N_{int}. Configuration réaliste (avec bruit).

On passe à présent aux images générées selon une distribution réaliste avec plusieurs nombres de franges pour reproduire la granulométrie expérimentale. La figure E15 montre les capacités de l'algorithme à mesurer une granulométrie réaliste à travers une distribution en nombres de franges pour plusieurs nombres de taches N_{int} 10, 50, 400 et 1000. Une granulométrie simulée avec 10% à 4 franges, 70% à 5 franges et 20% à 6 franges a été considérée. La distribution simulée, qui sert de consigne à atteindre, est affichée en bleue sous forme de diagramme. Les distributions reconstruites à partir des mesures par FFT sont reportées en noire. Les diamètres moyens SMD de chaque distribution mesurée sont également reportés, avec la valeur de consigne égale à SMD= 9,18 *microns*. L'augmentation du paramètre N_{int} induit une diminution du nombre de taches détectées, et donc une diminution de la probabilité de reconstruire la distribution en taille avec exactitude. Les distributions extraites de la figure E15 sont issues d'une seule image, la convergence statistique en considérant les 100 images biaiserait l'analyse de performance. Les paramètres de la configuration réaliste avec bruit ont été considérés pour la simulation. Un nombre constant de 3 classes a été fixé pour le tracé des distributions.

Finalement, les graphes de la figure E15 démontrent que l'augmentation du nombre de taches sur l'image engendre uniquement une perte d'information, avec une diminution du nombre de taches détectées. Les distributions sont toutes correctement retrouvées en termes de proportions, et les valeurs des diamètres moyens sont identiques pour les quatre paramètres de $N_{int.}$. Il faudra cependant être prudent sur ce résultat, qui peut être faussé par les propriétés du générateur d'images

synthétiques. Le placement de la position $(x_C; y_C)$ des taches selon un processus aléatoire uniforme peut favoriser la reconstitution de chaque proportion de nombre de franges sur l'image, même pour des taux de chevauchement importants. Cet effet étant discutable pour les images expérimentales.

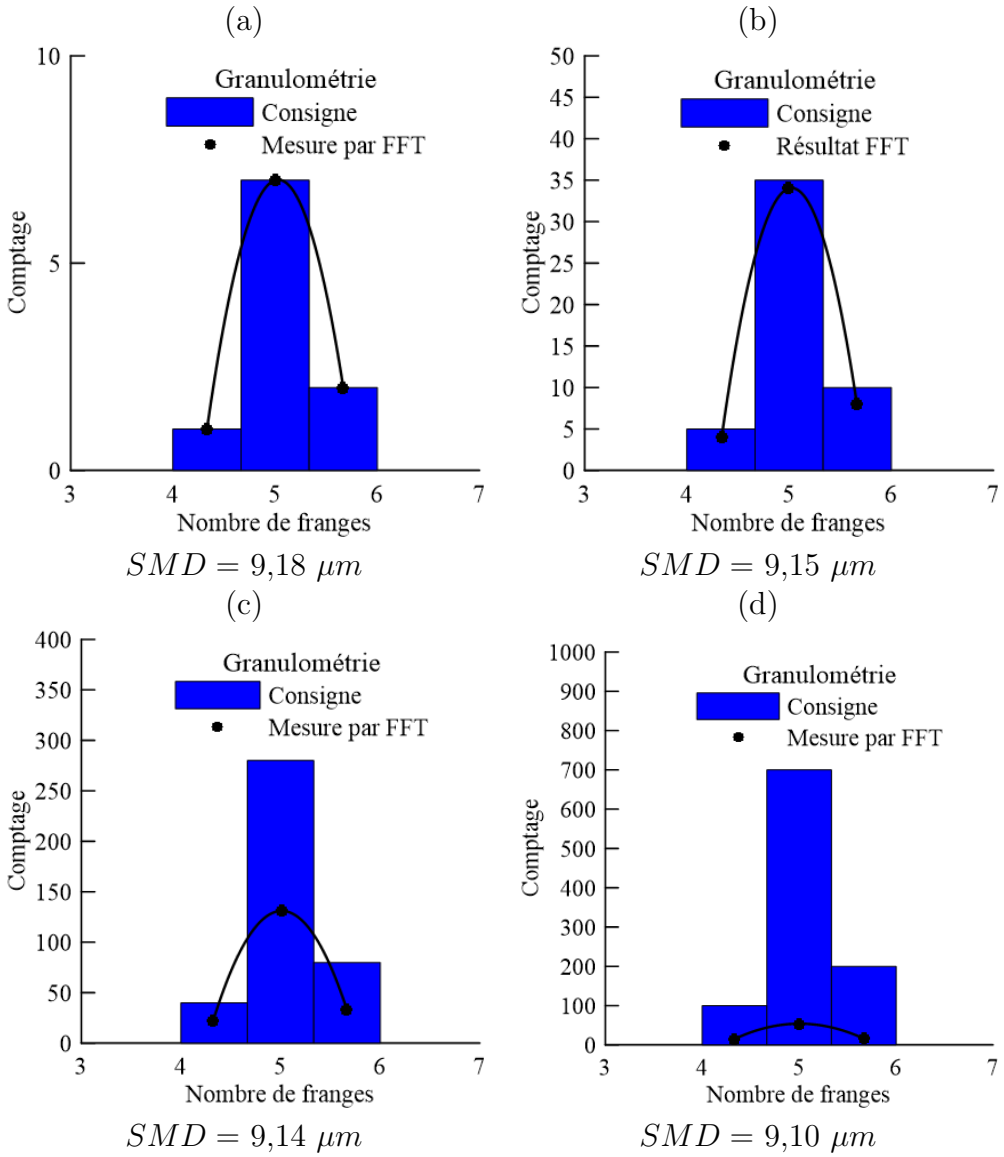


FIGURE E15 – Performances de comptage du nombre de franges par l'algorithme de traitement d'image pour des distributions en taille de goutte réalistes, avec (a) $N_{int} = 10$; (b) $N_{int} = 50$ (c) ; $N_{int} = 400$; (d) $N_{int} = 1000$.

ANNEXE

F

INSTABILITÉS SPIRALES EN MICROGRAVITÉ : THÉORIE ET EXPÉRIENCE

Sommaire

F.1 Introduction **310**
F.2 Spécificités expérimentales **310**
F.3 Spécificités calculatoires **311**
F.4 Résultats **312**
F.5 Conclusions **315**

F.1 Introduction

Cette Annexe reporte les premières observations expérimentales d'instabilités pulsées type « spirales » sur la surface de flammes éthanol$-He-O_2$ prémélangées pour des richesses pauvres et des pressions allant jusqu'à 16 $bars$. Ce type d'instabilités se manifeste pour des nombres de Lewis particulièrement grands, avec des spirales en rotation dans le sens horaire et antihoraire et des ondes pulsées, qui sont similaires aux modèles souvent observés dans d'autres milieux, comme pour la réaction Belousov-Zhabotinsky. Une théorie thermo-diffusive a été développée et décrit avec succès les motifs en spirale.

Seules quelques observations expérimentales de ces motifs ont été rapportées pour la combustion gazeuse [186–188]. Cette étude a pour ambition de valider la manifestation des instabilités pulsées en spirale prédites sur la surface de flamme prémélangée, avec comme candidat un carburant liquide. La théorie prédit deux motifs principaux pour la combustion gazeuse, une structure cellulaire et ondulatoire sur la surface de flamme [189, 190]. Le paramètre de contrôle est le nombre de Lewis réduit, $l = Ze \cdot (Le - 1)$, où Le est le nombre de Lewis global et Ze est le nombre de Zel'dovich. Selon la théorie thermo-diffusive, les instabilités cellulaires sont prédites pour $Ze \cdot (Le - 1) < -2$, tandis que les ondes pulsées sont prévues pour $Ze \cdot (Le - 1) > 4 \cdot (1 + \sqrt{3}) \approx 10{,}9$.

Les observations expérimentales d'instabilités cellulaires sont abondantes, contrairement aux résultats sur la limite de stabilité supérieure qui sont rares. Cette limite de stabilité n'est atteignable que pour des mélanges avec des valeurs élevées de nombre de Lewis, qui ne sont pas couramment réalisables dans la plupart des mélanges gazeux. La principale difficulté ici est que, sauf peut-être pour les mélanges riches hydrogène-air [191], pour la plupart des mélanges air-carburant, les nombres Lewis ne prennent généralement pas de valeurs significativement supérieures à l'unité. Dans notre approche, un mélange d'éthanol et d'air modifié a été sélectionné avec le remplacement du diazote par de l'hélium. La présence de l'hélium va largement contribuer à des valeurs de nombre de Lewis importantes. En outre, une richesse pauvre a été choisie pour limiter les expérimentations à des vitesses de combustion usuelles (l'ajout d'hélium dans de telles proportions peut amener la vitesse de combustion au $\sim m/s$).

F.2 Spécificités expérimentales

Les expériences ont été menées dans la chambre double de la présente thèse, mais avec un IHP cylindrique de 0,6 L. Les flammes sont visualisées à l'aide d'un diagnostic d'ombroscopie à une cadence de 10 000 images par seconde. Toutes les

expériences ont été réalisées à une température initiale de 343 K. Les expériences ont été menées jusqu'à 16 $bars$, sur une large variation de pression pour l'observation des phénomènes de « spirale pulsée ». Il est important de noter que la conception en double confinement est essentielle pour la présente étude, car elle donne la possibilité de combustion à haute pression. De même, l'environnement de microgravité, offert par les vols paraboliques, permet de minimiser les instabilités dues aux forces de gravité. Ainsi, les instabilités thermo-diffusives pulsées ont pu être complètement isolées. Les essais expérimentaux ont été réalisés en collaboration avec Grunde Jomaas au cours d'une campagne de vols paraboliques financée par l'ESA, prodiguant un nombre de 90 expériences. En conséquence, des données de haute fidélité sur l'apparition et la croissance des instabilités pulsées ont été obtenues dans un environnement expérimental sans pertes de chaleur conductrices et convectives et avec pratiquement aucune instabilité due aux forces de gravité.

F.3 Spécificités calculatoires

La comparaison des observations expérimentales avec les prédictions théoriques nécessite une connaissance du nombre de Lewis réduit, l, qui est fonction du nombre de Lewis global, Le et du nombre de Zel'dovich, Ze, qui dépend à son tour de l'énergie d'activation E_a et de la température adiabatique de flamme $T_{ad.}$. Ceux-ci ont été calculés à l'aide du code PREMIX et EQUIL avec le schéma cinétique d'oxydation de l'éthanol modifié (avec implémentation de l'élément Hélium (*cf.* section 8.3)) dont les détails calculatoires sont exposés en Annexe C.5. Un mélange d'air modifié a été préparé en visant les proportions suivantes : 79% d'hélium et 21% de dioxygène, avec la méthode de remplissage par pression partielle (*cf.* Annexe B.1). Une analyse de la proportion des composés de l'air modifié $He-O_2$ a été réalisée par chromatographie gazeuse (*cf.* Annexe B.2). Les mesures ont abouti aux pourcentages molaires suivants : 77,2% He et 22,8% O_2.

La figure F1 (a) montre que l'énergie d'activation augmente de façon monotone avec la pression pour toutes les richesses montrées, et que l'énergie d'activation diminue avec la richesse pour toutes les pressions. On notera également que l'énergie d'activation des flammes éthanol$-He-O_2$ est plus faible que pour les flammes éthanol$-$Air. La figure F1 (b) montre le calcul du nombre de Lewis global réalisé à 343 K pour le prémélange éthanol$-He-O_2$. La même procédure calculatoire de la sous-section 2.2.4 du Chapitre 2 a été suivie. Pour les diffusivités moléculaires binaires de l'hélium dans le dioxygène et l'éthanol, les valeurs expérimentales de l'article [192] ont été utilisées. Des valeurs de nombre de Lewis proches de 2,8 sont ainsi atteintes pour les mélanges pauvres.

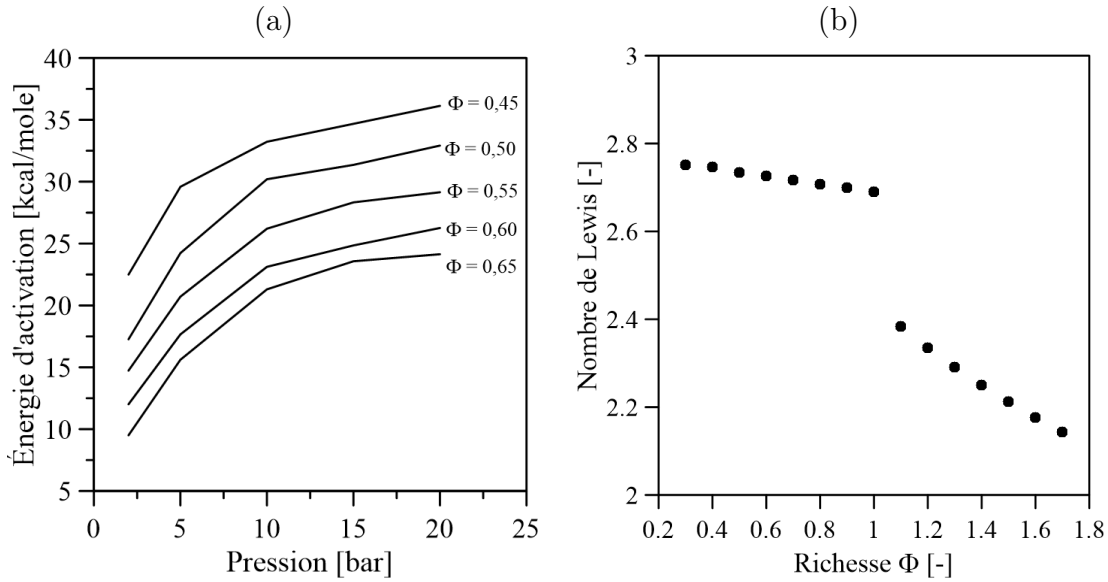


FIGURE F1 – (a) Énergie d'activation en fonction de la pression pour les flammes éthanol$-He-O_2$ pour plusieurs richesses de 0,45 à 0,65 ; (b) Nombre de Lewis global en fonction de la richesse pour le prémélange éthanol$-He-O_2$.

F.4 Résultats

La figure F2 montre les valeurs calculées du nombre de Lewis réduit, $l = Ze \cdot (Le-1)$, pour plusieurs pressions avec la richesse. Les limites de stabilité du graphe (a) (cellulaire) et (b) (pulsée) prédites par la relation théorique pour l'instabilité thermo-diffusive sont également reportées.

En utilisant le graphe (b) avec la valeur théorique du régime d'instabilités pulsées à $Ze \cdot (Le-1) = 4 \cdot (1+\sqrt{3}) \approx 10{,}9$, on en déduit la limite théorique avec les valeurs seuils suivantes :

Pression seuil [bar]	Richesse seuil [−]
5	0,4577
10	0,5000
15	0,5136
20	0,5271

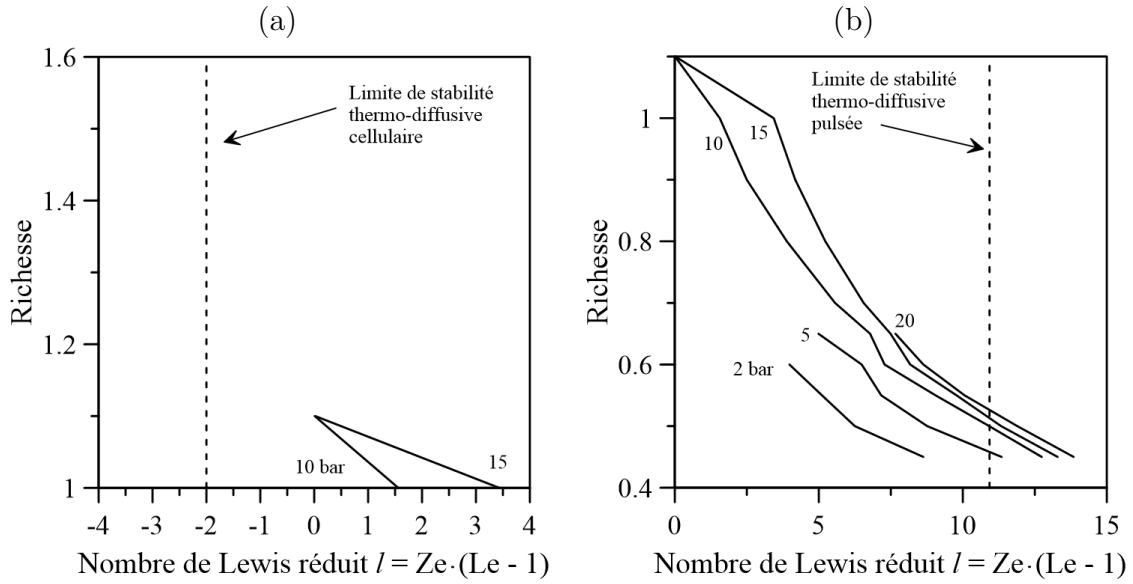


FIGURE F2 – Valeurs calculées du nombre de Lewis réduit $l = Ze \cdot (Le - 1)$ avec la richesse pour les prémélanges éthanol$-He - O_2$ et pour plusieurs pressions (a) limite thermo-diffusive cellulaire ; (b) limite thermo-diffusive pulsée.

Les trois réponses de flamme observées, avec : des flammes stables (surface lisse) ; des flammes pulsées spirale et des situations sans allumage, ont été tracées dans l'espace pression/richesse avec la limite théorique sur la figure F3. Chaque expérience a été conduite une seule fois. Le régime de transition expérimentale est trouvé en bon accord avec la limite théorique.

La figure F5 montre une photo d'une flamme dans les conditions $P = 14{,}5\ bars$ et $\Phi = 0{,}50$. On notera que quelques de fissures d'instabilités hydrodynamiques coexistent sur la surface avec les spirales, alors favorisées par une pression élevée (respectivement associée à une épaisseur de flamme faible).

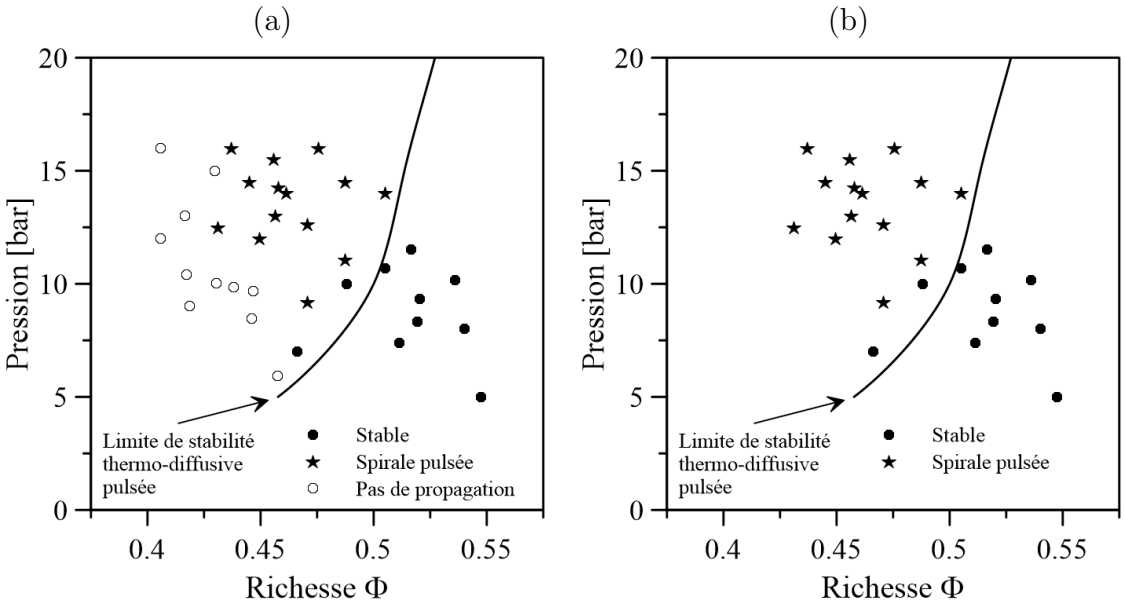


FIGURE F3 – Limite théorique et résultats expérimentaux en microgravité pour les flammes prémélangées d'éthanol dans un air modifié $He - O_2$ à 343 K dans l'espace P/Φ (a) avec les trois observations comportementales des flammes ; (b) filtrée avec seulement les observations « stable » et « spirale pulsée ».

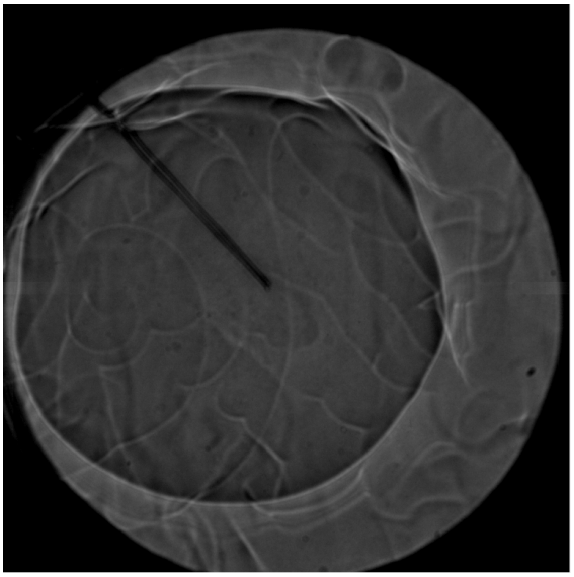


FIGURE F4 – Photographie d'une flamme éthanol$-He - O_2$ à 14,5 $bars$ et 0,50 de richesse.

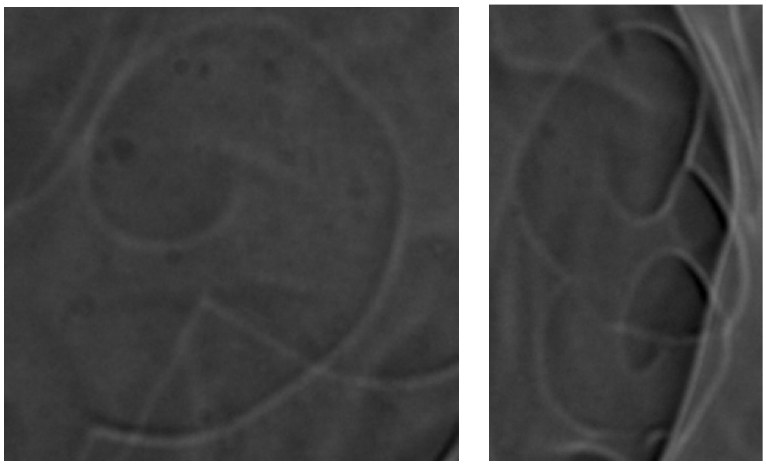


FIGURE F5 – Zoom sur des motifs en spirale.

F.5 Conclusions

Des instabilités pulsées et de spirales tournantes ont été observées avec succès sur la surface de flammes prémélangées éthanol$-He-O_2$. La limite théorique de prédiction de l'apparition de ces instabilités a été calculée à partir du nombre de Lewis réduit, et a été retrouvée fidèlement par les observations expérimentales. Cette étude présente la première validation de la manifestation d'instabilités spirales en microgravité pour un combustible liquide.

BIBLIOGRAPHIE

[1] M. Boileau, "Simulation aux grandes échelles de l'allumage diphasique des foyers aéronautiques", thèse de doct., INP Toulouse, 2008.

[2] J. H. Burgoyne et L. Cohen, "The effect of drop size on flame propagation in liquid aerosols", dans *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 225, 1954, p. 375–392.

[3] S. Hayashi et S. Kumagai, "Flame propagation in fuel droplet-vapor-air mixtures", dans *Symposium (International) on Combustion*, t. 15, 1975, p. 445–452.

[4] C. E. Polymeropoulos, "Flame propagation in aerosols of fuel droplets, fuel vapor and air", *Combustion Science and Technology*, 40 (5-6), p. 217–232, 1984.

[5] J. G. Wilson et W. E. Hazen, "The principles of cloud-chamber technique", *American Journal of Physics*, 19 (7), p. 427–427, 1951.

[6] B. Galmiche, "Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion", thèse de doct., Université d'Orléans, 2014.

[7] T. Tahtouh, "Les effets combinés de l'hydrogène et de la dilution dans un moteur à allumage commandé", thèse de doct., Université d'Orléans, 2010.

[8] M. Metghalchi et J. Keck, "Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure", *Combustion and flame*, 38, p. 143–154, 1980.

[9] C. K. Law, C. J. Sung, H. Wang et T. Lu, "Development of comprehensive detailed and reduced reaction mechanisms for combustion modeling", *AIAA journal*, 41 (9), p. 1629–1646, 2003.

[10] N. Bouvet, "Experimental and numerical studies of the fundamental flame speeds of methane/air and syngas (H2/CO)/air mixtures", thèse de doct., Université d'Orléans, 2009.

[11] S. C. Taylor, "Burning velocity and the influence of flame stretch", thèse de doct., University of Leeds, 1991.

[12] D. Bradley et A. Mitcheson, "Mathematical solutions for explosions in spherical vessels", *Combustion and Flame*, 26, p. 201–217, 1976.

[13] P. Clavin, "Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows", *Progress in Energy and Combustion Science*, 11 (1), p. 1–59, 1985.

[14] G. H. Markstein, "Experimental and theoretical studies of flame-front stability", *Journal of the Aeronautical Sciences*, 1951.

[15] F. A. Williams, "A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure", dans *AGARD Conference Proceeding*, 1975.

[16] P. Clavin et F. A. Williams, "Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity", *Journal of fluid mechanics*, 116, p. 251–282, 1982.

[17] A. P. Kelley et C. K. Law, "Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames", *Combustion and Flame*, 156 (9), p. 1844–1851, 2009.

[18] F. Halter, T. Tahtouh et C. Mounaïm-Rousselle, "Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation", *Combustion and Flame*, 157 (10), p. 1825–1832, 2010.

[19] N. Peters, *Turbulent combustion*. Cambridge university press, 2000.

[20] B. Lewis et G. Von Elbe, *Combustion, flames and explosions of gases*. 3rd Edition, Academic Press, New York, 1987.

[21] T. Poinsot et D. Veynante, *Theoretical and numerical combustion*. 2nd Edition, RT Edwards, 2005.

[22] R. J. Kee, F. M. Rupley et J. A. Miller, "Chemkin-II : A Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics", Report No. SAND89-8009B, Sandia National Laboratories, rap. tech., 1989.

[23] 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*, 158 (4), p. 705–725, 2011.

[24] Y. Fenard, "Etude expérimentale et modélisation de l'oxydation de composés organiques à des fins de sécurité industrielle : cinétique d'oxydation des butènes (1-, cis-2-, trans-2-et iso-)", thèse de doct., Université d'Orléans, 2014.

[25] F. A. Williams, *Combustion Theory*. 2nd Edition, Perseus Books Reading, Massachussets, 1985.

[26] C. K. Law, *Combustion physics*. Cambridge university press, 2006.

[27] G. Darrieus, "Propagation d'un front de flamme", *La Technique Moderne*, 30, p. 18, 1938.

[28] L. D. Landau, "On the theory of slow combustion", *Acta physicochim. URSS*, 19 (1), p. 77–85, 1944.

[29] G. I. Sivashinsky, "Diffusional-thermal theory of cellular flames", *Combustion Science and Technology*, 15 (3-4), p. 137–145, 1977.

[30] G. I. Sivashinsky, "Instabilities, pattern formation, and turbulence in flames", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15 (1), p. 179–199, 1983.

[31] J. K. Bechtold et M. Matalon, "Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames", *Combustion and Flame*, 67 (1), p. 77–90, 1987.

[32] D. Bradley et C. M. Harper, "The development of instabilities in laminar explosion flames", *Combustion and Flame*, 99 (3-4), p. 562–572, 1994.

[33] D. Bradley, "Instabilities and flame speeds in large-scale premixed gaseous explosions", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 357 (1764), p. 3567–3581, 1999.

[34] G. Jomaas, C. K. Law et J. K. Bechtold, "On transition to cellularity in expanding spherical flames", *Journal of fluid mechanics*, 583, p. 1–26, 2007.

[35] J. K. Bechtold et M. Matalon, "The dependence of the Markstein length on stoichiometry", *Combustion and flame*, 127 (1), p. 1906–1913, 2001.

[36] G. A. E. Godsave, "Studies of the combustion of drops in a fuel spray—the burning of single drops of fuel", dans *Symposium (International) on Combustion*, t. 4, 1953, p. 818–830.

[37] D. B. Spalding, "The combustion of liquid fuels", dans *Symposium (international) on combustion*, t. 4, 1953, p. 847–864.

[38] C. Morin, C. Chauveau et I. Gökalp, "Droplet vaporisation characteristics of vegetable oil derived biofuels at high temperatures", *Experimental Thermal and Fluid Science*, 21 (1), p. 41–50, 2000.

[39] 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*, 28 (1), p. 1071–1077, 2000.

[40] C. Chauveau, M. Birouk et I. Gökalp, "An analysis of the d 2-law departure during droplet evaporation in microgravity", *International Journal of Multiphase Flow*, 37 (3), p. 252–259, 2011.

[41] H. H. Chiu, H. Y. Kim et E. J. Croke, "Internal group combustion of liquid droplets", dans *Symposium (international) on combustion*, t. 19, 1982, p. 971–980.

[42] A. R. Kerstein et C. K. Law, "Percolation in combusting sprays I : Transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays", dans *Symposium (International) on Combustion*, t. 19, 1982, p. 961–969.

[43] J. Reveillon et L. Vervisch, "Analysis of weakly turbulent dilute-spray flames and spray combustion regimes", *Journal of Fluid Mechanics*, 537, p. 317–347, 2005.

[44] S. H. Chang, *Transport phenomena in combustion*. CRC Press, 1996.

[45] R. Borghi, "Background on droplets and sprays", *Combustion and turbulence in two phase flows, Lecture Series. Von Karman Institute for Fluid Dynamics*, 2, p. I1–I39, 1996.

[46] R. Borghi et M. Champion, *Modélisation et théorie des flammes*. Editions Technip, 2000.

[47] D. Paulhiac, "Modélisation de la combustion d'un spray dans un bruleur aéronautique", thèse de doct., INP Toulouse, 2015.

[48] W. A. Sirignano, "Advances in droplet array combustion theory and modeling", *Progress in Energy and Combustion Science*, 42, p. 54–86, 2014.

[49] C. Chauveau, F. Halter et I. Gökalp, "Vaporization in three-dimensional droplet arrays : effects of the fuel vapor saturation", dans *Proc. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Kyoto, Japan*, t. 27, 2006.

[50] Y. Mizutani et A. Nakajima, "Combustion of fuel vapor-drop-air systems : Part I—Open burner flames", *Combustion and Flame*, 20 (3), p. 343–350, 1973.

[51] S. Hayashi, S. Kumagai et T. Sakai, "Propagation velocity and structure of flames in droplet-vapor-air mixtures", *Combustion Science and Technology*, 15 (5-6), p. 169–177, 1977.

[52] 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*, 144 (3), p. 513–525, 2006.

[53] 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", dans *Symposium (International) on Combustion*, t. 27, 1998, p. 2667–2674.

[54] 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*, 28 (1), p. 999–1005, 2000.

[55] 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*, 178 (12), p. 2177–2198, 2006.

[56] 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*, 161 (6), p. 1620–1632, 2014.

[57] L. R. J. Cameron et P. J. Bowen, "Novel cloud chamber design for 'transition range' aerosol combustion studies", *Process safety and environmental protection*, 79 (4), p. 197–205, 2001.

[58] A. K. Singh et C. E. Polymeropoulos, "Spark ignition of aerosols", dans *Symposium (International) on Combustion*, t. 21, 1988, p. 513–519.

[59] P. Lian, A. F. Mejia, Z. Cheng et M. S. Mannan, "Flammability of heat transfer fluid aerosols produced by electrospray measured by laser diffraction analysis", *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 23 (2), p. 337–345, 2010.

[60] S. Haber et G. Hetsroni, "Sedimentation in a dilute dispersion of small drops of various sizes", *Journal of Colloid and Interface Science*, 79 (1), p. 56–75, 1981.

[61] H. D. Ross, *Microgravity combustion : fire in free fall.* Academic press, 2001.

[62] 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., Université d'Orléans, 2014.

[63] S. D. Tse, D. Zhu et C. K. Law, "Optically accessible high-pressure combustion apparatus", *Review of scientific instruments*, 75 (1), p. 233–239, 2004.

[64] B. Galmiche, F. Halter et F. Foucher, "Effects of high pressure, high temperature and dilution on laminar burning velocities and Markstein lengths of iso-octane/air mixtures", *Combustion and Flame*, 159 (11), p. 3286–3299, 2012.

[65] J. Vancoillie, M. Christensen, E. Nilsson, S. Verhelst et A. Konnov, "The effects of dilution with nitrogen and steam on the laminar burning velocity of methanol at room and elevated temperatures", *Fuel*, 105, p. 732–738, 2013.

[66] G. S. Settles, *Schlieren and shadowgraph techniques - Visualizing phenomena in transparent media*. Springer-Verlag GmbH, 2001.

[67] 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*, 43 (6), p. 887–894, 2007.

[68] T. Tahtouh, F. Halter et C. Mounaïm-Rousselle, "Measurement of laminar burning speeds and Markstein lengths using a novel methodology", *Combustion and Flame*, 156 (9), p. 1735–1743, 2009.

[69] 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*, 115 (1), p. 126–144, 1998.

[70] 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*, 156 (4), p. 771–779, 2009.

[71] S. A. Sulaiman et M. Lawes, "High-speed schlieren imaging and post-processing for investigation of flame propagation within droplet-vapour-air fuel mixtures", *IEM Journal*, 69 (1), p. 53–60, 2008.

[72] A. Saat, "Fundamental studies of combustion of droplet and vapour mixtures", thèse de doct., University of Leeds, 2010.

[73] J. Fraunhofer, "Bestimmung des brechungs-und des farbenzerstreungsvermogens verschiedener glasarten, in bezug auf die vervollkommnung achromatischer fernrohre", *Annalen der Physik*, 56 (7), p. 264–313, 1817.

[74] G. Mie, "Beitrage zur optik truber medien, speziell kolloidaler metallosungen", *Annalen der physik*, 330 (3), p. 377–445, 1908.

[75] M. Heuer et K. Leschonski, "Results obtained with a new instrument for the measurement of particle size distributions from diffraction patterns", *Particle and Particle Systems Characterization*, 2 (1-4), p. 7–13, 1985.

[76] S. Twomey, *Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements*. Elsevier, 1977.

[77] G. B. J. de Boer, C. de Weerd, D. Thoenes et H. W. J. Goossens, "Laser diffraction spectrometry : Fraunhofer diffraction versus Mie scattering", *Particle and Particle Systems Characterization*, 4 (1-4), p. 14–19, 1987.

[78] E. Sani et A. Dell'Oro, "Spectral optical constants of ethanol and isopropanol from ultraviolet to far infrared", *Optical Materials*, 60, p. 137–141, 2016.

[79] S. Lee et S. Park, "Spray atomization characteristics of a GDI injector equipped with a group-hole nozzle", *Fuel*, 137, p. 50–59, 2014.

[80] X. Liu, Q. Zhang et Y. Wang, "Influence of vapor-liquid two-phase n-heptane on the explosion parameters in air", *Combustion Science and Technology*, 187 (12), p. 1879–1904, 2015.

[81] A. Jillavenkatesa, S. J. Dapkunas et H. L. Lin-Sien, "NIST recommended practice guide : Particle size characterization", *NIST Special Publication 960-1*, 2001.

[82] A. L. Payne, C. T. Crowe et D. R. Plank, "Laser light attenuation for determining loading ratio in a gas-solid flow", *ISA Paper*, (86-0138), 1986.

[83] W. Bachalo, R. Rudoff et A. Brena de La Rosa, "Mass flux measurements of a high number density spray system using the phase Doppler particle analyzer", dans *26th Aerospace Sciences Meeting*, 1988, p. 236.

[84] C. F. Bohren et D. R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, 2008.

[85] K. Annamalai et W. Ryan, "Interactive processes in gasification and combustion. Part I : Liquid drop arrays and clouds", *Progress in energy and combustion science*, 18 (3), p. 221–295, 1992.

[86] S. Ravi, S. J. Peltier et E. L. Petersen, "Analysis of the impact of impeller geometry on the turbulent statistics inside a fan-stirred, cylindrical flame speed vessel using PIV", *Experiments in fluids*, 54 (1), p. 1424, 2013.

[87] E. Varea, V. Modica, A. Vandel et B. Renou, "Measurement of laminar burning velocity and Markstein length relative to fresh gases using a new postprocessing procedure : Application to laminar spherical flames for methane, ethanol and isooctane/air mixtures", *Combustion and Flame*, 159 (2), p. 577–590, 2012.

[88] K. Takehara et T. Etoh, "A study on particle identification in PTV particle mask correlation method", *Journal of Visualization*, 1 (3), p. 313–323, 1998.

[89] W. Brevis, Y. Nino et G. H. Jirka, "Integrating cross-correlation and relaxation algorithms for particle tracking velocimetry", *Experiments in Fluids*, 50 (1), p. 135–147, 2011.

[90] B. Delaunay, "Sur la sphère vide", *Bulletin de l'Académie des Sciences de l'URSS*, 7, p. 793–800, 1934.

[91] A. Okabe, B. Boots, K. Sugihara et S. N. Chiu, *Spatial tessellations : concepts and applications of Voronoi diagrams*. John Wiley & Sons, 2009, t. 501.

[92] S. Yoshioka et S. Ikeuchi, "The large-scale structure of the universe and the division of space", *The Astrophysical Journal*, 341, p. 16–25, 1989.

[93] J. Drouffe et C. Itzykson, "Random geometry and the statistics of two-dimensional cells", *Nuclear Physics B*, 235 (1), p. 45–53, 1984.

[94] Y. Talmon et S. PRAGER, "Statistical mechanics of microemulsions", *Nature*, 267 (5609), p. 333–335, 1977.

[95] B. Boots, "Some observations on the structure of socio-economic cellular networks", *The Canadian Geographer/Le Géographe canadien*, 19 (2), p. 107–120, 1975.

[96] C. Lacour, D. Durox, S. Ducruix et M. Massot, "Interaction of a polydisperse spray with vortices", *Experiments in fluids*, 51 (2), p. 295–311, 2011.

[97] 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*, 17 (2), p. 157–167, 1986.

[98] J. Promvongsa, B. Fungtammasan, P. Vallikul, G. Grehan et S. Saengkaew, "Measurement of evaporation constant of mono-disperse fuel droplets using one-dimensional rainbow technique", dans *Proc. 26th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Bremen, Germany*, 2014.

[99] P. Debye, "Das elektromagnetische Feld um einen Zylinder und die Theorie des Regenbogens", *Phys. Z.*, 9, p. 775–778, 1908.

[100] H. C. Van de Hulst et R. T. Wang, "Glare points", *Applied optics*, 30 (33), p. 4755–4763, 1991.

[101] H. Shen, "Interferometric out-of-focus imaging and digital holography for the characterization of droplets or bubbles : theory, optical design, characterization of a flow, synchronized experiments", thèse de doct., Université de Rouen, 2014.

[102] C. Mounaïm-Rousselle et O. Pajot, "Droplet sizing by Mie scattering interferometry in a spark ignition engine", *Particle and Particle Systems Characterization*, 16 (4), p. 160–168, 1999.

[103] ——, "Droplet sizing by interferometric Mie scattering in an engine environment", dans *Optical Science, Engineering and Instrumentation*, 1997, p. 700–707.

[104] O. Pajot et C. Mounaïm-Rousselle, "Droplet sizing by interferometric method based on Mie scattering in an IC engine", dans *Proc. 9th Int. Symp. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*, 1998.

[105] P. Lemaitre, E. Porcheron, A. Nuboer et G. Grehan, "Interferometric laser imaging development for droplets sizing (ILIDS) in hostile environment", *Proc. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Kyoto, Japan*, 2006.

[106] N. Damaschke, H. Nobach et C. Tropea, "Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics", *Experiments in fluids*, 32 (2), p. 143–152, 2002.

[107] L. Qieni, J. Wenhua, L. Tong, W. Xiang et Z. Yimo, "High-accuracy particle sizing by interferometric particle imaging", *Optics Communications*, 312, p. 312–318, 2014.

[108] J. P. Lewis, "Fast normalized cross-correlation", dans *Vision interface*, t. 10, 1995, p. 120–123.

[109] M. H. Robert et G. S. Linda, *Computer and Robot Vision, Vol. 1*. Addison-Wesley, 1992.

[110] B. E. Poling, J. M. Prausnitz, J. P. O'connell et al., *The properties of gases and liquids*. Mcgraw-hill New York, 2001.

[111] P. G. Felton, A. A. Hamidi et A. K. Aigal, "Measurement of drop size distribution in dense sprays by laser diffraction", dans *Proc. of the Third International Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, London, England*, 1986.

[112] Ö. L. Gülder, "Multiple scattering effects in dense spray sizing by laser diffraction", *Aerosol Science and Technology*, 12 (3), p. 570–577, 1990.

[113] C. Dumouchel, P. Yongyingsakthavorn et J. Cousin, "Light multiple scattering correction of laser-diffraction spray drop-size distribution measurements", *International Journal of Multiphase Flow*, 35 (3), p. 277–287, 2009.

[114] A. G. Amelin, *Theory of fog condensation*. Coronet Books Inc, 1967.

[115] M. K. Yau et R. R. Rogers, *A short course in cloud physics*. Butterworth-Heinemann, 1996.

[116] G. Cesana, "Phase thermodynamique des nuages : observations avec CALIPSO et évaluation du modèle LMDZ5B", thèse de doct., Université Pierre et Marie Curie, 2013.

[117] A. Aliseda, A. Cartellier, F. Hainaux et J. C. Lasheras, "Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, 468, p. 77–105, 2002.

[118] R. Monchaux, M. Bourgoin et A. Cartellier, "Preferential concentration of heavy particles : A Voronoi analysis", *Physics of Fluids*, 22 (10), p. 103 304–1103304–10–, 2010.

[119] S. Sumbekova, A. Cartellier, A. Aliseda et M. Bourgoin, "Preferential concentration of inertial sub-Kolmogorov particles : The roles of mass loading of particles, Stokes numbers, and Reynolds numbers", *Physical Review Fluids*, 2 (2), 2017.

[120] J. S. Ferenc et Z. Néda, "On the size distribution of Poisson Voronoi cells", *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 385 (2), p. 518–526, 2007.

[121] K. K. Chan et C. S. Jou, "An experimental and theoretical investigation of the transition phenomenon in fuel spray deflagration : 1. The experiment", *Fuel*, 67 (9), p. 1223–1227, 1988.

[122] Y. Nunome, S. Kato, K. Maruta, H. Kobayashi et T. Niioka, "Flame propagation of n-decane spray in microgravity", *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 (2), p. 2621–2626, 2002.

[123] F. Atzler, "Fundamental studies of aerosol combustion", thèse de doct., University of Leeds, 1999.

[124] H. Nomura, I. Kawasumi, Y. Ujiie et J. Sato, "Effects of pressure on flame propagation in a premixture containing fine fuel droplets", *Proceedings of the Combustion Institute*, 31 (2), p. 2133–2140, 2007.

[125] K. Eisazadeh-Far, "Burning speeds, flame kernel formation and flame structure of bio-jet and JP8 fuels at high temperatures and pressures", thèse de doct., Northeastern University, 2010.

[126] J. Beeckmann, N. Chaumeix, P. Dagaut, G. Dayma, F. N. Egolfopoulos et F. Foucher, "Collaborative study for accurate measurements of laminar burning velocity", dans *Proceedings of the European Combustion Meeting*, 2013, p. 1–6.

[127] D. Bradley, M. Lawes et M. S. Mansour, "Explosion bomb measurements of ethanol–air laminar gaseous flame characteristics at pressures up to 1.4 MPa", *Combustion and Flame*, 156 (7), p. 1462–1470, 2009.

[128] S. Liao, D. Zhong, C. Yang, X. Pan, C. Yuan et Q. Cheng, "The temperature and pressure dependencies of propagation characteristics for premixed laminar ethanol-air flames", *Open Civil Engineering Journal*, 6, p. 55–64, 2012.

[129] O. Park, P. S. Veloo, N. Liu et F. N. Egolfopoulos, "Combustion characteristics of alternative gaseous fuels", *Proceedings of the Combustion Institute*, 33 (1), p. 887–894, 2011.

[130] M. Hassan, K. Aung et G. Faeth, "Measured and predicted properties of laminar premixed methane/air flames at various pressures", *Combustion and Flame*, 115 (4), p. 539–550, 1998.

[131] G. Jomaas, X. Zheng, D. Zhu et C. Law, "Experimental determination of counterflow ignition temperatures and laminar flame speeds of C 2–C 3 hydrocarbons at atmospheric and elevated pressures", *Proceedings of the Combustion Institute*, 30 (1), p. 193–200, 2005.

[132] M. Hassan, K. Aung, O. Kwon et G. Faeth, "Properties of laminar premixed hydrocarbon/air flames at various pressures", *Journal of Propulsion and Power*, 14 (4), p. 479–488, 1998.

[133] A. Huzayyin, H. Moneib, M. Shehatta et A. Attia, "Laminar burning velocity and explosion index of LPG–air and propane–air mixtures", *Fuel*, 87 (1), p. 39–57, 2008.

[134] S. G. Davis, C. K. Law et H. Wang, "Propene pyrolysis and oxidation kinetics in a flow reactor and laminar flames", *Combustion and Flame*, 119 (4), p. 375–399, 1999.

[135] G. P. Smith, "GRI-Mech 3.0", *http ://www. me. berkley. edu/gri_mech/*, 1999.

[136] Y. A. Gostintsev, V. Fortov et Y. V. Shatskikh, "Self-similar propagation law and fractal structure of the surface of a free expanding turbulent spherical flame", *Doklady Physical Chemistry*, 397 (1), p. 141–144, 2004.

[137] D. Bradley, T. M. Cresswell et J. S. Puttock, "Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large-scale explosions", *Combustion and Flame*, 124 (4), p. 551–559, 2001.

[138] F. Wu, G. Jomaas et C. K. Law, "An experimental investigation on self-acceleration of cellular spherical flames", *Proceedings of the Combustion Institute*, 34 (1), p. 937–945, 2013.

[139] M. Lawes, Y. Lee et N. Marquez, "Enhanced burning rates due to droplet induced flame instabilities", dans *Proc. Institute for Liquid Atomization and Spray Systems, Zaragoza, Espagne*, 2002.

[140] R. Calabria et P. Massoli, "Generalised scattering imaging laser technique for 2-d characterization of non-isothermal sprays", *Experimental thermal and fluid science*, 31 (5), p. 445–451, 2007.

[141] C. Chauveau, F. Halter, A. Lalonde et I. Gokalp, "An experimental study on the droplet vaporization : effects of heat conduction through the support fiber", dans *Proc. of 22nd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Como, Italy*, 2008.

[142] 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*, 161 (11), p. 2815–2824, 2014.

[143] C. E. Brennen, *Fundamentals of multiphase flow*. Cambridge University press, 2005.

[144] T. Trindade, A. Ferreira et E. Fernandes, "Characterization of combustion chemiluminescence : an image processing approach", *Procedia Technology*, 17, p. 194–201, 2014.

[145] B. D. Stojkovic, T. D. Fansler, M. C. Drake et V. Sick, "High-speed imaging of OH and soot temperature and concentration in a stratified-charge direct-injection gasoline engine", *Proceedings of the combustion institute*, 30 (2), p. 2657–2665, 2005.

[146] R. Schefer, "Flame sheet imaging using CH chemiluminescence", *Combustion Science and Technology*, 126 (1-6), p. 255–279, 1997.

[147] A. Van Tiggelen, *Oxydations et combustions*. Editions Technip, 1968.

[148] R. T. Imaoka et W. A. Sirignano, "Vaporization and combustion in three-dimensional droplet arrays", *Proceedings of the Combustion Institute*, 30 (2), p. 1981–1989, 2005.

[149] R. Borghi et M. Destriau, *Combustion et les flammes*. Editions OPHRYS, 1995.

[150] S. Saharin, B. Lefort, C. Morin, C. Chauveau, L. Le Moyne et R. Kafafy, "Vaporization characteristics of ethanol droplets : Influence of the environment humidity", dans *Proc. of the ASME Turbo Expo : Turbine Technical Conference and Exposition*, 2011, p. 669–676.

[151] J. B. Greenberg, A. C. McIntosh et J. Brindley, "Linear stability analysis of laminar premixed spray flames", dans *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 457, 2001, p. 1–31.

[152] A. Crespo et A. Linan, "Unsteady effects in droplet evaporation and combustion", *Combustion Science and Technology*, 11 (1-2), p. 9–18, 1975.

[153] S. Ulzama et E. Specht, "An analytical study of droplet combustion under microgravity : Quasi-steady transient approach", *Proceedings of the combustion institute*, 31 (2), p. 2301–2308, 2007.

[154] T. Kitano, J. Nishio, R. Kurose et S. Komori, "Effects of ambient pressure, gas temperature and combustion reaction on droplet evaporation", *Combustion and Flame*, 161 (2), p. 551–564, 2014.

[155] W. Han et Z. Chen, "Effects of finite-rate droplet evaporation on the ignition and propagation of premixed spherical spray flame", *Combustion and Flame*, 162 (5), p. 2128–2139, 2015.

[156] T. M. Vu, J. Park, O. B. Kwon, D. S. Bae, J. H. Yun et S. I. Keel, "Effects of diluents on cellular instabilities in outwardly propagating spherical syngas–air premixed flames", *International Journal of Hydrogen Energy*, 35 (8), p. 3868–3880, 2010.

[157] G. Rozenchan, D. L. Zhu, C. K. Law et S. D. Tse, "Outward propagation, burning velocities, and chemical effects of methane flames up to 60 atm", *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 (2), p. 1461–1470, 2002.

[158] L. Qiao, W. Dahm, G. Faeth et E. Oran, "Burning velocities and flammability limits of premixed methane/air/diluent flames in microgravity", dans *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2008, p. 959.

[159] C. Chauveau, "Mesure du taux d'évaporation de gouttes d'eau en fonction de la température des gaz environnants", Communication personelle, Orléans, 2013.

[160] M. Jonasz et G. Fournier, *Light scattering by particles in water : theoretical and experimental foundations*. Academic Press, 2011.

[161] N. Saito et C. Liao, "Suppression effect of water vapor on flammability limits of hydrocarbon fuels-a study on fire suppression by water mist", *Fire Safety Science*, 6 (99), p. 236–242, 2004.

[162] A. Mazas, B. Fiorina, D. Lacoste et T. Schuller, "Effects of water vapor addition on the laminar burning velocity of oxygen-enriched methane flames", *Combustion and Flame*, 158 (12), p. 2428–2440, 2011.

[163] H. K. Chelliah, A. Lazzarini, P. Wanigarathne et G. Linteris, "Inhibition of premixed and non-premixed flames with fine droplets of water and solutions", *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 (1), p. 369–376, 2002.

[164] A. P. Crayford, "Suppression of methane-air explosions with water in the form of fine mists", thèse de doct., Cardiff University, 2004.

[165] 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*, 345 (1), p. 99–116, 2017.

[166] R. Addabbo, J. K. Bechtold et M. Matalon, "Wrinkling of spherically expanding flames", *Proceedings of the Combustion Institute*, 29 (2), p. 1527–1535, 2002.

[167] M. Matalon, "Intrinsic flame instabilities in premixed and nonpremixed combustion", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 39, p. 163–191, 2007.

[168] C. Nicoli, B. Denet et P. Haldenwang, "Rich spray-flame propagating through a 2DLattice of alkane droplets in air", *Combustion and Flame*, 162 (12), p. 4598–4611, 2015.

[169] ——, "Lean flame dynamics through a 2DLattice of alkane droplets in air", *Combustion Science and Technology*, 186 (2), p. 103–119, 2014.

[170] L. Wang et N. Peters, "Length-scale distribution functions and conditional means for various fields in turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, 608, p. 113–138, 2008.

[171] ——, "A new view of flow topology and conditional statistics in turbulence", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 371 (1982), 2013.

[172] S. J. Mee, "The synthesis, characterisation and properties of self-assembled hollow and low density microspheres.", thèse de doct., University of Birmingham, 2011.

[173] R. C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics, 53rd Edition*. Chemical Rubber Pub., 1972.

[174] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright et P. E. Wright, "Convergence properties of the Nelder–Mead simplex method in low dimensions", *SIAM Journal on optimization*, 9 (1), p. 112–147, 1998.

[175] F. N. Egolfopoulos et C. K. Law, "Chain mechanisms in the overall reaction orders in laminar flame propagation", *Combustion and Flame*, 80 (1), p. 7–16, 1990.

[176] S. Mathur, P. K. Tondon et S. C. Saxena, "Thermal conductivity of binary, ternary and quaternary mixtures of rare gases", *Molecular physics*, 12 (6), p. 569–579, 1967.

[177] R. B. Bird, W. E. Stewart et E. N. Lightfoot, *Transport phenomena*. John Wiley & Sons, 2007.

[178] W. S. McGivern et J. A. Manion, "Hydrocarbon binary diffusion coefficient measurements for use in combustion modeling", *Combustion and Flame*, 159 (10), p. 3021–3026, 2012.

[179] C. Wilke, "A viscosity equation for gas mixtures", *The journal of chemical physics*, 18 (4), p. 517–519, 1950.

[180] M. Abramowitz et I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions : with formulas, graphs, and mathematical tables*. U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1964.

[181] P. E. Ciddor, "Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared", *Applied optics*, 35 (9), p. 1566–1573, 1996.

[182] F. Sébastien, "Optiques des lasers et faisceaux gaussiens", *Cours, Exercices et exemples d'applications*, 2010.

[183] C. E. Estrada Perez, "Analysis, comparison and modification of various particle image velocimetry (PIV) algorithms", mém.de maîtr., Texas A&M University, 2005.

[184] N. Nain, G. Jindal, A. Garg et A. Jain, "Dynamic thresholding based edge detection", dans *Proceedings of the World Congress on Engineering*, 2008, p. 2–4.

[185] J. Canny, "A computational approach to edge detection", *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, (6), p. 679–698, 1986.

[186] H. G. Pearlman et P. D. Ronney, "Near-limit behavior of high-Lewis number premixed flames in tubes at normal and low gravity", *Physics of Fluids*, 6 (12), p. 4009–4018, 1994.

[187] ——, "Self-organized spiral and circular waves in premixed gas flames", *The Journal of chemical physics*, 101 (3), p. 2632–2633, 1994.

[188] H. Pearlman, "Excitability in high-Lewis number premixed gas combustion", *Combustion and flame*, 109 (3), p. 382–398, 1997.

[189] B. Matkowsky et D. Olagunju, "Traveling waves along the front of a pulsating flame", *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 42 (3), p. 486–501, 1982.

[190] G. Joulin et P. Clavin, "Linear stability analysis of nonadiabatic flames : diffusional-thermal model", *Combustion and Flame*, 35, p. 139–153, 1979.

[191] G. Jomaas, J. K. Bechtold et C. K. Law, "Spiral waves in expanding hydrogen–air flames : Experiment and theory", *Proceedings of the Combustion Institute*, 31 (1), p. 1039–1046, 2007.

[192] S. P. Wasik et K. E. McCulloh, "Measurements of gaseous diffusion coefficients by a gas chromatographic technique", *Journal of Research of the National Bureau of Standards - A. Physics and Chemistry*, 73A (2), 1969.

Romain THIMOTHÉE

Caractérisation de la propagation d'une flamme dans un milieu diphasique (brouillards) en microgravité

Résumé :

La combustion des sprays compte pour 25$\%$ de la consommation mondiale d'énergie. Les carburants liquides sont exploités sous forme d'aérosol (spray) afin de bénéficier de leur propriété fortement exothermique, offerte par la combustion de leur phase gazeuse. La combustion des aérosols touchent de nombreuses applications industrielles, incluant les moteurs à combustion interne, les turbines à gaz et la production d'électricité. Or, la combustion diphasique telle qu'elle existe en pratique résulte d'un couplage complexe faisant intervenir de nombreux processus comme : l'atomisation, la vaporisation, des écoulements turbulents, la cinétique chimique. Une description complète est possible uniquement par le biais de simulations numériques, mais les investigations expérimentales sont essentielles pour fournir des données quantitatives dans des configurations contrôlées afin d'alimenter les modèles. Une configuration expérimentale simplifiée a été reproduite avec un brouillard monodisperse en taille de gouttes et la propagation d'une flamme laminaire pour mettre en lumière les phénomènes clés de l'interaction spray/combustion.
Initié dans le cadre du groupement de recherche Micropesanteur Fondamentale et Appliquée (MFA) du CNRS et du CNES en 2008, ce projet expérimental s'inscrit dans la continuité des études de vaporisation et de combustion de carburant liquide menées à l'ICARE depuis plusieurs années. Les expériences ont bénéficié de conditions de gravité réduite à $10^{-2}\ g$ obtenues lors de vols paraboliques à bord de l'avion ZERO-G du CNES. Ces conditions uniques de travail offrent un environnement propice à une étude paramétrique avec un brouillard statique et une répartition spatiale homogène (annulation de la sédimentation des gouttes).
À l'issue des trois ans, une base de données importante a été constituée pour valider ou bâtir des modèles de combustion diphasique, aussi bien en mélange non réactif (création des gouttes, granulométrie et vaporisation) qu'en mélange réactif (vitesse de flamme, domaine de stabilité, présence d'imbrûlés).

Mots clés : combustion, aérosol monodisperse, microgravité, instabilité, vitesse de flamme, vaporisation.

Experimental characterization of a laminar flame propagation in a two-phase medium (aerosol) in microgravity conditions

Abstract:

Spray combustion accounts for 25$\%$ of the world's energy use. Liquid fuels are used through aerosol (spray) in order to benefit to their high exothermicity, released by the combustion of the gaseous phase. Two-phase combustion is of practical importance in a wide range of technological applications that include automotive engines, gas turbines and power generation. However, realistic spray combustion lies in complex interactions with: atomization, vaporization, turbulent flows, chemical kinetic. An entire description of spray combustion is only possible by a numerical way with a theoretical approach. In another hand, experimental investigations are necessary to provide quantitative data with idealized spray configuration. A simplified spray was reproduced with a monodisperse aerosol and a laminar flame in order to highlight the predominant phenomena in spray/combustion interaction.
Experiments were conducted under reduced gravity conditions to $10^{-2}\ g$ obtained by parabolic flights with the Airbus ZERO-G from the CNES. Microgravity offers a good parametric study with a quiescent aerosol and homogeneously distributed (without settling effect on droplets).
A strong and exhaustive database has been built to validate or establish a comprehensive two-phase model of combustion, on the spray itself (droplet formation, size and droplet concentration, vaporization rate) and on the reactive mixture (flame velocity, stability regime, presence of liquid droplets in the burned gases).

Keywords: combustion, monodisperse aerosol, microgravity, instability, flame velocity, vaporization.

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement
UPR 3021 du CNRS
1C, avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans, Cedex 2