HAL
open science

Caractérisation expérimentale de la propagation d'une flamme laminaire dans un milieu diphasique (brouillard) à haute pression et en microgravité

Mouhannad Nassouri

To cite this version:

Mouhannad Nassouri. Caractérisation expérimentale de la propagation d'une flamme laminaire dans un milieu diphasique (brouillard) à haute pression et en microgravité. Autre. Université d'Orléans, 2014. Français. NNT : 2014ORLE2033 . tel-01327080

HAL Id: tel-01327080

https://theses.hal.science/tel-01327080v1

Submitted on 6 Jun 2016

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

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

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement

THÈSE présentée par :

Mouhannad NASSOURI

soutenue le : **26 mai 2014**
pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**
Discipline/ Spécialité : Génie mécanique

Caractérisation expérimentale de la propagation d'une flamme laminaire dans un milieu diphasique (brouillard) à haute pression et en microgravité

THÈSE dirigée par :

Dr. Christian CHAUVEAU Directeur de Recherche, CNRS-ICARE
Dr. Iskender GÖKALP Directeur de Recherche, CNRS-ICARE

RAPPORTEURS :

Dr. Céline MORIN Professeur, Université de Valenciennes
Dr. Madjid BIROUK Professeur, Université de Manitoba, Canada

JURY:

Dr. Madjid BIROUK Professeur, Université de Manitoba, Canada
Dr. Roland BORGHI Professeur, Ecole centrale de Marseille
Dr. Christian CHAUVEAU Directeur de Recherche, CNRS-ICARE
Dr. Iskender GÖKALP Directeur de Recherche, CNRS-ICARE
Dr. Pierre HALDENWANG Professeur, Université d'Aix-Marseille
Dr. Céline MORIN Professeur, Université de Valenciennes
Dr. Bernard ZAPPOLI Directeur scientifique, CNES

« Toute chose n'est que la limite de la flamme à laquelle elle doit son existence »

Auguste Rodin

Nicolaï Vechtomov

Rouge et noir, 1988

Remerciements

La partie la plus difficile à écrire dans ce manuscrit fut celle de dire au revoir à trois années passionnantes et inoubliables.

J'aimerais remercier particulièrement mon chef Christian Chauveau, qui m'a fait découvrir le monde des vols paraboliques, qui m'a épaulé tout au long de ces trois années, et qui m'a fait confiance. Il était là dans tous les moments, pour toutes les discussions, toujours souriant et toujours avec le mot juste. Merci pour m'avoir dit, presque tous les jours, que je dois savoir parce que je suis un ingénieur. Merci beaucoup Christian.

J'aimerais également remercier chaleureusement mon deuxième chef Iskender Gökalp, pour tous ses conseils pertinents, son regard extérieur très enrichissant sur mon travail et pour sa bonne humeur rayonnante. Merci de m'avoir fait confiance.

Je souhaite également dire un grand merci à Fabien Halter, pour sa disponibilité et sa présence décisive aux moments difficiles. A Toufik Boushaki, pour son encouragement permanent et toutes les discussions professionnelles ou personnelles durant nos pauses café. Et à Romain Thimothée pour sa contribution, je lui souhaite une très bonne chance dans la suite du projet.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres de mon jury, qui ont accepté de lire ce manuscrit pour en juger les qualités et les défauts. Le président du jury, Roland Borghi, pour sa présence et son regard avisé sur l'ensemble de mon analyse. Pierre Haldenwang, pour l'examination numérique de mes résultats et avoir suivi notre travail pendant trois ans. Céline Morin et Madjid Birouk, pour avoir rapporté mon travail avec tellement de précisions, et pour leurs questions et remarques pertinentes.

J'adresse toute ma gratitude à Bernard Zappoli, le directeur scientifique du projet au sein du CNES, pour son soutien et sa confiance absolue.

J'en profite pour remercier le CNES, le CNRS, l'université d'Orléans et la région Centre. Une collaboration fantastique grâce à laquelle nous avons pu accomplir ce travail.

Je remercie mes amis, Atallah, Wided, Vassilissa, Lila, Aris, Alaa et beaucoup d'autres. Merci pour vos mots d'encouragement, votre belle présence et surtout votre amitié.

Tout ceci n'aurait bien sûr pas été possible sans mes parents, mon père qui m'a montré la voie, ma mère qui m'a donné la force et mes quatre belles sœurs qui ont toujours cru en moi. Je vous remercie du fond de mon cœur pour votre amour et tout ce que vous avez fait pour moi. Je vous aime beaucoup.

Table des matières

NOMENCLATURE 1

INTRODUCTION GENERALE 5

MOTIVATIONS 5

CADRE DE L'ETUDE 6

PLAN DE L'ETUDE 7

CHAPITRE I : ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE 9

I. LES CARACTERISTIQUES DU BROUILLARD 9

I.1. LES DIAMETRES MOYENS 9

I.2. LA DISTRIBUTION DE TAILLES DES GOUTTES 10

I.3. LA VAPORISATION DES GOUTTES 11

I.4. LA GRANULOMETRIE A DIFFRACTION LASER 13

II. LA COMBUSTION LAMINAIRE PREMELANGEE 15

II.1. LE MECANISME DE PROPAGATION D'UNE FLAMME LAMINAIRE 15

II.2. LA VITESSE DE COMBUSTION LAMINAIRE 16

II.3. L'EFFET DE L'ETIREMENT SUR LA STRUCTURE ET LA VITESSE DE FLAMME SPHERIQUE 17

III. LA COMBUSTION DIPHASIQUE 18

III.1. L'EFFET DE LA PRESENCE DE GOUTTES SUR LA FLAMME DIPHASIQUE 18

III.2. LES LIMITES D'INFLAMMATION DES BROUILLARDS 21

III.3. L'INSTABILITE DES flAMMES DE BROUILLARDS PREMELANGES 21

III.4. LES REGIMES DE COMBUSTION DIPHASIQUE 22

IV. LES INSTABILITES DU FRONT DE FLAMME LAMINAIRE 25

IV.1. LES INSTABILITES DUES AUX FORCES DE GRAVITE 25

IV.2. LES INSTABILITES DUES AUX EFFETS HYDRODYNAMIQUES 25

IV.3. LES INSTABILITES THERMODIFFUSIVES 26

V. CONCLUSION 27

CHAPITRE II : TECHNIQUES ET METHODES EXPERIMENTALES 29

I. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE **29**

I.1. DESCRIPTION GENERALE 29

I.2. PROCEDURE EXPERIMENTALE DE LA PHASE GRANULOMETRIQUE 31

I.3. PROCEDURE EXPERIMENTALE DE LA PHASE DE COMBUSTION 33

II. DIAGNOSTICS OPTIQUES 36

II.1. GRANULOMETRIE A DIFFRACTION LASER 36

II.2. VISUALISATION DE LA PROPAGATION DE LA FLAMME (OMBROSCOPIE) 37

III. DETERMINATION DE LA VITESSE DE PROPAGATION 37

IV. MODELISATION DE LA CINETIQUE CHIMIQUE - CHEMKIN **39**

V. MICROGRAVITE ET VOL PARABOLIQUE 40

VI. CONCLUSION **42**

CHAPITRE III : CARACTERISATION GRANULOMETRIQUE DU MELANGE DIPHASIQUE (BROUILLARD) ; 43

I. LA CREATION DU BROUILLARD 43

I.1. DIAGRAMME DE PHASE DE L'ETHANOL 44

I.2. LA QUANTITE CONDENSEE DE LA VAPEUR D'ETHANOL 47

II. LA CARACTERISATION GRANULOMETRIQUE DU BROUILLARD 48

II.1. LA VALIDATION DU SYSTEME DE MESURE 48

II.2. L'EFFET DE LA DIFFERENCE DE PRESSION ΔP SUR LE DIAMETRE MEDIAN D_{50} 50

III. MESURES GRANULOMETRIQUES A DIFFERENTS NIVEAUX DE L'IHP 51

III.1. L'EVOLUTION TEMPORELLE DU D_{50} SUR TROIS NIVEAUX DE L'IHP 52

III.2. L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA DISTRIBUTION DE TAILLES DES GOUTTES 54

III.3. LE DIAMETRE MEDIAN D_{50} EN FONCTION DE LA RICHESSE DU MELANGE 56

IV. LE TAUX DE VAPORISATION DES GOUTTES 57

IV.1. L'EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LE TAUX DE VAPORISATION D'UNE GOUTTE ISOLEE 61

V. LA DENSITE VOLUMIQUE DE GOUTTES (N) ET L'ECARTEMENT INTER-GOUTTES ($N^{-1/3}$) 63

VI. L'EFFET DE LA MICROGRAVITE 65

VII. CONCLUSION 67

CHAPITRE IV : LA VITESSE DE PROPAGATION DE LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MILIEU DIPHASIQUE 69

I. LA RICHESSE GAZEUSE ϕ_G ET LES LIMITES D'INFLAMMABILITE 70

II. LA VITESSE DE LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MELANGE DIPHASIQUE 74

III. L'EFFET DE LA RICHESSE TOTALE ϕ_{TOT} SUR LA VITESSE DE LA FLAMME LAMINAIRE 75

III.1. LA VITESSE DE LA FLAMME LAMINAIRE EN FONCTION DE LA PRESSION INITIALE DU MELANGE 78

III.2. L'EFFET DE LA PRESENCE DES GOUTTES SUR LA STRUCTURE DE LA FLAMME DIPHASIQUE 80

IV. L'EFFET DE LA RICHESSE GAZEUSE ϕ_G SUR LA VITESSE DE LA FLAMME LAMINAIRE 83

IV.1. LA VITESSE DE LA FLAMME DIPHASIQUE DANS UN MELANGE RICHE 83

IV.2. LA VITESSE DE LA FLAMME DIPHASIQUE DANS UN MELANGE STŒCHIOMETRIQUE 90

V. CONCLUSION 94

CHAPITRE V : LA STRUCTURE DE LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MILIEU DIPHASIQUE **97**

I. INVESTIGATION EXPERIMENTALE SUR LA STRUCTURE DE LA FLAMME SPHERIQUE LAMINAIRE 98

I.1. LE DIAGRAMME DE CELLULARITE (P - ϕ_{TOT}) DE LA FLAMME LAMINAIRE DIPHASIQUE 98

I.2. LE DIAGRAMME DE STABILITE (P - ϕ_{TOT}) DE LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MELANGE GAZEUX 103

II. LES INSTABILITES DUES AUX FORCES DE GRAVITE 108

III. LA PROPAGATION DE LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN BROUILLARD PREMELANGE 112

III.1. LA TEMPERATURE ADIABATIQUE DE LA FLAMME LAMINAIRE 114

III.2. LE TAUX DE VAPORISATION DES GOUTTES DANS LA ZONE DE PRECHAUFFAGE 116

III.3. L'EPAISSEUR DE LA FLAMME LAMINAIRE Δ_L 118
III.4. LE RAPPORT ENTRE L'EPAISSEUR DE LA FLAMME LAMINAIRE ET LE DIAMETRE MEDIAN DES GOUTTES 121
III.5. LE RAPPORT ENTRE LE TEMPS DE VAPORISATION DES GOUTTES ET LE TEMPS DE PASSAGE DE LA FLAMME 122
III.6. LA FORMATION DE LA STRUCTURE CELLULAIRE DE LA FLAMME LAMINAIRE DIPHASIQUE 124

IV. LES DIFFERENTS REGIMES DE COMBUSTION DIPHASIQUE 125

IV.1. LE DIAGRAMME DES REGIMES DE COMBUSTION DIPHASIQUE 126
IV.2. LE RAPPORT ENTRE L'ECARTEMENT DES GOUTTES ET LE RAYON D'UNE FLAMMELETTE AUTOUR D'UNE SEULE GOUTTE ($N^{1/3}R_F$) 128
IV.3. LE RAPPORT ENTRE L'ECARTEMENT ET LE RAYON MEDIAN DES GOUTTES 132

V. LE NOMBRE ET LA TAILLE DE CELLULES 133
VI. CONCLUSION 135

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES 137
ANNEXE 1 143

I. LE RAYON CRITIQUE DE L'INSTABILITE CELLULAIRE 144
II. LE NOMBRE DE PECLET CRITIQUE (PE_{CR}) 147
III. LE FACTEUR D'EXPANSION 148
IV. LE NOMBRE DE LEWIS (LE) 150
VI. LE NOMBRE DE MARKSTEIN MA 154
VII. CONCLUSION 157

ANNEXE 2 158

I. LA DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DU RAYON DE FLAMME DANS UN MELANGE GAZEUX 158
II. LA DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DU RAYON DE FLAMME DANS UN MELANGE DIPHASIQUE 159

ANNEXE 3 160

I. LE TEMPS DE LA PHASE DE CROISSANCE (T_{CROI}) ET DE LA PHASE DE VAPORISATION (T_{VAP}) 160
II. L'EFFET DE LA PRESSION INITIALE DU MELANGE SUR D_{50} 161

ANNEXE 4 162

I. LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MELANGE DIPHASIQUE EN FONCTION DE PRESSION INITIALE ET LA RICHESSE 162

II. LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MELANGE GAZEUX EN FONCTION DE PRESSION INITIALE ET LA RICHESSE..... 163

ANNEXE 5 164

I. L'EVOLUTION TEMPORELLE DU RAYON DE FLAMME R_F DANS UN MELANGE DIPHASIQUE ET GAZEUX EN FONCTION DE LA PRESSION INITIALE 164

ANNEXE 6 167

I. L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA CELLULARITE DIPHASIQUE 167

ANNEXE 7 168

I. LA DIFFUSIVITE THERMIQUE $D_{THERMIQUE}$ 168

II. LA DIFFUSIVITE MOLECULAIRE $D_{MOLECULAIRE}$..... 169

BIBLIOGRAPHIE.....171

Liste de figures

Chapitre I

Figure I. 1 : La propagation d'une flamme dans un tube ouvert aux deux extrémités 16
Figure I. 2 : Les différents types de combustion dans un brouillard prémélangé[71] 24
Figure I. 3 : Les instabilités hydrodynamiques d'un front de flamme laminaire (d'après Clavin [46]) 25
Figure I. 4 : Les instabilités thermodiffusives d'un front de flamme laminaire 26

Chapitre II

Figure II. 1 : Le rack expérimental équipé de l'enceinte DBF-HP et du granulomètre 30
Figure II. 2 : Représentation schématique de l'expérience 32
Figure II. 3 : L'insert IHP dans la chambre CHP 34
Figure II. 4 : Un clapet à ressort et à levée verticale 34
Figure II. 5 : L'effet de la présence des clapets sur la pression finale de la combustion 35
Figure II. 6 : Le granulomètre à diffraction laser Helos- Sympatec 36
Figure II. 7 : L'évolution du rayon de flamme avec le temps en fonction de la richesse 38
Figure II. 8 : la vitesse de flamme laminaire étirée en fonction de l'étirement 39
Figure II. 9 : Un schéma décrivant une parabole 41
Figure II. 10 : La fiche officielle d'accélération gravitationnelle pour une seule parabole 41

Chapitre III

Figure III. 1: Le processus Détente-Condensation sur le diagramme de phase de l'éthanol 45
Figure III. 2: L'évolution de la pression pendant la détente 46
Figure III. 3: La quantité condensée de l'éthanol en fonction de la valeur de ΔP 47
Figure III. 4 : Trois mesures de trois échantillons différents de poudres de référence 49
Figure III. 5 : Trois mesures de la distribution de tailles pour un mélange de deux poudres de référence, SiC-F1200 (4.1µm) & SiC-P600 (27µm) 49
Figure III. 6 : Le diamètre médian des gouttes d_{50} en fonction du facteur d'expansion ΔP 50

Figure III. 7 : Le diamètre médian des gouttes d_{50} en fonction du temps de détente 51
Figure III. 8 : Représentation des trois niveaux de mesures dans l'IHP 52
Figure III. 9 : L'évolution temporelle du d_{50} sur trois niveaux différents de l'IHP 53
Figure III. 10 : L'évolution temporelle de la courbe de distribution aux trois niveaux de l'IHP 55
Figure III. 11 : L'évolution du d_{50} en fonction de la richesse totale du mélange 57
Figure III. 12 : L'évolution du temps de séjour du brouillard en fonction de la richesse totale du mélange 58
Figure III. 13 : Le temps de séjour du brouillard en fonction de la température initiale 58
Figure III. 14 : L'évolution temporelle de d^2_{50} et $[d_{50}/d_0]^2$, pendant la phase de vaporisation 59
Figure III. 15 : K_{vap} en fonction de la richesse totale du mélange 60
Figure III. 16 : K_{vap} en fonction de la pression, à $\phi_{tot} = 0.84$ 61
Figure III. 17 : L'évolution du taux de vaporisation d'une goutte d'éthanol isolée et le temps de vaporisation, en fonction de la température 62
Figure III. 18 : La densité des gouttes (n) en fonction de la richesse et la pression 64
Figure III. 19 : L'écartement moyen des gouttes ($n^{-1/3}$) en fonction de la richesse et la pression 65
Figure III. 20 : Le diamètre moyen des gouttes en fonction de la température et de la pression, à Ø= 1.5, pour l'isooctane et l'éthanol, en 0G et 1G 66
Figure III. 21 : La distribution de la taille des gouttes, d'éthanol à 334 K, 8 bars et Ø=1, en gravité réduite et en gravité normale 66

Chapitre IV

Figure IV. 1: La richesse initiale gazeuse ϕg, en fonction de ΔP 72
Figure IV. 2: Limites d'inflammabilité d'un mélange éthanol-air, dans le cas gazeux et diphasique 73
Figure IV. 3 : La vitesse de propagation de la flamme $\boldsymbol{VS°}$ en fonction de la richesse totale et la pression initiale 76
Figure IV. 4 : La vitesse de propagation de la flamme $\boldsymbol{VS°}$ et la richesse gazeuse ϕ_g, en fonction de la pression, pour une richesse totale ($\phi_{tot} = 0.84$) 78
Figure IV. 5 : L'évolution temporelle du rayon de flamme en fonction de la pression initiale 79

Figure IV. 6 : Comparaison de la structure de la flamme laminaire dans un mélange diphasique et gazeux, en fonction de la pression (ϕ_{tot} = 0.84, T = 334K) 81

Figure IV. 7 : La structure de la flamme à différents moment d'inflammation, avec P = 3 bars, $Ø_{tot}$ = 1.55 et T = 334K 84

*Figure IV. 8: L'évolution de la vitesse de propagation **VS°** en fonction de d_{50}, pendant la phase de vaporisation du brouillard. En gravité terrestre* 85

Figure IV. 9 : La vitesse de propagation de la flamme en fonction du diamètre médian de gouttes 86

Figure IV. 10 : L'évolution de la richesse gazeuse ϕ_g et le diamètre médian d_{50} en fonction du temps 87

Figure IV. 11: L'évolution de la richesse gazeuse du mélange Øg pendant la phase de vaporisation au niveau (3) 88

Figure IV. 12: La structure de la flamme en fonction du moment d'inflammation. Les temps illustrés sont à partir du début du temps de séjour du brouillard, (P=3bars, T=334K, ϕ_{tot}=1.55) 89

*Figure IV. 13 : L'évolution de la vitesse de propagation **VS°** en fonction de d_{50}, pendant la phase de vaporisation du brouillard. En gravité terrestre* 90

Figure IV. 14 : La vitesse de propagation de la flamme en fonction du diamètre médian de gouttes 91

Figure IV. 15 : L'évolution de la richesse gazeuse ϕ_g et le diamètre médian d_{50} en fonction du temps 92

Figure IV. 16 : L'évolution de la richesse gazeuse du mélange Øg pendant la phase de vaporisation au niveau (3) 92

Figure IV. 17 : La structure de la flamme en fonction du moment d'inflammation. Les temps illustrés sont à partir du début du temps de séjour du brouillard 93

Chapitre V

Figure V. 1 : La cellularité de la flamme diphasique en fonction de la pression pour une richesse totale ϕ_{tot} = 0.84 99

Figure V. 2 : La cellularité de la flamme diphasique en fonction de la richesse totale du mélange ϕ_{tot} à 2bars 101

Figure V. 3 : Les trois catégories de cellularité observée sur les flammes diphasiques 102

Figure V. 4 : Le diagramme (P - ϕ_{tot}) de la cellularité d'une flamme laminaire diphasique 102

Figure V. 5 : La cellularité de la flamme gazeuse en fonction de la richesse totale du mélange ϕ_{tot} à 5bars 104

Figure V. 6: Le diagramme (P - ϕ_{tot}) de l'instabilité d'une flamme laminaire dans un mélange gazeux 105

Figure V. 7 : Le rayon critique de la flamme en fonction de la richesse totale et la pression initiale du mélange 106

Figure V. 8 : La sphéricité de la flamme lors d'une vitesse de propagation réduite 107

Figure V. 9 : Instabilités dues aux forces de gravité dans un mélange gazeux 108

Figure V. 10 : L'effet de la gravité sur l'instabilité de la flamme dans un mélange gazeux et diphasique 109

Figure V. 11 : Le déplacement du centre de la flamme sphérique par rapport au centre de la chambre de combustion ; pendant sa propagation 110

Figure V. 12: Schéma d'une flamme diphasique de prévaporisation, laminaire et prémélangée 113

Figure V. 13 : Le profil de la température obtenue avec PREMIX 115

Figure V. 14 : L'évolution de la température adiabatique en fonction de la richesse totale et de la pression initiale 116

Figure V. 15: Le taux de vaporisation dans la zone de préchauffage en fonction de la pression 118

Figure V. 16 : L'évolution de l'épaisseur de la flamme laminaire 120

Figure V. 17: Le rapport entre l'épaisseur de la flamme laminaire et le diamètre médian des gouttes (δ_L / d_{50}), en fonction de ϕ et P 121

Figure V. 18: Le rapport entre le temps de vaporisation et le temps de passage de la flamme 123

Figure V. 19 : La structure de la flamme diphasique de prévaporisation, dans un mélange pauvre et à haute pression initiale 123

Figure V. 20 : Les différents régimes de combustion de brouillards (Borghi et Destriau[69]) 126

Figure V. 21: La cellularité observée expérimentalement sur la surface de la flamme diphasique 127

Figure V. 22: Evolution du paramètre ($n^{1/3}r_F$) en fonction de la richesse totale aux trois niveaux de l'IHP 129
Figure V. 23: ($n^{1/3}r_F$) en fonction de la pression initiale aux trois niveaux de l'IHP 130
Figure V. 24 : Le rapport entre l'écartement et le rayon médian des gouttes 132
Figure V.25: La structure cellulaire diphasique à 2 et 3 bars 133
Figure V.26: La taille et le nombre de cellules en fonction du rayon de flamme 134

Annexe 1

Figure VI. 1 : Le taux d'étirement en fonction du rayon de la flamme sphérique dans un mélange gazeux air-éthanol 144
Figure VI. 2: L'évolution de la cellularité de la flamme dans un mélange gazeux 145
Figure VI. 3: Le rayon critique de la flamme en fonction de la richesse totale et la pression initiale du mélange 146
Figure VI. 4: Le nombre de Péclet critique d'instabilité dans un mélange gazeux 147
Figure VI. 5: Le facteur d'expansion (σ) en fonction de la richesse totale et de la pression initiale dans un mélange gazeux 149
Figure VI. 6: Images de deux flammes dans un mélange gazeux air-éthanol pauvre et riche 149
Figure VI. 7: Le nombre de Lewis global 151
Figure VI. 8 : Le nombre de Lewis effectif 152
Figure VI. 9: L'énergie globale d'activation en fonction de la pression et de la richesse 154
Figure VI. 10: Le nombre de Markstein M_a en fonction de la pression initiale et la richesse 155
Figure VI. 11 : Le nombre de Zeldovich en fonction de la pression initiale et la richesse 156

Nomenclature

Lettres latines :

C_p	chaleur spécifique à pression constante du mélange
d_0	diamètre initial de la goutte
D_{10} (d_m)	diamètre moyen arithmétique
D_{20}	diamètre moyen surfacique
D_{32} (SMD)	diamètre moyen de Sauter
$D_{0.5}$ (d_{50}	diamètre médian massique
d_{cr}	diamètre critique des gouttes
D_m	diffusion moléculaire
D_{th}	diffusion thermique
D_{ij}	diffusivité de l'espèce *i* dans l'espèce *j*
E_a	énergie globale d'activation
g	gravité
h	enthalpie massique
K	taux d'étirement
K_{vap}	taux de vaporisation
L_b	longueur de Markstein
L_e	nombre de Lewis
Le_{eff}	nombre de Lewis effectif
M	masse molaire
M_a	nombre de Markstein
n	nombre de gouttes par unité de volume
n_s	nombre de gouttes par unité de surface
$n^{1/3}$	écartement inter-gouttes
Pe_{cr}	nombre de Péclet critique
P_{ini}	pression initiale avant la détente
P	pression initiale après la détente
R	constante des gaz parfaits
R_C	rayon critique de la flamme
R_f	rayon de la flamme laminaire
r_f	rayon de la flammelette autour d'une goutte isolée

r_g	rayon d'une goutte isolée
S_L	vitesse de combustion étirée
S_L^0	vitesse de combustion à étirement nul
T_{ini}	température initiale
t	temps
T	température
T_{ad}	température adiabatique
T_b	température des gaz brûlés
T_u	température des gaz frais
T_{vap}	température de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage
T_m	température d'inflammation
V_s	vitesse spatiale de propagation de la flamme laminaire
$V°_s$	vitesse spatiale de propagation de la flamme laminaire à étirement nul
Z_e	nombre de Zeldovich

<u>Lettres grecques :</u>

ρ_b	masse volumique des gaz brûlés
ρ_u	masse volumique des gaz frais
σ	facteur d'expansion
δ	épaisseur de Zeldovich
δ_L	épaisseur thermique de flamme laminaire
δr	épaisseur de la zone de réaction
δp	épaisseur de la zone de préchauffage
ΔP	différence de pression
$K_{\Delta P}$	taux d'expansion
ϕ_{tot}	richesse totale du mélange diphasique
ϕ	richesse du mélange gazeux
ϕ_g	richesse gazeuse du mélange diphasique
τ_{tot}	temps de séjour totale du brouillard
τ_{vap}	temps de la phase de vaporisation
τ_{croi}	temps de la phase de croissance
$\tau_{\Delta p}$	temps de détente
τ_c	temps caractéristique des réactions chimiques

ρ	masse volumique
λ	conductivité thermique des gaz frais
v	facteur correctif
α	coefficient du taux de dégagement de chaleur

Indices et exposants :

b	mélange brulé
u	mélange frais
Niveau (1)	centre de l'IHP
Niveau (2)	12.5 mm au-dessus du centre de l'IHP
Niveau (2)	18 mm au-dessus du centre de l'IHP

Acronymes :

CHP	chambre haute-pression
IHP	insert haute-pression
LII	limite inférieure d'inflammabilité
LIS	limite supérieure d'inflammabilité
SMD	diamètre moyen de Sauter
SYMPATEC	System Particle Technology

INTRODUCTION GENERALE

Motivations

Face au défi concernant la raréfaction des énergies fossiles, et dans une perspective de développement durable, il est indispensable d'investir très fortement dans la maîtrise des consommations énergétiques et dans l'émergence de technologies nouvelles permettant de mieux exploiter les énergies renouvelables. Cette étude s'inscrit dans cet axe de recherche visant à une meilleure utilisation de l'énergie fossile en augmentant l'efficacité énergétique de la combustion.

Le sujet de la thèse vise à approfondir les connaissances sur les phénomènes mis en jeu lors de la combustion de carburant liquide dispersé sous forme d'aérosol. De nombreux propulseurs (moteurs de fusée, turbines à gaz, moteurs à combustion interne..) reposent sur la combustion de combustibles initialement sous forme liquide. Les chiffres de la NASA montrent que 25% de la consommation d'énergie mondiale est représentée par la combustion des sprays [1]. Or, la combustion diphasique est un phénomène très complexe faisant intervenir de nombreux processus : atomisation, interaction entre gouttelettes, interaction gouttes-gaz, mélange, vaporisation, instabilité, cinétique chimique, combustion. Tous ces phénomènes étant couplés, seule une description complète est possible par le biais de simulations numériques, mais les investigations expérimentales sont nécessaires pour fournir des données aussi quantitatives que possible dans des configurations simples afin de susciter ou de confirmer des modèles prenant en compte ces couplages. Ainsi, des études théoriques, expérimentales et numériques, doivent être menées en parallèle pour accroître les connaissances dans le domaine de la combustion diphasique et améliorer le fonctionnement des applications actuelles.

Des études récentes ont montré que les flammes se propageant dans un mélange d'aérosols, pourraient présenter des caractéristiques très différentes de leurs homologues qui se propagent dans un mélange gazeux. La vitesse de propagation de la flamme pour certaines conditions augmente dans les mélanges diphasiques et les limites d'inflammabilité s'étendent. Ces caractéristiques peuvent présenter des avantages pour certaines applications (moteurs...), mais aussi des inconvénients pour d'autres, telles que les problématiques liées aux risques industriels. Ainsi, la compréhension de l'influence de la présence de gouttes dans un mélange combustible est essentielle.

Le travail expérimental réalisé au cours de cette thèse vise à mieux comprendre les différentes étapes intervenant dans la combustion diphasique, notamment la vaporisation, la vitesse de propagation d'une flamme laminaire dans un brouillard de gouttes et la structure de cette flamme, en partant de la flamme en mélange gazeux comme référence dans certains cas. Il s'agit également d'une étude qui sera confrontée aux résultats des études numériques conduites par Mr P. Haldenwang et ses collaborateurs dans l'équipe de combustion du laboratoire M2P2 à Marseille. Notre travail, dans le cadre de cette collaboration, consiste à fournir des données quantitatives, dans des configurations simples, afin de susciter ou confirmer les modèles numériques.

Cadre de l'étude

Nous avons donc défini comme objectif de cette nouvelle étude, la détermination expérimentale des vitesses de propagation des flammes laminaire dans un aérosol (ou brouillard) et les différents régimes observés de combustion diphasique. Cette étude s'appuie sur l'utilisation d'une chambre de combustion Haute-Pression développée au sein de l'Institut ICARE/CNRS, cet appareillage a été conçu et élaboré pour être utilisé à bord de l'Airbus A300-0g du CNES. Les expériences s'effectuant principalement sous des conditions de gravité réduite, l'intérêt de la microgravité réside dans la possibilité de créer des brouillards sans subir les effets perturbateurs de la sédimentation. L'approche expérimentale, consiste à introduire dans une chambre de combustion, un mélange combustible-comburant (liquide/gaz) dans les proportions adéquates, la formation du brouillard est effectuée par la méthode de détente-condensation. L'initiation de la combustion s'effectue ensuite au centre de la chambre par une décharge électrique, dans un mélange au repos. Cette étude nous permet de déterminer les vitesses de propagation des flammes dans un brouillard, en variant des paramètres tel que la richesse, la granulométrie initiale, la température et la pression initiale.

Les expériences donc ont été réalisées à la fois dans des conditions de gravité terrestre et des conditions de microgravité. Deux campagnes de vols paraboliques ont été effectuées durant la phase granulométrique de l'étude, en décembre 2010 et mai 2011. Et trois campagnes ont été réalisées en configuration combustion, en octobre, novembre 2012 et en mars 2013. Ce travail a été initié dans le cadre du Groupement de Recherche « Micropesanteur Fondamentale et Appliquée » du CNRS et du CNES, en 2008. Il est la suite logique des précédents travaux sur la vaporisation et la combustion des gouttes en microgravité, soutenus aussi par le CNES durant de longues années. Cette étude est donc la

continuité des recherches menées jusqu'à présent dans l'équipe « Combustion et Turbulence » à ICARE. Dans ce contexte nous pouvons mentionner les travaux de Chauveau et al. 2000 [2], Morin et al. 2000 [3], Pichard et al. 2002 [4], Chauveau et al. 2011 [5] et Bouvet et al. 2011 [6].

Plan de l'étude

Le **chapitre I** décrit les principales notions de combustion des brouillards. La distribution de la taille des gouttes, la vitesse de propagation et les instabilités de combustion de la flamme de brouillard sont présentées à travers des études expérimentales et théoriques. De façon générale, le chapitre 1 établit l'état bibliographique à propos des flammes diphasiques.

Le **chapitre II** présente les différents diagnostics optiques employés pour réaliser ce travail. Il présente également les outils numériques utilisés tout au long de cette étude.

La première phase expérimentale de ce travail est présentée dans le **chapitre III**. Elle consiste à étudier de manière détaillée le mélange diphasique d'un point de vue granulométrique et caractériser expérimentalement la taille des gouttes composant le brouillard. La formation des gouttes et l'évolution de leur taille a été également caractérisée en utilisant un taux de vaporisation des gouttes. Cette caractérisation a été effectuée grâce à un granulomètre à diffraction laser «Sympatec- système HELOS», et l'éthanol comme combustible. Ce dernier a été choisi grâce à sa condensation métrisable et une flamme relativement propre.

L'objectif de la deuxième phase de l'étude est illustré dans le **chapitre IV**, il réside dans la détermination expérimentale de la vitesse de propagation de la flamme sphérique dans les mélanges d'aérosols (gouttes-vapeur-air) et les mélanges gazeux (vapeur-air). Les effets des conditions initiales, le diamètre moyen des gouttes de carburant sur la vitesse de propagation de la flamme sont particulièrement étudiés.

Ensuite, la structure de la flamme laminaire propageant dans un brouillard, la formation des cellules, et les différents régimes de combustion diphasique sont exposées dans le **chapitre V**. Dans le cadre de ce chapitre, l'objectif principal est de classifier les différents régimes de combustion, en fonction de la granulométrie initiale du mélange. Cette caractérisation passe par l'utilisation de la vitesse de propagation de la flamme et la détermination de son épaisseur thermique.

Enfin, et parallèlement à notre analyse, nous avons effectué une évaluation des effets des instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives dans le cas d'une flamme laminaire se propageant dans un mélange gazeux. Ces instabilités dues aux effets hydrodynamiques et thermodiffusifs peuvent avoir une influence conséquente sur la structure de la flamme laminaire diphasique. Cette analyse a été placée en annexe 1, car elle dépasse le contexte spécifique de la combustion diphasique, mais nous y faisons référence à de nombreuses reprises dans les différents chapitres du manuscrit.

Chapitre I : ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Cette introduction bibliographique décrit les différents modes de combustion des brouillards de gouttes. La première partie s'intéresse aux caractéristiques granulométriques du brouillard, considéré prémélangé. Les caractéristiques du brouillard permettent une description phénoménologique de la structure de la flamme et de sa propagation à travers un milieu hétérogène plus ou moins dense en gouttes. L'étude de la propagation de flammes à travers un brouillard prémélangé fait l'objet de la seconde partie de ce chapitre introductif. Les effets des principaux paramètres de la combustion diphasique sur la vitesse et la stabilité de la flamme de brouillard, sont analysés à travers des études expérimentales et théoriques.

I. Les caractéristiques du brouillard

Les caractéristiques du brouillard importantes pour l'efficacité de la combustion sont la taille moyenne des gouttes, la distribution de tailles des gouttes et leur taux de vaporisation. Ces grandeurs sont gouvernées principalement par les conditions initiales du brouillard, telles que la température, la pression, la richesse globale du mélange et la nature du brouillard.

I.1. Les diamètres moyens

Dans un premier temps, pour caractériser un brouillard, il est possible d'effectuer des statistiques sur les tailles des gouttes le constituant, leur volume ou masse. Différents diamètres ont ainsi été définis suivant l'application considérée, mais l'idée générale est de remplacer un brouillard donné par un autre fictif dans lequel une des caractéristiques du brouillard original a été conservée. Par exemple, il existe le diamètre moyen arithmétique D_{10} qui représente la valeur moyenne des diamètres des gouttes. Le diamètre moyen surfacique D_{20} correspond au même rapport surface sur diamètre que le brouillard original. C'est une indication de la surface moyenne d'une goutte. D_{30} est le diamètre moyen volumique ; il représente le diamètre d'une goutte dont le volume, multiplié par le nombre de gouttes, est égal au volume de l'échantillon. Ce diamètre permet de contrôler le volume global du brouillard. Finalement, le diamètre de Sauter D_{32} ou *SMD*, le plus utilisé dans les applications

de combustion de brouillard ou de transfert de masse, est défini comme le diamètre d'une goutte ayant le même rapport volume sur surface que le brouillard initial.

Tous ces diamètres sont calculés à partir de la formule générale [7]:

$$D_{pq} = \sqrt[p-q]{\frac{\sum_i d_i^p N_i}{\sum_i d_i^p N_i}}$$

Où l'indice i se réfère à la classe de diamètres [d_i ; $d_i+\delta d$] et N_i est le nombre d'échantillons collectés dans la classe de diamètres i. Par conséquent, lorsque l'on considère un brouillard polydisperse, les diamètres moyens tiennent compte non seulement des diamètres des gouttes mais aussi de la population de chaque classe de diamètre. Il s'agit donc d'une moyenne pondérée.

Un autre diamètre caractéristique le plus souvent utilisé est le diamètre médian massique $D_{0.5}$ (d_{50} ou MMD), qui permet, associé au diamètre moyen de Sauter, de définir certaines propriétés des distributions en taille de gouttes. Par exemple, Simmons [8, 9] montre que pour différents types de spray, les distributions observées conduisent à $D_{0.5}/D_{32}$=1.2 sur une large gamme de valeurs du diamètre moyen de Sauter (de 30µm à 250 µm). La détermination de ce rapport permet alors, connaissant au choix $D_{0.5}$ ou D_{32}, de caractériser la distribution en termes de taille des gouttes / fraction de volume, pour n'importe quel type de spray.

Le diamètre médian massique sera adopté durant notre étude, grâce à la bonne qualité des courbes du suivi temporel de ce diamètre. Sa valeur est présentée par la formule [10]:

$$d_{50} = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{M} d_i$$

Où M [g] est la masse totale collectée, m_i [g] est le poids de la gamme de taille i et d_i [µm] est le diamètre moyen de la gamme de taille i. Sachant que 50% de la masse totale des gouttes est contenu dans des gouttes de diamètre < d_{50}.

I.2. La distribution de tailles des gouttes

Il a été démontré expérimentalement par Bossard et al. [11] que la distribution initiale de tailles des gouttes peut avoir une influence directe sur les caractéristiques de combustion des sprays polydisperses. La variation indépendante de la distribution de tailles des gouttes, pour le même diamètre moyen de Sauter et la même richesse totale du mélange, produit des changements importants dans la structure de la flamme, la vitesse de combustion et les

émissions produites. Plus précisément, il a été constaté qu'une distribution étroite de tailles des gouttes, porte une amélioration sur le dégagement de chaleur pendant la combustion.

Les distributions empiriques permettant de caractériser un brouillard polydisperse sont nombreuses, dont les plus utilisées sont Rosin-Rammler, Nukiyama-Tanasawa [7, 12, 13] et log-normale [7], présentées par les formules :

Distribution de Rosin-Rammler : $1 - v_c(D) = exp\left[-\left(\frac{D}{D_{RR}}\right)^N\right]$

Distribution de Nukiyama-Tanasawa : $\frac{dN}{dD} = \alpha D^p exp[-(bD)^q]$

Distribution Log-normale : $\frac{dN}{dD} = f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}Ds_g} exp\left\{-\left[\frac{1}{2s_g^2}\left(lnD - ln\overline{D}_{ng}\right)^2\right]\right\}$

Avec $v_c(D)$ la fraction de volume contenu dans les gouttes de diamètre inférieur à $D_{RR.}$

p et q sont des constantes ajustables.

N est une constante correspondant à la population des gouttes.

A noter que nous avons adopté la distribution Log-normale durant notre étude.

I.3. La vaporisation des gouttes

Selon Borghi [14], quatre phénomènes physiques sont associés à la présence d'un brouillard des gouttes dans une chambre de combustion : l'atomisation du brouillard (ou la formation des gouttes), la dispersion des gouttes, la vaporisation et enfin la phase gazeuse avec la réaction chimique (la combustion).

Cette caractérisation décrit la présence du brouillard lors de la propagation de la flamme dans le milieu diphasique. Le point problématique, est de pouvoir étudier chaque phase séparément, or que des interactions entre ces phases ont lieu à cause de la complexité du milieu. Les phénomènes de dispersion et de vaporisation ne peuvent pas être séparés, alors que la formation des gouttes peut parfaitement être étudiée séparément. De même, l'interaction entre la phase de vaporisation d'un côté, et la phase gazeuse et la réaction chimique d'un autre, n'est pas toujours claire. En effet, il s'agit de beaucoup de paramètres qui interviennent, tels que le diamètre des gouttes et le taux de vaporisation.

Dans le cas d'une flamme à un taux de prévaporisation élevé des gouttes, la flamme obtenue est proche d'une flamme monophasique. En effet, il existe un diamètre critique des gouttes, en dessous duquel la goutte sera complètement vaporisée avant ou pendant le passage de la flamme.

Les études sur la vaporisation des gouttes vont de la goutte isolée en atmosphère stagnante, où l'on peut étudier l'influence des propriétés physicochimiques du liquide et du

gaz, et des conditions thermodynamiques, pression et température (Morin et al. [3], Chauveau et al. [15]), à celles sur l'interaction entre les gouttes.

Nous pouvons déduire une loi d'évaporation dite la loi « d^2 », si nous faisons les hypothèses, dans le cadre de la théorie quasi-stationnaire, entre autre d'une goutte sphérique isolée, monocomposée se vaporisant dans une atmosphère oxydante et stagnante (Godsave et al. [16], Spalding et al. [17]). Nous obtenons alors l'expression de la régression linéaire du carré du diamètre de la goutte en fonction du temps, qui s'écrit :

$$d^2 - d_0^2 = -K * t$$

Où : d est le diamètre de la goutte à l'instant t, d_0 son diamètre initial et K le taux de vaporisation.

Cette loi montre que le temps d'évaporation d'une goutte est proportionnel à la surface d'échange entre le liquide et le gaz. Le taux de vaporisation K est une constante pour le combustible considéré, dépendant de plusieurs facteurs tels que la température, la pression, la gravité, la convection forcée et la nature du combustible. Ces paramètres ont fait l'objet de plusieurs études tant expérimentales que théoriques. Nous pouvons notamment citer les travaux réalisés par notre équipe de recherche :

- **La température** : il a été démontré que le taux de vaporisation augmente avec la température. L'influence combinée de la température et de la pression sur le taux d'évaporation a été étudiée par Morin et al. [3]. Plus récemment, la validité de la loi « d^2 » à haute température a été démontrée par Saharin et al. [18].
- **La pression** : les travaux C. Chauveau [19] ont démontré dans un premier temps que le taux moyen de vaporisation des gouttes de méthanol, décroit avec l'augmentation de à la pression. Il a été aussi démontré que la loi « d^2 » est valable pour des pressions élevées variant de 0.1 à 7 MPa [20]..
- **La gravité** : les travaux de Chauveau et ces collaborateurs [2, 5, 19-21] ont principalement été réalisés en conditions de gravité réduite, permettant ainsi de réduire les effets de convection naturelle et aussi d'étendre l'applicabilité de la technique des gouttes en suspension, lorsque la tension de surface diminue sous des conditions thermodynamiques critiques.

Par ailleurs, l'évaporation d'un brouillard de gouttes présente en réalité de nombreuses différences par rapport au cas d'une goutte isolée. En fait, les interactions entre gouttes ont un

effet non négligeables sur l'évaporation, et ce pour deux raisons : tout d'abord la présence d'autres gouttes entraîne une modification de la fraction massique de vapeur à l'infini, et par conséquent une modification du taux d'évaporation. Ensuite, les propriétés du mélange comme la vitesse des gouttes et la température sont également modifiées. De nombreuses études numériques ont été réalisées sur le sujet (Sirignano et al. [22, 23] et Greenberg et al. [24-26]), en se focalisant sur plusieurs gouttes alignées longitudinalement ou perpendiculairement. Au niveau expérimental, plusieurs études ont porté sur des trains de gouttes monodisperses (Castanet et al. [27-29]). De manière générale, ces études montrent des modifications des nombres de transfert massiques et thermiques liés à la présence des gouttes voisines. Partant de là, un certain nombre de corrélations a été établi pour prendre en compte l'effet des interactions entre gouttes sur les termes de transfert. Ces corrélations portent sur la modification du coefficient de traînée et font intervenir le paramètre de distance entre les gouttes et le diamètre de celles-ci. Les corrélations ne portent pas uniquement sur le coefficient de traînée, mais également sur le débit de vapeur ou bien sur le flux de chaleur total en appliquant un facteur correctif.

A titre d'exemple d'une estimation du taux de vaporisation des gouttes dans un brouillard, nous pouvons mentionner le travail de Chen et Gomez [30], qui ont évalué le taux de vaporisation des gouttes d'une flamme de diffusion laminaire d'un spray monodisperse de n-heptane. Cette analyse est basée sur la loi « d^2 » pour l'évaporation et la loi de Stokes pour la force de trainée. Leurs valeurs montrent que le taux de vaporisation des gouttes en spray est environ deux fois plus petit que le taux de vaporisation d'une goutte de n-heptane isolée.

I.4. La granulométrie à diffraction laser

Lors de la mesure de la taille des particules dans un échantillon donné, la méthode d'analyse granulométrique utilisée diffère selon la taille des particules à étudier. Dans notre étude, la caractérisation de taille des gouttes s'effectue grâce à un granulomètre à diffraction laser, qui permet de mesurer la taille des gouttes composant le brouillard et son évolution temporelle.

I.4.1. Les théories principales de la diffraction laser

Le principe de la granulométrie par diffraction laser est le suivant : l'unité optique du granulomètre enregistre la figure de la diffraction (diffusion, réflexion, réfraction) d'un rayonnement monochromatique par une suspension de particules (ou des gouttes). Ensuite, la

distribution granulométrique de taille de particules est calculée à partir d'un modèle, qui correspond aux concentrations optiques détectées. Le logiciel du granulomètre intègre deux modèles mathématiques. Le modèle le plus complet est basé sur la théorie de la diffusion de Mie. Il prend en considération l'ensemble des phénomènes optiques liés à la diffusion des particules (diffraction, réfraction, réflexion). Le calcul de l'image de diffraction dépendra dans ce cas non seulement de la distribution granulométrique théorique considérée, mais également de la nature du matériau diffractant, par l'intermédiaire de ses propriétés optiques :

$$m = n - ik$$

Avec :

m l'indice de réfraction complexe

n la partie réelle de l'indice de réfraction

k la partie complexe de l'indice de réfraction, appelée indice d'absorption

Le deuxième modèle de calcul est celui de Fraunhofer, il implique des simplifications importantes de la théorie de Mie. Les particules sont considérées par l'algorithme comme des disques plats et opaques, seule la diffraction est prise en compte et la connaissance de la nature du matériau et de ses propriétés optiques n'est pas nécessaire. L'analyse théorique et expérimentale a montré que l'utilisation de la théorie de Fraunhofer peut produire des erreurs "environ 35%" dans les mesures de gamme de petite taille (entre 1 et 10 µm), en particulier pour les particules transparentes avec un petit indice de réfraction. Dans ce sens, les travaux de Gerben et al. [31] ont démontré que la distribution de la taille de des particules en suspension dans un milieu liquide, est mieux décrit par la théorie de Lorenz-Mie plutôt que par la théorie de Fraunhofer. Dès lors, l'emploi du modèle de Mie se justifie lorsque l'on désire caractériser la distribution de taille des gouttes constituant les brouillards dans notre étude.

I.4.2. Les problématiques liés à la diffraction laser

Pendant les mesures granulométriques, beaucoup de phénomènes perturbateurs peuvent intervenir. Les travaux de Felton et al. [32] et Gülder et al. [33, 34] ont caractérisé expérimentalement le problème le plus rencontré lors des mesures à diffraction laser, appelé « la diffusion multiple ». Ce phénomène se produit notamment dans les sprays les plus denses, ou dans les cas où les volumes de mesure sont très grands. Dans les deux cas, les photons peuvent être déviés plus qu'une fois, avant de tomber sur le capteur qui collecte les photons difractés. La diffusion multiple du faisceau laser entraine une augmentation des angles de

déviation, ce qui cause une surestimation de la population de petites gouttes, étant donné que les angles de déviation sont inversement proportionnels aux tailles des gouttes.

Plus récemment, Paloposki et al. [35] et Dumouchel et al. [36, 37] ont traité la même problématique. Au-delà de la diffusion multiple, Dumouchel mentionne un problème de vignetage qui peut se produire quand la distance de mesure est relativement grande, où les photons déviés par les petites gouttes (angle de déviation plus grand) peuvent échapper à la collection. Ce qui mène à sous-estimer la population des petites gouttes. Un dernier phénomène décrit par Dumouchel, il s'agit d'un pointage du faisceau « Beam steering ». Dans ce cas, nous avons une déviation de photons causée par un gradient d'indice de réfraction (gradient de température et/ou vapeur dans le volume de mesure…). Cette déviation cause une augmentation de de l'énergie lumineuse collectée par le capteur, ce qui surestime en l'occurrence la population des grosses gouttes. Dumouchel[37] propose dans ces travaux un protocole expérimental pour identifier la présence de ces phénomènes ; et une procédure empirique, afin de corriger les mesures effectuées et éviter les effets de la diffusion multiple et le vignetage. Ainsi lors de notre analyse, une validation du système de mesure sera nécessaire afin d'éliminer la présence de ces phénomènes.

II. La combustion laminaire prémélangée

Une fois les phénomènes de vaporisation réalisés, une combustion peut se produire. Cette combustion est considérée sphérique, laminaire et prémélangée, dans un mélange au repos. Nous présentons dans cette partie les grandeurs caractéristiques de ce type de flamme.

II.1. Le mécanisme de propagation d'une flamme laminaire

Pour mettre en évidence les phénomènes intervenant lors d'une combustion laminaire prémélangée, prenons un tube transparent, ouvert aux deux extrémités et rempli d'un mélange gazeux prémélangé et initialement au repos. Lorsque nous allumons ce mélange réactif à l'une des extrémités du tube, il est alors possible d'observer la propagation d'une flamme laminaire vers la zone des gaz frais, un peu à la manière d'une onde. Cet exemple de combustion laminaire, schématisé sur la figure I.1, permet de mettre parfaitement en évidence les mécanismes de propagation de ce type de flamme.

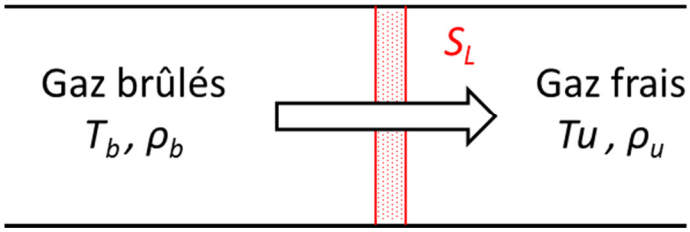


Figure I. 1 : La propagation d'une flamme dans un tube ouvert aux deux extrémités

Dans cette expérience, les transferts de chaleur ont un rôle majeur puisqu'ils entrainent une élévation de la température du milieu où l'air et le carburant sont prémélangés. Les gaz brûlés réchauffent par conduction de chaleur une portion de gaz voisine qui s'enflamme et qui chauffe une autre portion de gaz, qui s'enflamme à son tour, entrainant l'avancée du front de flamme. La vitesse de propagation du front de flamme dans ces conditions est appelée vitesse de combustion laminaire, notée S_L.

Cette hypothèse de propagation d'auto-inflammation de proche en proche est à la base de l'approche thermique exposée par Mallard et Le Chatelier en 1883 [38]. Dans leur théorie, ils supposent que les réactions chimiques ont lieu lorsque la température du milieu dépasse une certaine température T_i, dite température d'inflammation du mélange. Le résultat important de cette étude réside dans la relation de proportionnalité trouvée entre la vitesse de combustion et la racine carré du taux de réaction. Cependant, les calculs et les résultats expérimentaux ne se corrèlent pas de manière satisfaisante. En effet, seules les prédictions du comportement de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la pression et la température correspondaient avec les observations expérimentales. De plus, l'estimation de la température d'inflammation reste relativement difficile.

C'est en considérant un comportement fortement non-linéaire du taux de réaction par rapport à la température, et en ajoutant la diffusion de masse et de chaleur au formalisme de Mallard et Le Chatelier[38] que Zeldovich et Frank-Kamenetski en 1938 ont pu obtenir une bonne concordance entre les prédictions de la vitesse de combustion laminaire et les résultats expérimentaux. Pour résoudre analytiquement les équations, ils ont introduit un nombre sans dimension représentant l'énergie d'activation normalisée de la réaction chimique [39].

II.2. La vitesse de combustion laminaire

De nombreuses méthodes expérimentales ont été mises en œuvre pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire. Parmi ces différentes méthodes, il est possible de citer le tube ouvert à l'une de ces extrémités, le brûleur à flamme plane, le brûleur à contre-courant,

le brûleur de type bec Bunsen ou encore la bombe sphérique. Cette dernière correspond tout à fait à notre cas expérimental. Plusieurs travaux théoriques et expérimentaux ont traité cette configuration, nous notons notamment ceux de Rallis et al. [40], Marshall et al. [41], Gülder et al. [42] et Bradley et al. [43].

Lors de la propagation de la flamme sphérique et dans l'hypothèse d'une combustion isobare, nous définissons une vitesse de propagation de la flamme laminaire, dite spatiale V_S :

$$V_s = \frac{dR_f(t)}{d(t)}$$

Où R_f représente le rayon de la flamme, et V_s est la dérivée temporelle du rayon de la flamme par conséquent. Cette définition de la vitesse de propagation surestime la vitesse réelle de combustion, correspondant à la vitesse des réactions chimiques locales dans la zone du front de flamme, appelée la vitesse de flamme fondamentale S_L. En effet, Les gaz brûlés agissent sur les gaz frais et ainsi accélérer la vitesse de propagation du front de flamme. Ce phénomène est dû au gradient de densité entre les gaz brûlés et les gaz frais, représenté par le facteur d'expansion σ :

$$\sigma = \frac{\rho_b}{\rho_u}$$

Où : ρ_b est la masse volumique des gaz brûlés et ρ_u est la masse volumique des gaz frais.

Le facteur d'expansion σ illustre ainsi le fort gradient de température entre les gaz brûlés et les gaz frais, et il est considéré comme le principal responsable des instabilités hydrodynamiques qui peuvent affecter le front de la flamme laminaire [44].

II.3. L'effet de l'étirement sur la structure et la vitesse de flamme sphérique

Lors de la propagation sphérique de la flamme, sa surface est soumise à des effets de contraintes et de courbures aboutissant à des modifications de sa surface. Le taux de changement de la surface de flamme représente l'étirement de la flamme, qui a été défini pour la première fois par Williams [45]:

$$K = \frac{1}{A}\frac{dA}{dt}$$

Où A est un élément de surface de flamme et K (ou α) représente le taux d'étirement.

Dans le cas de la flamme sphérique, la surface de flamme $A = 4\pi R_f^2$. Nous obtiendrons ainsi K par la formule simplifiée :

$$K = \frac{2}{R_f}\frac{dR_f}{dt}$$

Le taux d'étirement a une incidence sur la vitesse de combustion laminaire locale, puisqu'il modifie la cinétique de la combustion. Ainsi lorsque la courbure est proche de zéro, la vitesse de combustion étirée S_L est proche de la vitesse de combustion laminaire non-étirée S_L^0, mais ce cas se rencontre que très rarement. En effet, la flamme subit généralement un certain nombre de contraintes qui va la déformer et ainsi modifier son étirement. Le taux d'étirement apparait donc comme un paramètre clé dans l'étude des flammes laminaires prémélangées. Calvin [46] a montré que la vitesse de combustion étirée S_L est directement reliée à l'étirement par une simple relation linéaire :

$$S_L = S_L^0 - L_b K$$

Où $L_b = M_a.\delta_L$ représente la longueur de Markstein, avec M_a le nombre de Markstein et δ_L l'épaisseur de la flamme laminaire.

Sachant que l'épaisseur de la flamme laminaire est constituée de deux zones principales : La zone de préchauffage δ_P et la zone de réaction δ_r:

$$\delta_L = \delta_p + \delta_r$$

Il convient enfin de définir la vitesse de propagation spatiale à étirement nul « sans étirement » V_s^0 avec la relation :

$$S_L^0 = \frac{\rho_b}{\rho_u} V_s^0$$

Avec :

$V_s^0 = \lim_{K\to 0}(V_s)$ et $S_L^0 = \lim_{k\to 0}(S_L)$

III. La combustion diphasique

III.1. L'effet de la présence de gouttes sur la flamme diphasique

La création du brouillard de gouttes dans notre étude est réalisée en utilisant la technique de condensation par expansion. Cette méthode s'inspire de la technique de Wilson [47] dite « Wilson's Cloud Chamber », qui fut la première technique inventée pour la création des aérosols.

- Une des premières utilisations de la technique Wilson's Cloud Chamber pour étudier la combustion des aérosols a été réalisée en 1975 par Hayashi et al. [48, 49]. En se basant sur cette technique, ils ont développé un appareil d'expansion qui utilise essentiellement un

cylindre, un piston et une section d'entraînement. L'éthanol et le n-octane ont été utilisés comme combustibles lors de cette étude et les gouttes d'éthanol obtenues sont de l'ordre de 16-24 µm de diamètre moyen. Hayashi et al. ont démontré que le diamètre moyen des gouttes générées s'accroît avec l'augmentation de la richesse du mélange. Il a également remarqué que la vitesse de propagation de la flamme, propageant dans les mélanges qui contiennent des gouttes, est inférieure à celle qui se propage dans les mélanges gazeux, à condition que la richesse soit inférieure à l'unité. Par contre et pour les mélanges riches, la vitesse de la flamme devient supérieure dans le brouillard. Ceci a été démontré seulement à basse pression. Afin d'expliquer ce phénomène, Hayashi et al. ont évoqué la notion d'une richesse qui représente le combustible en état liquide dans le mélange $\phi_l = \phi_{tot} - \phi_g$. Il a aussi observé l'effet de la présence des gouttes de l'ordre de 20µm sur la structure de la flamme, en constatant une structure cellulaire de la flamme. A noter que Hayashi a utilisé la microscopie et la photographie pour mesurer la taille des gouttes.

- Plus récemment en 1998, Nomura et al. [50, 51] ont également mené une étude sur la combustion d'un mélange combustible pulvérisé, en utilisant un appareil d'expansion rapide. Cette plate-forme est similaire à celle de Hayashi et produit des nuages des gouttes d'éthanol dont le diamètre est de l'ordre de 8-24 µm. Cependant, les expériences ont été réalisées sous des conditions de microgravité. Nomura a distingué un effet du diamètre moyen des gouttes sur la structure de la flamme sphérique. Il a noté une surface lisse pour un diamètre moyen d_m inférieur à 20 µm. En revanche, une surface plus rugueuse a été observée pour un diamètre moyen supérieur à 20 µm.

Afin de caractériser l'effet du diamètre moyen des gouttes sur la vitesse de propagation de la flamme sphérique, Nomura et al. ont démontré que pour la même richesse totale du mélange ϕ_{tot} = 0.8, la vitesse de propagation de la flamme avec un diamètre moyen des gouttes de l'ordre de d_m = 8-13 µm est plus élevée qu'avec un diamètre de l'ordre de d_m = 20-40 µm. D'autre part, et pour la même richesse totale ϕ_{tot} = 0.8 et un diamètre moyen inférieur à 13 µm, la vitesse de propagation de la flamme diphasique est plus élevée que celle dans un mélange gazeux. Nomura a également utilisé la notion de la richesse liquide (the liquid equivalence ratio) ϕ_l, afin de caractériser l'effet de la présence de la phase liquide sur la vitesse de propagation de la flamme. Le diamètre moyen des gouttes a été mesuré en utilisant un granulomètre à diffraction laser.

- En 2001, Cameron et Bowen [52] ont utilisé un appareil à piston, basé sur le principe de Wilson's Cloud Chamber, pour étudier l'aérosol d'éthanol. Ils ont obtenu un brouillard de gouttes dont le diamètre moyen est dans l'intervalle de 5 à 15 µm. Cette étude s'intéresse principalement à la détermination expérimentale de la distribution de la taille des gouttes, le diamètre moyen de Sauter et l'évolution temporelle du diamètre des gouttes. Ceci a été réalisé en utilisant le système à diffraction laser Malvern Mastersizer X^{TM}.
- Enfin, les études les plus récentes sont celles du groupe de Leeds (Bradley, Atzler et Lawes) [53] [54] [55-57], qui utilisent également la technique de Wilson's Cloud Chamber et l'isooctane comme combustible. L'expansion dans leur étude est effectuée via un orifice de détente. Atzler et al.[53] ont considéré que l'effet de la présence des gouttes sur la vitesse de propagation de la flamme réside dans la structure cellulaire, causée par la présence des gouttes. En effet, il estime que cette cellularité augmente la surface de la réaction chimique et par conséquent la vitesse de propagation de la flamme. Il a également constaté que la vitesse de la flamme diphasique s'accroît pour des diamètres moyens plus grands, dans une plage étudiée de 5 à 20µm. Le diamètre des gouttes dans cette étude a été déterminé en utilisant la granulométrie à phase Doppler.
- Des autres études ont été réalisées dans le but de caractériser la propagation de la flamme dans un milieu diphasique, telles que ceux de Polymeropoulos et al. [58], Sulaiman et al. [59] ou Lefebvre et al. [60]. Ces derniers ont trouvé que la vitesse de la flamme laminaire est une fonction décroissante de la teneur en combustible liquide pour une richesse globale en dessous de la stœchiométrie. Les diamètres moyens de Sauter obtenus dans cette études, sont compris entre 30 µm et 150 µm.

Les différents résultats de ces études peuvent être ainsi résumés:

- les flammes de brouillard peuvent être plus lentes, ou plus rapides, que les flammes gazeuses équivalentes, la taille des gouttes étant le paramètre déterminant.
- les brouillards globalement riches sont flammables au-delà de la flammabilité des mélanges gazeux équivalents. La vitesse de flamme associée reste voisine de la vitesse stœchiométrique.
- Dans les aérosols combustibles, la présence d'un large spectre de tailles de goutte influence fortement la structure de flamme et cet aspect sera d'autant plus important dans des configurations turbulentes [61, 62].

III.2. Les limites d'inflammation des brouillards

Parmi les études réalisées sur l'inflammation des brouillards nous pouvons citer ceux de Aggarwal [63]. Son investigation portait sur l'effet du diamètre moyen de Sauter *SMD* sur l'énergie d'allumage. Il a trouvé d'abord que les limites d'inflammation des mélanges diphasiques sont plus larges en termes de richesse globale que celle des mélanges gazeux correspondants ; limites qui dépendent principalement du diamètre moyen des gouttes. Il a noté aussi que l'énergie minimale d'allumage décroit pour un diamètre moyen plus petit, dans une gamme de 20 à 150 μm et pour une richesse totale inférieure à l'unité. De plus, Aggarwal a caractérisé l'effet de la répartition des gouttes, leur densité (nombre des gouttes/m^3) et leur positionnement par rapport à la zone de préchauffage de la flamme.

Une autre étude menée par Lian et al. [64] a pour but de caractériser l'effet du diamètre moyen de Sauter et la concentration volumique des gouttes sur la flammabilité d'un mélange diphasique. Ils ont trouvé que pour la même concentration volumique des gouttes, les limites supérieures d'inflammabilité d'un aérosol qui contient des petites gouttes sont plus larges que celles d'un aérosol qui contient des plus grandes gouttes. Ainsi, L'inflammation des brouillards polydisperses est contrôlée principalement par les petites gouttes.

III.3. L'instabilité des flammes de brouillards prémélangés

Un front de flamme présentant des structures cellulaires est caractéristique des fronts de flamme se propageant à travers un mélange contenant des gouttes de taille suffisamment importante. La nature hétérogène du brouillard peut, dans certaines configurations, favoriser la naissance de structures cellulaires, souvent observées expérimentalement (Hayashi et Kumagai [48], Hayashi et al. [49], Atzler et Lawes [65]). Pour des conditions identiques, le front de flamme se développant dans un mélange gazeux peut rester stable. Lorsque celui-ci devient instable, la structure de la flamme de brouillard équivalente possède des cellules plus fines que celles observées dans une flamme de prémélange gazeux. La taille des gouttes semble être un paramètre déterminant pour le développement de ces instabilités cellulaires. Les études expérimentales de Hayashi et al. [48, 49] montrent que ces instabilités apparaissent dans un mélange riche pour un diamètre de gouttes supérieur à 20 μm. Pour des gouttes de diamètre inférieur, le front de flamme reste lisse, mais sa vitesse de propagation est toutefois supérieure à celle du mélange gazeux. L'augmentation de la surface de flamme du front cellulaire est responsable, dans ce cas, de cette augmentation de vitesse. Cette interprétation est cependant restrictive et ne peut être généralisée. Effectivement, un front cellulaire peut

être observé dans un mélange relativement pauvre, sans que sa vitesse de propagation soit supérieure à celle du mélange gazeux.

Durant notre étude, nous allons appeler l'instabilité cellulaire du front de flamme, due à la présence des gouttes : **instabilité diphasique**.

III.4. Les régimes de combustion diphasique

Après la création du brouillard, l'évaporation des gouttes et leur mélange avec le gaz, suivant les caractéristiques granulométriques du milieu diphasique, un régime de combustion s'établit. Un premier critère lié au diamètre moyen permet de distinguer si la combustion s'établit dans la zone diphasique ou si elle succède à la vaporisation complète préalable de la phase dispersée :

- Si les gouttes ont un diamètre moyen petit, elles s'évaporent complètement avant d'atteindre le front de flamme. La combustion s'établit alors entre les phases gazeuses des réactifs sans que le caractère diphasique initial du mélange ne modifie le régime associé. Il s'agit alors du régime de combustion homogène ou de prévaporisation se rapprochant de celui d'une flamme d'un prémélange gazeux. Dans ce régime, les gouttes n'interagissent pas directement avec la zone de réaction.
- Si les gouttes ont un diamètre moyen assez grand, leur évaporation est incomplète avant leur arrivée sur la zone de réaction. La combustion s'établit donc dans le milieu diphasique. Il existe alors plusieurs régimes de combustion associée à cette situation.

Les deux théories principales décrivant les différentes structures de la flamme diphasique prémélangée sont les suivantes:

La première fut établie par Chiu et al [66, 67], qui a développé la notion de combustion de groupes de gouttes. Cette dernière correspond à un brouillard dense avec de fortes interactions entre les gouttes. Celles-ci empêchent alors en partie le mélange entre le fuel vapeur et l'oxydant provoquant un déficit de certaines zones en oxygène. Ces zones de brouillard dense deviennent, dans ces conditions, ininflammables, et les gouttes ne peuvent brûler individuellement. Une flamme de diffusion séparant le combustible et le comburant enveloppe les groupes de gouttes. Dans ce cas nous parlons d'une **combustion externe**. D'autre part, pour un brouillard plus dilué que le précédent avec de faibles interactions entre les gouttes, la flamme peut pénétrer à l'intérieur du brouillard, et, en fonction de la distance inter-gouttes et du diamètre de celles-ci, chacune des gouttes peut brûler individuellement. Ici

nous parlons d'une **combustion interne**. Ces deux régimes de combustion sont basés sur un nombre noté G, caractérisant l'interaction entre les gouttes. Ce nombre peut être vu comme le rapport entre vitesse de vaporisation et la vitesse de diffusion moléculaire. Ce critère est donc une façon d'évaluer qui est le plus rapide entre le processus d'évaporation et le processus de propagation du front de flamme.

La seconde théorie décrivant la structure des flammes diphasiques est basée sur la théorie de la percolation, permettant de connecter plusieurs régions appartenant à un même espace. Cette théorie était utilisée par Kerstein et Law [68] et développée par la suite par Borghi [69, 70]. Cette analyse est plus adaptée pour le cas d'un brouillard au repos que celle de Chiu, ainsi nous l'avons adopté au cours de notre analyse.

Selon cette théorie, pour préciser la structure de la flamme, il est nécessaire de considérer si le brouillard est suffisamment dilué pour que chaque goutte possède une « flammelette » de type diffusion autour d'elle, comme si elle brûlait seule, ou non. Le paramètre important, à ce niveau, est le rapport de la distance moyenne entre deux gouttes dans le brouillard, et du rayon qu'aurait la flammelette autour de chaque goutte si celles-ci étaient suffisamment séparées, ce dernier est noté r_F.

L'importance de ce paramètre a été mis en évidence pour la première fois par Kerstein et Law [68], sous la forme $n^{1/3}r_F$, où n est le nombre de gouttes par unité de volume (et donc $n^{-1/3}$ est l'écartement moyen des gouttes, du centre au centre). Si l'arrangement des gouttes dans le brouillard était régulier, nous n'obtiendrions que deux situations, suivant que ce paramètre est supérieur ou inférieur à une certaine valeur critique proche de un. Mais l'arrangement des gouttes est en réalité aléatoire, d'où la nécessité de la théorie de la percolation, pour montrer que nous devons considérer trois catégorie de brouillard :

a) Si $\boldsymbol{n^{1/3}r_F < 0.41}$: le brouillard est peu dense et il y a des flammelettes qui entourent des groupes de gouttes. C'est la *combustion de groupe*, dont le concept a été développé par Chiu et Liu [67]. Si le brouillard est très dilué nous pouvons avoir des gouttes qui brûlent individuellement. Cette configuration est présentée sur la figure I.2.a.
b) Si $\boldsymbol{n^{1/3}r_F > 0.7}$: le brouillard est dense, au point que les flammelettes de diffusion n'entourent pas des groupes de gouttes, mais ce sont les groupes de gouttes qui entourent les flammelettes. Donc ces dernières entourent les poches de gaz comburant qui se trouvent entre les gouttes, comme nous pouvons voir sur la figure I.2.b. Nous parlons alors de la *combustion de poches*.

c) Si $\mathbf{0.41 < n^{1/3} r_F < 0.7}$: le brouillard est moyennement dense, les deux situations précédentes peuvent se rencontrer. Il existe alors des flammelettes de diffusion qui ne se referment ni sur un groupe de gouttes ni sur une poche de gaz. Ce régime de combustion est appelé la *combustion percolante*.

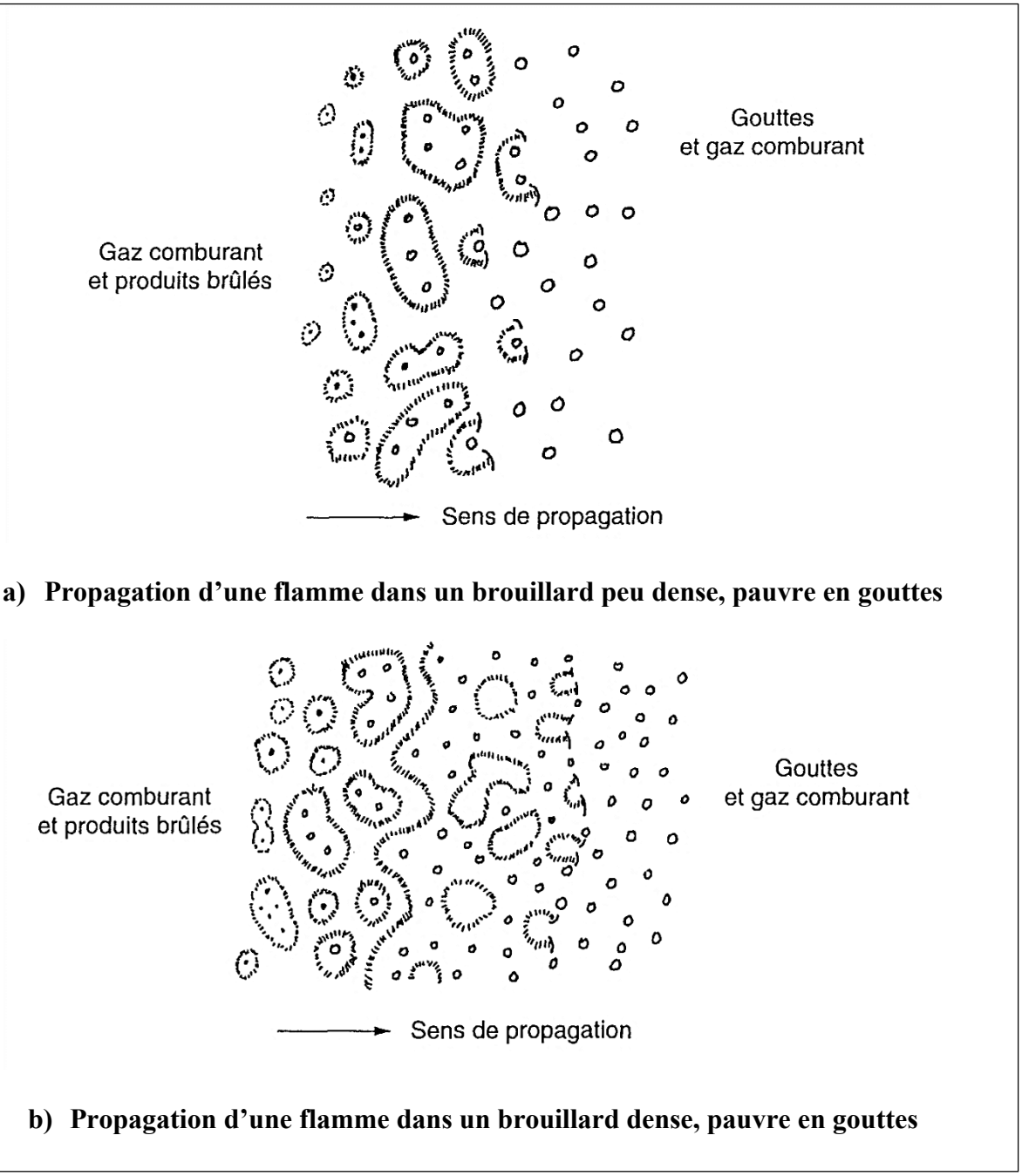


Figure I. 2 : Les différents types de combustion dans un brouillard prémélangé[71]

IV. Les Instabilités du front de flamme laminaire

Les flammes de prémélange sont sensibles aux instabilités qui peuvent contribuer à la déformation des zones réactives. En effet, au niveau du front de flamme, les gaz sont soumis à des fortes perturbations de concentration ou de température, qui peuvent entraîner une modification locale de l'équilibre entre la convection et la diffusion. Ceci provoque le déplacement et la déformation du front de flamme vers une nouvelle position d'équilibre, qui peut être stable ou instable selon les phénomènes impliqués.

IV.1. Les instabilités dues aux forces de gravité

Cette instabilité apparait lorsque deux gaz de masses volumiques différentes sont superposés. En effet, lors de la propagation de la flamme sphérique, les gaz brûlés se trouvent entourés par les gaz frais. Ainsi un phénomène de flottabilité de flamme peut être observé, dû à la présence de la force de gravité.

IV.2. Les instabilités dues aux effets hydrodynamiques

Une des caractéristiques du front de flamme est la variation brutale de la masse volumique entre les gaz frais ρ_u, et les gaz brûlés ρ_b. Lors de la traversée du front de flamme, la vitesse normale du gaz augmente d'un facteur ρ_u/ρ_b, à cause du fort gradient de température. Darrieus (1945) et Landau [72] ont été les premiers à étudier la réponse du front de flamme à des perturbations de faibles amplitudes. Ils ont montré qu'une flamme plane de prémélange, se propageant à une vitesse de combustion laminaire non-étirée S_L^0, était intrinsèquement instable.

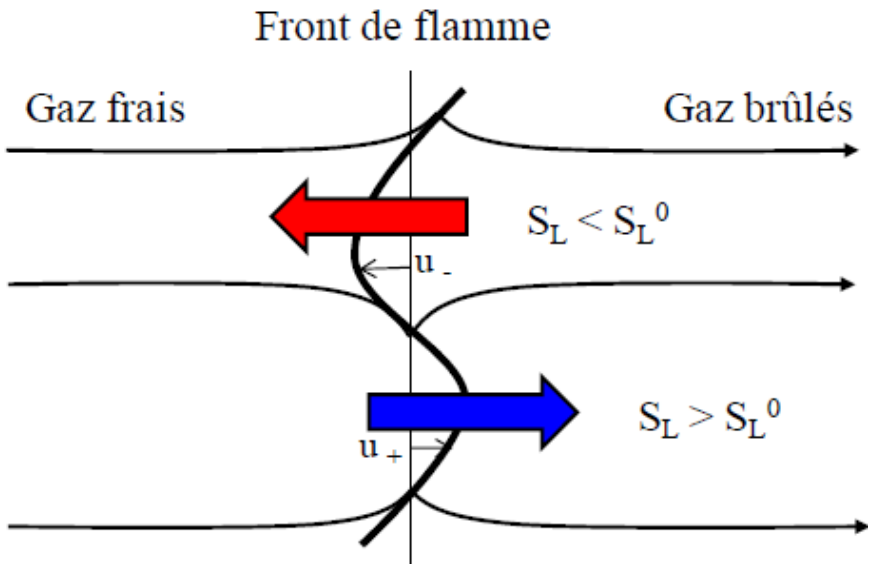


Figure I. 3 : Les instabilités hydrodynamiques d'un front de flamme laminaire (d'après Clavin [46])

Considérant une flamme parfaitement plane et fixe, avec une vitesse de combustion des gaz frais S_L^0, si une perturbation vient déplacer le front de flamme vers les gaz brûlés, la vitesse de gaz imbrûlés augmente de u+ afin de maintenir la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, les lignes de courant convergent. La vitesse des gaz imbrûlés S_L augmente et devient supérieure à S_L^0, ce qui tend encore plus à déplacer le front de flamme vers les gaz brûlés et à l'accélérer. Il en est de même lorsque la perturbation vient déplacer le front de flamme vers les gaz imbrûlés, les lignes de courant alors divergent. Et la vitesse de gaz imbrûlés S_L diminue et devient inférieure à S_L^0. Donc le front de flamme se déplace encore vers les gaz imbrûlés. Une flamme de prémélange est donc naturellement instable et les plissements augmentent continuellement.

IV.3. Les instabilités thermodiffusives

Ces instabilités ont pour origine le développement de flux diffusifs dans la direction tangente au front de flamme. Tout d'abord, l'étude de ces instabilités a été réalisée en négligeant les instabilités hydrodynamiques (Joulin et al. [73, 74]). Puis en considérant que la zone de réaction a une épaisseur non-négligeable, la flamme de prémélange plissée est gouvernée par des effets diffusifs : la diffusion de masse d'espèces réactives, représentée par le coefficient de diffusion moléculaire D_m, et la diffusion thermique, représentée par le coefficient de diffusion thermique D_{th}. Ce phénomène est représenté sur la Figure I.4. Dans cette configuration il se produit transversalement aux zones réactives des phénomènes de diffusion de masse et de chaleur dans des directions opposées. Ainsi dans la zone I, la diffusion de chaleur tend à diminuer la température des gaz et donc ralentir la propagation de la flamme, tandis que la diffusion de masse augmente et amène des espèces réactives permettant de l'accélérer. Le processus inverse est observé dans la zone II.

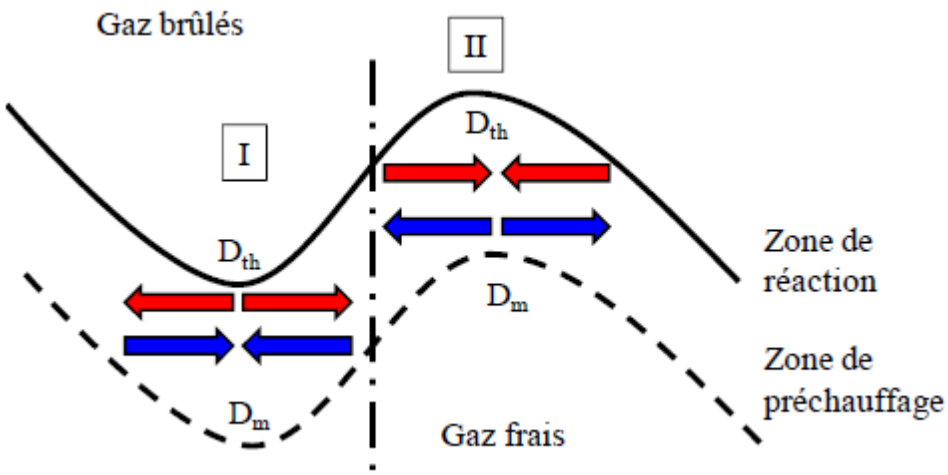


Figure I. 4 : Les instabilités thermodiffusives d'un front de flamme laminaire

La compétition entre ces phénomènes de diffusion est caractérisée par le nombre de Lewis L_e, qui est associé à l'espèce réactive minoritaire, le carburant (quand $\phi < 1$) ou l'oxygène (quand $\phi > 1$):

$$L_e = \frac{D_{th}}{D_m}$$

Ce nombre permet de mieux comprendre quel est l'effet prépondérant sur la stabilité du front de flamme. Ainsi :

- Si le nombre de Lewis est inférieur à 1, la diffusion de masse est prépondérante sur la diffusion thermique. Dans la zone I, de plus en plus d'espèces réactives seront présentes. Ceci va augmenter la consommation des réactifs et donc de la vitesse de propagation de la flamme, ce qui augmente le plissement vers les gaz frais. Dans le même temps, dans la zone II, les espèces réactives vont se raréfier. Alors la vitesse de combustion diminue plissant la flamme vers les gaz brûlés. En conséquence, l'amplitude du plissement de la flamme augmente, ce qui déstabilise la flamme et la rend instable. Ceci amène à la création de cellules sur le front de flamme de plus en plus grandes, qui la font s'accélérer.
- Si le nombre de Lewis est supérieur à 1, la diffusion thermique est prépondérante sur la diffusion de masse. Dans la zone I, la chaleur est diffusée de la zone de réaction vers les gaz frais, ce qui ralentit la vitesse de flamme. Dans la zone II, de la chaleur est apportée des gaz brûlés vers la zone de réaction, ce qui accélère la vitesse de flamme. Au final, il y a une stabilisation du front de flamme.
- Si le nombre de Lewis est égal à 1, les deux phénomènes de diffusion se compensent, ce qui a pour effet de stabiliser le front de flamme, et donc de maintenir constante la vitesse de flamme.

V. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les principales notions nécessaires lors de notre analyse expérimentale de la combustion laminaire dans un mélange diphasique. Dans un premier temps, nous avons présenté les caractéristiques du brouillard, telles que le diamètre moyen, la distribution de tailles des gouttes et leur taux de vaporisation. Puis nous avons évoqué la détermination de la vitesse de propagation dans le cas d'une flamme sphérique et laminaire. Ensuite nous avons présenté les différentes études théoriques et expérimentales,

traitant l'effet de la présence des gouttes sur la vitesse et la structure de la flamme laminaire. Et enfin nous avons mentionné les différentes instabilités potentielles, qui peuvent avoir lieu même en absence des gouttes.

Durant notre investigation, nous allons suivre le même cheminement décrit ci-dessus, en variant des paramètres initiaux, tels que le diamètre moyen des gouttes, la richesse globale du mélange et la pression initiale.

En effet, si la richesse influence la vitesse de propagation de la flamme, la pression est le deuxième paramètre principal qui influence cette vitesse. De nombreux travaux ont été menés afin de caractériser l'effet de la pression sur la vitesse de propagation de la flamme diphasique. Je rappelle notamment ceux du Nomura et al. [75], qui ont démontré que la vitesse de la flamme qui propage dans un mélange gouttes-vapeur-air, diminue avec l'augmentation de la pression pour toutes les richesses globales du mélange. De plus, il a démontré que l'augmentation de la pression du mélange amplifie l'effet de la présence des gouttes sur la vitesse de propagation de flamme. Ainsi, la pression initiale du mélange sera un des facteurs principaux à étudier durant notre analyse.

Chapitre II : TECHNIQUES ET METHODES EXPERIMENTALES

L'objectif de ce travail expérimental est de déterminer les vitesses de propagation des flammes dans un brouillard, en variant des paramètres tels que la richesse, la granulométrie initiale, et la pression initiale. L'intérêt de la microgravité dans cette étude réside dans la possibilité de créer des brouillards sans subir les effets perturbateurs de la sédimentation.

I. Description de l'expérience

I.1. Description générale

Cette expérience consiste à introduire dans une chambre pressurisée un mélange liquide – gaz (inerte dans la phase granulométrique), de vaporiser entièrement la phase liquide, puis de produire une détente rapide des gaz, afin d'obtenir un brouillard homogène dans la chambre.

Durant la première phase d'analyse granulométrique, il n'y a pas de combustion, juste la formation du brouillard et ensuite des mesures de granulométrie sont alors faites, en continu, afin d'observer l'évolution temporelle de la création de l'aérosol jusqu'à sa disparition.

Durant la deuxième phase de l'étude, l'inflammation de ce brouillard est alors générée par une étincelle entre deux électrodes placées au centre de la chambre. Un front de flamme se développe sphériquement en partant du centre de la chambre. Une visualisation et un suivi temporel du déplacement de ce front de flamme est alors possible grâce à une caméra rapide. La détermination de la vitesse de propagation de la flamme est obtenue à partir de cette évolution du diamètre de flamme.

L'idée directrice de l'expérience est de déterminer quelle est l'influence de la granulométrie initiale et de la pression sur la vitesse de propagation d'une flamme dans un milieu de type aérosol. Notre dispositif expérimental s'appuie donc principalement sur l'utilisation d'une chambre de combustion Haute-pression, la DBF-HP (Droplet Burning Facility – High Pressure). Celle-ci a été utilisée à de nombreuses reprises en vols paraboliques, lors de campagnes CNES, ESA et NASA. Cependant dans cette nouvelle application, elle est dédiée à une tâche différente, puisqu'elle est utilisée comme enceinte de

double confinement. En effet nous avons choisi de travailler avec une chambre cylindrique de plus petite taille, laquelle est insérée dans la DBF-HP. Cette démarche trouve son intérêt dans la seconde phase de l'étude, lors de l'étude de la combustion. Il nous est apparu judicieux, malgré tout, d'utiliser un protocole quasi-identique pour la première phase de calibration de l'aérosol.

L'enceinte DBF-HP, équipée de son insert, est installée dans un rack expérimental. Ce rack comporte aussi l'ensemble des servitudes nécessaires au fonctionnement de l'expérience, un diagnostic de granulométrie laser pendant la première phase de l'étude, et une caméra vidéo rapide durant la deuxième phase (Figure II.1).

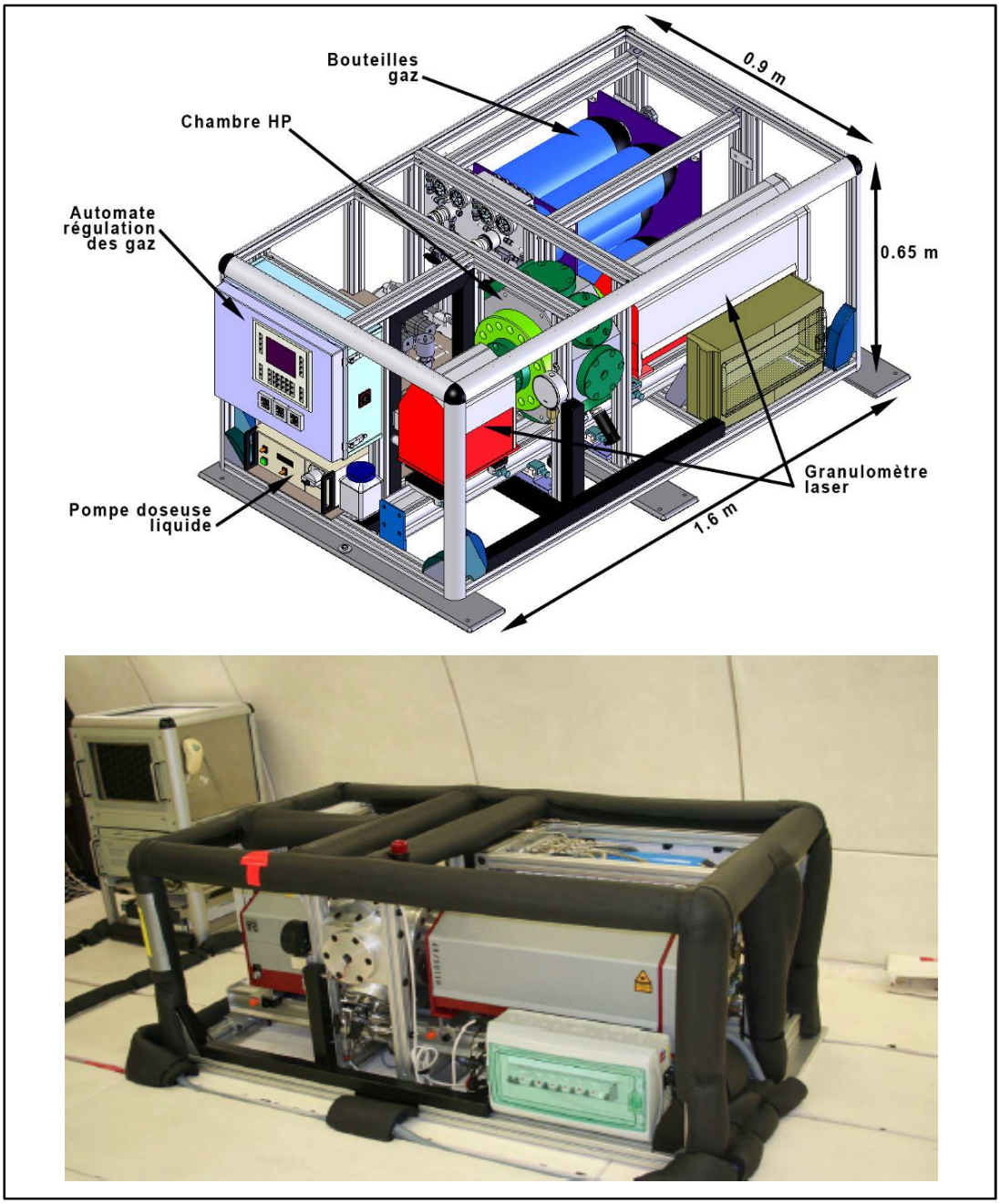


Figure II. 1 : Le rack expérimental équipé de l'enceinte DBF-HP et du granulomètre

I.2. Procédure expérimentale de la phase granulométrique

Au début du cycle expérimental, la chambre HP (CHP) et l'insert (IHP) sont évacués de tout gaz puis aspirés par une pompe à vide à membrane. Ensuite le gaz inerte (N_2) est introduit simultanément dans les deux chambres (CHP & IHP), jusqu'à ce que la pression de consigne soit atteinte. Les volumes respectifs des deux chambres étant différents (8 dm^3 et 0.6 dm^3) les débits respectifs sur les deux lignes sont adaptés afin de minimiser le différentiel de pression entre les deux chambres. Ensuite le gaz inerte présent dans l'insert (IHP) est préchauffé jusqu'à environ 60°C, cette opération est effectuée grâce à un élément chauffant spiralé autour de l'insert (IHP). Le gaz présent dans la chambre HP (CHP) reste lui à la température ambiante. L'étape suivante consiste à injecter une certaine quantité de liquide (Ethanol) dans l'insert mais sous forme vaporisée. Une pompe doseuse est utilisée pour générer la quantité de liquide voulue, l'injection se faisant par l'intermédiaire d'un vaporisateur connecté sur l'insert et situé sur le circuit de remplissage. Le granulomètre commence sa phase d'acquisition et quelques secondes après, la procédure de détente–condensation est initiée. Celle-ci consiste simplement à détendre rapidement le mélange (gaz – vapeur) de l'insert IHP à une pression plus faible (par ex : pression initiale 5 bars → détente à 4 bars). Cette détente s'effectuant via l'intermédiaire d'un volume tampon préalablement mis au vide (cylindre de prélèvement Swagelok d'une capacité de 500 cm^3). La gestion du granulomètre s'effectue via l'interface d'un ordinateur portable, ainsi que l'acquisition des données. La détente provoquée dans l'insert (IHP) va entraîner la formation d'un nuage de gouttelettes, grâce à la condensation de la vapeur du liquide injecté précédemment. C'est ce phénomène que l'on doit mesurer avec un suivi temporel assez rapide, car il s'agit d'un phénomène instationnaire, (d'abord nucléation, puis croissance des gouttes, suivi de phénomènes de vaporisation). A la fin, le cycle expérimental reboucle avec l'évacuation des deux chambres (CHP et IHP) et préparation d'un nouveau cycle. Un schéma synoptique de l'expérience est présenté sur la (Figure II.2).

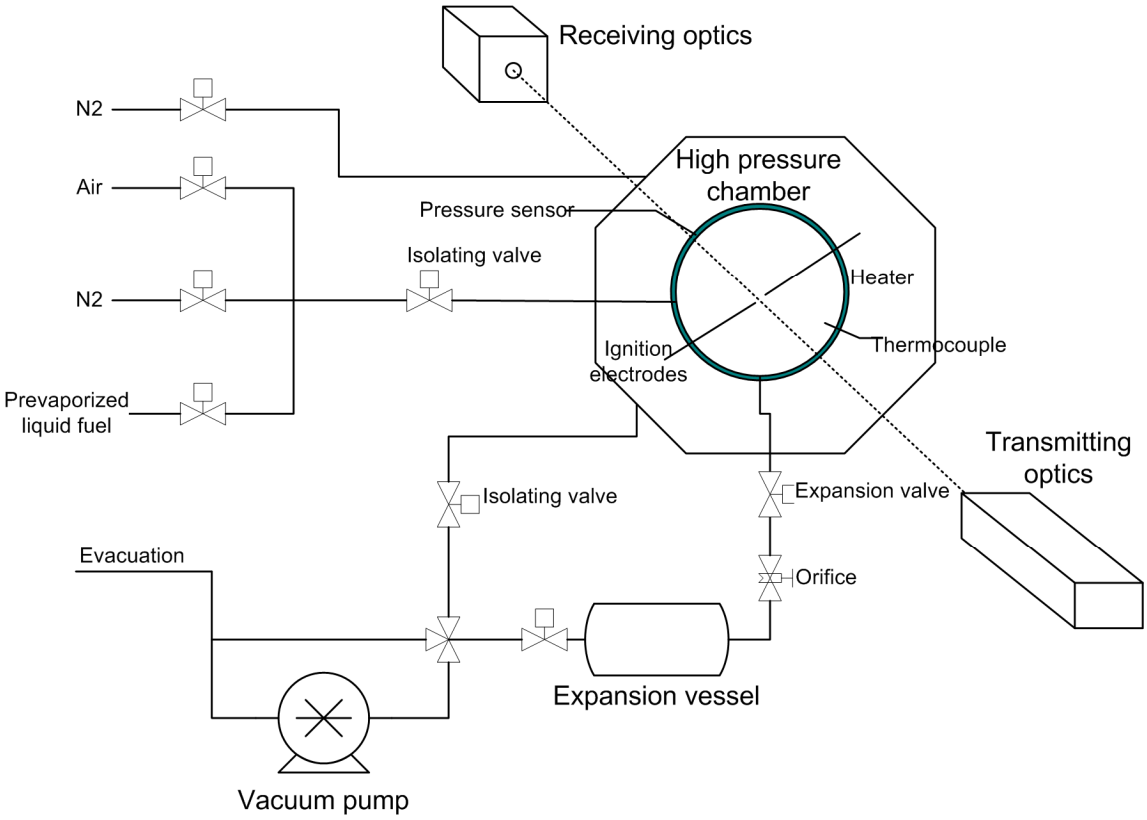


Figure II. 2 : Représentation schématique de l'expérience

En ce qui concerne la partie chauffage de l'insert IHP et sa régulation, l'utilisation d'un ruban chauffant, type Flexelec RS, associé à une régulation de contrôle permet le maintien de l'insert à la température de consigne (60°C). Deux thermocouples sont disposés sur l'IHP, un dans le cylindre proche de l'enroulement spiralé (*Tc1*), pour mesurer la température de paroi du cylindre, l'autre dans l'insert pour mesurer la température des gaz (*Tc2*). La régulation de température est assurée par un régulateur numérique de température OMRON type E5-N, celui-ci assure la régulation grâce au thermocouple *Tc1*. Par ailleurs il génère aussi les alarmes en cas de disfonctionnement. La visualisation de la température se fait grâce à un double écran LCD.

Pour la pression, différents capteurs permettent de contrôler et réguler les différentes étapes souhaitées. La chambre CHP est équipée de deux capteurs de pression, un manomètre type bourdon permet aux expérimentateurs d'avoir directement la valeur en visu, un transmetteur de pression piézorésistif (Keller) permet lui de l'avoir sous forme analogique, interprétable par l'automate Siemens de contrôle. En ce qui concerne l'insert IHP il est équipé lui aussi d'un manomètre type bourdon et d'un transmetteur de pression piézorésistif de type différentiel, permettant de contrôler la différence de pression entre les deux chambres très

précisément. C'est cette information qui servira à moduler la vitesse de remplissage entre les deux chambres afin de parfaire l'équilibre des deux.

Les circuits de remplissage et d'évacuation sont équipés des vannes actionnées pneumatiquement, assurant le début et la fin de chaque cycle expérimental. Nous trouvons également sur le circuit du remplissage deux débitmètres thermiques massiques (100 Nl/min & 10 Nl/min) équipés de leurs électrovannes de régulation, permettant la mesure de la quantité de gaz injectée, et par la même occasion ils permettront la régulation de la pression finale. Ainsi, pour une pression donnée à atteindre (paramètre initiale de l'expérience), nous pouvons connaître la quantité de gaz à injecter sachant le volume de la chambre à remplir, et sachant que nous partons d'une pression initiale équivalente au vide. Cette quantité de gaz sera introduite dans l'automate comme paramètre d'entrée, ensuite l'automate va piloter le débitmètre en ajustant le débit à son optimal pour que les deux chambres montent en pression de manière symétrique.

I.3. Procédure expérimentale de la phase de combustion

La différence principale avec la première phase réside dans l'injection de l'air dans l'IHP à la place du gaz inerte N_2. Après la détente qui crée le brouillard, et suivant un délai variable, l'initiation de la combustion est effectuée grâce à une étincelle générée au centre de la chambre IHP. Le délai spécifié ici est un paramètre de l'expérience, car compte tenu du fait que la formation du brouillard évolue au cours du temps, ce délai permet une inflammation pour différentes granulométries de brouillard. Une flamme va alors se propager sphériquement en partant du centre, et en consommant au fur et à mesure le mélange carburant-comburant, jusqu'à son extinction lorsqu'elle rencontre la paroi de l'IHP. L'observation du déplacement de ce front de flamme sphérique en fonction du temps, grâce à l'emploi d'une caméra vidéo rapide, permet de remonter à l'information scientifique qui nous intéresse, à savoir la vitesse de propagation d'une flamme dans un milieu hétérogène. La gestion de la caméra rapide s'effectue via l'interface d'un ordinateur, ainsi que l'acquisition des données.

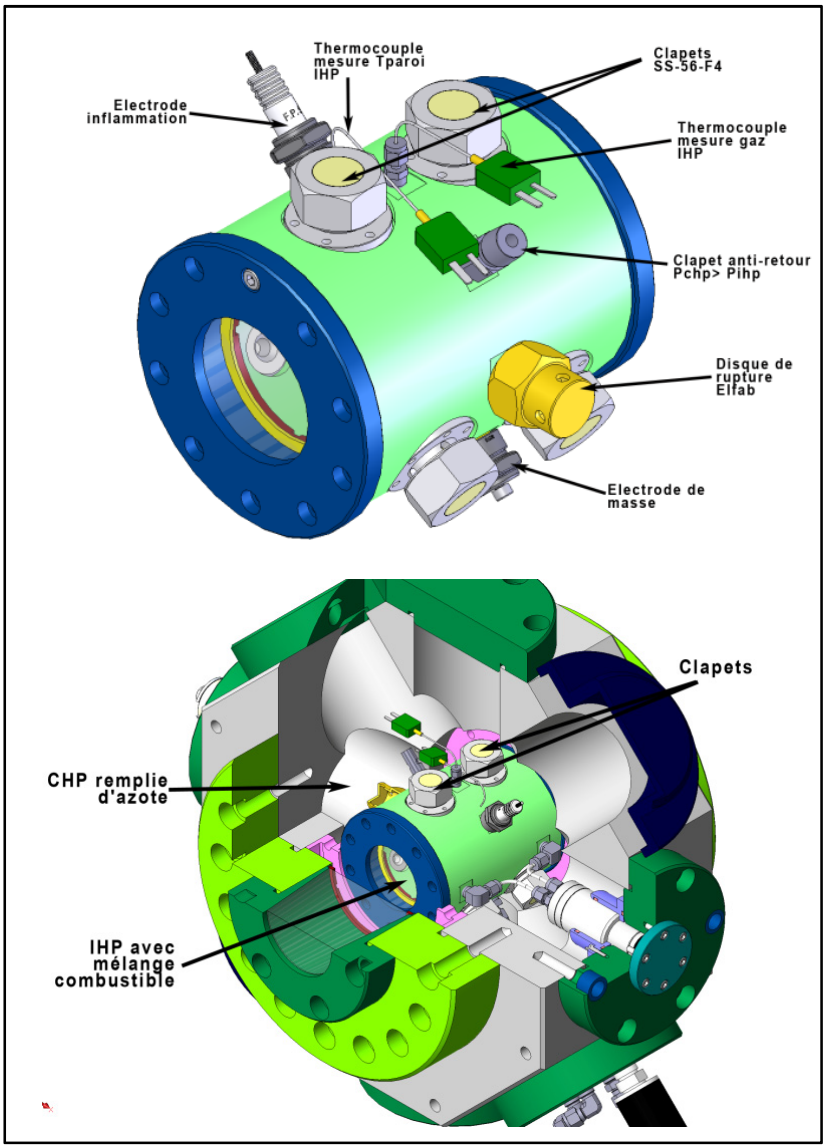


Figure II. 3 : L'insert IHP dans la chambre CHP

La propagation de la flamme et l'augmentation de la température générée se traduit au sein de l'IHP par une augmentation soudaine et rapide de la pression. Le choix qui a été fait dans cette expérience pour accroître l'aspect sécurité a été d'équiper l'IHP d'un certain nombre de clapets susceptibles de s'ouvrir pour évacuer ce surcroit de pression vers la CHP. La figure II.3 présente le schéma de la chambre CHP équipée de son insert à clapets IHP.

Figure II. 4 : Un clapet à ressort et à levée verticale

Au-delà de l'aspect sécuritaire, les clapets permettent d'avoir des pressions initiales de combustion plus élevées. En effet, les clapets laissent échapper les gaz brûlés de combustion dans la CHP et lesquels vont se diluer ainsi dans l'azote, ce qui permet de limiter considérablement la montée en pression. L'insert IHP a un volume de 0.6 *l* environ, étant à l'intérieur de la chambre haute pression CHP qui a un volume de 8 *l*. Nous avons donc un facteur de 13.3 entre les deux volumes. Ce facteur, et grâce à la présence des clapets d'évacuation (Figure II.4), est le facteur de réduction de la pression finale de combustion.

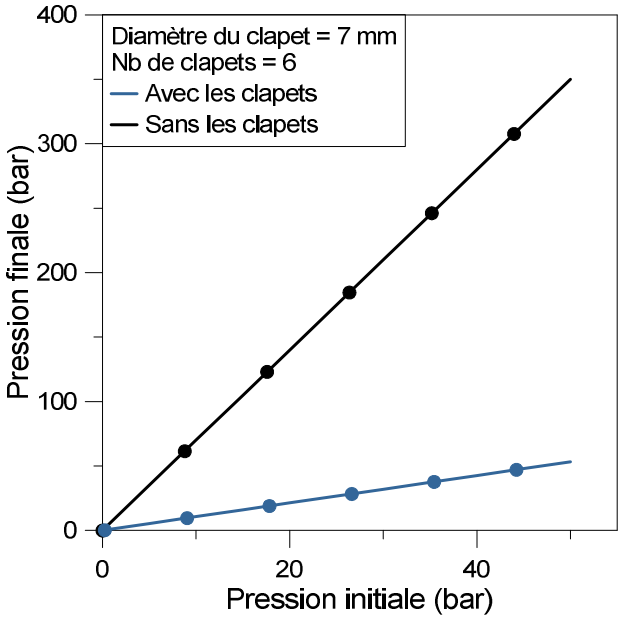


Figure II. 5 : L'effet de la présence des clapets sur la pression finale de la combustion

La démarche de développement des clapets a consisté à élaborer dans un premier temps un prototype de chambre équipée d'un seul clapet et dans un second temps de développer un modèle numérique pour simuler les phénomènes en jeu. Le modèle numérique a d'abord été calé par rapport aux résultats obtenus avec la chambre prototype mono-clapet et il a permis ensuite de dimensionner les clapets définitifs pour la chambre IHP. A l'issue de cette démarche, 6 clapets ont été fixés sur l'IHP. La figure II.5 présente le facteur d'expansion entre la pression initiale de combustion et la pression finale dans l'ensemble de l'IHP et la CHP. L'utilisation des clapets a donc élargi la plage des pressions initiales que nous pouvons utiliser. Sachant que la pression maximale d'utilisation de la CHP égale à 120 bars.

II. Diagnostics optiques

II.1. Granulométrie à diffraction laser

Pendant la première phase de l'étude, la caractérisation de la taille des gouttelettes composant le brouillard s'effectue grâce à un granulomètre à diffraction laser. Cette technique utilise les propriétés de diffraction de la lumière pour mesurer un diamètre de particule. Un granulomètre à diffraction est donc composé d'une source laser continue et d'un récepteur optique placé dans l'axe du faisceau. Lorsqu'une particule de diamètre '*d*' traverse le faisceau, la lumière incidente est diffractée. Le signal de diffraction traverse la lentille du récepteur et est recueilli sur un récepteur photosensible. Le résultat obtenu est une figure de diffraction annulaire d'Airy. Ainsi le granulomètre, en enregistrant les positions des anneaux, permet de quantifier le diamètre des particules traversant le faisceau. Cette méthode optique non intrusive offre une bonne rapidité d'acquisition de la mesure, ce qui correspond bien à notre besoin où le caractère instationnaire de notre brouillard est prépondérant.

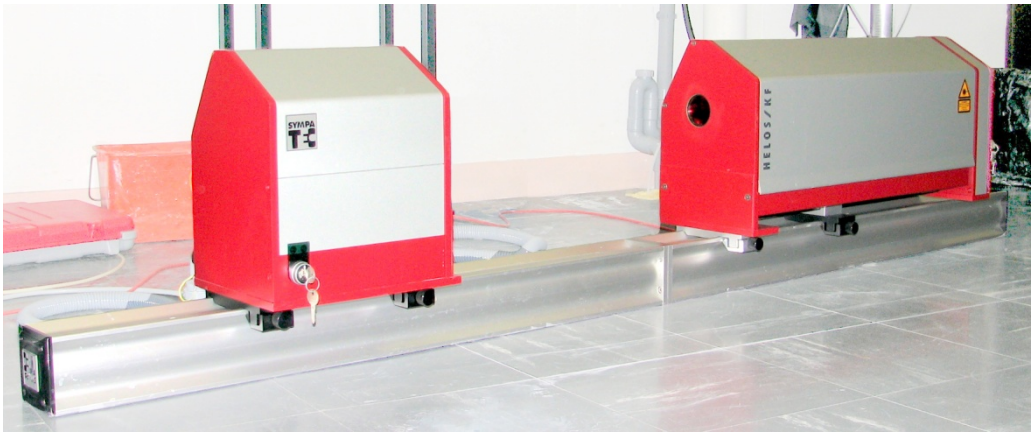


Figure II. 6 : Le granulomètre à diffraction laser Helos- Sympatec

Le granulomètre Helos-Vario/KFS du fournisseur Sympatec (Figure II.6), est composé de deux éléments distincts. Le premier élément est la tête d'émission comportant un laser HeNe et son unité d'expansion de faisceau. La longueur d'onde est de 632.8 nm avec une puissance de sortie de 5 mW. L'expanseur est à trois niveaux et le diamètre du faisceau est de 13 mm. Le second élément disposé en face de l'émission est l'unité de réception avec le bloc de détection et son module autofocus. L'acquisition des données et la gestion du granulomètre se fait sur l'ordinateur grâce à une connexion par fibre optique.

En condition de gravité terrestre, les mesure granulométrique étaient effectuées à trois niveaux différents de la chambre IHP, afin de quantifier l'effet de la sédimentation sur la distribution de tailles des goutes.

II.2. Visualisation de la propagation de la flamme (Ombroscopie)

La propagation du front de la flamme est visualisée à l'aide d'un système optique : laser, lentille et caméra rapide, permettant la mise en œuvre de la technique d'ombroscopie. Cette technique optique permet de visualiser la variation de densité d'un milieu traversé par des faisceaux de lumière parallèles. La propagation d'un front de flamme créant des zones minces (moins de 1 mm) de gradient de température, de composition et donc d'indice de réfraction, les faisceaux y sont alors déviés. Ainsi, les images résultantes alternent entre des zones sombres et claires. Avec cette technique, les zones de fort gradient de température apparaissent en sombre sur les images.

Le laser utilisé est un Energetiq LDLS (laser driven light source), combiné avec une lentille sphérique de focale 200 mm et placée à 20 cm de la lampe, permettant de collecter la source lumineuse initiale divergente en un faisceau lumineux composé de rayons parallèles sur tout le diamètre exploitable du hublot. La propagation du front de flamme est alors enregistrée à l'aide d'une caméra rapide CMOS Phantom v1210 cadencée à 19000 images/seconde.

III. Détermination de la vitesse de propagation

Les visualisations de la propagation de flamme étant réalisées à l'aide d'une caméra rapide (cadencée à 15000 - 19000 images/seconde), l'évolution temporelle du rayon a pu être déterminée à partir de la détection du front de flamme sur chaque image instantanée. L'estimation du centre et du rayon est basée sur la minimisation de la distance entre un cercle et le front de flamme lumineux (annexes 2). Cette méthode a été développée par Tahtouh et al. [76].

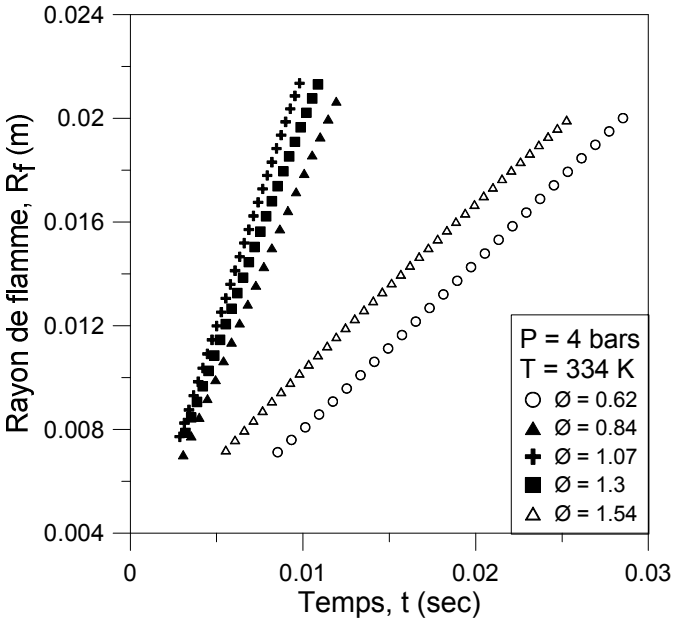


Figure II. 7 : L'évolution du rayon de flamme avec le temps en fonction de la richesse

A titre exemple, nous présentons sur la figure II.7 l'évolution temporelle des rayons du front de flamme en fonction de la richesse, pour une flamme d'éthanol propageant dans un mélange gazeux à une pression initiale de 4 bars et une température de 334 K. La continuité de toutes les courbes montre la faible dispersion de la mesure du rayon et la bonne résolution temporelle de notre système. Il est intéressant de noter que le prolongement de chacune des courbes en $t = 0$ sec, ne passe pas par une valeur de rayon nulle. Ce décalage est introduit par un apport en énergie supérieur à l'énergie minimale d'allumage. Ainsi, dans les premiers instants de la propagation, la dissipation progressive de l'excès d'énergie tend à accélérer la flamme. Bradley et al. [43] ont montré que les vitesses de propagation étaient affectées par l'énergie apportée lors de l'allumage jusqu'à un rayon de 5 mm. Dans notre étude, seuls les rayons supérieurs à 7 mm ont été pris en compte afin d'éviter toutes perturbations liées à l'allumage.

L'évolution temporelle de la vitesse de propagation étirée a alors pu être déterminée en dérivant le rayon par rapport au temps :

$$V_s = \frac{dR_f}{dt}$$

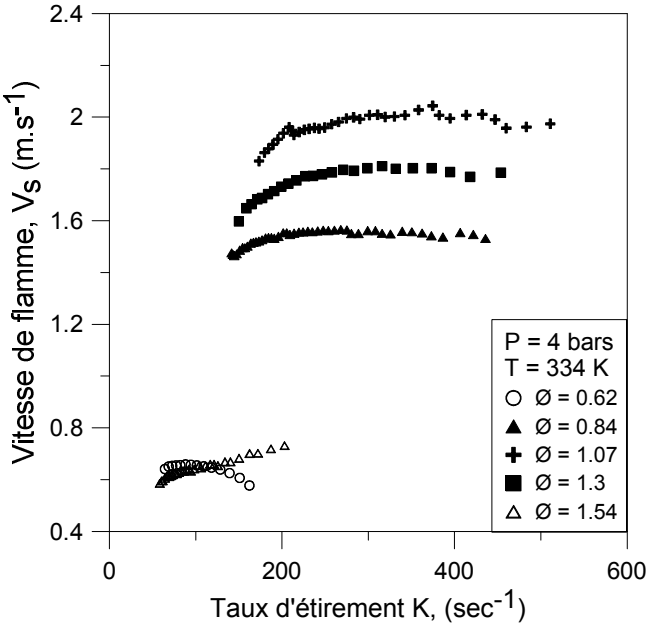


Figure II. 8 : la vitesse de flamme laminaire étirée en fonction de l'étirement

Nous rappelons que dans le cas d'une propagation sphérique, l'expression de l'étirement est donnée par :

$$K = \frac{1}{A}\frac{dA}{dt} = \frac{2}{R_f}\frac{dR_f}{dt} = \frac{2V_s}{R_f}$$

Cette équation permet ainsi de relier la vitesse de propagation de la flamme à l'étirement. La figure II.8 présente l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement dans un mélange gazeux. La vitesse de propagation non-étirée V_s^0 (K = 0) peut alors être déterminée par extrapolation linéaire de l'évolution de la vitesse de propagation.

Enfin, la vitesse de combustion laminaire est déduite de la vitesse de propagation non-étirée en utilisant la relation suivante :

$$S_L^0 = \frac{\rho_b}{\rho_u} V_s^0$$

Où ρ_u et ρ_b ont été déterminées à l'aide du logiciel Premix et du mécanisme cinétique de Leplat et al. [77].

IV. Modélisation de la cinétique chimique - CHEMKIN

Les codes de calcul de la modélisation de la cinétique chimique les plus utilisés à l'heure actuelle ont été développés à partir du compilateur chimique CHEMKIN [78]. Une modélisation monodimensionnelle d'une flamme laminaire prémélangée nécessite une base de données thermodynamique, une base de données de transport et un mécanisme chimique détaillé.

Durant notre étude, deux codes de calcul ont été employés : Equil et Premix, grâce auxquels nous avons pu déterminer plusieurs propriétés de la flamme, telles que la température adiabatique T_{ad}, la masse volumique des gaz brûlés ρ_b et la vitesse fondamentale de la flamme laminaire S_L^0.

V. Microgravité et vol parabolique

L'intérêt de la micropesanteur pour l'expérimentation en combustion concerne plusieurs champs d'application. De par sa nature, la flamme transforme des gaz frais en gaz brûlés, qui sont de masses volumiques très différentes. Ainsi, au sol, la combustion est toujours accompagnée d'effets de flottabilité qui peuvent masquer l'existence même de certains phénomènes lents. Mais c'est en combustion hétérogène que la contribution la plus importante de la micropesanteur est attendue. Dans ce domaine, combustible et oxydant sont toujours séparés initialement et de densités fort différentes. Aussi, la micropesanteur permet de maîtriser la répartition combustible/comburant et d'éviter que la sédimentation ne parasite l'expérience.

A propos de la combustion des brouillards, notamment ceux à forte pression, l'intérêt de la micropesanteur réside également dans le fait qu'on peut étudier les phénomènes à une échelle d'observation plus facile. En effet, la micropesanteur permet d'aborder des systèmes à grosses gouttes sans être confronté à des problèmes de flottabilité ou de sédimentation, qui seraient gigantesques au sol.

Les expériences de granulométrie et de combustion diphasique ont été principalement réalisées sous des conditions de gravité réduite. Pour cela, nous avons effectué cinq campagnes de vols paraboliques. Chaque campagne de vols est constituée de trois vols paraboliques, chaque vol comporte une série de 30 paraboles. La figure II.8 montre le déroulement d'une parabole, offrant environ 22 secondes de gravité réduite.

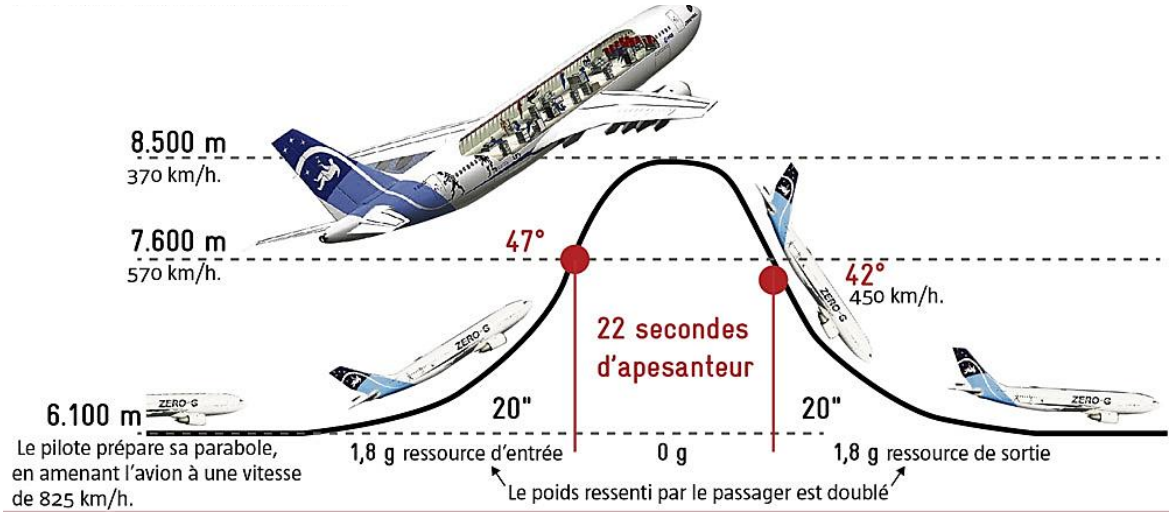


Figure II. 9 : Un schéma décrivant une parabole

Le déroulement d'une parabole est schématisé sur la figure II.9. L'ensemble des opérations de remplissage et d'évacuation s'effectuant hors période de microgravité. La détente et l'étincelle par contre sont initiées au cours des 22 secondes de gravité réduite (±0.05g), pendant lesquelles une acquisition permanente est assurée, par le granulomètre durant la phase de caractérisation de tailles des gouttes, et par la caméra rapide durant la phase de combustion.

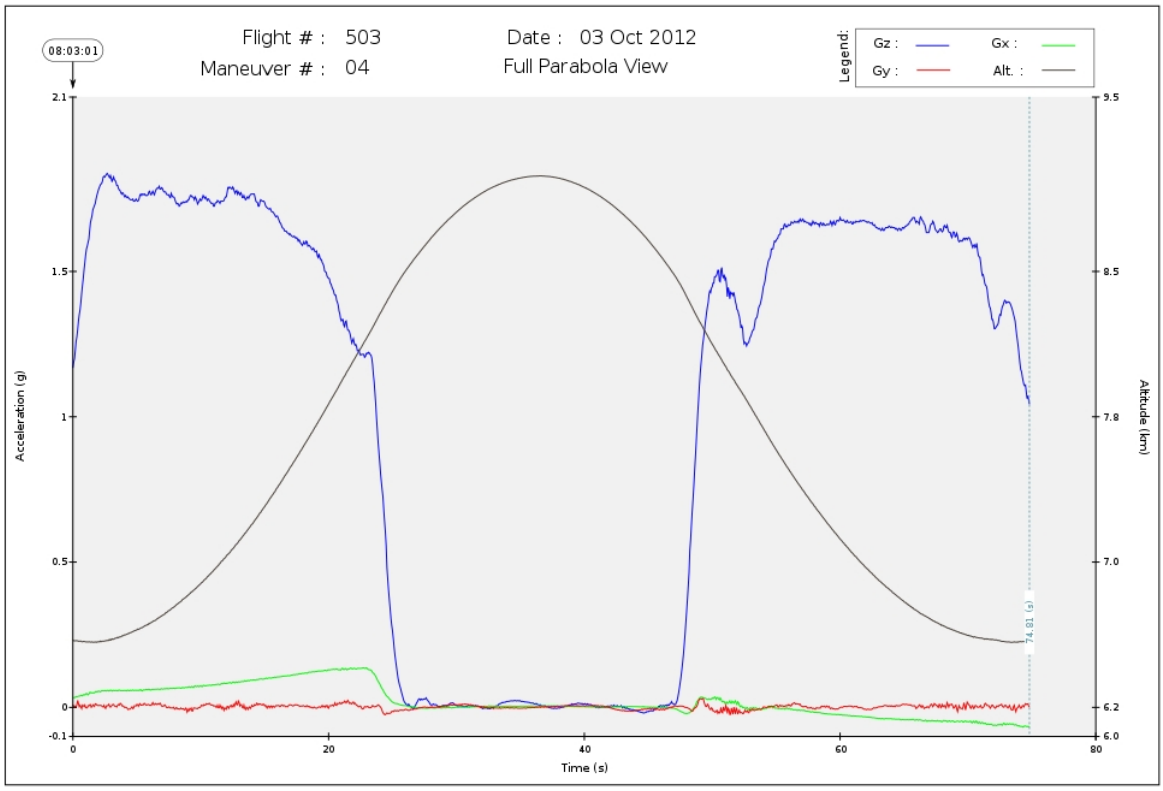


Figure II. 10 : La fiche officielle d'accélération gravitationnelle pour une seule parabole

Nous trouvons sur la figure II.10 les courbes d'accélération gravitationnelle sur les trois axes X, Y et Z. Nous pouvons distinguer la phase d'hypergravité qui précède et suit les 22 secondes de gravité réduite. Cette figure d'accélération est fournie pour chaque parabole effectuée, ce qui nous permet de vérifier les conditions de gravité pour chaque essai expérimental réalisé.

Par ailleurs, l'expérience en microgravité a nécessité le développement d'une gestion automatisée de l'ensemble des opérations de conduite de l'expérience. Cette gestion a été confiée à un automate industriel Siemens ET200S IM151-7CPU. Une interface homme-machine (IHM) a été mise en place pour établir le dialogue entre l'utilisateur et l'automate. Cette interface s'effectue par le biais d'un écran tactile Siemens OP177B. L'alimentation en air et en gaz N_2 est assurée par des bouteilles S11, embarquées dans le rack de l'expérience.

VI. Conclusion

Deux types de diagnostics ont été mis en œuvre autour de cette expérience, le premier concerne la caractérisation de la granulométrie du brouillard avant l'inflammation, le second la visualisation du front de flamme en temps réel.

Afin de pouvoir calculer toutes les propriétés de la flamme laminaire de l'éthanol, il a été nécessaire d'utiliser la modélisation numérique, en se basant sur des mécanismes cinétiques réduits. Nous avons ainsi choisi d'utiliser le mécanisme cinétique validé par Leplat et al. [77].

L'éthanol étant largement utilisé dans les moteurs, les turbines à gaz terrestres et les avions, nous avons jugé nécessaire d'en savoir plus sur les propriétés de combustion fondamentales de ce carburant.

Enfin, cette étude s'inscrit dans le cadre de campagne de vols paraboliques, la difficulté majeure consiste donc à intégrer l'ensemble des éléments précédemment décrits, dans un dispositif expérimental le plus compact possible et facilement transportable. Ce dispositif doit répondre à l'ensemble des critères de sécurité, défini par l'opérateur de l'avion Novespace et par l'organisme responsable de la sécurité en vol, le CEV (centre d'essai en vol), et conformément avec l'ESDP «Experiment Safety Data Package».

Dans les chapitres prochains, nous présentons les résultats principaux des essais réalisés durant cette étude expérimentale.

Chapitre III :

CARACTERISATION GRANULOMETRIQUE DU MELANGE DIPHASIQUE (BROUILLARD)

Ce chapitre décrit l'étude granulométrique réalisée sur le mélange vapeur-air-gouttes, généré en utilisant la technique de détente-condensation. La génération du brouillard est obtenue par l'expansion d'un mélange combustible-air, gazeux, prémélangé et prévaporisé. Dans cette étude, deux combustibles purs ont été utilisés : l'éthanol à titre principal et l'isooctane à titre de comparaison. L'aérosol a été caractérisé par le système de diagnostic à diffraction laser "Sympatec-HELOS", décrit dans le chapitre précédent.

Après la phase de condensation, le brouillard subit une phase de vaporisation suivant son temps de résidence dans l'IHP. Ceci dépend des conditions initiales et locales du mélange. Cette phase de vaporisation sera caractérisée par un taux de vaporisation K_{vap} (mm²/sec) déterminé expérimentalement. Le diamètre moyen des gouttes créées et leur répartition spatiale dans le mélange diphasique, dépend de plusieurs facteurs initiaux, telles que la richesse totale du mélange ϕ_{tot}, la pression initiale P_{ini} et le taux d'expansion $K_{\Delta P}$. Ces derniers sont les principaux paramètres qui caractérisent la condensation et la quantité d'éthanol condensée par rapport à la quantité totale initialement injectée.

I. La création du brouillard

Les brouillards peuvent être obtenus par différentes méthodes, comme la condensation d'un mélange prévaporisé ou par l'atomisation d'un jet liquide en utilisant un injecteur industriel. Un brouillard généré par un injecteur n'a pas les mêmes caractéristiques qu'un brouillard généré via la méthode de détente-condensation. A partir d'un mélange gazeux (vapeur d'éthanol et air) initialement homogène, le brouillard formé par la condensation est en effet plus homogène que celui obtenu avec un injecteur industriel. Pour cette raison nous

avons opté pour la méthode de détente-condensation, pouvant créer ainsi, un aérosol plus adapté aux besoins de notre étude.

Rappelons que le principe de cette méthode implique trois étapes : tout d'abord, il est nécessaire d'introduire dans l'IHP, déjà pressurisé, un mélange éthanol liquide – gaz (inerte dans cette première phase de l'étude). Ensuite l'IHP chauffée permettra la vaporisation complète de la phase liquide. Enfin, il faut produire une détente rapide en évacuant une quantité prédéfinie du mélange dans un réservoir lié à l'IHP, préalablement sous vide. Les mesures de granulométrie sont ensuite faites, en continue, afin d'observer l'évolution temporelle de la création de l'aérosol jusqu'à sa disparition.

Dans notre étude, l'expansion des gaz se fait par une détente via un orifice de taille calibrée et ajustable, en évacuant une partie du mélange prévaporisé dans un réservoir vide. Cette détente est contrôlée par une différence de pression ΔP (bar), défini par la différence entre la pression initiale et la pression finale de fin de détente, et un taux d'expansion $K_{\Delta P}$ (bar/sec), défini par le rapport de la différence de pression et le temps nécessaire à cette détente.

I.1. Diagramme de phase de l'éthanol

La technique de Wilson's Cloud Chamber utilise principalement le refroidissement généré par l'expansion rapide de la vapeur d'éthanol, en poussant sa pression partielle à dépasser sa limite de pression saturante et à générer un brouillard de gouttes. L'expansion peut être principalement contrôlée en modifiant le rapport d'expansion ΔP (bar) ou le taux d'expansion $K_{\Delta P}$ (bar/sec), et en variant les paramètres initiaux, telle que la pression P_{ini}, la température T_{ini} et la richesse totale du mélange ϕ_{tot}.

Dans cette technique, l'expansion provoque une réduction rapide quasi isentropique de la pression partielle et de la température de la vapeur d'éthanol, ce qui tire le mélange humide du régime « vapeur » au régime « liquide » sur le diagramme de phase, en traversant la courbe de saturation, ce qui cause la formation des gouttes (figure III.1).

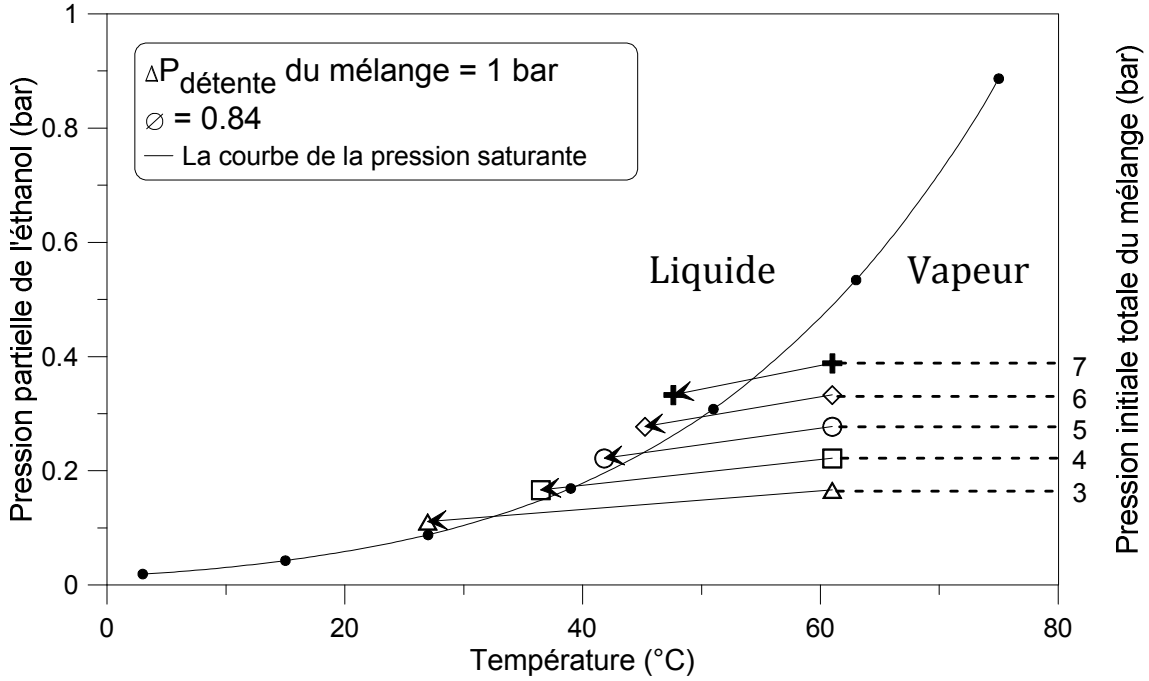


Figure III. 1: Le processus Détente-Condensation sur le diagramme de phase de l'éthanol

La figure III.1 montre la courbe de la pression de vapeur saturante de l'éthanol en fonction de la température. Cette courbe est tracée en utilisant l'équation d'Antoine :

$$P_{sat} = 10^{A-\frac{B}{C+T}}$$

Où les coefficients A,B, et C sont issus de Dortmund Data Bank [79] et présentés dans le tableau suivant:

Paramètres de l'équation d'Antoine (P en mm Hg, T en °C)					
No.	**A**	**B**	**C**	**Tmin [°C]**	**Tmax [°C]**
1	8.20417	1642.89	230.3	-57	80
2	7.68117	1332.04	199.2	77	243

Cette courbe de saturation est parfaitement cohérente avec les données de Reid et al. [80], qui ont été utilisées récemment dans les travaux de Henke et al. [81]. D'autre part, Oktavian et al. [82] ont également réalisé des mesures expérimentales de la pression saturante de la vapeur d'éthanol à basse température. Une courbe similaire y est décrite.

La figure III.1 montre également le changement de la pression partielle de la vapeur d'éthanol pendant une détente ΔP = 1 bar, à partir de plusieurs pressions initiales du mélange, pour une richesse initiale ϕ_{tot} = 0.84. Au cours de l'expansion du mélange éthanol-air,

initialement à l'état gazeux, lorsque la pression est abaissée au-delà du point de saturation, le mélange est soumis à un changement de phase et les gouttes du brouillard commencent à apparaitre.

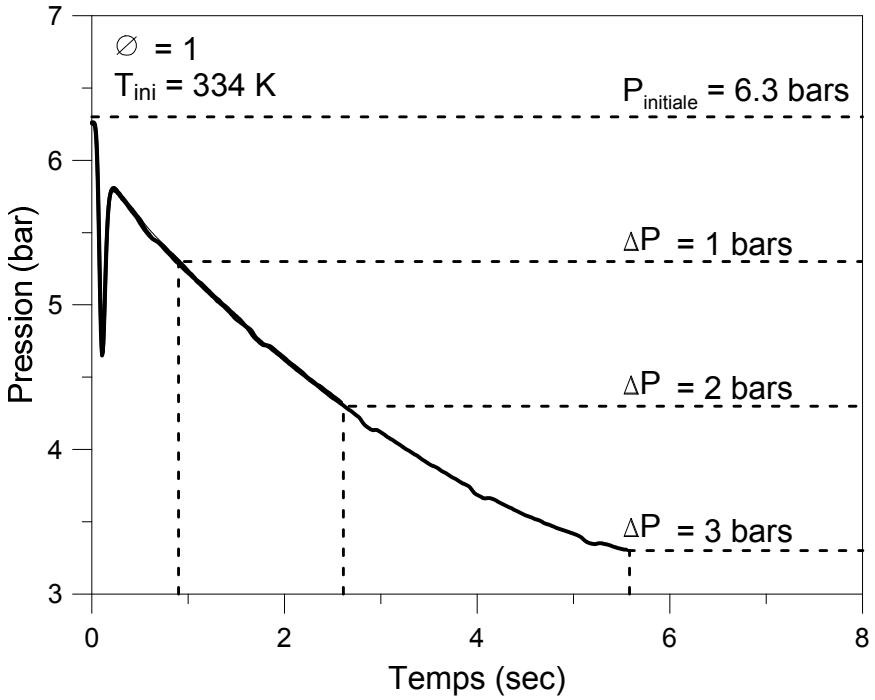


Figure III. 2: L'évolution de la pression pendant la détente

La figure III.2 montre les variations habituelles de pression au cours de l'expansion d'un mélange éthanol-air stœchiométrique, pour des conditions initiales de T= 334 K et P = 6.3 bars. Trois rapports d'expansion différents sont représentés ΔP = 1, 2, et 3 bars. Le temps d'expansion mesuré est respectivement égal à 0.9, 2.7 et 5.6 secondes. Après le début de l'expansion, les variations temporelles mesurées de température et de pression présentent une relation isentropique, qui peut être exprimée par l'équation :

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

Où γ est le coefficient de Laplace du gaz parfait (sans unité).

Nous distinguons au début de la courbe une variation rapide brutale de la pression. Il s'agit là d'un artefact de la mesure de pression. Le capteur est en effet positionné sur un piquage de la ligne de détente, l'écoulement rapide qui s'établit lors de la détente, crée un effet venturi au niveau de ce piquage, induisant une baisse de pression soudaine, avant un retour à la normale.

Nous utilisons la courbe de détente pour extraire le taux d'expansion $K_{\Delta P}$ (bar/sec), en déterminant la pente de la droite de tendance. Le temps de la détente dépend principalement

de la pression initiale P_{ini} et de la différence de pression ΔP. Cependant, nous pouvons pour la même pression initiale et la même différence de pression, modifier le temps de détente en variant le diamètre d'orifice de la vanne de détente, ce qui modifie au final la valeur du taux d'expansion $K_{\Delta P}$.

I.2. La quantité condensée de la vapeur d'éthanol

La quantité d'éthanol condensée par rapport à la quantité totale existante dans le mélange éthanol-air, a une importance décisive sur la taille des gouttes générées par la condensation et sur la distribution spatiale de ces gouttes dans le volume de la chambre de combustion. De même, la quantité d'éthanol qui reste à l'état gazeux (vapeur), représente la partie du combustible qui participera à l'inflammation du mélange à ce moment-là. Il est donc très important de pouvoir déterminer la richesse de ce mélange vapeur d'éthanol-air par rapport à la richesse totale initiale du mélange éthanol-air, pour pouvoir juger le mélange existant, inflammable ou non-inflammable. Cette richesse basée sur la quantité d'éthanol à l'état gazeux après détente sera appelée la richesse gazeuse et notée ϕ_g.

La figure III.3 représente l'influence de la différence de pression ΔP sur la quantité d'éthanol condensée. Dans cette partie du travail, l'ouverture de la vanne de détente est constante. Ce qui signifie que le temps de détente ne dépend que de la pression initiale et de la différence de pression ΔP. Pour estimer la quantité d'éthanol condensée, nous avons intégré dans un calcul numérique les considérations thermodynamiques illustrées précédemment. Une procédure similaire a été décrite par Saat et al. [83].

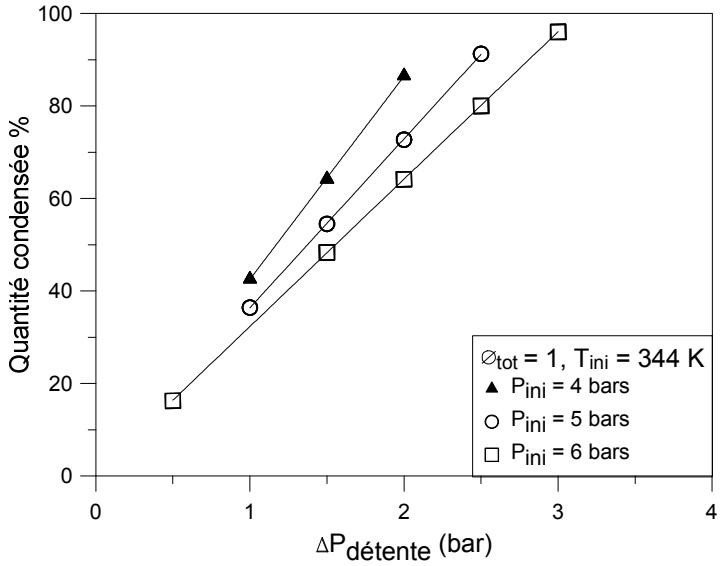


Figure III. 3: La quantité condensée de l'éthanol en fonction de la valeur de ΔP

La figure III.3 peut fournir une compréhension qualitative de l'effet de l'expansion sur les processus de condensation, en fonction de la valeur de la différence de pression ΔP. Nous remarquons que la quantité d'éthanol condensée est proportionnelle à la différence de pression. L'explication est intrinsèque au processus de condensation. Nous avons vu que la détente cause une réduction de la pression et de la température du mélange, jusqu'à ce que la température de la vapeur d'éthanol devienne inférieure à la température de saturation, point pour lequel la condensation a lieu. La condensation commence donc quand la température de la vapeur atteint la température de vapeur saturante, correspondant à sa pression partielle. De même, la condensation s'arrête quand la température de la vapeur d'éthanol devient supérieure à la température de vapeur saturante. Donc pour que la condensation continue, il faut que l'expansion continue, pour garantir le refroidissement de la vapeur et pour maintenir sa température inférieure à sa température de vapeur saturante. Dans notre expérience, la condensation s'arrête ainsi lorsque la vanne de détente se ferme (la fin de la détente ΔP).

A noter que la pression du mélange à la fin de la détente, représente la pression initiale pour nos expériences de combustion, pression à laquelle l'inflammation aura lieu.

La différence de pression a donc un effet primordial sur la dynamique de la condensation. Dans la mesure où dans notre expérience embarquée il n'était pas envisageable de mesurer simultanément la granulométrie et la vitesse de combustion. Il est indispensable de caractériser au préalable le nuage de gouttes généré pour les différentes conditions expérimentales qui seront utilisées ultérieurement en combustion. La reproductibilité des expériences permettra de valider cette procédure.

II. La caractérisation granulométrique du brouillard

En plus de la richesse du mélange, de sa pression initiale et de sa température, la combustion diphasique va dépendre des caractéristiques intrinsèques du brouillard issu de la condensation. Les plus importantes sont : la densité de population, le diamètre moyen et la répartition de distribution des gouttes. Une bonne répartition des gouttes dans un volume donné doit maximiser la surface d'échange entre la phase liquide et la phase gazeuse, afin d'optimiser les taux de transfert de masse et de chaleur lors de l'évaporation.

II.1. La validation du système de mesure

Des expérimentations ont été menées afin de tester notre système de mesure ; et d'éliminer la présence de la diffusion multiple et du vignetage. Les expériences ont été

réalisées sous des conditions de gravité terrestre et de gravité réduite. Une campagne de vols paraboliques a été dédiée à la qualification de l'appareil de mesure, ainsi qu'à la détermination des paramètres à utiliser, comme la distance focale de la lentille et la distance de mesure.

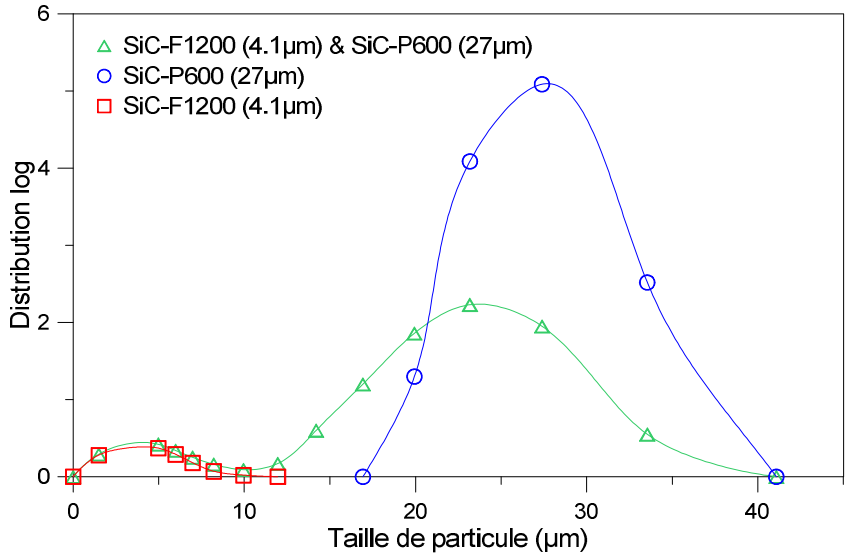


Figure III. 4 : Trois mesures de trois échantillons différents de poudres de référence

Deux poudres de références, parfaitement calibrées et de tailles connues « SiC-P600 27 µm – SiC-F1200 4.1 µm » ont été utilisées pour ces tests. Les particules de calibration étaient dispersées en phase aqueuse, à température ambiante. Les résultats se sont révélés être tout à fait conformes aux préconisations du constructeur, comme nous pouvons le voir sur la figure III.4

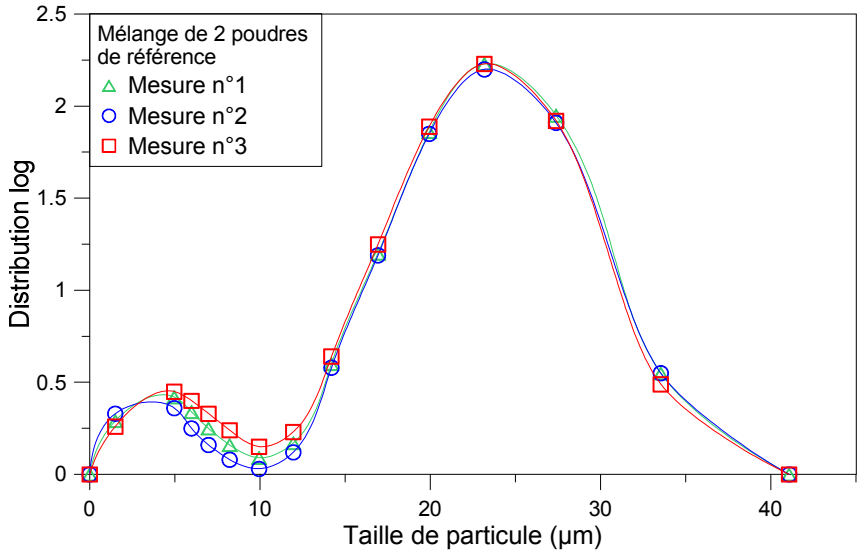


Figure III. 5 : Trois mesures de la distribution de tailles pour un mélange de deux poudres de référence, SiC-F1200 (4.1µm) & SiC-P600 (27µm)

La figure III.5 démontre également que les mesures réalisées sont parfaitement reproductibles.

II.2. L'effet de la différence de pression *ΔP* sur le diamètre médian d_{50}

Nous avons vu précédemment, que la différence de pression a une influence dominante sur la quantité condensée d'éthanol. Les mesures granulométriques révèlent que cette influence s'étend également sur le diamètre des gouttes. Les mesures du diamètre médian en fonction de la différence de pression *ΔP* sont reportées sur la figure III. 6.

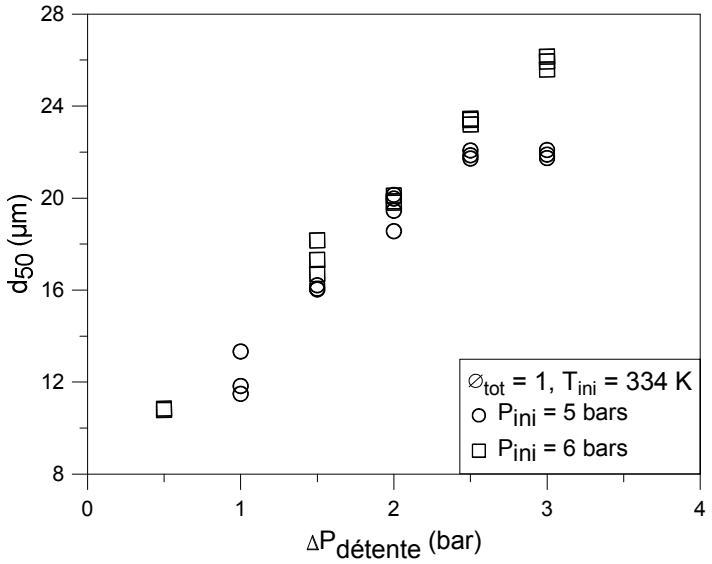


Figure III. 6 : Le diamètre médian des gouttes d_{50} en fonction de la différence de pression ΔP

Nous constatons que, pour la même richesse totale, stœchiométrique dans ce cas, le diamètre des gouttes se révèle être dépendant et modérément proportionnel à la différence de pression *ΔP*.

Par ailleurs, les travaux précédents de Nomura et al. [50, 51, 84] et Lawes et al. [53, 54], précisaient qu'il était possible de contrôler la taille des gouttes, en ajustant le temps de détente $\tau_{\Delta P}$. En effet, le contrôle du temps de détente se fait en ajustant l'ouverture de l'orifice de détente.

Afin de pouvoir caractériser l'effet du temps de détente, nous avons fixé la différence de pression à une valeur constante (*ΔP* =1 bar). Ensuite, nous avons fait varier le temps de détente, en ajustant l'ouverture de la vanne de détente (orifice de détente). Dans ce cas, le taux d'expansion $K_{\Delta P}$ (bar/sec) dépend uniquement du temps de détente.

Ainsi, nous distinguerons les deux situations suivantes :

- Pour des richesses inférieures à la stœchiométrie, aucune corrélation satisfaisante n'a pu être mise en évidence entre le diamètre des gouttes et le temps de détente $\tau_{\Delta P}$. Néanmoins, pour chaque valeur de $\tau_{\Delta P}$, le diamètre médian se trouve dans une plage de tailles assez réduite. Nous pouvons donc empiriquement, reproduire un diamètre de goutte, en maîtrisant le temps de détente.
- Dans le cas des mélanges riches (ϕ_{tot} > 1), le processus de la condensation a un comportement différent. La figure III. 7 montre que l'augmentation du temps de détente, favorise la création des gouttes plus grandes, pour la même richesse et la même différence de pression. Cependant, si le temps de détente dépasse une certaine valeur ($\tau_{\Delta P}$ > 6 sec), cette dynamique de condensation et de croissance des gouttes peut se trouver freiner par la compétition vraisemblable de la vaporisation, ce qui réduit le diamètre médian.

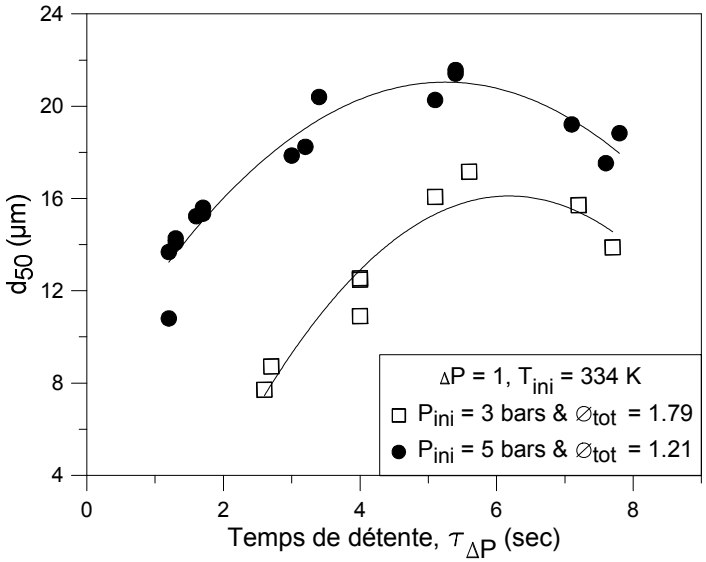


Figure III. 7 : Le diamètre médian des gouttes d_{50} en fonction du temps de détente

Etant donné que la variation du temps de détente ne change pas la quantité d'éthanol condensé, le temps de détente fut un paramètre décisif. Autrement dit, et pour la même quantité injectée d'éthanol et la même différence de pression, un temps de détente plus long favorise la formation des gouttes plus grandes. En revanche, un temps de détente réduit, génère des gouttes plus petites, mais plus nombreuses.

III. Mesures granulométriques à différents niveaux de l'IHP

Afin d'éviter les problèmes liés à la sédimentation du brouillard, nos expériences ont principalement été conduites sous des conditions de gravité réduite. Néanmoins, et afin

d'améliorer la compréhension physique de tous les phénomènes intervenant lors de la création du brouillard, il était important de réaliser aussi des essais expérimentaux sous des conditions de gravité normale (terrestre).

Malgré de nombreuses études réalisées dans le but de caractériser la vitesse de sédimentation d'une goutte isolée, la compréhension de la sédimentation d'un brouillard de gouttes reste moins approfondie. En effet, dans le cas d'un brouillard polydisperse, la distribution de la taille des gouttes doit être prise en considération, où la vitesse de sédimentation dépend de la concentration volumique des gouttes, due aux interactions entre elles [85].

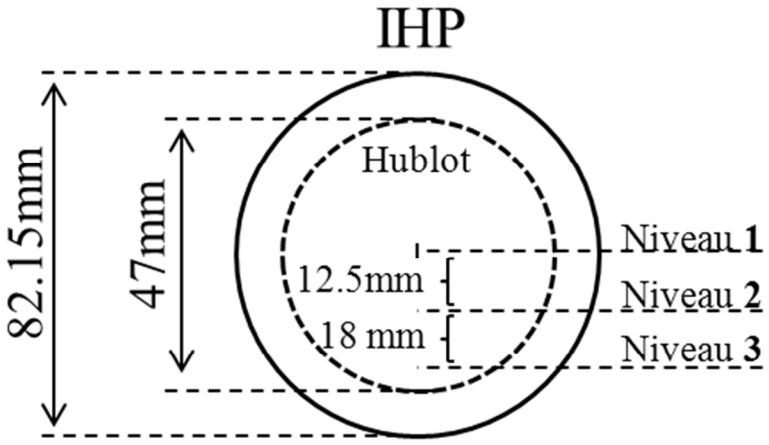


Figure III. 8 : Représentation des trois niveaux de mesures dans l'IHP

Nous avons donc effectué des mesures granulométrique à trois niveaux différents de l'IHP. La figure III.8 représente les niveaux de mesure (1), (2) et (3). Cette notation sera utilisée dans les paragraphes suivants.

Grâce à cette technique, nous avons pu déterminer l'influence de la sédimentation sur l'homogénéité de l'aérosol, la taille des gouttes et la distribution de la taille des gouttes. De plus, l'évolution temporelle de ces paramètres a été caractérisée, du début de la condensation, jusqu'à la fin de la vaporisation des gouttes.

III.1. L'évolution temporelle du d_{50} sur trois niveaux de l'IHP

Pendant la phase de combustion, l'évolution temporelle du diamètre des gouttes joue un rôle essentiel. En effet, nous devons identifier cette évolution afin de connaitre la granulométrie initiale du mélange au moment de l'inflammation.

Les courbes sur la figure III.9 représentent l'évolution temporelle du diamètre médian des gouttes d_{50}, à trois niveaux différents de la chambre IHP (niveau 1, niveau 2 et niveau 3). Nous constatons d'abord que les diamètres varient suivant deux phases distinctes : la croissance et la vaporisation. Nous identifions ces deux phases en utilisant deux temps caractéristiques τ_{croi} et τ_{vap}, qui représentent respectivement le temps de la phase de croissance et le temps de la phase de vaporisation. Ce qui nous permet de définir : $\tau_{croi} + \tau_{vap} = \tau_{tot}$, le temps de séjour total du brouillard.

Nous considérerons la valeur du diamètre d_{50} au point de séparation entre les deux phases comme une valeur de référence, qui égale à la valeur maximale de d_{50} durant le temps de séjour du brouillard.

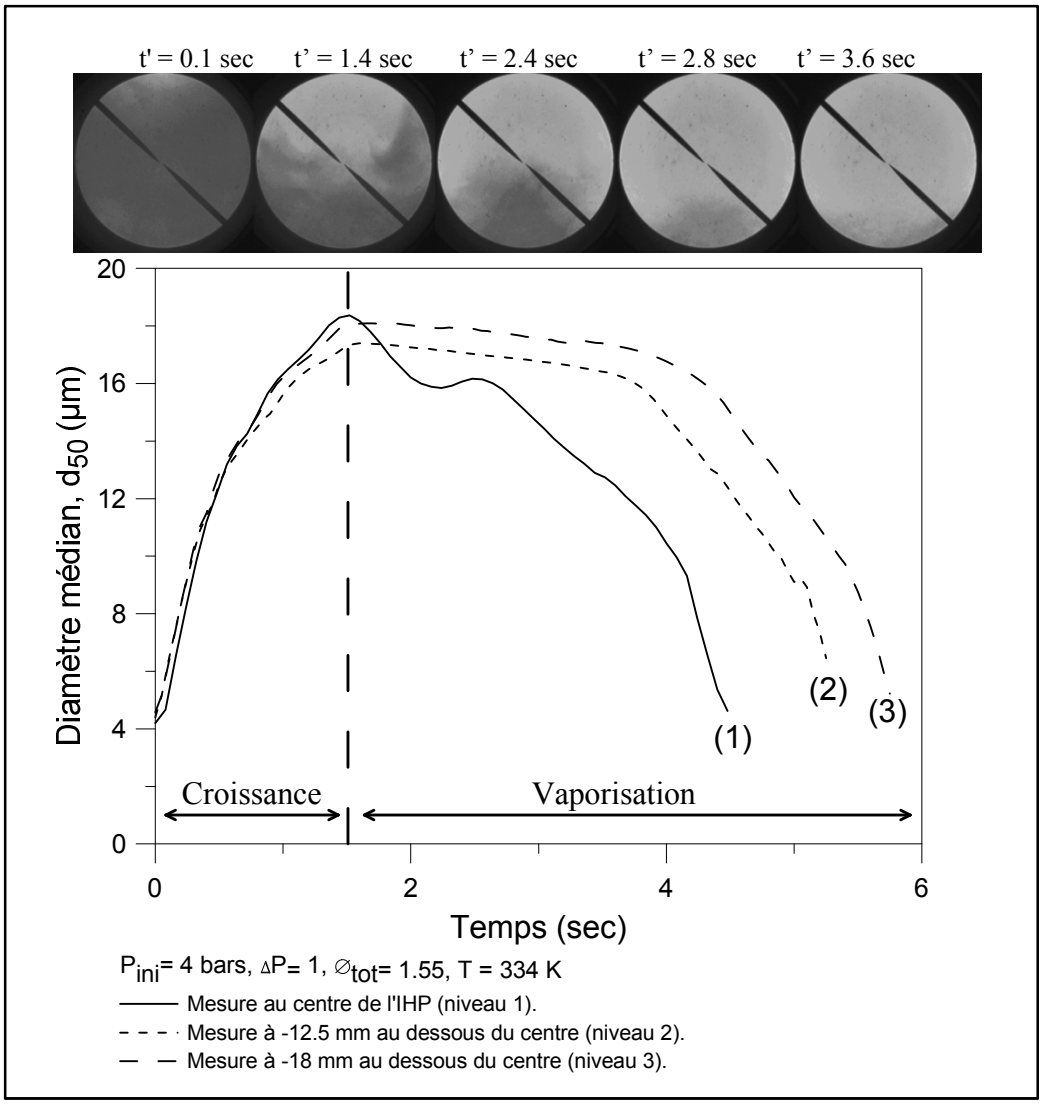


Figure III. 9 : L'évolution temporelle du d_{50} sur trois niveaux différents de l'IHP

En ce qui concerne la phase de croissance des gouttes, la figure III.9 montre que cette phase dure moins longtemps que la phase de vaporisation. Il s'agit ici d'un mélange riche en éthanol (ϕ_{tot} = 1.55). La durée de la phase de croissance τ_{croi} est la même pour les trois niveaux de la chambre de combustion, dû à l'homogénéité initiale du mélange gazeux (vapeur) avant la condensation. La valeur maximale de d_{50} est relativement identique pour les trois niveaux de mesure.

En ce qui concerne la phase de vaporisation, nous remarquons la différence entre le niveau 1 (le centre de la chambre) et les niveaux 2 et 3. En effet, la valeur du diamètre médian au niveau du centre de la chambre décroît rapidement, dû à la sédimentation des grandes gouttes. En revanche, nous distinguons une période de stabilisation du diamètre médian aux niveaux 2 et 3. Cette stabilité est à mettre en relation avec l'équilibre qui peut s'établir entre la disparition de certaines classes de gouttes (sédimentation + vaporisation) et l'apparition des grosses gouttes venant du niveau supérieur. Cet équilibre précaire est ensuite rompu et le diamètre médian des gouttes ne peut que décroître rapidement sous l'effet conjoint de la vaporisation et de la sédimentation. A noter que la vaporisation des gouttes est due au chauffage par rayonnement dû aux parois chauffées de la chambre.

Le temps de séjour du brouillard est donc influencé par la sédimentation. Nous remarquons que la phase de vaporisation est plus courte au niveau 1 qu'au niveau 2. Ainsi, la durée de vie du brouillard est donc la plus longue au niveau 3 en bas de la chambre de combustion.

Cette configuration améliore notre compréhension des phénomènes présents en conditions de gravité terrestre. Pour résumer : une flamme diphasique propageant dans un brouillard et sous des conditions de gravité terrestre, devrait être initiée durant la phase de croissance des gouttes pour qu'elle soit homogène.

Nous trouvons dans les annexes 3 (paragraphe I) le temps des deux phases de croissance et de vaporisation en fonction de la richesse totale du mélange ϕ_{tot}. Nous constatons que la durée de la phase de croissance est toujours plus courte que celle de la phase de vaporisation. Rappelons que la croissance des gouttes dépend principalement de la différence de pression ΔP, et de la quantité de la vapeur présente dans le mélange.

III.2. L'évolution temporelle de la distribution de tailles des gouttes

Les interactions entre la vaporisation et la sédimentation des gouttes sont complexes entre les trois niveaux de la chambre. En effet, les petites gouttes s'évaporent et disparaissent plus vite que les plus grandes, ce qui aura comme effet sur la représentation statistique de la

population des gouttes que le diamètre médian va augmenter. Toutefois, l'augmentation de la taille des diamètres dans certains cas, est due au phénomène de sédimentation. Afin de clarifier ces phénomènes, nous avons choisi de déterminer l'évolution temporelle de la distribution de tailles des gouttes durant le temps de séjour du brouillard.

La figure III.10 montre le développement de la distribution des gouttes pendant les deux phases : la croissance et la vaporisation. L'évolution était mesurée à quatre moments différents, qui représentent : la croissance des gouttes, le diamètre maximal, la période transitoire relativement stable et enfin la vaporisation. Les mesures sont réalisées à trois niveaux de la chambre de combustion.

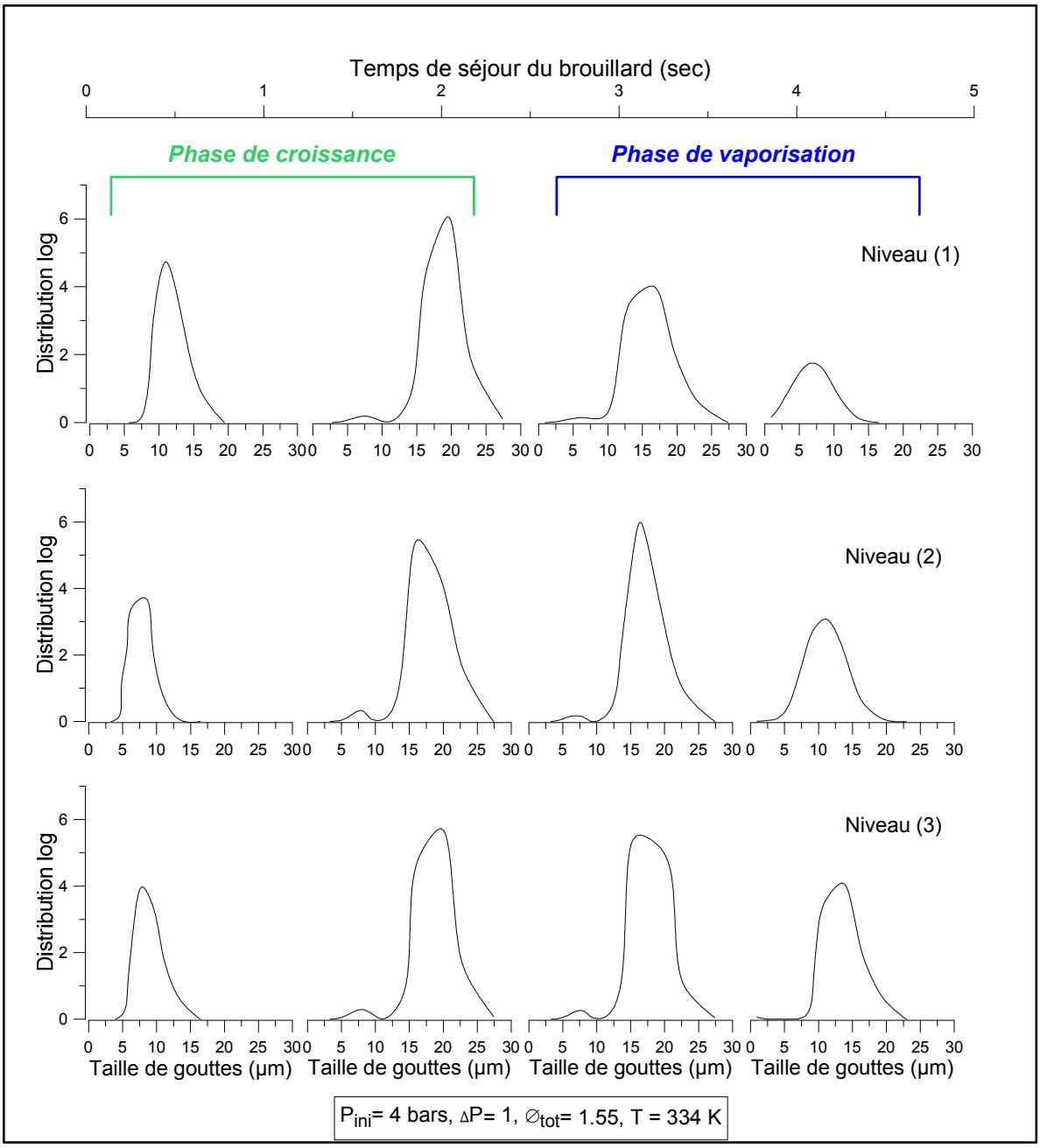


Figure III. 10 : L'évolution temporelle de la courbe de distribution aux trois niveaux de l'IHP

La phase de croissance : pendant cette phase nous avons la nucléation de la vapeur dans le volume de la chambre. Toutes les gouttelettes se développent à travers la condensation. La courbe de distribution montre des gouttes de l'ordre de 6 à 20 µm. Ensuite, à la fin de la phase de croissance, la distribution de taille s'uniforme dans la chambre de combustion, et les gouttes atteignent leur diamètre maximal et cessent de se développer. Dans notre cas, il est de l'ordre de 10 à 30 µm.

La phase de vaporisation : au début de cette phase, nous n'avons pas de changement notable de la plage de tailles des gouttes aux niveaux 2 et 3. Cependant, la courbe du niveau 1 montre que la concentration des gouttes diminue, due à la sédimentation d'un certain nombre des grosses gouttes. Nous signalons que la loi de distribution log-normale utilisée, représente la distribution masse/volume des gouttes. Cette perte de concentration volumique des gouttes au niveau 1, va donc entrainer une augmentation de la concentration sur la courbe du niveau 2.

A la fin de la phase de vaporisation, une réduction de la valeur du diamètre des gouttes est notable. Nous avons un diamètre de l'ordre de « 2 à 15 µm » au niveau 1, « 2.5 à 20 µm » au niveau 2 et « 7.5 à 22 µm » au niveau 3. Sachant qu'à ce moment de la mesure, nous sommes presque à la fin du temps de séjour du brouillard au niveau 1, contrairement aux cas des niveaux 2 et 3. Ceci montre que la sédimentation des grosses gouttes est le facteur responsable d'une distribution de tailles plus large et d'un diamètre de gouttes plus grand dans les niveaux 2 et 3 par rapport au niveau 1.

III.3. Le diamètre médian d_{50} en fonction de la richesse du mélange

Le diamètre médian des gouttes générées dépend de plusieurs facteurs. Nous avons montré précédemment l'effet de la différence de pression ΔP et du temps de détente $\tau_{\Delta P}$. La richesse globale du mélange est le troisième facteur décisif, influençant la taille des gouttes générées.

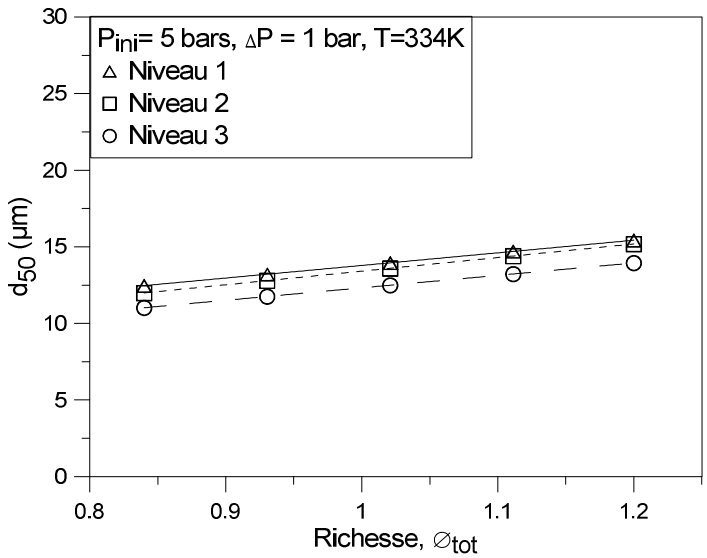


Figure III. 11 : L'évolution du d_{50} en fonction de la richesse totale du mélange

Nous constatons sur la figure III.11 que la valeur du diamètre médian est proportionnelle avec la richesse totale du mélange. Sa valeur varie entre 10 et 15 µm pour des richesses de mélange entre 0.8 et 1.2, sous une pression initiale égale à 5 bars. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par Hayashi et al. [49]. Cette tendance du diamètre médian par rapport à la richesse du mélange, aura un rôle primordial lors de l'analyse du comportement de la flamme laminaire dans un mélange diphasique.

En ce qui concerne l'effet de la pression initiale sur le diamètre médian obtenu, les résultats expérimentaux n'ont pas montré un effet significatif de la pression sur la formation des gouttes, pour la même richesse totale du mélange (Annexes 3 - Paragraphe 2).

IV. Le taux de vaporisation des gouttes

Dans cette partie de l'étude, nous déterminons le taux de vaporisation des gouttes K_{vap} à partir des courbes de l'évolution temporelle du diamètre médian. La vaporisation des gouttes influence la valeur de la richesse gazeuse du mélange ϕg, d'où l'importance de déterminer le taux de vaporisation des gouttes, afin de pouvoir estimer l'évolution temporelle de la richesse gazeuse et sa valeur au moment de l'inflammation.

Le temps de séjour du bouillard joue un rôle important lors de la détermination du taux de vaporisation. En effet, un temps de séjour long favorise la possibilité de distinguer les phases de croissance et de vaporisation, un processus indispensable pour pouvoir ensuite estimer les taux de croissance et de vaporisation des gouttes. En revanche, un temps de

brouillard très réduit, rend impossible d'extraire ces valeurs, c'est en effet le cas à haute température par exemple.

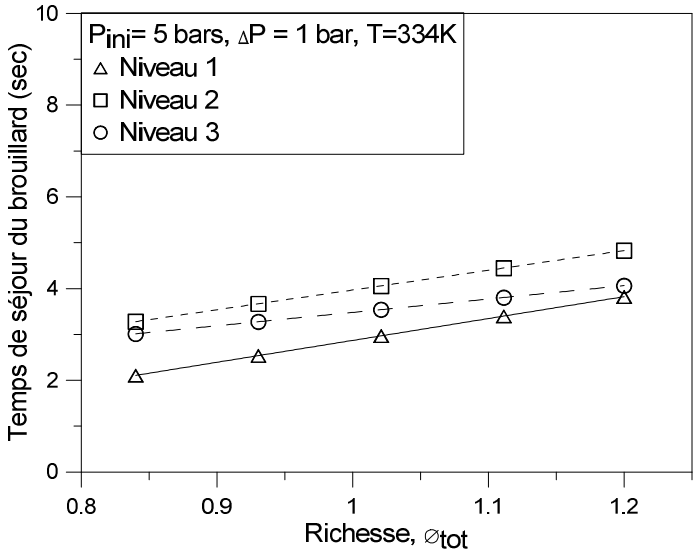


Figure III. 12 : L'évolution du temps de séjour du brouillard en fonction de la richesse totale du mélange

Nous observons sur la figure III.12 que le temps de séjour du brouillard est plus long dans les mélanges riches que dans les mélanges pauvres. Cette tendance proportionnelle suit l'observation déjà rapportée au sujet du diamètre médian des gouttes, et traduit donc une influence logique de la richesse sur la durée de vie des gouttes. L'effet de la sédimentation est aussi mis en évidence, puisque le temps de séjour du brouillard au centre de la chambre IHP (niveau 1), est inférieur à celui en bas de la chambre (niveaux 2 et 3).

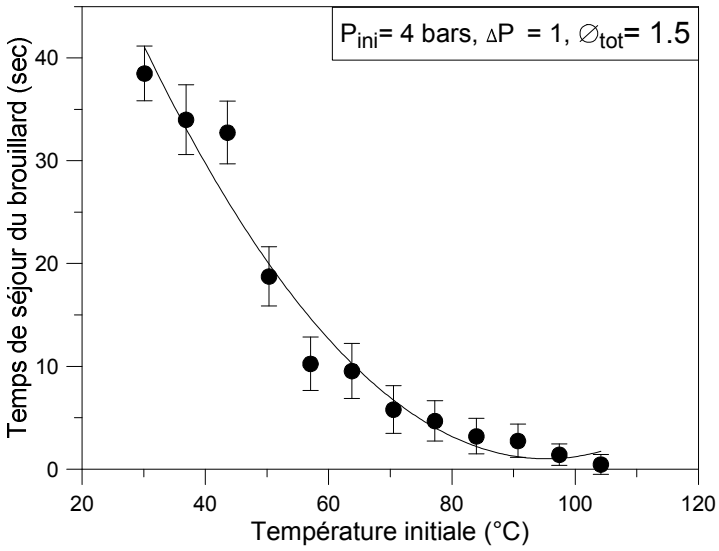


Figure III. 13 : Le temps de séjour du brouillard en fonction de la température initiale

Concernant l'effet de la température initiale, la figure III.13 montre que le temps de séjour du brouillard est très réduit pour une température initiale élevée, ce qui représente une difficulté lors de la caractérisation de l'évolution temporelle du diamètre des gouttes.

Nous notons que la température initiale de la vapeur d'éthanol est très décisive lors du processus de la condensation. A une pression initiale donnée, l'écart entre la température de la vapeur d'éthanol et sa température saturante, détermine l'efficience de la différence de pression *ΔP et* la quantité condensée par conséquent.

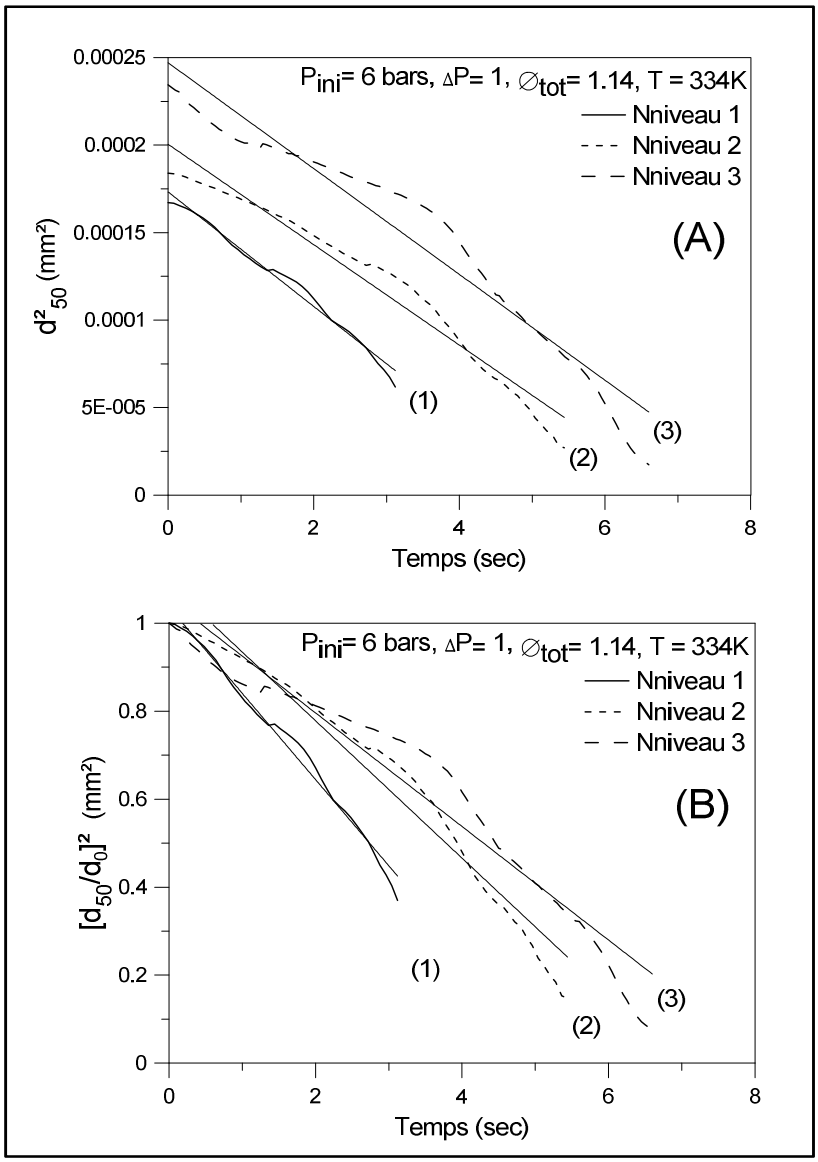


Figure III. 14 : L'évolution temporelle de d^2_{50} et $[d_{50}/d_0]^2$, pendant la phase de vaporisation

La Figure III.14A montre l'évolution temporelle du carré du diamètre médian d_{50}^2 pendant la phase de vaporisation du brouillard. Ces courbes sont issues des mesures

granulométriques effectuées en temps réel pendant le temps de séjour du brouillard. Sur la figure III.14B nous trouvons l'évolution de la valeur normalisée ($\frac{d^2{}_{50}}{d^2{}_0}$).

L'évolution normalisée nous permet de remarquer que le temps de vaporisation au niveau 3 (en bas de la chambre) est supérieur à celui au niveau 2, qui est à son tour supérieur à celui au centre de la chambre au niveau1. Ceci est encore une fois le reflet direct de la sédimentation des gouttes.

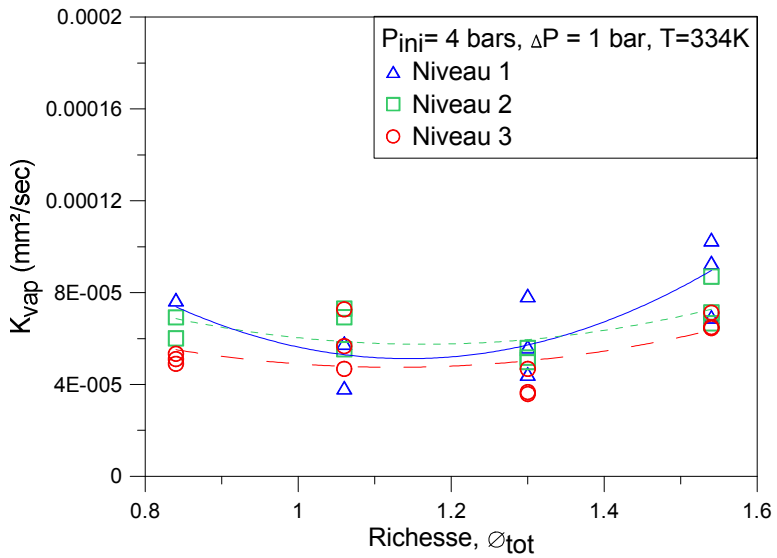


Figure III. 15 : K_{vap} en fonction de la richesse totale du mélange

La détermination de l'évolution temporelle du carré du diamètre médian, nous a permis en utilisant la loi « d^2 » de déterminer le taux de vaporisation des gouttes K_{vap} (mm²/sec). Nous trouvons sur la figure III.15 les valeurs du taux de vaporisation en fonction de la richesse totale du mélange, pour une pression initiale égale à 4 bars.

Nous constatons une valeur légèrement plus élevée dans les mélanges riches au niveau du centre de la chambre « niveau 1 ». Ceci est dû à la sédimentation des grosses gouttes. Nous rappelons notamment, qu'un diamètre médian plus grand a été observé sur la figure III.11, sous ces conditions de haute richesse.

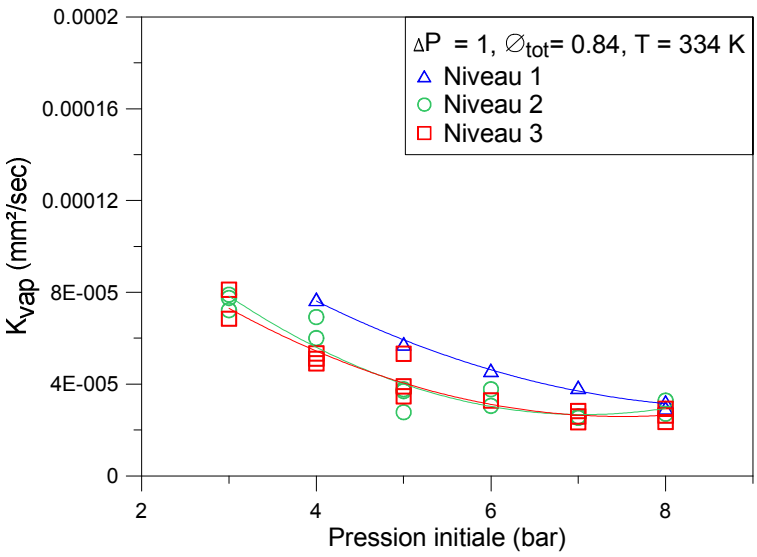


Figure III. 16 : K_{vap} en fonction de la pression, à ϕ_{tot} = 0.84

La figure III.16 montre la valeur du taux de vaporisation obtenue en fonction de la pression initiale du mélange, pour une richesse totale ϕ_{tot} = 0.84 et une différence de pression constant ΔP = 1. Les courbes montrent que le taux de vaporisation diminue avec l'augmentation de la pression.

Dans la suite de cette étude, nous allons considérer la valeur moyenne du taux de vaporisation déterminé à partir des trois niveaux de mesure comme une valeur représentative.

Par ailleurs, nous avons effectué une démarche similaire, afin de caractériser la phase de croissance des gouttes lors de la condensation et déterminer le taux de croissance de gouttes K_{croi}. Les résultats n'ont pas montré une influence significative de la pression initiale sur la valeur du taux de croissance. L'effet de la richesse totale du mélange est également négligeable. Ceci est principalement dû à la rapidité du phénomène de croissance des gouttes où nous avons noté une valeur du taux de croissance, 2 à 3 fois plus grande que celle du taux de vaporisation.

IV.1. L'effet de la température sur le taux de vaporisation d'une goutte isolée

Le taux de vaporisation des gouttes à haute température revêt une importance primordiale lors de la propagation de la flamme à travers un brouillard de gouttes. En effet, la richesse gazeuse du mélange au moment du passage de la flamme dépend fortement du taux de vaporisation des gouttes. De plus, le taux de vaporisation détermine le diamètre critique des gouttes, en dessous duquel la goutte sera complètement vaporisée avant le passage de la flamme. Cependant, pour déterminer expérimentalement la valeur du taux de vaporisation,

dans la zone de préchauffage de la flamme, des essais à très hautes températures (1000 - 2000 K) sont nécessaires. Cette démarche expérimentale est plus facile à réaliser avec une goutte isolée qu'avec un brouillard des gouttes.

Les travaux de C. Morin et al. [3] sur les gouttes isolées de l'huile végétale, comme les travaux de Saharin et al. [18] sur les gouttes de 1-propanol, confirment la validité de la loi « d^2 » à haute température et affirment que la valeur du taux de vaporisation augmente avec l'augmentation de la température.

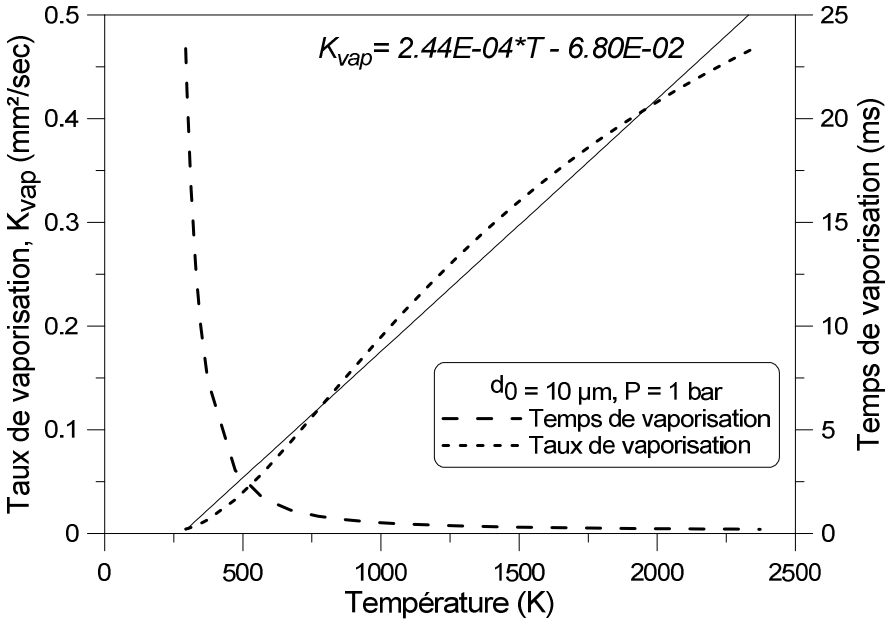


Figure III. 17 : L'évolution du taux de vaporisation d'une goutte d'éthanol isolée et le temps de vaporisation, en fonction de la température

Les travaux expérimentaux de Chauveau et al. [86] ont permis d'établir une corrélation pour le taux de vaporisation des gouttes d'éthanol en fonction de la température. Bien que cette étude ait été établie avec des gouttes dont le diamètre initial variait de 200 à 500 µm et pour une gamme de température de 300 à 1200 K, nous avons choisi d'utiliser cette corrélation pour estimer la durée de vie et le taux de vaporisation des gouttes représentatives de notre brouillard.

Nous trouvons sur la figure III.17 les résultats de cette corrélation transposée à l'étude d'une goutte d'éthanol de diamètre initial d_0 = 10 µm, pour la plage de température concernée par la propagation de la flamme. Les courbes montrent que le temps de vaporisation chute d'une manière brutale avec l'augmentation de la température de 250 à 750 K, avant qu'il atteigne des valeurs très basses à partir de 1000 K, jusqu'à 2000 K.

De la même manière, le taux de vaporisation augmente avec la température. La relation entre le taux de vaporisation et la température peut être exprimée par une loi linéaire. Cette loi

sera ultérieurement combinée avec les résultats expérimentaux obtenus précédemment afin d'estimer le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage de la flamme laminaire.

V. La densité volumique de gouttes (n) et l'écartement inter-gouttes ($n^{-1/3}$)

Nous avons déterminé préalablement le diamètre médian des gouttes d_{50} et nous avons également établi une estimation thermodynamique de la quantité condensée de l'éthanol après la détente, suivant les conditions initiales tels que la pression P_{ini}, la différence de pression ΔP et la richesse totale du mélange ϕ_{tot}. Ainsi, nous pouvons à partir du diamètre médian des gouttes et la quantité condensée de l'éthanol, avoir une estimation du nombre de gouttes existant dans le volume de la chambre de combustion.

Nous trouvons sur la figure III.18A le nombre de gouttes par unité du volume n (nombre de gouttes / m^3), en fonction de la richesse totale du mélange ϕ_{tot}. Ces valeurs représentent la densité de gouttes au sommet de la condensation, où le diamètre médian des gouttes correspond au diamètre médian maximal. Ce calcul fait suppose que l'équilibre de vaporisation-condensation est très rapidement atteint. L'estimation est faite pour les trois niveaux de mesure granulométrique de la chambre de combustion. Nous constatons que la densité de gouttes est linéairement proportionnelle à la richesse totale du mélange.

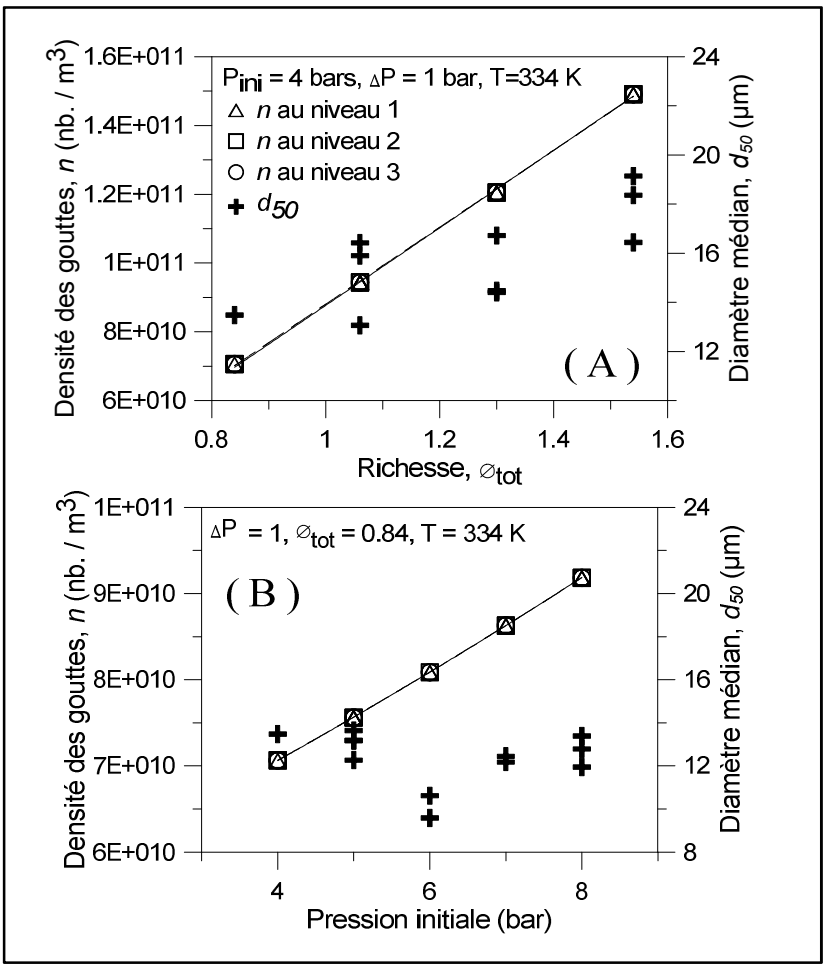


Figure III. 18 : La densité des gouttes (n) en fonction de la richesse et la pression

La figure III.18B illustre la densité volumique de gouttes en fonction de la pression initiale du mélange, pour une richesse totale ϕ_{tot} = 0.84. Nous remarquons que le nombre de gouttes est également proportionnel à la pression initiale. Nous constatons que la tendance de la densité numérique des gouttes ne suit pas celle du diamètre médian. Ceci montre que le nombre de gouttes dépend principalement de la quantité d'éthanol initialement injectée dans la chambre de combustion.

Plus précisément, nous pouvons supposer que c'est le nombre de sites de nucléations qui augmente avec la pression, et donc indirectement permettre de concentrer une plus grande quantité d'éthanol que chacun d'entre eux. On s'aperçoit ainsi que pour une pression constante le nombre de sites reste constant, donc l'augmentation de la quantité d'éthanol injectée entrainera une augmentation du diamètre des gouttes formées. A l'inverse, la figure III.18B montre que le diamètre des gouttes reste quasi constant quand c'est le nombre de sites qui augmente.

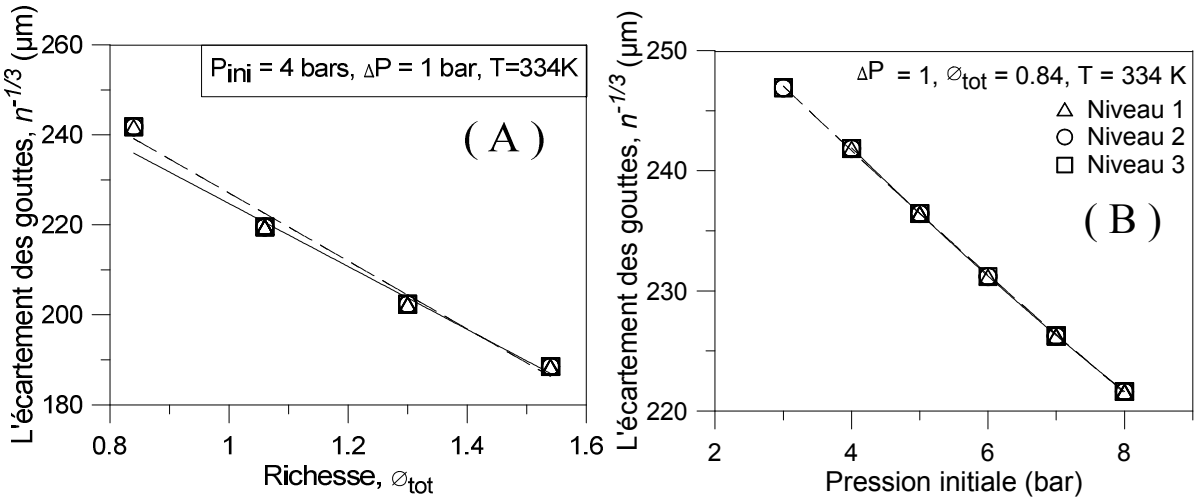


Figure III. 19 : L'écartement moyen des gouttes ($n^{-1/3}$) en fonction de la richesse et la pression

Après avoir estimé le nombre de gouttes par unité de volume, il est maintenant facile de calculer l'écartement moyen entre les gouttes $n^{-1/3}$ (µm). La distance entre les gouttes est indépendante du diamètre moyen des gouttes, étant donné que sa valeur est déduite du centre au centre.

La figure III.19A&B représente l'écartement moyen inter-gouttes en fonction de la richesse totale du mélange et sa pression initiale. La valeur de l'écartement dépendant directement de la densité des gouttes dans le volume de la chambre de combustion, nous observons ainsi que l'écartement inter-gouttes est inversement proportionnel à la richesse totale du mélange et à la pression initiale. Autrement dit, il est inversement proportionnel à la quantité d'éthanol, initialement existant dans le volume de la chambre.

VI. L'effet de la microgravité

La microgravité permet de réaliser des expériences en s'affranchissant des effets perturbateurs de la convection naturelle. Dans notre démarche, le recours à la gravité réduite, permet surtout de s'affranchir des problèmes de sédimentation.

Durant notre investigation expérimentale, des campagnes de vols paraboliques, ont été dédiées à la caractérisation de la granulométrie du brouillard de combustible (éthanol, isooctane) sous des conditions de gravité réduite, en fonction des différents paramètres de l'expérience. En parallèle, des expériences similaires ont été conduites au laboratoire en conditions de gravité normale, permettant ainsi la comparaison des différentes tailles des gouttes générées en fonction du paramètre accélération terrestre.

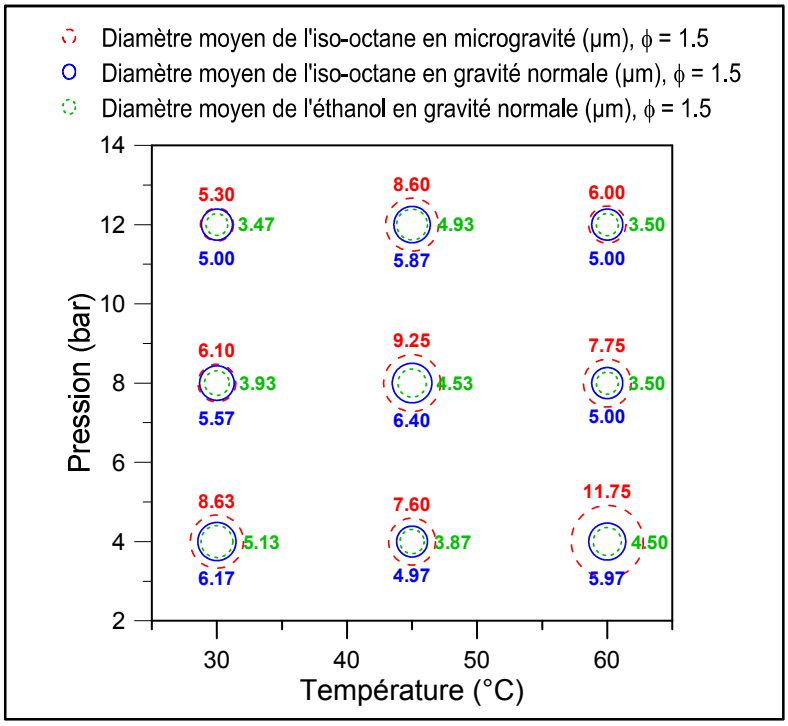


Figure III. 20 : Le diamètre moyen des gouttes en fonction de la température et de la pression, à Ø= 1.5, pour l'isooctane et l'éthanol, en 0G et 1G

Cette analyse comparative, a permis de démontrer que les tailles des gouttes générées sont plus élevées en conditions de gravité réduite qu'en conditions de gravité normale, tout autre paramètre étant maintenu constant. La figure III.20 illustre cette tendance (mesures effectuées au niveau 1).

Une comparaison entre les deux carburants étudiés, l'éthanol et l'isooctane, montre également que la taille moyenne des gouttes d'isooctane est toujours supérieure dans les mêmes conditions.

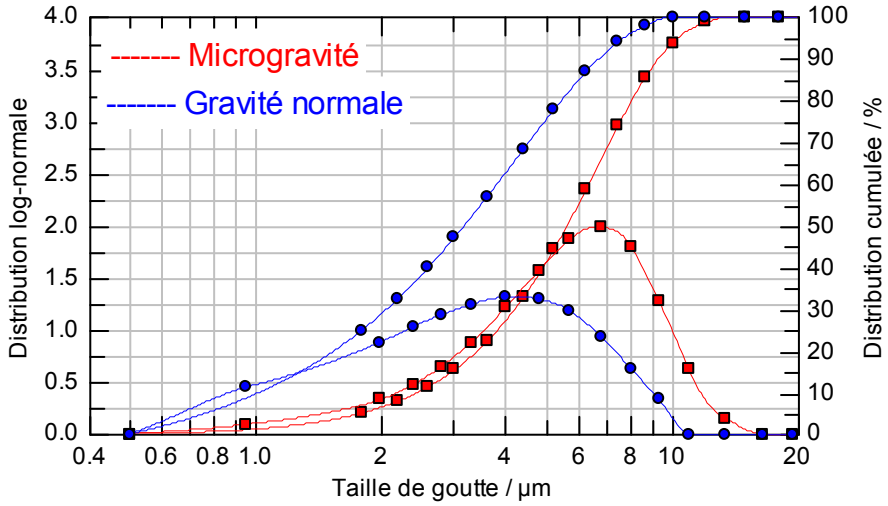


Figure III. 21 : La distribution de la taille des gouttes, d'éthanol à 334 K, 8 bars et Ø=1, en gravité réduite et en gravité normale

La figure III.21 présente les lois de distribution de taille des gouttes mesurées dans des conditions de pression et température identiques pour un brouillard d'éthanol, en conditions de gravité normale et de gravité réduite.

Une analyse systématique et comparative, pour des conditions initiales identiques, sous gravité terrestre et en gravité réduite, nous a permis de tirer les conclusions suivantes : concernant la granulométrie des gouttes obtenues, les conditions de microgravité permettent d'obtenir des tailles des gouttes supérieures, et le caractère monodisperse du brouillard (étroitesse des pics sur le graphe III.9) est légèrement amélioré.

D'autre part, et grâce au suivi temporel du granulomètre, nous avons pu suivre la croissance de la taille des gouttes lors de chaque séquence d'acquisition, à partir du début du processus de détente-condensation. La période de croissance a été mesurée et il a été observé que ce temps de croissance est supérieur en gravité réduite. La même observation a été notée en ce qui concerne le temps de vaporisation. Ces observations sont cohérentes avec les résultats d'une étude précédemment menée par Chauveau [86], qui confirment que le temps de vaporisation d'une goutte isolée de n-décane, est plus long en gravité réduite qu'en gravité terrestre. La convection naturelle augmente le taux de vaporisation suivant une corrélation de type Ranz-Marshall :

$$K_{1G} = K_{0G}(1 + A{P_r}^m{G_r}^n)$$

Avec : (A=0.5, m=1/3, n=1/4), P_r le nombre de Prandtl et G_r le nombre de Grashof.

VII. Conclusion

Dans ce chapitre concernant la caractérisation granulométrique du mélange diphasique (brouillard), nous avons décrit la méthode détente-condensation utilisée pour générer le brouillard des gouttes. Nous avons également évalué l'effet des différents paramètres initiaux, tels que la richesse du mélange, la pression initiale et la différence de pression.

Les principaux résultats des mesures granulométriques effectuées peuvent être résumés par les points suivants :

1- La quantité condensée de la vapeur d'éthanol et le diamètre médian des gouttes dépendent directement de la différence de pression ΔP, pour la même richesse initiale du mélange.
2- Le diamètre médian obtenu peut être contrôlé en variant le temps de détente, notamment dans les mélanges riches.

3- Une forte influence de la sédimentation des gouttes a été observée lors des mesures granulométriques en conditions de gravité terrestre.
4- L'évolution temporelle du diamètre médian et la distribution de tailles des gouttes ont été évaluées, en identifiant une phase de croissance et une phase de vaporisation des gouttes.
5- Une estimation du taux de vaporisation des gouttes a été effectuée. Nous avons également déterminé l'effet de la richesse globale du mélange et la pression initiale dans le cas d'un brouillard, et l'effet de la température dans le cas d'une goutte isolée.
6- Une estimation de la densité volumique des gouttes (nb. Gouttes / m^3) et de l'écartement inter-gouttes a été établie.
7- Enfin, nous avons discuté l'effet de la gravité réduite sur le diamètre moyen des gouttes, leur distribution et leur taux de vaporisation.

Cette analyse nous a permis de mieux suivre le phénomène de création des gouttes et de déterminer ainsi à quel moment leur taille sera maximale, afin de mieux contrôler le délai propice à l'initiation de la combustion dans la prochaine étape, pendant laquelle nous allons déterminer la vitesse de propagation d'une flamme sphérique et laminaire, propageant dans un mélange diphasique, en se focalisant sur l'influence de la présence des gouttes sur sa vitesse de propagation.

Chapitre IV : LA VITESSE DE PROPAGATION DE LA FLAMME LAMINAIRE DANS UN MILIEU DIPHASIQUE

Lors de la propagation d'une flamme laminaire dans un mélange diphasique (aérosol), les gouttes du combustible ne brûlent pas individuellement, mais sous forme de brouillard. Il est nécessaire alors de tenir compte de l'interaction mutuelle provenant de la combustion simultanée de plusieurs gouttes. Le problème consiste, connaissant la distribution initiale des gouttes formées (via le système de mesure à diffraction laser), à déterminer le temps nécessaire à la combustion complète du combustible présent dans le mélange. La combustion de chaque goutte dépend surtout de la nature du gaz qui l'environne ; la difficulté majeure provient donc de la détermination de la composition locale de celui-ci.

Nous avons étudié dans le chapitre précédent les propriétés granulométriques du mélange diphasique. Ce mélange est constitué d'un brouillard de gouttes, d'une portion de vapeur et d'une autre d'air. Des paramètres importants ont été déterminés, comme le diamètre médian de gouttes, la distribution de taille des gouttes et le taux de vaporisation.

Le but majeur de notre étude réside donc dans la détermination expérimentale de l'effet de la présence des gouttes, dans un mélange combustible diphasique, sur la vitesse de propagation de la flamme laminaire. Afin d'approfondir cette étude, plusieurs points doivent être abordés:

- Quelle est la vitesse de propagation de la flamme dans un environnement diphasique, quelle est sa structure et dans quelles conditions sa propagation sera possible.
- Quel est l'effet de la présence des gouttes sur la vitesse de propagation de la flamme laminaire.

- La comparaison de la vitesse de propagation de la flamme dans un mélange diphasique avec son homologue dans le cas gazeux, pour la même richesse totale du mélange.
- Ensuite, sous quelles conditions la goutte se vaporise complètement avant (ou pendant) le passage de la flamme.
- Et enfin, dans quelles conditions la flamme serait stable. Quels types d'instabilités nous pouvons rencontrer et pourquoi.

La compréhension de ces points est essentielle afin de pouvoir caractériser le comportement de la flamme laminaire se propageant dans un milieu diphasique. Dans ce chapitre, nous allons déterminer les limites d'inflammabilité de la flamme diphasique et les comparer avec celles d'une flamme qui se propage dans un mélange gazeux équivalent. Ensuite nous allons déterminer la vitesse de propagation de la flamme à étirement nul en fonction de la pression initiale du mélange et de la richesse totale. Nous allons ainsi évaluer l'effet de la présence des gouttes sur la vitesse de propagation de la flamme sphérique.

I. La richesse gazeuse ϕ_g et les limites de propagabilité

Un mélange gazeux ne peut s'enflammer que si la proportion de gaz combustible dans le mélange combustible-comburant est comprise entre deux limites d'inflammabilité (propagabilité): la limite inférieure (LII) correspondant à un mélange pauvre en combustible et la limite supérieure (LIS) correspondant à un mélange riche. Ce sont les limites de richesse au-delà desquelles la combustion ne se propage pas dans l'ensemble du mélange réactif, quelles que soient les conditions géométriques (diamètre de la chambre sphérique par exemple), et énergétiques (puissance dissipée par l'étincelle d'allumage). Ces limites deviennent plus larges en faisant varier tout paramètre qui augmente la vitesse de la flamme laminaire S_L.

Pour l'éthanol, la limite inférieure d'inflammabilité est égale à 3.3 % du volume total du mélange, tandis que la limite supérieure est de l'ordre de 19 % [87]. En théorie, la richesse pour une flamme gazeuse d'éthanol est donc comprise entre 0.5 et 3.5. L'explication du concept de richesse minimale est associée à la température de la flamme. En effet, il existe une température critique de la flamme au-dessus de laquelle les réactions chimiques auto-entretenues peuvent avoir lieu.

Quand nous étudions la combustion dans un mélange purement gazeux, la définition de la richesse locale du mélange ne pose pas de difficulté quel que soit le régime de combustion.

En fonction de la topologie du champ de fraction de mélange, il est possible de prévoir avec une assez grande précision le régime local de combustion en fonction de la quantité de combustible injecté dans la chambre. En revanche, dans le cadre de la combustion diphasique, connaitre la fraction massique du combustible injecté dans la chambre n'est pas suffisant pour la détermination des richesses locales de combustion. En effet, après la condensation, le combustible liquide se déplace au sein de l'oxydant et peut traverser des zones dont les propriétés de température et de pression vont influer sur le taux de vaporisation des gouttes. Ce même phénomène se rencontre lorsque les gouttes s'approchent d'un front de flamme.

Lors des mesures préliminaires dans un mélange diphasique stœchiométrie ($\phi_{tot} = 1$), nous avons pu observer une déviation de la valeur de la vitesse de propagation de la flamme laminaire lorsque nous changeons le moment d'inflammation durant le temps de séjour du brouillard. Ce phénomène nous a amené à étudier d'un point de vue analytique l'effet des variations de la quantité du combustible en état gazeux. Nous avons ainsi établi la notion de la richesse gazeuse ϕ_g qui représente la partie du combustible à l'état gazeux. Parmi les approches possibles pour décrire cette notion de richesse gazeuse, nous utilisons celle développée par Borghi et al [88, 89].

Les différences entre la richesse gazeuse et la richesse totale peuvent être importantes, à cause de la présence de la partie liquide de l'éthanol sous forme de gouttes. Tandis que la richesse totale ϕ_{tot} est constante, la richesse gazeuse ϕ_g ne l'est pas. En effet, son évolution temporelle dépend de plusieurs facteurs, tels que le taux de vaporisation des gouttes, le diamètre moyen des gouttes, le nombre de gouttes par l'unité du volume et enfin la distance moyenne entre les goutte (l'écartement inter-gouttes).

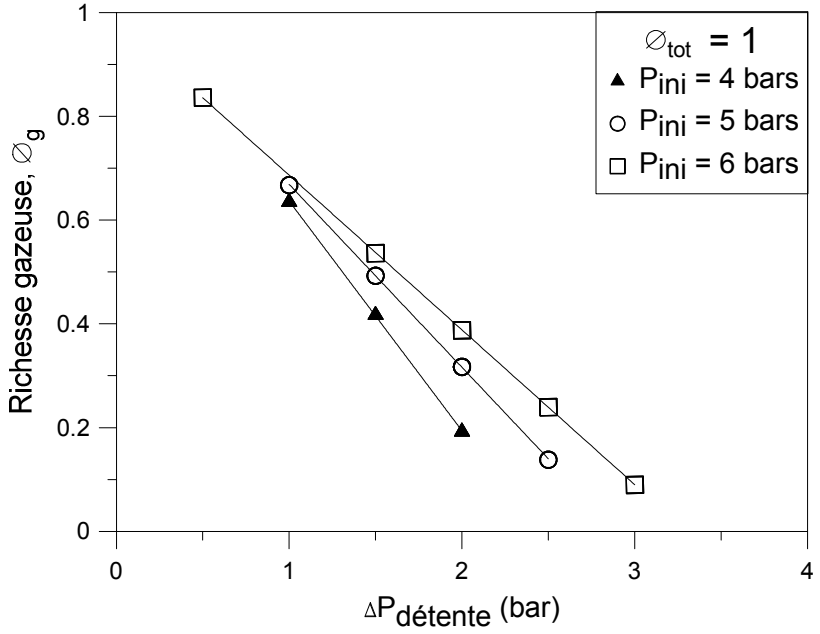


Figure IV. 1: La richesse initiale gazeuse ϕg, en fonction de ΔP

La figure IV.1 illustre la valeur de la richesse gazeuse ϕ_g en fonction de la différence de pression ΔP, pour un mélange diphasique éthanol-air initialement stœchiométrique. La condensation de la vapeur d'éthanol réduit la richesse globale à une richesse gazeuse correspondant à la quantité d'éthanol restante à l'état gazeux. Nous constatons que la richesse gazeuse ϕ_g est inversement proportionnelle à la différence de pression ΔP. Pour une grande valeur de la différence de pression, la richesse globale stœchiométrique peut décroître jusqu'à une richesse gazeuse inférieure à 0.2. Les expériences montrent que l'initiation de la flamme dans ce genre de mélange est difficile, dépendant de plusieurs facteurs, tels que le diamètre des gouttes, leur répartition et leur taux de vaporisation.

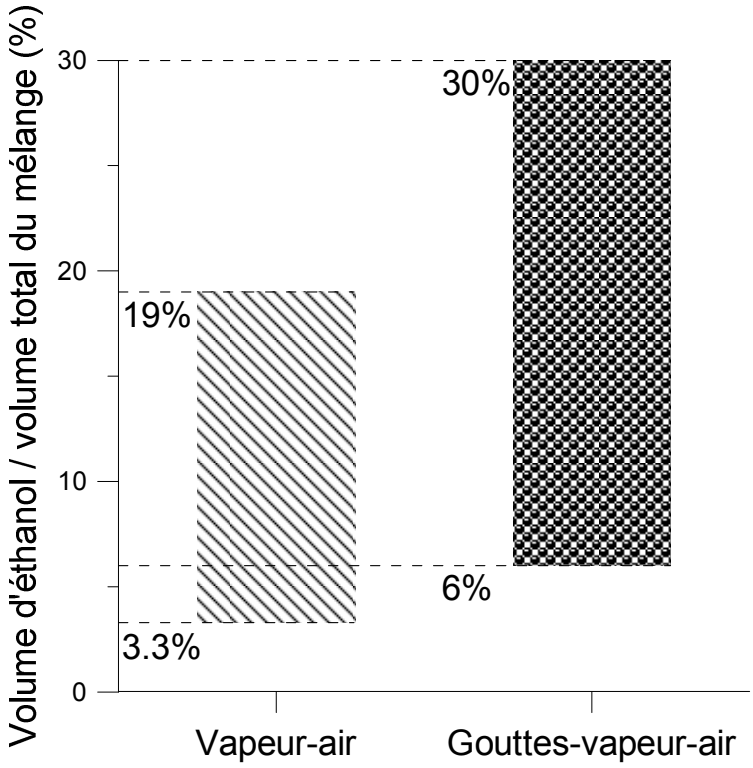


Figure IV. 2: Limites d'inflammabilité d'un mélange éthanol-air, dans le cas gazeux et diphasique

Nous trouvons sur la figure IV.2 une comparaison des limites de propagabilité entre le cas gazeux et le cas diphasique pour un mélange éthanol-air. Les valeurs illustrées représentent le rapport entre le volume d'éthanol injecté et le volume total du mélange éthanol-air. Les valeurs correspondant au cas gazeux sont issues de la littérature [87], tandis que ceux qui correspondent au cas diphasique sont les résultats de nos essais expérimentaux. Nous remarquons que la présence des gouttes pousse les limites d'inflammabilité pour les mélanges riches de 19% à 30%. Par contre, elle réduit la limite pour les mélanges pauvres de 3.3% à 6%. A noter que pendant notre investigation expérimentale, nous jugeons qu'un mélange est inflammable, lorsque la flamme peut se propager dans ce mélange.

Les limites supérieures de propagabilité pour les mélanges diphasiques sont donc plus larges en terme de richesse globale que celles des mélanges gazeux correspondants, des limites qui dépendent du diamètre moyen des gouttes. En effet, les expériences [64] et les études numériques [63] montrent qu'il existe un diamètre moyen et une richesse qui minimise le délai d'inflammation d'un brouillard. Le diamètre critique et la richesse critique dépendent l'un de l'autre ainsi que de la volatilité du combustible. Ce phénomène est directement lié à

l'existence d'un diamètre et d'une richesse qui maximise la vitesse de propagation des flammes diphasiques.

Les limites de propagabilité et les richesses réelles illustrées respectivement sur les figures IV.2 & IV.1, représentent le mélange diphasique après la condensation, à la fin de la phase de croissance des gouttes. Cependant, la richesse gazeuse du mélange évolue après la condensation, suivant la vaporisation des gouttes, ce qui change également le diamètre moyen des gouttes, d'où l'importance d'estimer le taux de vaporisation des gouttes et de caractériser l'évolution temporelle de la richesse gazeuse du mélange.

Enfin, il est important de signaler que dans le cas d'une richesse gazeuse très réduite, l'inflammation d'un aérosol est contrôlée principalement par les petites gouttes (d < 10µm), dont l'existence est primordiale pour pouvoir propager la flamme. En effet, pour un diamètre assez petit et une vitesse de propagation de flamme suffisamment lente, la goutte peut être complètement vaporisée avant le passage du front de flamme. Nous parlons donc d'une population de gouttes qui se comporte comme la partie du combustible en état gazeux lors de la propagation de la flamme. Cette population de gouttes n'est pas prise en compte lors de la détermination de la valeur de la richesse gazeuse du mélange ϕ_g, puisqu'elle est en état liquide. Or, elle influence fortement le comportement de la flamme diphasique. Dans ce contexte, Borghi [89] avait également noté la forte influence du paramètre $r_f n_s^{1/2}$ sur le délai d'ignition d'un mélange diphasique (où r_F est le rayon qu'aurait la flammelette autour de chaque goutte, n_s le nombre de gouttes par l'unité de surface).

II. La vitesse de la flamme laminaire dans un mélange diphasique

Afin d'analyser l'effet de la présence des gouttes d'éthanol sur la vitesse de propagation de la flamme sphérique et laminaire, nous allons utiliser les deux méthodes suivantes:

1- La première méthode consiste à effectuer des mesures en utilisant plusieurs richesses totales ϕ_{tot}, pour les mêmes températures et pressions initiales, ensuite de comparer les vitesses de propagation mesurées de la flamme diphasique avec celles d'une flamme qui se propage dans un mélange gazeux ayant la même richesse totale.

2- La deuxième méthode consiste à garder la richesse totale ϕ_{tot} constante et de changer la richesse gazeuse ϕ_g. Ceci est possible en changeant le moment d'inflammation de la flamme pendant le temps de séjour du brouillard. L'ignition de la flamme aux

différents moments de la phase de vaporisation permet de mesurer la vitesse de propagation de la flamme avec différentes richesses réelles ϕ_g et des diamètres médians de gouttes différents, tout en ayant la même richesse totale du mélange ϕ_{tot}.

A noter que les travaux de Hayashi et al. [48, 49], Nomura et al. [50] et Atzler et al. [53] sont principalement basés sur la première méthode d'analyse, qui consiste à changer la richesse totale du mélange ϕ_{tot}.

III. L'effet de la richesse totale ϕ_{tot} sur la vitesse de la flamme laminaire

La figure IV.3 présente la vitesse spatiale de propagation de la flamme laminaire sans étirement V_S°, dans un mélange diphasique et gazeux, en fonction de la richesse totale du mélange. Les mesures ont été effectuées dans une plage de richesse totale de 0.6 à 2. La pression initiale d'inflammation était variée de 2 à 7 bars. La figure IV.3 présente les mesures effectuées à 2, 3, 4 et 5 bars. La température initiale est fixée à 334 K. Nous trouvons dans les annexes 4 les images représentant la structure de la flamme diphasique et gazeuse dans cette plage de richesse et de pression initiale.

La figure IV.3 présente également les valeurs du diamètre médian des gouttes d_{50} qui correspondent au cas diphasique. Les valeurs présentées sont les valeurs maximales du diamètre médian, mesurées au sommet de la phase de croissance des gouttes.

Nous notons que les pressions illustrées sur la figure sont les pressions au moment de l'inflammation (pression après-détente pour les points diphasiques). Le rapport de détente est fixé à une valeur $\Delta P = 1$ bar. Dans le cas diphasique, le moment d'inflammation a toujours lieu après 750 ms de la fin de la détente.

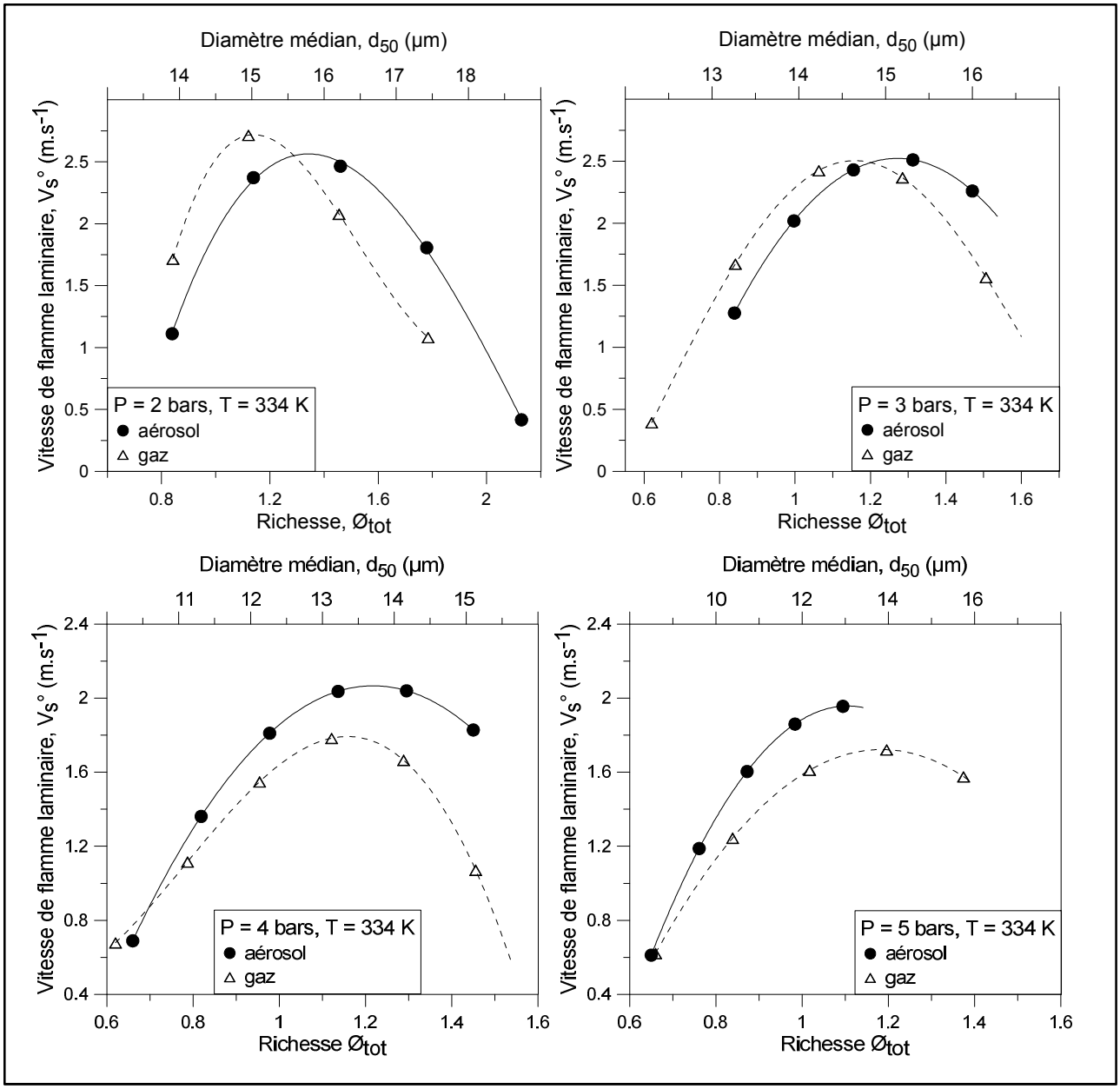


Figure IV. 3 : La vitesse de propagation de la flamme V_S° en fonction de la richesse totale et la pression initiale

En commençant notre analyse par les mesures effectuées à **2 bars**, les courbes montrent que la vitesse de propagation de la flamme dans un mélange gazeux est supérieure à celle dans un mélange diphasique pour une richesse totale $\phi_{tot} < 1.3$. Ensuite, la vitesse de la flamme diphasique devient plus élevée. Si nous prenons la richesse gazeuse qui correspond à la richesse totale critique $\phi_{tot} = 1.3$ à partir de laquelle la vitesse de la flamme devient supérieure dans le mélange diphasique, nous trouvons une valeur $\phi_g = 0.62$, cette dernière n'explique pas la tendance de la vitesse de propagation de la flamme diphasique.

Nous notons également que les limites d'inflammabilité supérieure (LIS) sont plus larges dans le mélange diphasique, où nous pouvons avoir une flamme qui se propage avec une richesse totale ϕ_{tot} = 2.1. En effet, la présence des goutes réduit la richesse totale ϕ_{tot} = 2.1 à une richesse gazeuse ϕ_g = 0.84. Cette valeur de richesse gazeuse est tout à fait inflammable. D'autre part, nous observons que la flamme atteint sa vitesse maximale avec une richesse totale ϕ_{tot} = 1.1 dans le cas gazeux et ϕ_{tot} = 1.35 dans le cas diphasique.

Dans le cas de **3 bars**, nous observons la même tendance de la vitesse de propagation entre le mélange diphasique et le mélange gazeux. Nous pouvons néanmoins distinguer que la valeur de la richesse totale critique, à partir de laquelle la vitesse de propagation devient supérieure dans le cas diphasique, est inférieur à celle observée à 2 bars. Les courbes montrent une valeur ϕ_{tot} = 1.2 dans le cas de 3 bars, ceci correspond à une richesse gazeuse ϕ_g = 0.7. Encore une fois la valeur de la richesse gazeuse n'explique pas le fait que la vitesse de la flamme diphasique soit supérieure à celle de la flamme gazeuse.

Les mesures réalisées à **4 et 5 bars** montrent que la richesse totale critique finit par disparaitre avec l'augmentation de la pression, et la vitesse de propagation de la flamme diphasique devient supérieure à celle de la flamme gazeuse, presque pour toutes les valeurs de richesse totale.

A noter que les valeurs mentionnées de la richesse gazeuse concernent les estimations basées sur la quantité condensée d'éthanol par rapport à la quantité totale initialement injectée. Or, la richesse gazeuse ϕ_g peut localement évoluer pendant la propagation du front de flamme. Cette évolution dépend de l'état d'avancement de la vaporisation des gouttes lors de l'arrivée du front de flamme, cette vaporisation peut être partielle ou complète (Chapitre V – Paragraphe III.5).

D'une manière générale, et pour expliquer le fait que la vitesse de propagation d'une flamme diphasique est supérieure à celle d'une flamme gazeuse équivalente, nous avons deux hypothèses principales :

- La première est basée sur la différence entre la richesse totale ϕ_{tot} et la richesse gazeuse ϕ_g, due à la présence d'une partie du combustible en état liquide.
- La deuxième hypothèse est basée sur l'augmentation de la surface de la flamme (la surface de la réaction chimique) grâce à la structure cellulaire de la flamme diphasique.

Nous allons donc approfondir ces deux aspects dans le but de mieux comprendre les observations ci-dessus.

III.1. La vitesse de la flamme laminaire en fonction de la pression initiale du mélange

Afin d'expliquer le comportement de la flamme dans le cas d'un mélange pauvre en combustible, nous présentons sur la figure IV.4 la vitesse de propagation de la flamme diphasique et gazeuse, en fonction de la pression initiale pour une richesse totale $\phi_{tot} = 0.84$. Les valeurs de la richesse gazeuse correspondant aux points diphasiques sont également présentées. Les pressions illustrées sur la figure représentent les pressions après-détente pour les points diphasiques, avec un rapport de détente constant ($\Delta P = 1$ bars).

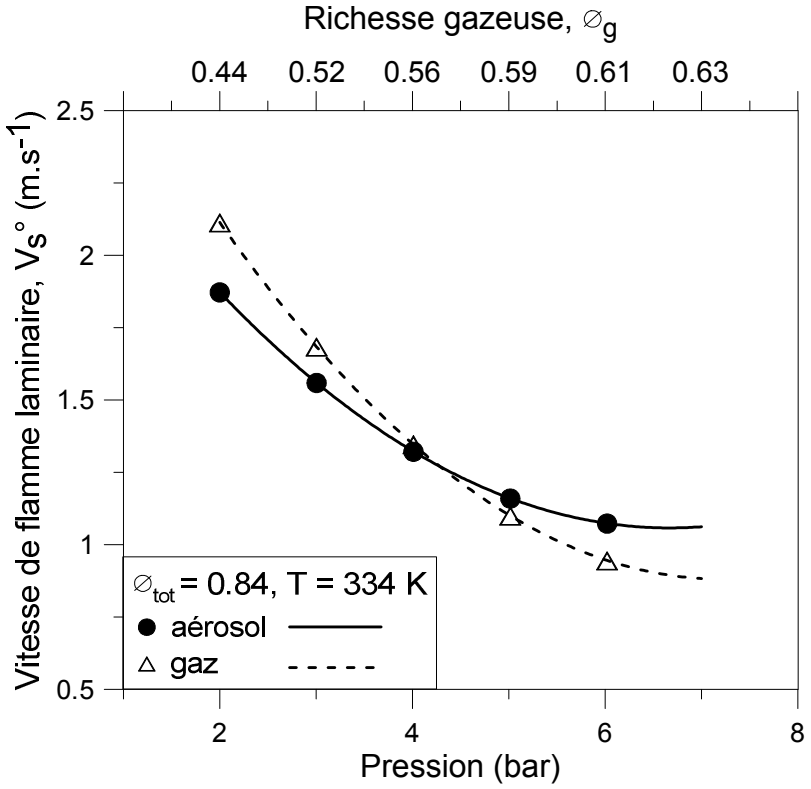


Figure IV. 4 : La vitesse de propagation de la flamme V_S° et la richesse gazeuse ϕ_g, en fonction de la pression, pour une richesse totale ($\phi_{tot} = 0.84$)

La figure IV.4 montre que la vitesse de propagation de la flamme décroit avec l'augmentation de la pression initiale d'inflammation. Nous distinguons le changement de tendance à partir de 4 bars, où la vitesse de propagation de la flamme diphasique devient supérieure à celle de la flamme gazeuse, pour la même richesse totale. Or, les valeurs de la

richesse gazeuse n'expliquent pas vraiment cette tendance, puisqu'elles sont toutes inférieures à 0.84 (ϕ_{tot}), par conséquent elles ne doivent pas favoriser la vitesse de propagation de la flamme diphasique.

Afin de valider cette observation, nous présentons sur la figure IV.5 l'évolution temporelle du rayon de flamme pendant sa propagation, pour les même points présentés sur la figure IV.4 et sous les mêmes conditions initiales de température et de richesse totale (ϕ_{tot} = 0.84). Nous pouvons également trouver dans les annexes 5, les images correspondantes à l'évolution temporelle du rayon des flammes présentées sur la figure IV.5.

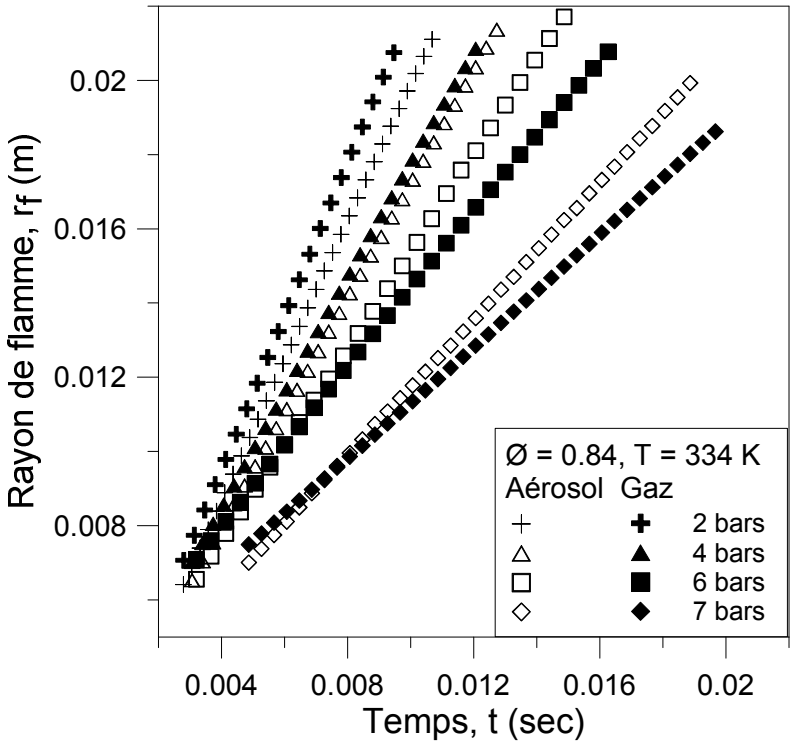


Figure IV. 5 : L'évolution temporelle du rayon de flamme en fonction de la pression initiale

En effet, les courbes de la figure IV.5 confirment le comportement de la vitesse de la flamme diphasique, qui devient plus rapide que son homologue gazeux au-delà de 4 bars. Ce comportement étant inexplicable en utilisant la valeur de la richesse gazeuse du mélange, il est donc nécessaire d'analyser l'influence de la présence des gouttes sur la structure de la flamme diphasique.

III.2. L'effet de la présence des gouttes sur la structure de la flamme diphasique

Le deuxième aspect important qui influence la vitesse de propagation de la flamme diphasique est l'effet déstabilisant des gouttes sur la structure de la flamme.

La figure IV.6 illustre les structures des flammes qui correspondent aux points étudiés préalablement sur la figure IV.4 ; dans les deux cas : diphasique et gazeux et pour une richesse totale ϕ_{tot} = 0.84. Nous trouvons également le diamètre médian et le nombre de gouttes pour chaque flamme diphasique. Sachant que le diamètre médian n'est pas sensible à la pression initiale et varie entre 10 et 14 µm (Annexe 3 – paragraphe II), contrairement à la concentration volumique des gouttes, qui s'accroît avec l'augmentation de la pression.

Pour une pression initiale égale à **2 bars**, la structure de la flamme diphasique montre une légère instabilité. En revanche, nous n'observons aucune instabilité sur la surface de la flamme gazeuse équivalente.

A **3 bars**, l'instabilité de la flamme diphasique s'intensifie légèrement. Nous pouvons noter également que la zone lumineuse qui entoure la flamme devient plus vive et plus épaisse. Nous pouvons observer que l'instabilité est présente dans la partie intérieure de la flamme, comme sur sa surface. D'autre part, la flamme qui se propage dans un mélange gazeux reste toujours stable, avec une légère fissure qui apparait sur la surface de la flamme initiée par la présence de l'électrode.

A partir de **4 bars**, un changement radical est observé sur la structure de la flamme diphasique. Le nombre de fissures (interfaces de cellularité ou de plissement) se multiplie sur la surface. La structure de la flamme devient plus rugueuse. De plus, une légère instabilité commence à s'installer dans la structure de la flamme gazeuse.

L'augmentation de la pression initiale amplifie donc l'instabilité de la flamme. La cellularité de la flamme diphasique devient plus intense et les cellules deviennent plus petites. De même, des instabilités apparaissent aussi sur la surface de la flamme qui se propage dans le mélange gazeux. Les fissures d'instabilité se multiplient également et nous pouvons même distinguer leurs homologues sur la flamme diphasique à 4 et 5 bars. Ces instabilités présentes dans le cas gazeux sont dues aux effets hydrodynamiques. En effet, en augmentant la pression initiale du mélange, nous réduisons l'épaisseur de la flamme (figure V.16) et déstabilisons davantage le front de la flamme (Annexe 1 – Paragraphe VII).

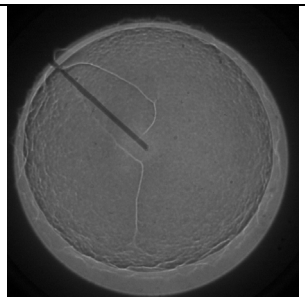
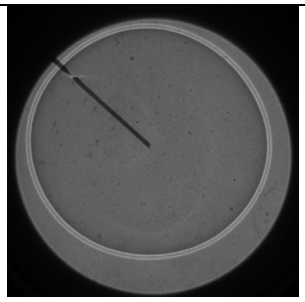
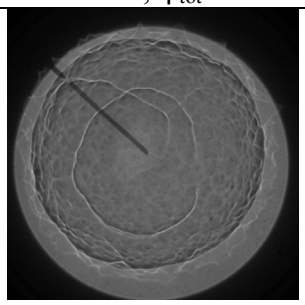
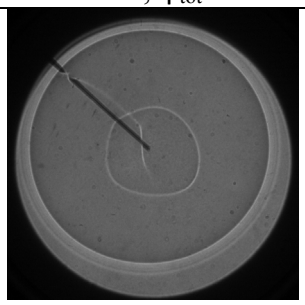
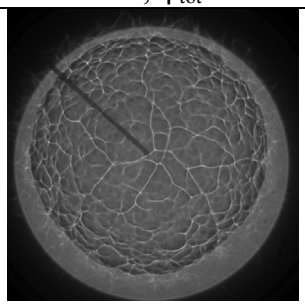
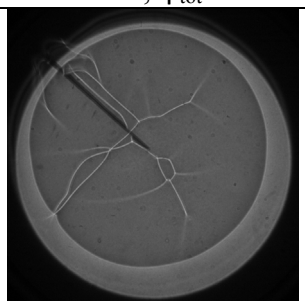
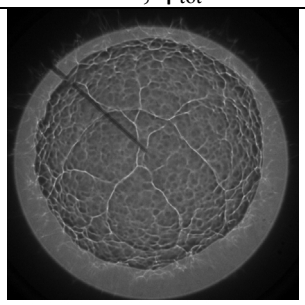
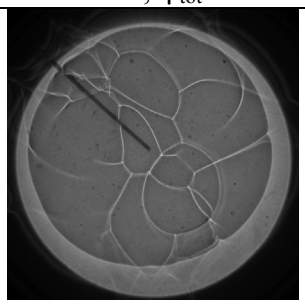
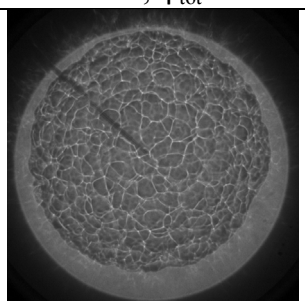
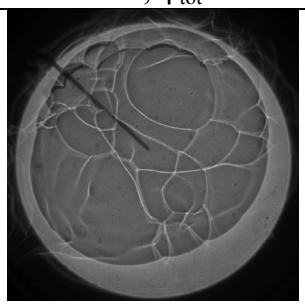
Diamètre médian et Nombre de gouttes	Aérosol	Gaz
d_{50} = 10-14 μm $n = 6.0^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 6.5^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 3 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 3 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 7.0^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 7.5^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 5 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 5 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 8.0^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 6 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 6 bars, ϕ_{tot} = 0.84

Figure IV. 6 : Comparaison de la structure de la flamme laminaire dans un mélange diphasique et gazeux, en fonction de la pression (ϕ_{tot} = 0.84, T = 334K)

Les images de la figure IV.6 révèlent des informations extrêmement importantes, pour le cas diphasique comme pour le cas gazeux. En effet, les phénomènes observés peuvent expliquer le changement du rapport de la vitesse de propagation entre la flamme diphasique et la flamme gazeuse, un changement noté à partir de 4 bars. Dans le cas diphasique, nous remarquons que l'instabilité cellulaire est toujours présente. La comparaison avec le cas gazeux montre que cette instabilité est due seulement à la présence des gouttes à basse pression. Une cellularité plutôt lisse est observée à ce stade, ensuite elle devient plus rugueuse avec la montée de la pression initiale et l'augmentation de la concentration volumique des gouttes. Cette cellularité est accompagnée par une instabilité hydrodynamique qui apparait dans le cas gazeux à partir de 4 bars. Cette dernière intensifie la cellularité de la flamme diphasique.

Ceci peut expliquer le changement de tendance de la flamme diphasique, qui devient plus rapide que son homologue gazeux à partir de 4 bars dans un mélange pauvre. En effet, l'instabilité cellulaire augmente considérablement la surface de la flamme, ce qui favorise la consommation du mélange combustible et la vitesse de propagation de la flamme par conséquent.

Pour résumer, la vitesse de la flamme laminaire qui se propage dans un mélange diphasique est inférieure à celle qui se propage dans un mélange gazeux, pour une richesse totale $\phi_{tot} < 1.2$ et une pression initiale inférieure à 4 bars. Ceci est dû à la présence des gouttes qui diminue la richesse gazeuse du mélange. En revanche, et à partir de 4 bars, la vitesse de la flamme dans le cas diphasique devient supérieure à celle du cas gazeux, ceci est valable pour toutes les richesses totales, où :

- Dans les mélanges initialement très riches, la richesse gazeuse du mélange favorise la vitesse de propagation de la flamme diphasique par rapport à la flamme gazeuse.
- Dans les mélanges plus pauvres, l'instabilité cellulaire de la flamme diphasique élargit la surface de la flamme et augmente sa vitesse de propagation. Cette instabilité, principalement due à la présence des gouttes, est fortement intensifiée grâce à l'instabilité hydrodynamique présente dans le cas gazeux équivalent à partir de 4 bars.

Pour mieux contrôler ces phénomènes et comprendre les interactions entre la richesse gazeuse et la structure de la flamme d'un côté, et la vitesse de propagation de la flamme d'un autre côté, nous allons déterminer l'effet du diamètre médian des gouttes sur la vitesse de

propagation de la flamme laminaire. Sachant que l'effet du diamètre des gouttes ne peut pas être séparé de l'effet de la richesse gazeuse du mélange, puisque cette dernière dépend principalement de l'évolution temporelle du diamètre des gouttes durant la phase de vaporisation du brouillard.

IV. L'effet de la richesse gazeuse ϕ_g sur la vitesse de la flamme laminaire

Dans cette partie de l'étude nous allons fixer la valeur de la richesse totale du mélange ϕ_{tot}, dans le but de pouvoir quantifier le changement de la vitesse de propagation de la flamme en fonction du changement temporel du diamètre médian des gouttes, de leur distribution et de la richesse gazeuse ϕ_g du mélange. Nous avons donc reproduit les expériences de combustion du mélange diphasique en initiant la flamme à différents moments. Les instants d'inflammation choisis couvrent toute la phase de vaporisation des gouttes du brouillard, jusqu'à la phase gazeuse qui suit la vaporisation complète de l'ensemble des gouttes.

Nous allons évoquer deux cas principaux : le premier représente un mélange combustible riche ($Ø_{tot}$ = 1.55) et le deuxième représente le cas stœchiométrique. Nous avons déjà démontré dans le chapitre précédent que le temps de séjour du brouillard est proportionnel à la richesse totale du mélange (Figure III. 12). Ainsi, le cas d'un mélange riche nous permet d'avoir plus de moments d'inflammation distincts. Par contre, ce test n'est pas réalisable dans le cas d'un mélange pauvre, car le temps de séjour du brouillard est très réduit (de l'ordre de 2 secondes) ce qui rend difficile la variation du moment d'inflammation pendant cette courte période.

IV.1. la vitesse de la flamme diphasique dans un mélange riche

La figure IV.7 représente la structure des flammes initiées à différents moments de la phase de vaporisation des gouttes. Ceci est réalisé en conditions de gravité terrestre, pour une pression initiale (avant détente) égale à 4 bars, un facteur d'expansion ΔP = 1bar, une richesse totale $Ø_{tot}$ = 1.55 et une température initiale T_{ini} = 334K. Nous avons également le cas d'une flamme générée pendant la phase gazeuse après la disparition totale du brouillard.

Nous retrouvons sur les images la structure cellulaire de la flamme diphasique. Nous pouvons également distinguer l'effet perturbateur de la gravité sur l'homogénéité de la structure de la flamme, ceci confirme la nécessité de la réalisation de nos mesures sous des

conditions de gravité réduite. A cause de la sédimentation des gouttes, l'instabilité se concentre dans la partie basse de la flamme, comme nous pouvons l'observer sur la structure de la flamme générée à (t' = 2.4 sec). En revanche, nous observons une structure de flamme sans aucune cellularité dans le cas gazeux (t' = 10 sec), malgré la présence de quelques fissures d'instabilité générée initialement à cause de la présence des électrodes.

A noter que durant notre analyse, nous utilisons la notation P_{ini} pour la pression initiale avant-détente (P_{ini} = 4 bars) et P pour la pression initiale au moment de l'inflammation [$P = P_{ini} - \Delta P = 3\ bars$].

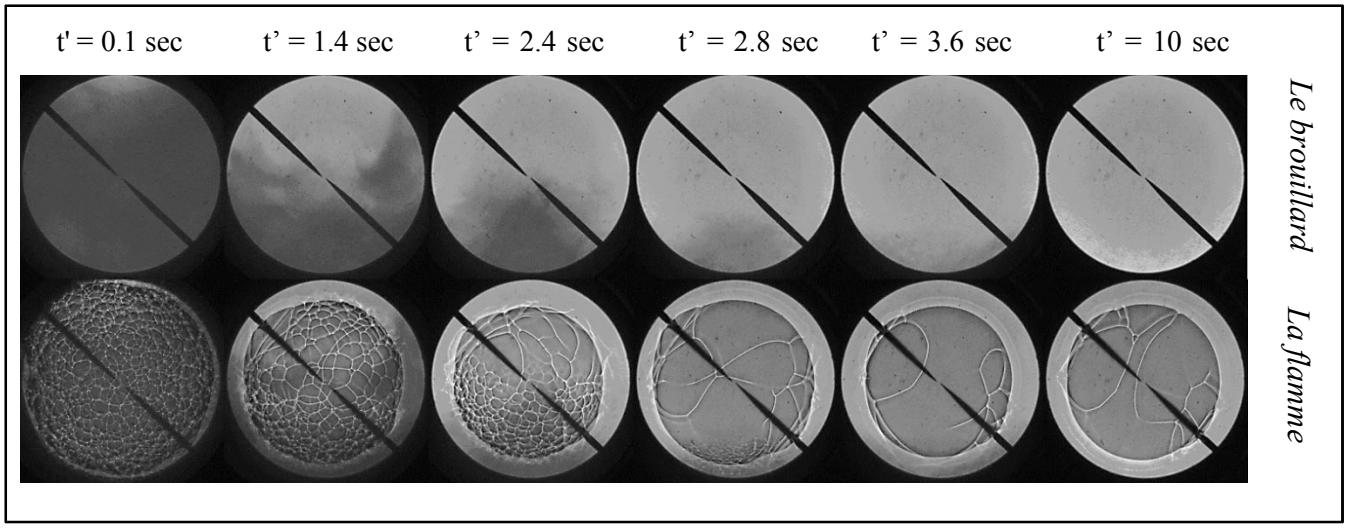


Figure IV. 7 : La structure de la flamme à différents moment d'inflammation, avec P = 3 bars, $Ø_{tot}$ = 1.55 et T = 334K

Afin d'analyser tous les phénomènes qui interviennent dans cette configuration, nous allons commencer par déterminer l'évolution de la vitesse de propagation de la flamme laminaire à étirement nul V_S° en fonction du diamètre médian d_{50}. Ensuite, nous allons tracer l'évolution temporelle de la richesse gazeuse ϕ_g pendant la période de mesure (la phase de vaporisation du brouillard). Nous allons aussi évaluer la distribution de taille des gouttes. Enfin, nous terminerons par une visualisation de la structure de la flamme afin de déterminer l'interaction possible entre la vitesse de propagation de la flamme diphasique et sa structure.

IV.1.1. La vitesse de propagation en fonction de d_{50}

Nous avons reporté sur la figure IV.8 les mesures granulométriques aux trois niveaux [(1) (2) (3)] issues de la figure III.9 (chapitre III), et superposé à ces mesures l'ensemble des mesures de vitesses effectuées dans ce mélange et durant la phase de vaporisation des gouttes.

Nous distinguons deux phases principales : une phase diphasique (aérosol) et une phase gazeuse, avec une phase transitoire qui sépare les deux. La figure illustre l'évolution du diamètre médian d_{50} pendant le temps de séjour du brouillard. Nous distinguons également la valeur de la vitesse de flamme laminaire à étirement nul pour chaque moment d'inflammation, avec la courbe de tendance des points obtenus.

Nous notons que le temps de séjour du brouillard au troisième niveau de l'IHP (en bas de la chambre de combustion) est $\tau_{tot} \approx 6$ sec, la durée de la phase de vaporisation est τ_{vap} = 4.2 sec et la durée de la phase de croissance τ_{croi} = 1.8 sec, pour un temps de détente mesuré $\tau_{\Delta p}$ = 1.67 sec.

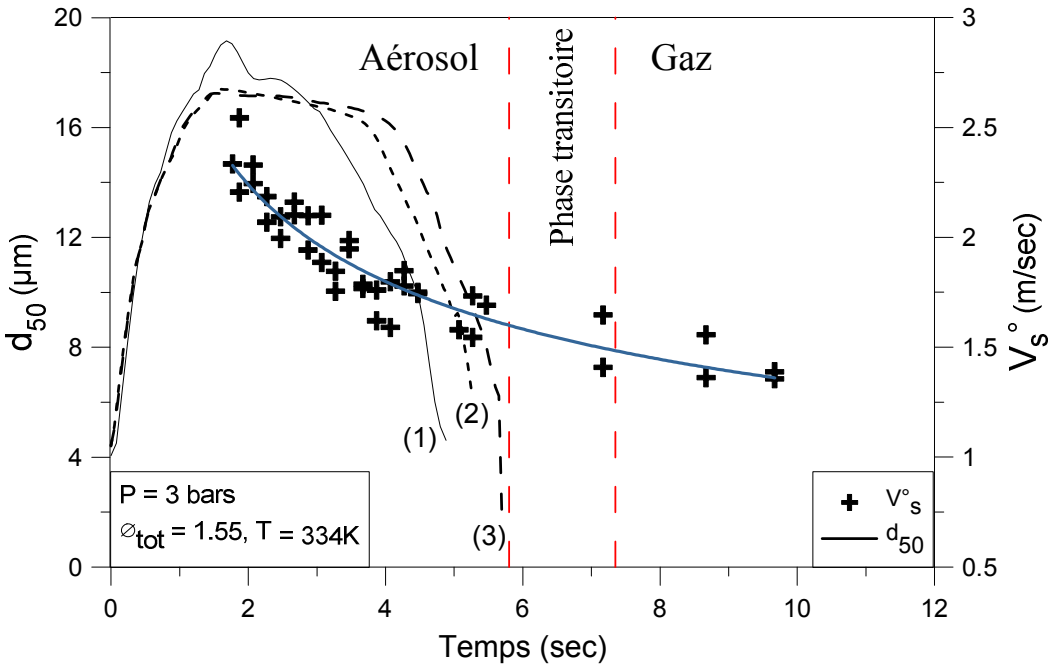


Figure IV. 8: L'évolution de la vitesse de propagation $\boldsymbol{V_S^\circ}$ en fonction de d_{50}, pendant la phase de vaporisation du brouillard. En gravité terrestre

Nous constatons que la vitesse de propagation de la flamme dans le mélange diphasique est toujours supérieure à celle dans le mélange gazeux. En effet, ceci confirme notre observation précédente, qui montre que pour une pression initiale d'inflammation égale à 3bars, et une richesse totale $\phi_{tot} > 1.3$, la vitesse de la flamme diphasique est plus élevée que celle de la flamme qui se propage dans un mélange gazeux équivalent.

La figure IV.8 montre également que la vitesse de la flamme diphasique s'accroît avec le diamètre médian de gouttes.

Afin d'identifier l'effet du diamètre médian des gouttes et l'effet de la richesse gazeuse du mélange, nous présentons sur la figure IV.9 l'évolution de la vitesse de propagation de la

flamme à étirement nul en fonction du diamètre des gouttes (la moyenne du diamètre mesuré aux trois niveaux de la chambre de combustion). La valeur de la richesse gazeuse est également illustrée.

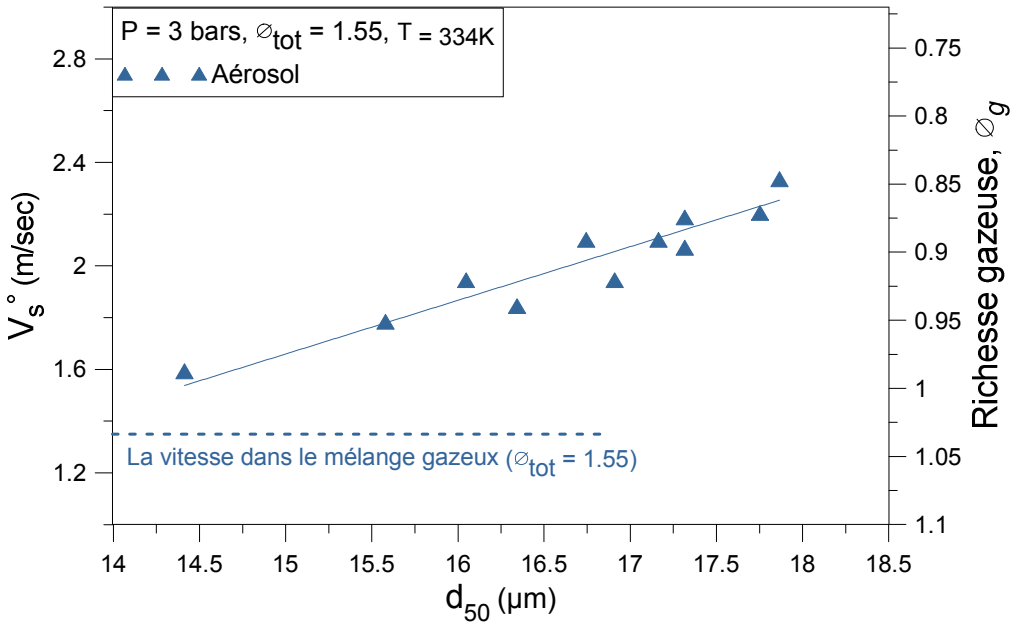


Figure IV. 9 : La vitesse de propagation de la flamme en fonction du diamètre médian de gouttes

Nous constatons sur la figure IV.9 que la vitesse de propagation de la flamme est proportionnelle au diamètre médian des gouttes. Nous notons également que la vitesse de propagation diminue avec la croissance de la richesse gazeuse du mélange ϕ_g (de 0.85 à 1), due à la vaporisation des gouttes. Ceci montre que le diamètre médian est le facteur décisif qui influence la vitesse de propagation de la flamme diphasique. Nous retrouvons également la valeur de la vitesse de propagation dans le mélange gazeux, pour une richesse totale équivalente (ϕ_{tot} = 1.5). Cette dernière est inférieure à la vitesse de propagation de la flamme diphasique.

Les travaux d'Atzler et Lawes [53] ont montré également un comportement similaire de la vitesse de propagation de la flamme diphasique, pour la même plage de taille de gouttes. Ayashi et al. [49] ont noté la même dépendance de la vitesse de propagation de la flamme diphasique au diamètre moyen des gouttes.

Enfin, la figure IV.8 montre que la vitesse de la flamme dans la phase transitoire (entre l'état diphasique et l'état gazeux) est légèrement supérieure à celle dans la phase gazeuse. Ceci malgré l'absence de gouttes pendant cette phase transitoire, et où la richesse gazeuse du mélange est supposée être parfaitement égale à la richesse totale ($\phi_g = \phi_{tot}$ = 1.55).

IV.1.2. L'évolution temporelle de la richesse gazeuse ϕ_g

Nous trouvons sur la figure IV.10 l'évolution de la richesse gazeuse ϕ_g pendant la phase de vaporisation du brouillard. Cette évolution est calculée en utilisant le taux de vaporisation des gouttes (K_{vap} = 6.5E-05 mm²/sec), étant la moyenne des trois taux de vaporisation déterminés expérimentalement aux trois niveaux de la chambre de combustion. L'évolution temporelle du diamètre médian des gouttes (au niveau 3) est également présentée et pris en compte.

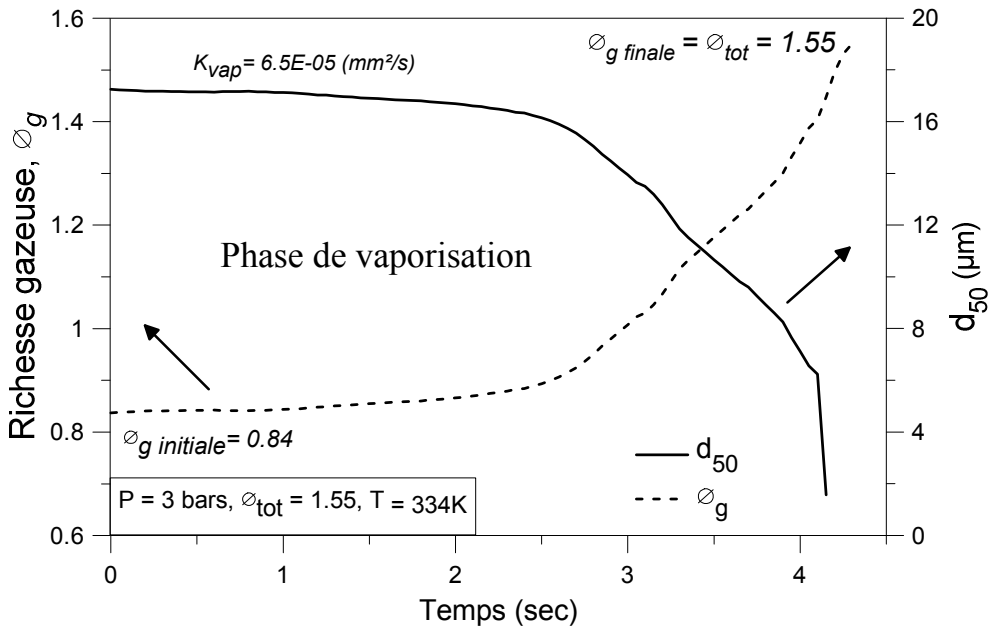


Figure IV. 10 : L'évolution de la richesse gazeuse ϕ_g et le diamètre médian d_{50} en fonction du temps

La valeur de la richesse gazeuse varie entre ϕ_g = 0.84 à la fin de la phase de croissance des gouttes et augmente en suivant la vaporisation du brouillard jusqu'à la vaporisation complète des gouttes, où la valeur de la richesse gazeuse rejoint la valeur de la richesse totale ($\phi_g = \phi_{tot}$ = 1.55).

Les figures IV.8&9 montrent que la vitesse de la flamme diphasique initiée pendant la phase de vaporisation est toujours supérieure à celle de la flamme générée pendant la phase gazeuse. Ce comportement peut être expliqué par la valeur de la richesse gazeuse du mélange diphasique qui varie entre 0.84 et 1.55, en favorisant la vitesse de propagation de la flamme dans le mélange diphasique par rapport au mélange gazeux, où la richesse est égale à 1.55.

Néanmoins, la vitesse de propagation de la flamme diphasique décroit avec l'augmentation de la richesse gazeuse (figure IV.9), confirmant que le diamètre des gouttes est le facteur dominant, qui détermine la vitesse de propagation de la flamme diphasique.

IV.1.3. L'évolution temporelle de la distribution de taille des gouttes

Nous trouvons sur la Figure IV.11 l'évolution temporelle de la distribution de taille des gouttes, à quatre instants différents durant la phase de vaporisation. Nous trouvons aussi la courbe de l'évolution temporelle de d_{50} (courbe pointillée) afin d'indiquer le moment correspondant à chaque courbe de distribution.

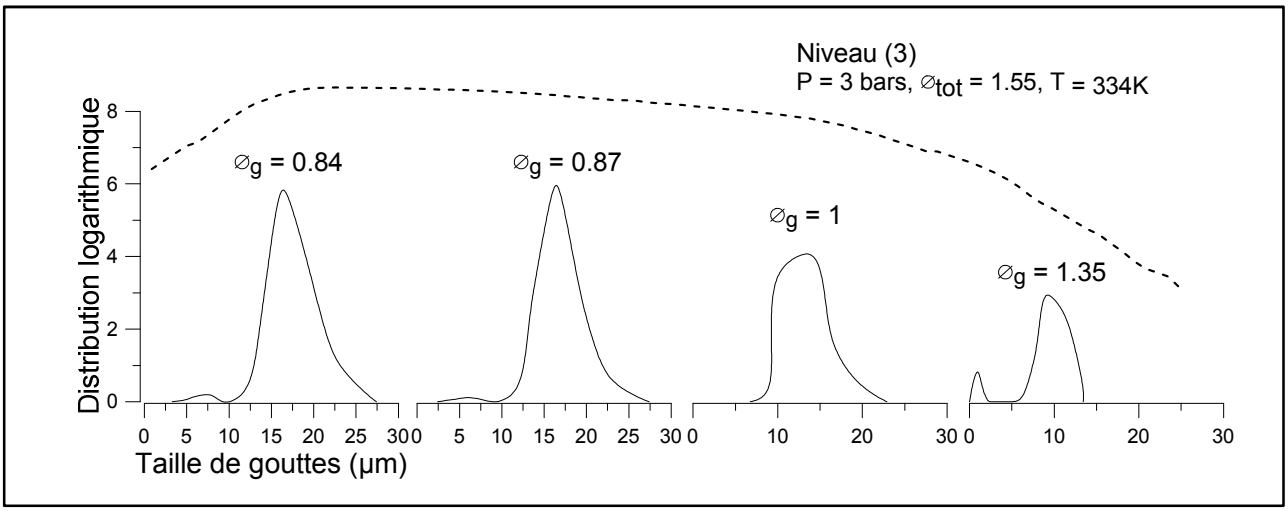


Figure IV. 11: L'évolution de la richesse gazeuse du mélange Øg pendant la phase de vaporisation au niveau (3)

Les courbes montrent que pendant la première partie de la phase de vaporisation, le brouillard est plus monodisperse, avec un diamètre de gouttes de l'ordre de d_{50} = 15 – 20 µm. C'est pendant cette période-là que la flamme atteint sa vitesse de propagation maximale, par rapport à tout autre moment d'inflammation.

Au fur et à mesure de la phase de vaporisation, le brouillard devient moins monodisperse et la concentration volumique des gouttes diminue. Le diamètre des gouttes fait de même et à la fin de la phase de vaporisation, nous distinguons la présence d'une nouvelle population de gouttes, dont le diamètre d_{50} < 2µm.

IV.1.4. L'évolution temporelle de la structure de la flamme diphasique

La figure IV.12 illustre la structure de la flamme à plusieurs instants distincts d'inflammation, avec le diamètre médian des gouttes mesuré au niveau 3 de la chambre de

combustion. Malgré l'hétérogénéité due à la sédimentation des gouttes, nous observons que la structure de la flamme est cellulaire lors de la présence des gouttes.

Les images montrent que la cellularité de la flamme est plus intense lorsque le diamètre moyen des gouttes est maximal. A ce même moment, la vitesse de propagation de la flamme atteint également sa valeur maximale.

Au moment t' = 5.5 sec, nous notons l'absence de la structure cellulaire, ceci est malgré la présence des gouttes d'un diamètre médian d_{50} = 7.6 µm. En effet, pour un diamètre assez petit et une vitesse de propagation de flamme suffisamment lente, la goutte peut être complètement vaporisée avant ou lors du passage du front de la flamme. Hayashi [49] propose la notion de diamètre critique de gouttes d_{cr}, au-dessous duquel la goutte se vaporisent complètement avant le passage de la flamme. La vaporisation de la goutte se fait principalement dans la zone de préchauffage de la flamme. Nous appelons la zone dans laquelle la vaporisation a lieu « la zone de prévaporisation ». La valeur du diamètre critique selon Borghi [69], dépend de la vitesse de propagation de la flamme laminaire, de son épaisseur, du diamètre de la goutte et de son taux de vaporisation dans la zone de préchauffage.

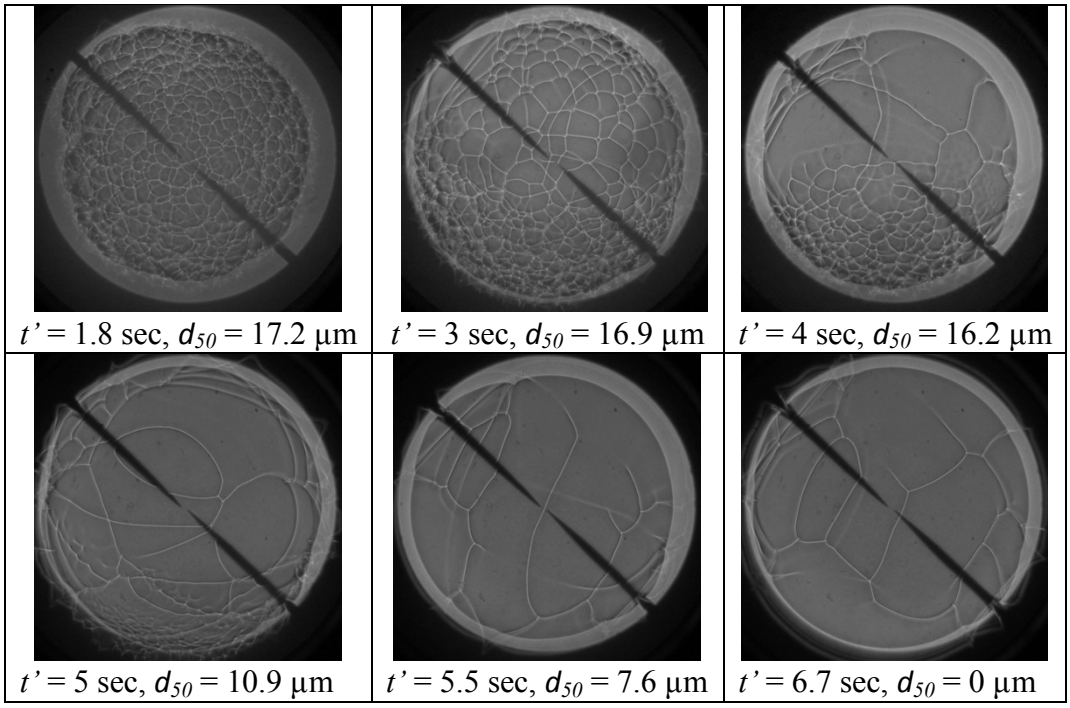


Figure IV. 12: La structure de la flamme en fonction du moment d'inflammation. Les temps illustrés sont à partir du début du temps de séjour du brouillard, (P=3bars, T=334K, ϕ_{tot}=1.55)

Cette investigation affirme que le paramètre décisif qui affecte la vitesse de propagation de la flamme diphasique, est sa structure. En effet, l'effet essentiel du diamètre des gouttes réside dans l'instabilité cellulaire causée par leur présence. Cette instabilité entraîne une augmentation de la surface de la flamme, favorisant ensuite sa vitesse de propagation.

Néanmoins, la richesse gazeuse du mélange dans cet exemple garantit également une vitesse de propagation supérieure dans le cas de la flamme diphasique par rapport à la flamme gazeuse. D'où la nécessité de vérifier l'effet de la cellularité pour un mélange moins riche. Autrement dit : est-ce que la structure cellulaire est suffisante pour favoriser la vitesse de la flamme diphasique dans le cas où la richesse gazeuse ne le fait pas ? Dans ce contexte nous allons répéter la démarche précédente, mais dans un mélange stœchiométrique.

IV.2. La vitesse de la flamme diphasique dans un mélange stœchiométrique

Durant cette partie de l'étude, les flammes ont été produites sous des conditions de gravité réduite, tandis que les mesures granulométriques ont été effectuées sous des conditions de gravité terrestre aux trois niveaux de l'IHP.

Nous avons mentionné dans le chapitre précèdent (chapitre III – paragraphe VI), que le taux de vaporisation des gouttes est moins élevé en microgravité qu'en gravité terrestre. Ainsi, nous devons prendre en compte lors de notre analyse, le fait que le temps de séjour du brouillard est légèrement plus long par rapport aux courbes de l'évolution temporelle du diamètre médian.

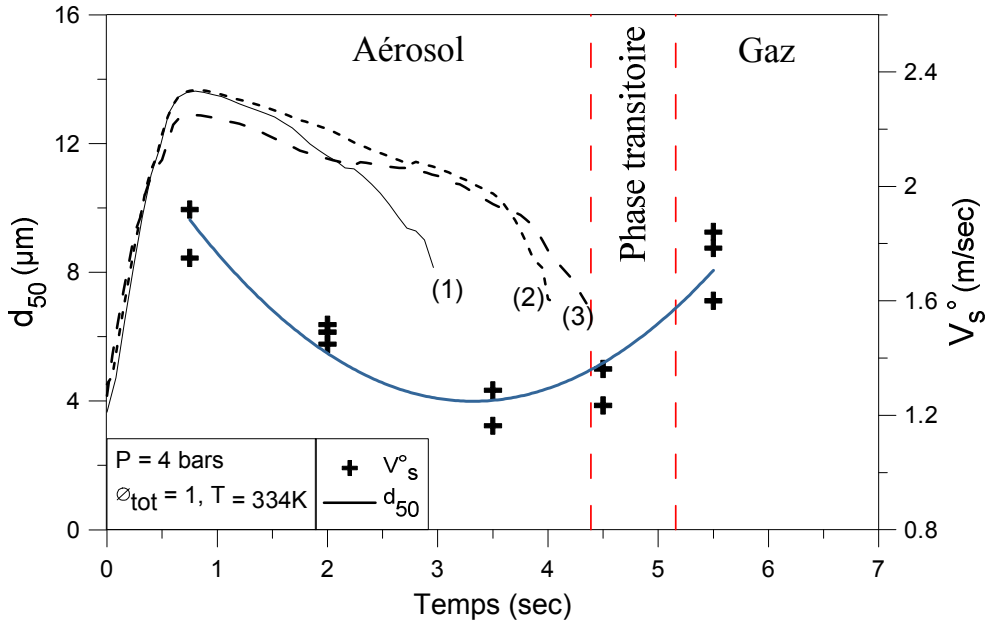


Figure IV. 13 : L'évolution de la vitesse de propagation V_S° en fonction de d_{50}, pendant la phase de vaporisation du brouillard. En gravité terrestre

La figure IV.13 montre l'évolution de la vitesse de la flamme laminaire à étirement nul V_S° en fonction du diamètre médian des gouttes. Nous pouvons distinguer un temps de séjour du brouillard τ_{tot} = 4.4 sec, un temps de vaporisation τ_{vap} = 3.6 sec et un temps de croissance de gouttes τ_{croi} = 0.8 sec. Pour un temps de détente mesuré $\tau_{\Delta P}$ = 0.5 sec.

Une comparaison avec le cas précédent (ϕ_{tot} = 1.55) montre que le diamètre médian maximale des gouttes est de l'ordre de 18 µm dans le mélange riche, pour un diamètre de l'ordre 13.5 µm dans le mélange stœchiométrique.

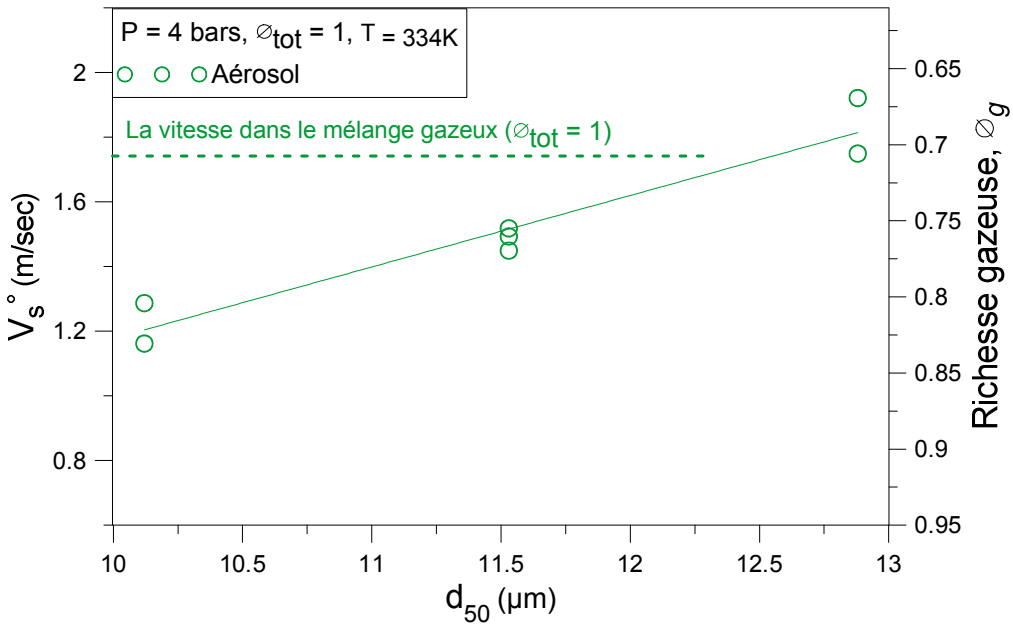


Figure IV. 14 : La vitesse de propagation de la flamme en fonction du diamètre médian de gouttes

Sur la figure IV.14 nous retrouvons une vitesse de propagation V_s^0 proportionnelle au diamètre médian des gouttes (mesuré au niveau 3). Néanmoins, la vitesse de la flamme initiée pendant la phase gazeuse est supérieure à la vitesse de propagation de toutes les flammes initiées pendant la phase diphasique, à l'exception de la première qui est enflammée au début de la phase de vaporisation, où nous trouvons un diamètre médian maximal (d_{50} = 12.8 µm).

Ceci démontre que la vitesse de propagation de la flamme diphasique initialement stœchiométrique, ayant une richesse gazeuse entre 0.7 et 0.85, est inférieure à la vitesse de propagation de la flamme gazeuse équivalente quand le diamètre des gouttes n'est pas maximal.

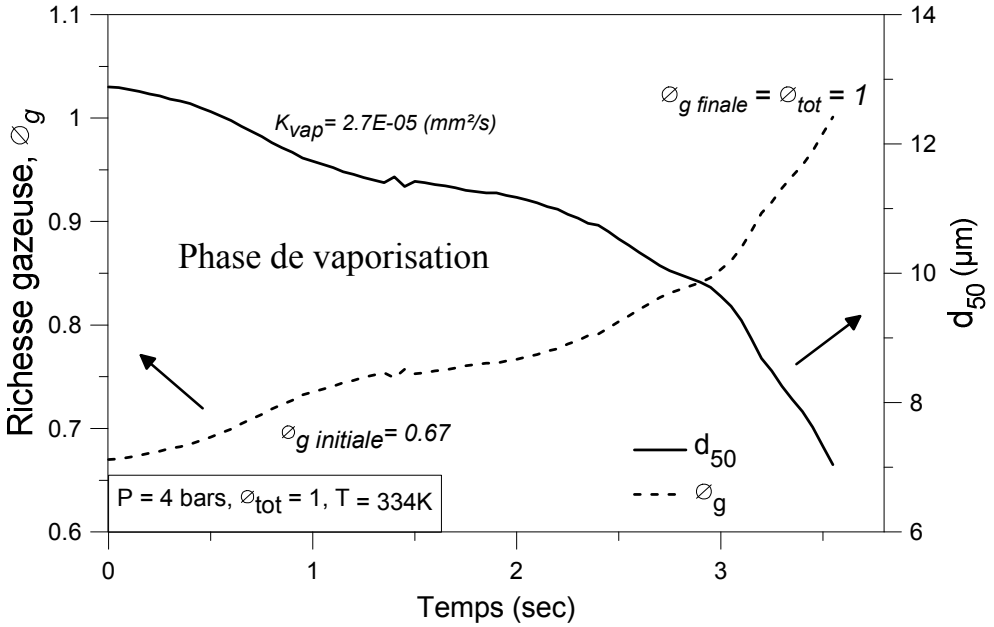


Figure IV. 15 : L'évolution de la richesse gazeuse ϕ_g et le diamètre médian d_{50} en fonction du temps

Nous retrouvons sur la figure IV.15 l'évolution temporelle de la richesse gazeuse ϕ_g pendant la phase de vaporisation. La valeur de la richesse gazeuse varie à partir de $\phi_g = 0.67$ jusqu'à la vaporisation complète des gouttes, où la valeur de la richesse gazeuse rejoint la valeur de la richesse totale stœchiométrique.

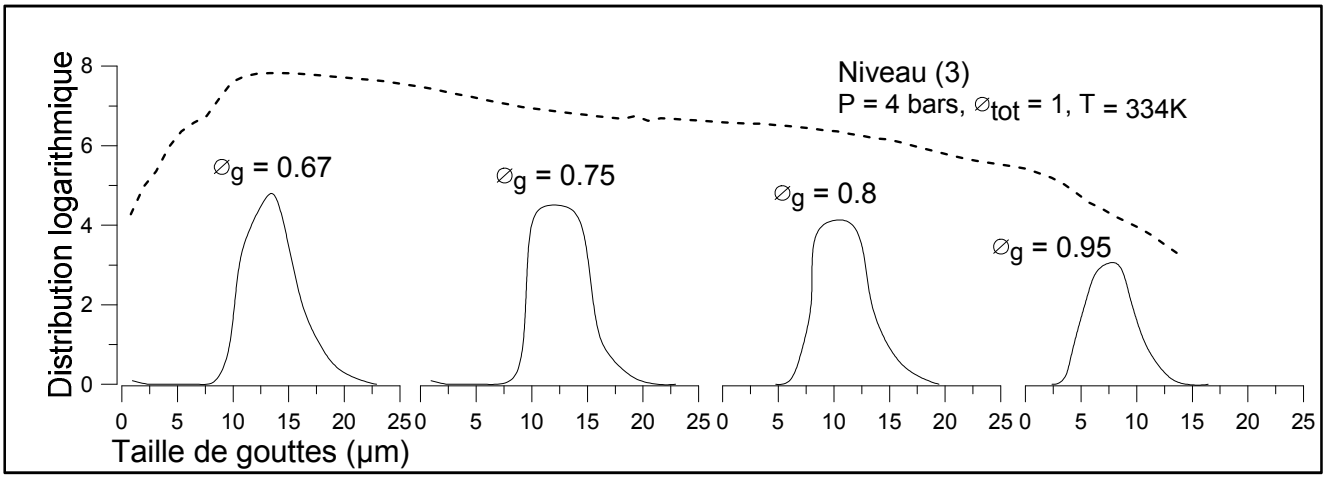


Figure IV. 16 : L'évolution de la richesse gazeuse du mélange Øg pendant la phase de vaporisation au niveau (3)

De même, la figure IV.16 illustre la distribution de taille des gouttes aux quatre moments de la phase de vaporisation du brouillard. Les valeurs de la richesse gazeuse sont également présentées pour chaque moment. Nous y observons la diminution du diamètre des gouttes et de leur concentration volumique durant la phase de vaporisation.

Toutefois, la valeur de la richesse gazeuse reste toujours inférieure à la richesse stœchiométrique. Pour cette raison la vitesse de propagation de la flamme diphasique peine à dépasser celle de la flamme gazeuse stœchiométrique, à l'exception de la flamme initiée au point de la croissance maximal du diamètre des gouttes. Afin de trouver l'explication, nous présentons la structure de la flamme aux différents moments d'inflammation, sur la figure IV.17.

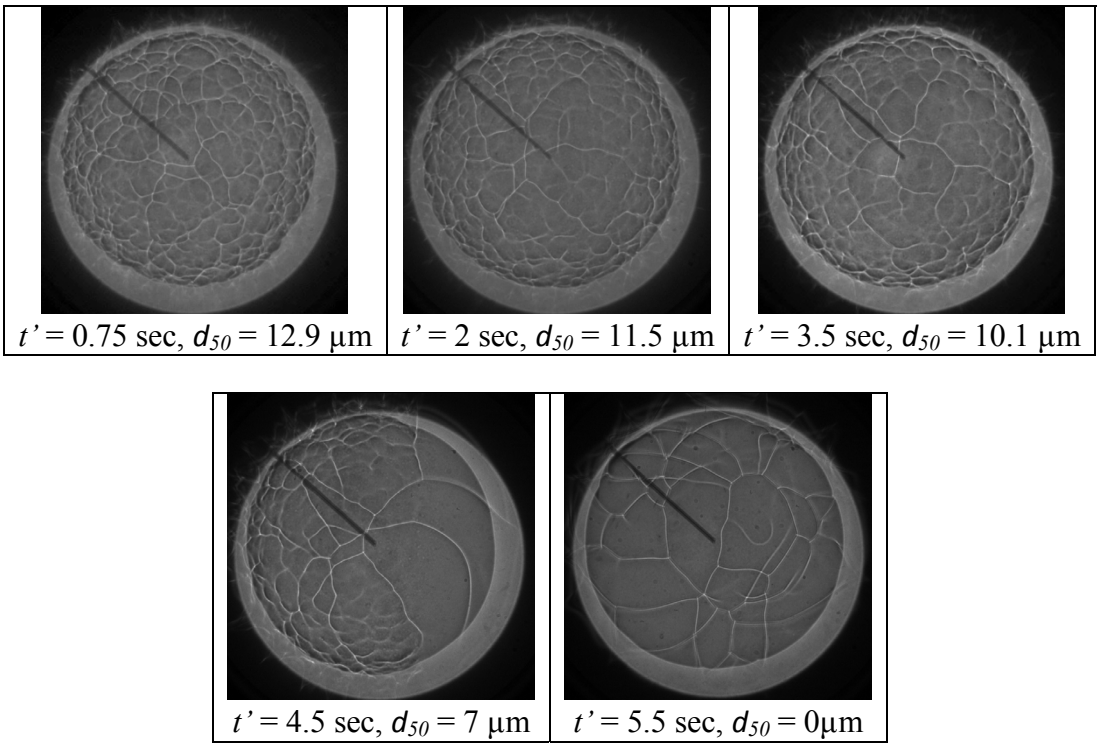


Figure IV. 17 : La structure de la flamme en fonction du moment d'inflammation. Les temps illustrés sont à partir du début du temps de séjour du brouillard (P=4bars, T=334K, ϕtot=1)

Les images montrent que la cellularité de la flamme diphasique est plus intense lors du premier moment d'inflammation, où nous trouvons des cellules plus petites et plus nombreuses. Ensuite le nombre de cellules diminue lors des différents instants d'inflammation et les cellules deviennent moins nombreuses.

La disparition totale du brouillard commence à partir de 4.5 secondes (pour le niveau 3 – Figure IV.13). La flamme générée pendant la phase gazeuse montre également une certaine instabilité. Nous pouvons distinguer les traces de cette instabilité sur les flammes diphasiques également.

Cette analyse démontre le rôle important de la richesse gazeuse du mélange. En effet, dans le cas d'un mélange stœchiométrique, l'instabilité diphasique de la flamme doit être maximisée afin de pouvoir compenser la différence entre la richesse gazeuse du mélange diphasique et la richesse totale du mélange gazeux. Cette maximalisation de l'instabilité diphasique est directement liée au diamètre moyen des gouttes.

Ainsi si nous revenons aux courbes de la figure IV.3, nous pouvons conclure que le rapport entre la vitesse de propagation de la flamme diphasique et celle de la flamme gazeuse équivalente dans les mélanges pauvres, est principalement gouverné par le diamètre médian des gouttes. Ce dernier doit être maximisé pour que la vitesse de propagation dans le cas diphasique soit supérieure à celle dans le cas gazeux.

V. Conclusion

Nous avons dans le présent chapitre caractérisé le comportement de la flamme laminaire dans un mélange diphasique éthanol-air. Nous pouvons résumer les principaux résultats par les points suivants :

1- La présence des gouttes dans le mélange combustible élargit les limites supérieures d'inflammabilité de 19% à 30%. Par contre, elle réduit les limites inférieures de 3.3% à 6%.
2- La vitesse de propagation de la flamme laminaire est proportionnelle au diamètre médian des gouttes dans un mélange diphasique.
3- L'instabilité cellulaire due à la présence des gouttes, favorise la vitesse de propagation de la flamme. Cette cellularité s'intensifie pour des diamètres médians plus grands.
4- Dans le cas d'un diamètre moyen faible et une instabilité cellulaire modérée, la vitesse de propagation de la flamme est gouvernée par la richesse gazeuse ϕ_g du mélange diphasique.
5- Enfin, nous avons observé la présence d'instabilité sur la structure de la flamme laminaire propageant dans un mélange gazeux. Cette instabilité, liée aux effets hydrodynamiques, dépend sensiblement de la pression initiale du mélange. Nous avons également pu constater son effet amplificateur sur la cellularité diphasique.

Ainsi, l'augmentation de la vitesse de propagation de la flamme dans un mélange diphasique, passe par l'amplification de son instabilité cellulaire. Cette instabilité peut être

contrôlée par le diamètre moyen des gouttes, en ajoutant l'effet de la pression qui accentue l'instabilité dans les deux cas, gazeux et diphasique.

Après avoir défini les facteurs principaux qui influencent la vitesse de propagation de la flamme diphasique, nous allons caractériser la formation de la cellularité diphasique, en décrivant les différents types de régimes cellulaires observés. Nous traitons ainsi l'effet des facteurs qui interviennent lors de la propagation de la flamme, tels que le diamètre médian des gouttes, l'épaisseur de la flamme laminaire et le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage.

Chapitre V : *La structure de la flamme laminaire dans un milieu diphasique*

Dans le chapitre précédent, nous avons observé une instabilité hydrodynamique qui s'installe dans la structure de la flamme laminaire gazeuse au fur et à mesure de sa propagation sous certaines conditions. Cette instabilité amplifie la cellularité générée par les gouttes dans le cas diphasique et favorise davantage la vitesse de propagation de la flamme.

En effet, ce phénomène a été étudié en détail, notamment par Hayashi et al. [49], Law et al. [90] et Bradley et al. [91]. Ce dernier a observé que lors de la propagation d'une flamme laminaire, plusieurs types d'instabilités peuvent apparaitre, liés aux perturbations de son environnement (variations de la vitesse des gaz, propagation d'ondes de pression, fluctuations locales de la composition). L'un des effets de ces perturbations est de faire naître une structure particulière du front laminaire : **la structure cellulaire**. En pratique, l'apparition de ce genre de structure cellulaire peut être considérée comme un prélude à une transition vers la combustion turbulente, nous parlons ici d'une « self-turbulization » [46, 92] ou d'une « self-acceleration » [93]. Bradley a démontré que la surface du front de flamme qui est aussi la surface de la zone de réaction est sensiblement augmentée grâce à l'instabilité. Ainsi, dès que ce type de flamme est observé, la vitesse de consommation du mélange frais ne correspond plus à la vitesse fondamentale de flamme S_L, mais à une vitesse de combustion dont la valeur varie entre $1{,}5\times S_L$ et $3\times S_L$. Au-delà des instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives, les gouttes peuvent aussi être une source de perturbation générant une structure cellulaire. Au cours du présent chapitre, nous allons ainsi analyser la formation des cellules dans le cas d'une flamme diphasique et explorer les différents régimes de combustion diphasique, en utilisant la théorie de percolation, établie par Kerstein et Law [68] et développée par Borghi [70, 94].

I. Investigation expérimentale sur la structure de la flamme sphérique laminaire

Dans cette partie de l'étude, nous allons classifier les structures expérimentalement observées des flammes diphasiques et gazeuses, en utilisant un diagramme en fonction de la pression initiale du mélange et sa richesse totale :

I.1. Le diagramme de cellularité (P - ϕ_{tot}) de la flamme laminaire diphasique

Nous trouvons sur la figure V.1 la structure des flammes laminaires propageant dans un mélange diphasique, dont la richesse totale est égal à ϕ_{tot} = 0.84, en fonction de la pression initiale qui varie de 2 à 7 bars. Nous retrouvons les valeurs du diamètre médian et de nombre des gouttes.

Nous observons d'abord une instabilité lisse sur la flamme réalisée à 2 bars. Ensuite cette instabilité devient plus intense à 3 bars. A partir de 4 bars, l'instabilité commence à avoir une forme plus cellulaire sur la surface de la flamme. Cette cellularité s'intensifie avec l'augmentation de la pression initiale. Le nombre de cellules se multiplie et les cellules deviennent de plus en plus petites. Ainsi, nous passons d'une cellularité lisse à une cellularité rugueuse.

Les images montrent que la pression initiale du mélange joue un rôle amplificateur sur la cellularité de la flamme diphasique. Cependant, nous rappelons que dans cette configuration, la quantité d'éthanol injectée dans la chambre de combustion est proportionnelle à la pression initiale, puisque la richesse totale du mélange est constante (ϕ_{tot} = 0.84). Ceci montre que pour la même richesse totale du mélange diphasique, l'intensité de l'instabilité cellulaire dépend aussi de la concentration volumique de l'éthanol dans la chambre de combustion.

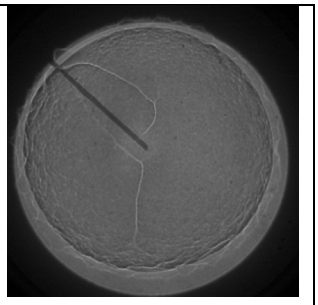
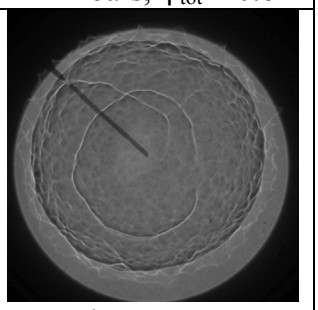
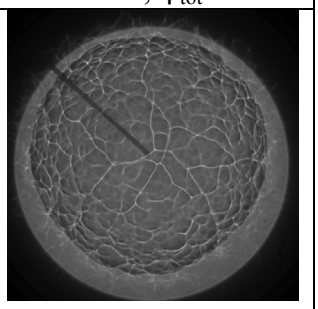
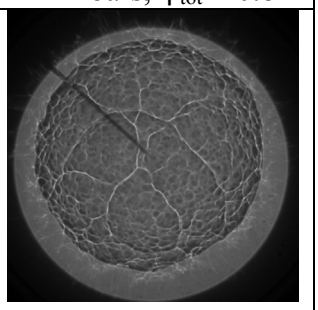
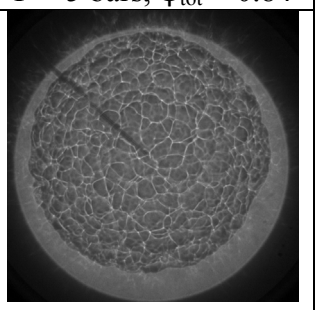
d_{50} = 10-14 μm $n = 6.0^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 6.5^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 3 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 7.0^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 7.5^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 5 bars, ϕ_{tot} = 0.84
d_{50} = 10-14 μm $n = 8.0^{E+10}$ gouttes/m^3	 P = 6 bars, ϕ_{tot} = 0.84

Figure V. 1 : La cellularité de la flamme diphasique en fonction de la pression pour une richesse totale ϕ_{tot} = 0.84

Sur la figure V.2 nous trouvons la structure de la flamme diphasique en fonction de la richesse totale du mélange, pour une pression initiale constante égale à 2 bars. Nous trouvons également les valeurs du diamètre médian d_{50} et le nombre de gouttes par unité de volume n.

Dans ce cas, l'augmentation de la richesse amène directement à une augmentation du diamètre médian et de la concentration volumique de l'éthanol liquide, tout en gardant la pression initiale fixe. Ceci permet d'analyser l'effet de la concentration volumique des gouttes indépendamment de l'effet de la pression initiale. En effet, nous avons observé dans le chapitre IV que l'instabilité de la flamme gazeuse apparait à partir d'une pression initiale égale à 4 bars. Pour cette raison, nous avons choisi d'examiner l'effet de la richesse totale sur la cellularité de la flamme diphasique pour une pression initiale égale à 2 bars, afin d'éliminer l'effet de toutes autres instabilités dont l'origine n'est pas la présence des gouttes. Nous précisons également que toutes les autres variables sont constantes, telles que la température initiale du mélange, la différence de pression et le moment d'inflammation.

Ainsi, la figure V.2 montre que pour un mélange pauvre (ϕ_{tot} = 0.84) nous avons une cellularité lisse. Cette cellularité s'intensifie légèrement pour une richesse totale autour de la stœchiométrie, où les cellules apparaissent petites et nombreuses. En revanche, quand nous passons aux mélanges plus riches, les cellules deviennent plus larges et leur nombre diminue avec l'augmentation de la richesse totale du mélange. Ceci illustre l'effet de la richesse totale du mélange sur la cellularité de la flamme. En effet, nous avons préalablement observée dans le chapitre III que le diamètre médian des gouttes et la concentration volumique des gouttes d'éthanol sont proportionnels à la richesse totale du mélange diphasique (figure III.11). Par conséquent, nous pouvons établir que la cellularité de la flamme diphasique est directement impactée par le diamètre médian des gouttes et par leur concentration volumique. De ce fait, une analyse approfondie est nécessaire afin de caractériser l'effet de ces derniers paramètres sur le régime de la flamme diphasique.

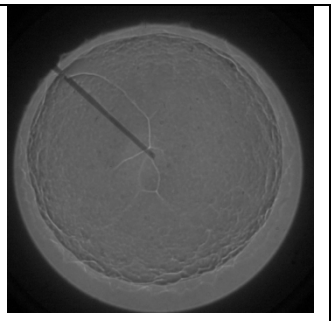
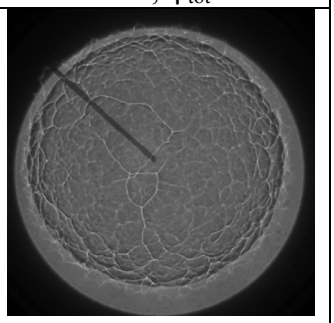
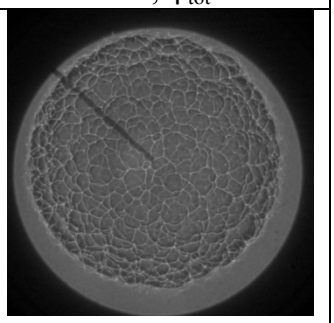
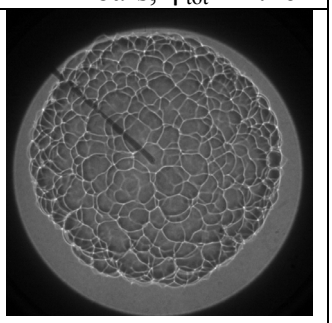
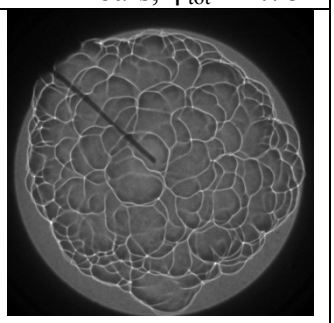
$d_{50} = 14\mu m$ $n = 6.6^{E+10}$ *gouttes/m*^{3}	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 0.84
$d_{50} = 15\ \mu m$ $n = 7.7^{E+10}$ *gouttes/m*^{3}	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.14
$d_{50} = 16\ \mu m$ $n = 8.4^{E+10}$ *gouttes/m*^{3}	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.46
$d_{50} = 17\ \mu m$ $n = 8.9^{E+10}$ *gouttes/m*^{3}	 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.78
$d_{50} = 18\ \mu m$ $n = 9.2^{E+10}$ *gouttes/m*^{3}	 P = 2 bars, ϕtot = 2.13

Figure V. 2 : La cellularité de la flamme diphasique en fonction de la richesse totale du mélange ϕ_{tot} à 2bars

Nous trouvons alors sur la figure V.3 les trois catégories principales de la cellularité observée dans le cas d'un mélange diphasique : **cellularité lisse**, **cellularité rugueuse** et **cellularité large**. Chaque catégorie correspond à un régime différent de combustion diphasique.

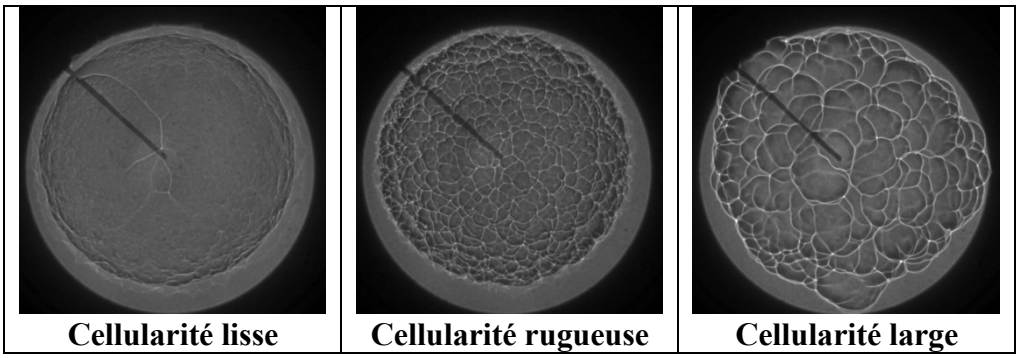


Figure V. 3 : Les trois catégories de cellularité observée sur les flammes diphasiques

Afin de mieux caractériser ces trois genres d'instabilités, nous avons choisi dans un premier temps de les schématiser en utilisant un diagramme (P - ϕ_{tot}) en fonction de la pression initiale et la richesse totale du mélange.

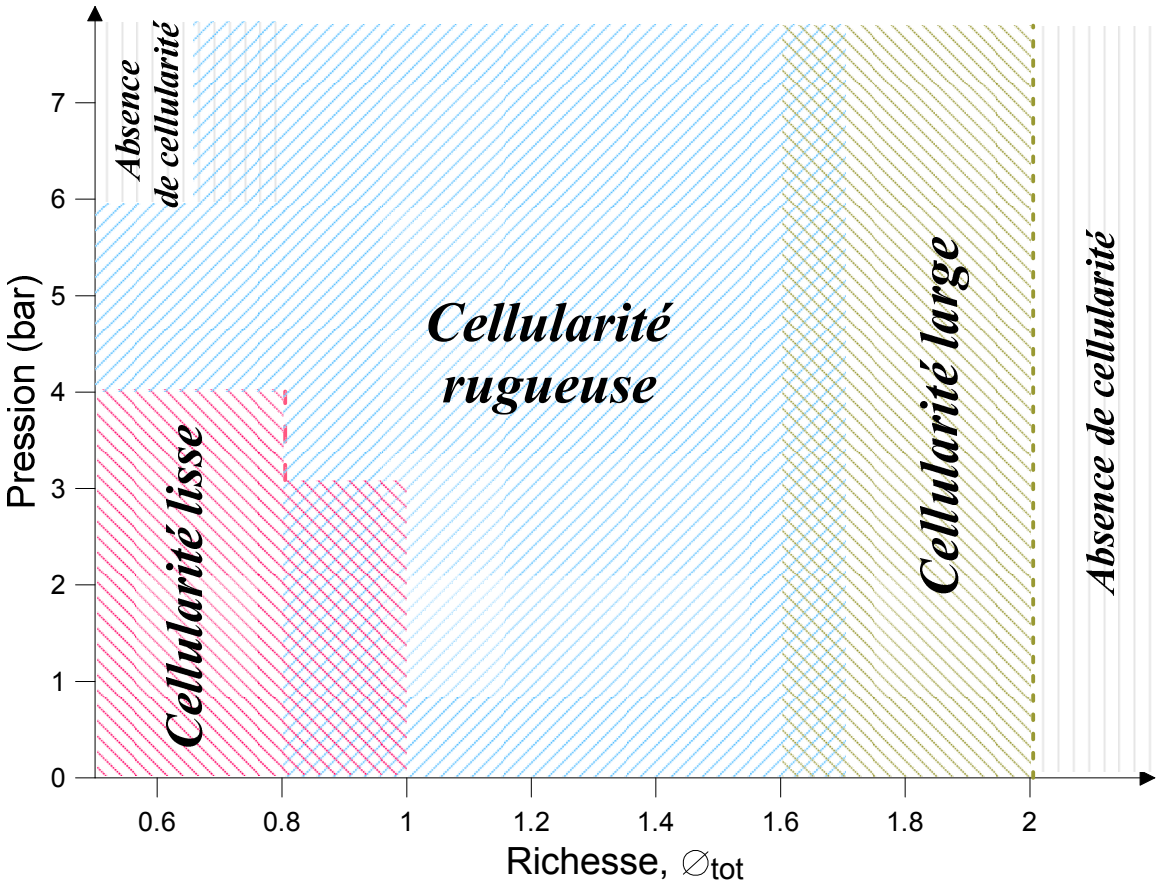


Figure V. 4 : Le diagramme (P - ϕ_{tot}) de la cellularité d'une flamme laminaire diphasique

Le diagramme de cellularité (Figure V.4) montre que la cellularité lisse est observée dans les mélanges diphasiques pauvres, dont la richesse totale est inférieure à $\phi_{tot} \leq 0.8$ et la pression initiale est inférieure à 4 bars. L'augmentation de la pression initiale entre 1 et 4 bars ne change pas le régime de cellularité dans cette plage de richesse, malgré l'effet amplificateur de la pression. Entre 4 et 6 bars c'est la cellularité rugueuse qui est observée. Et au-delà de 6 bars nous notons l'absence de la cellularité. Ces dernières conditions correspondent à des vitesses de propagation de la flamme très lentes.

Pour une richesse totale $0.8 < \phi_{tot} < 1.6$, les cellules deviennent plus visibles et nous passons à la cellularité rugueuse. Ensuite, dans les mélanges dont la richesse totale $1.6 < \phi_{tot} < 2$, nous notons une cellularité large, où les cellules sont plus larges et moins nombreuses.

Enfin, dans les mélanges diphasiques très riches ($\phi_{tot} > 2$), nous observons une absence totale de cellularité. Encore une fois, due à une vitesse de propagation suffisamment lente pour que les gouttes se vaporisent avant le passage du front de flamme.

Les expériences montrent que l'intensité de la cellularité rugueuse s'accroît avec l'augmentation de la pression initiale et de la richesse totale du mélange. Nous remarquons notamment une intensification de l'instabilité au-delà de 3 bars. Cette intensification est vraisemblablement liée à l'instabilité observée précédemment sur la structure de la flamme gazeuse, en s'ajoutant à l'effet perturbateur des gouttes.

I.2. Le diagramme de stabilité (P - ϕ_{tot}) de la flamme laminaire dans un mélange gazeux

Afin de caractériser la cellularité générée par la présence des gouttes dans un mélange diphasique, nous devons d'abord déterminer les différentes instabilités rencontrées lors de la propagation de la flamme dans un mélange gazeux.

En effet, nous avons mené dans l'annexe 1 une étude sur l'apparition de la cellularité sur la structure des flammes laminaires sphériques, se propageant dans un mélange gazeux. Cette cellularité est principalement due aux instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives. Les influences séparées et combinées de ces instabilités ont été identifiées.

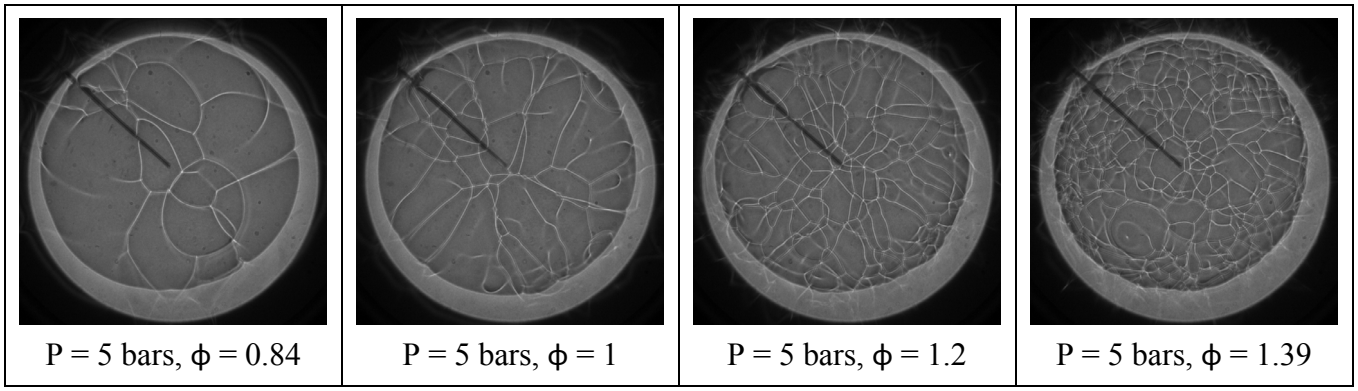


Figure V. 5 : La cellularité de la flamme gazeuse en fonction de la richesse totale du mélange ϕ_{tot} à 5bars

La figure V.5 représente la structure de la flamme laminaire lors de sa propagation dans un mélange gazeux en fonction de la richesse initiale du mélange. La pression initiale est fixée à 5 bars. Les images montrent que l'instabilité est légèrement présente dans le cas d'une richesse égale à $\phi = 0.84$. Ensuite elle s'intensifie avec l'augmentation de la richesse, où le nombre d'interfaces se multiplie jusqu'à former une structure cellulaire dans le cas de la richesse $\phi = 1.39$. L'observation expérimentale de la propagation de la flamme montre que les cellules sont le résultat des multiples croisements des fissures d'instabilité. Ces derniers se développent grâce à l'étirement pendant la propagation de la flamme, contrairement au cas diphasique, où les cellules sont le résultat du développement de nombreux noyaux d'instabilité dus principalement à la présence des gouttes.

Nous avons pu démontrer dans l'annexe 1 (paragraphe IV) que l'effet amplificateur de la richesse du mélange réside dans les effets thermodiffusifs, exprimés par le comportement du nombre de Lewis qui devient inférieur à l'unité dans les mélanges riches ($\phi > 1$).

D'autre part, nous avons précédemment observé sur la figure IV.6 l'effet de la pression initiale indépendamment de la richesse du mélange gazeux. Nous avons noté l'apparition d'une instabilité hydrodynamique au-delà d'une pression initiale égale à 3 bars, à partir de laquelle l'augmentation de la pression amplifie l'instabilité générée.

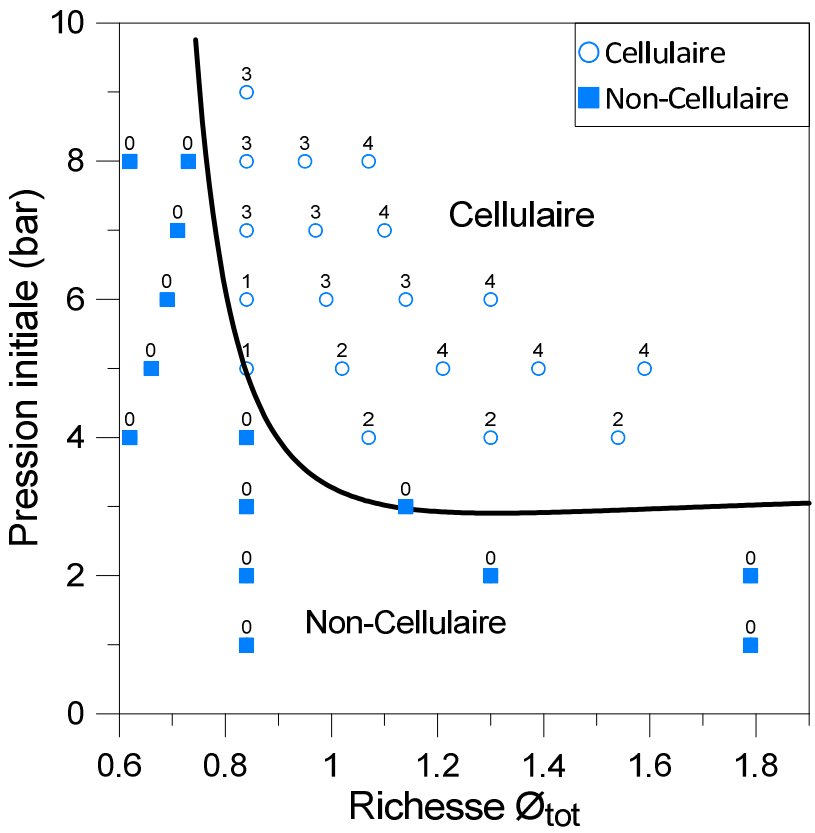


Figure V. 6: Le diagramme (P - ϕ_{tot}) de l'instabilité d'une flamme laminaire dans un mélange gazeux

De la même manière que précédemment, nous avons classifié ces différentes instabilités observées dans le cas gazeux, en utilisant un diagramme (P - ϕ_{tot}) illustré sur la figure V.6. Nous avons préalablement observé que l'instabilité de la flamme est très sensible à la pression initiale. La figure V.5 a également montré que cette sensibilité varie aussi avec la richesse du mélange. Les observations expérimentales ont montré que pour chaque valeur de richesse du mélange, il existe une pression critique à laquelle la flamme devient instable. Le diagramme de stabilité (Figure V.6) présente les valeurs de pressions critiques de l'apparition de l'instabilité pour chaque valeur de richesse. Ces valeurs critiques de pression sont présentées par une courbe séparant deux zones principales :

- La première zone représente les conditions initiales de pression et de richesse, pour lesquelles les flammes sont instables. Nous constatons, que la **pression critique d'instabilité** est égale à 3 bars, pour toutes les richesses supérieures à la stœchiométrie. L'intensité de l'instabilité observée est représentée sur le diagramme par les chiffres 1, 2, 3 et 4. Les points 3 et 4 représentent les cas dans lesquels

l'instabilité atteint la forme cellulaire. De ce fait, nous pouvons établir une deuxième valeur de pression critique, à partir de laquelle la structure de la flamme devient cellulaire. Nous l'appelons la **pression critique de cellularité**.

- La deuxième zone du diagramme représente la zone stable de la flamme. Nous distinguons l'absence de cellularité pour toutes les pressions initiales inférieures à 3 bars. De même, pour les mélanges pauvres dont la richesse est inférieure à 0.84, la pression critique d'instabilité est très élevée, et n'a pas pu être déterminée dans notre gamme de mesure.

Les résultats obtenus dans le diagramme de stabilité dans un mélange gazeux semblent cohérents avec les études menées par Eisazadeh-Far et al. [95], où nous retrouvons une courbe de pression critique d'instabilité similaire à celle illustré sur la figure V.6.

En plus de la pression critique de cellularité, nous pouvons défini un rayon critique de la flamme R_c, à partir duquel les cellules commencent à se développer. La démarche expérimentale de la détermination de R_c est présentée dans l'annexe1 – paragraphe I.

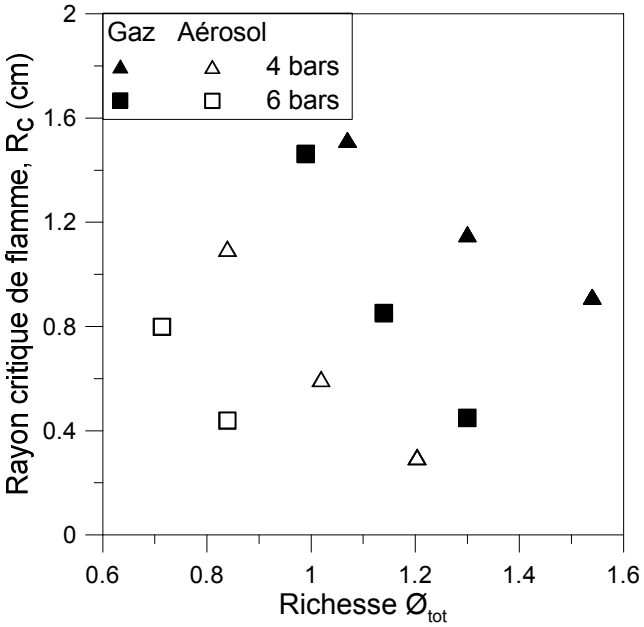


Figure V. 7 : Le rayon critique de la flamme en fonction de la richesse totale et la pression initiale du mélange

La figure V.7 montre une comparaison du rayon critique de la flamme de cellularité, entre une flamme se propageant dans un mélange gazeux et une flamme se propageant dans un mélange diphasique. Nous observons une valeur du rayon critique inférieure dans le cas diphasique comparativement à celle du cas gazeux. Ceci montre que la présence des gouttes accélère la formation des cellules. Nous notons également un effet de la pression sur la valeur

du rayon critique, dans les deux cas diphasique et gazeux. Ceci n'est que le reflet de la sensibilité de la flamme laminaire par rapport à la valeur de son épaisseur. Cette dernière dépendant directement de la pression initiale du mélange. Il est donc attendu, que pour la même richesse totale du mélange (0.84 par exemple), l'instabilité cellulaire apparaît à 6 bars plus rapidement qu'à 4 bars, due à une épaisseur de flamme plus mince à 6 bars que celle à 4 bars (Figure V.16). Enfin, nous constatons que le rayon critique décroit avec l'augmentation de la richesse du mélange pour la même pression initiale. Ceci reflète l'effet du diamètre des gouttes et de leur concentration volumique dans le cas diphasique, et l'effet de l'instabilité thermodiffusive dans le cas gazeux.

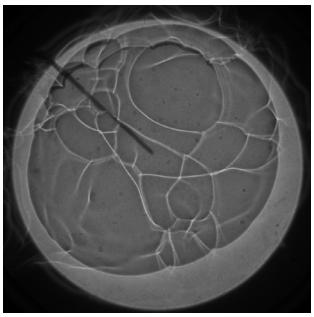
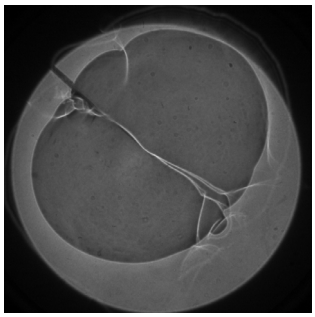
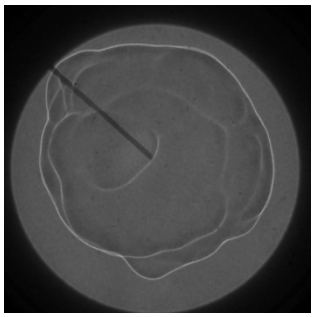
			
P = 6 bars, ϕ_{tot} = 0.69 **Gaz**	P = 6 bars, ϕ_{tot} = 0.84 **Gaz**	P = 7 bars, ϕ_{tot} = 0.62 **Aérosol**	P = 2 bars, ϕ_{tot} = 2.1 **Aérosol**

Figure V. 8 : La sphéricité de la flamme lors d'une vitesse de propagation réduite

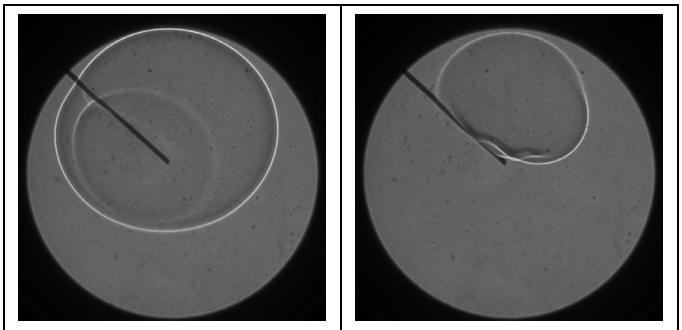
Enfin, notre investigation expérimentale a montré que la sphéricité de la flamme est impactée lorsque les vitesses de propagation sont très lentes. La figure V.8 présente la structure de la flamme se propageant dans un mélange pauvre ($\phi_{tot} \leq 0.84$) sous une pression initiale élevée ($P_{ini} > 5$ bars), et également dans un mélange très riche ($\phi_{tot} > 2$) à 2 bars. Nous notons dans les deux cas que la sphéricité de la flamme est perturbée. Cette observation est aussi valable pour la flamme se propageant dans un mélange diphasique.

Nous pouvons également constater l'absence totale de cellularité sur la surface des flammes diphasiques sous ces conditions, due à la vaporisation totale des gouttes avant le passage du front de la flamme. En effet, les mesures dans cette configuration, montrent une vitesse de propagation de la flamme très faible « $V_s^0 \leq 1\, m/sec$ ». Cette observation démontre la nécessité de déterminer le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage de la flamme, en fonction des conditions initiales du mélange, afin de pouvoir identifier les conditions d'absence de cellularité.

Après avoir caractérisé les différents types d'instabilités observées dans le cas d'un mélange diphasique et gazeux, et déterminé l'effet de la pression initiale et de la richesse totale du mélange sur leur formation, nous allons nous intéresser à l'origine de l'instabilité diphasique. Nous allons d'abord déterminer l'effet de l'absence de la gravité sur le comportement de la flamme. Ensuite nous déterminerons la relation entre la cellularité de la flamme diphasique et l'état initial du brouillard. En s'appuyant sur les paramètres granulométriques d'une part (tels que le diamètre médian des gouttes et leur répartition spatiale) et sur des paramètres thermiques d'autre part (tels que l'épaisseur de la flamme laminaire et le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage).

II. Les Instabilités dues aux forces de gravité

Au-delà de l'effet perturbateur de la gravité sur les gouttes dans le mélange diphasique, la gravité peut intervenir lors de la propagation de la flamme dans un mélange gazeux. En effet, la flamme est soumise à la force de gravité qui agit à cause de la différence de densité entre les gaz chauds (brûlés) et les gaz froids (frais). Par conséquent, un phénomène de **flottabilité** peut être observé dans le cas d'une flamme sphérique. En effet, les gaz brûlés forment une bulle entourée par les gaz frais. Etant donné que la masse volumique des gaz brûlés est inférieure à celle des gaz frais (le facteur d'expansion $\sigma = \frac{\rho_b}{\rho_u} \approx 0.13 \rightarrow 0.19$), le centre de la flamme sphérique se déplace vers le haut pendant la propagation de la flamme. Ce phénomène est notamment observé lorsque la vitesse de propagation de la flamme est faible. Comme nous pouvons le constater sur la figure V.9, où la convection thermique porte la flamme et favorise la propagation de la flamme vers le haut de la chambre de combustion.



P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.79	P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.78

Figure V. 9 : Instabilités dues aux forces de gravité dans un mélange gazeux

De plus, la gravité peut également avoir une influence sur la cellularité de la flamme. Dunsky [96, 97] a démontré que la microgravité favorise l'apparition des cellules et augmente leur surface, grâce à l'absence de la flottabilité.

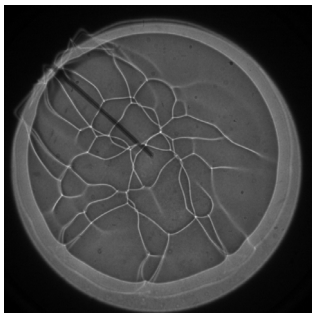
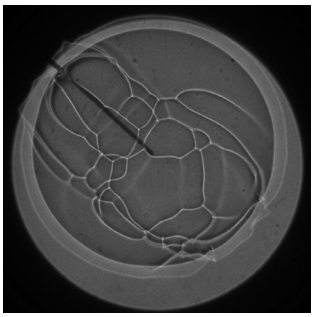
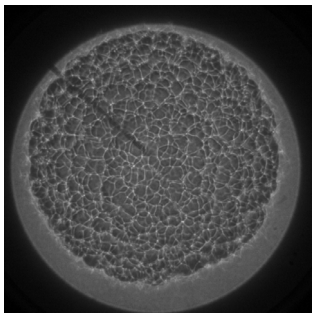
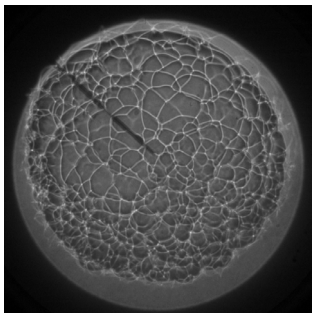
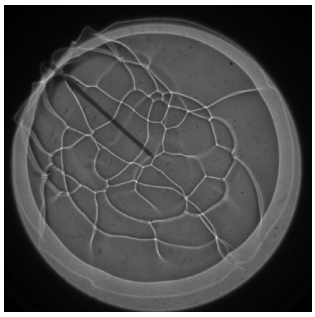
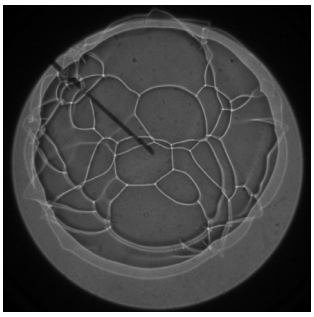
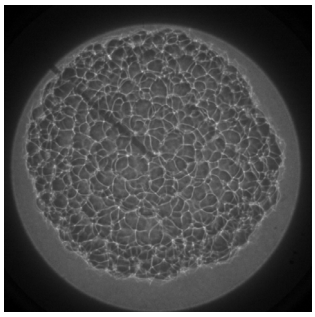
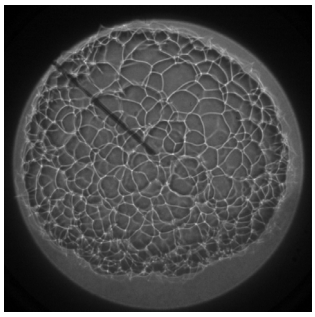
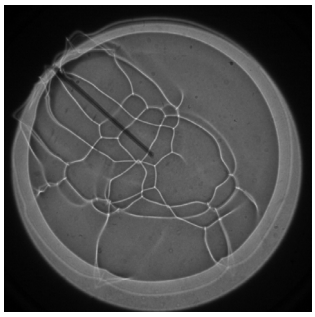
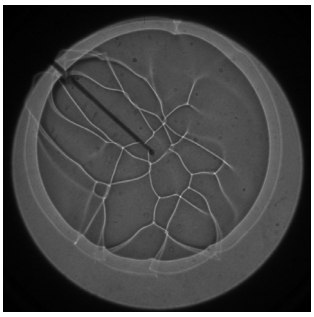
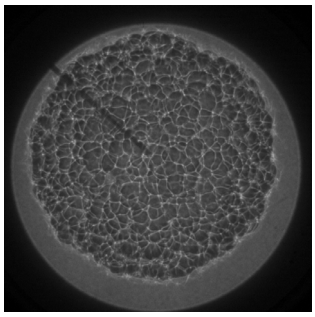
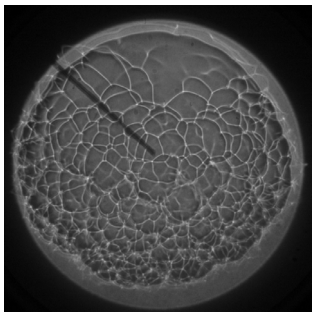
Mélange gazeux µg P = 4 bars, ϕ_{tot} = 1.54	**Mélange gazeux 1g** P = 4 bars, ϕ_{tot} = 1.54	**Mélange diphasique µg** P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.54	**Mélange diphasique 1g** P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.54
			
Tir n° 1	Tir n° 1	Tir n° 1	Tir n° 1
			
Tir n° 2	Tir n° 2	Tir n° 2	Tir n° 2
			
Tir n° 3	Tir n° 3	Tir n° 3	Tir n° 3

Figure V. 10 : L'effet de la gravité sur l'instabilité de la flamme dans un mélange gazeux et diphasique

Sur la figure V.10 nous présentons une visualisation de la structure de la flamme sous des conditions de gravité terrestre et de gravité réduite (microgravité). Chaque flamme est reproduite trois fois. Nous pouvons constater sur les images que la reproductibilité des

expériences est satisfaisante. Si nous prenons le cas du mélange gazeux d'abord, nous observons une légère flottabilité sous les conditions de gravité terrestre. La flottabilité due à la convection naturelle déplace le centre de la flamme légèrement vers le haut de la chambre. La comparaison des images montre que l'absence de la gravité n'a pas un effet significatif sur la formation des fissures dans le cas gazeux. A noter que la flottabilité réduit le rayon maximal traitable de la flamme à cause du mouvement du centre de la flamme vers le haut ; de ce fait le front de flamme atteint plus rapidement les limites d'observation liées aux hublots.

Dans le cas diphasique, les phénomènes sont plus complexes et l'effet de la gravité est différent à cause de la sédimentation des gouttes, où la partie liquide du mélange s'oriente vers le bas de la chambre. En ce qui concerne la cellularité, nous observons une forte concentration des cellules dans la partie basse de la flamme en gravité normale, en raison de la sédimentation. Sachant que l'inflammation a lieu 0.75 secondes après la fin de la détente, une période d'attente plus longue engendrera une sédimentation plus importante.

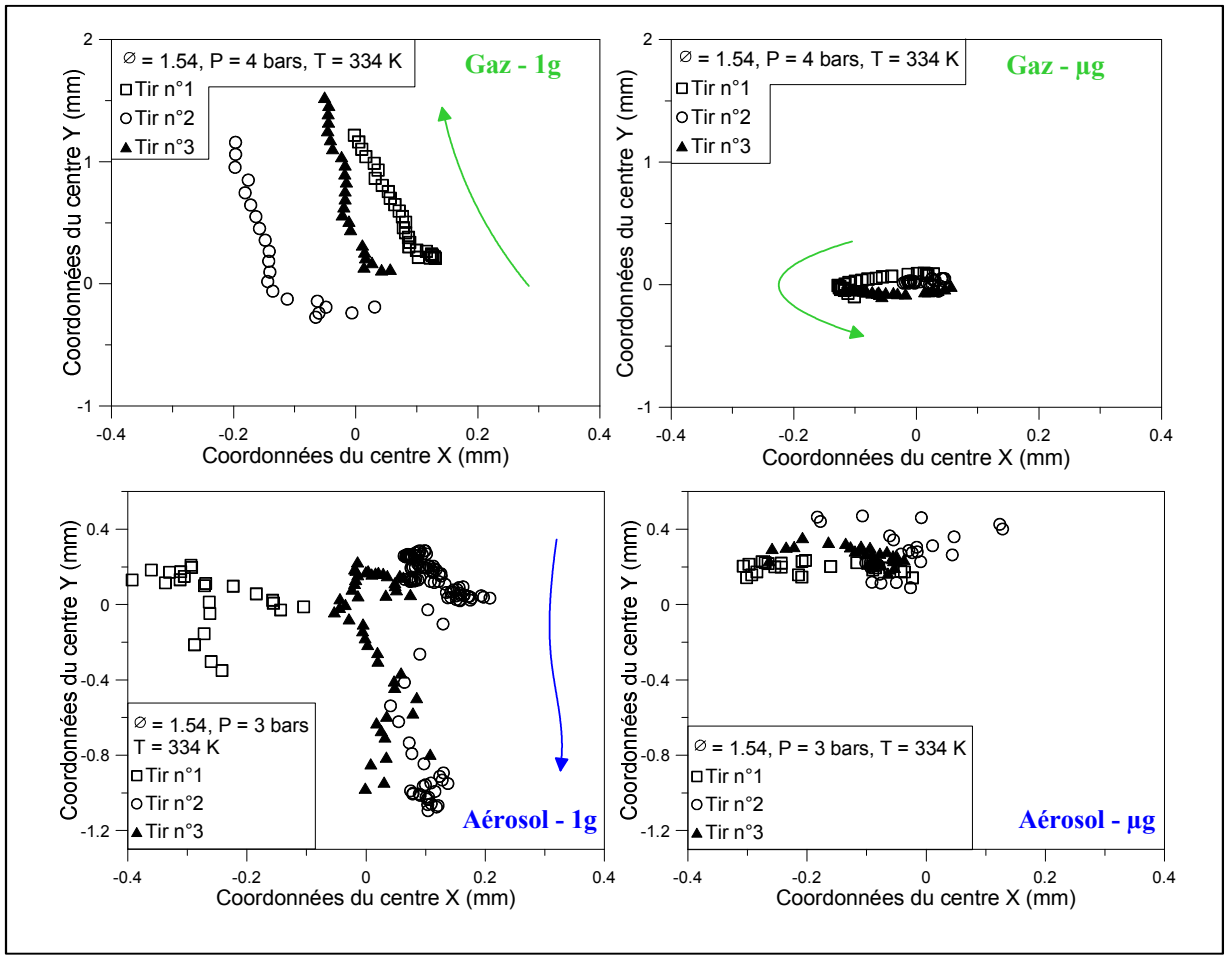


Figure V. 11 : Le déplacement du centre de la flamme sphérique par rapport au centre de la chambre de combustion pendant sa propagation

En revanche et concernant le déplacement du centre de la flamme, tandis que la convection thermique porte la flamme vers le haut dans le cas gazeux, la cellularité due à la présence des gouttes favorise la propagation vers le bas dans le cas diphasique. Ceci crée un certain équilibre et le phénomène de la flottabilité est moins marqué dans le cas de la flamme diphasique comparativement au cas de la flamme gazeuse.

Afin de mieux analyser l'effet de la gravité sur le comportement de la flamme, nous avons suivi le déplacement du centre de la flamme sphérique lors de sa propagation, par rapport au centre de la chambre de combustion. Nous présentons sur la figure V.11 les traces du centre des flammes, étudiées préalablement sur la figure V.10, durant leur propagation.

Nous remarquons dans un premier temps que l'ignition de la flamme ne se fait pas parfaitement au centre de la chambre. La distance entre le centre de la flamme au moment de l'ignition et le centre de la chambre varie de 0 à 0.5 mm.

La figure de la flamme se propageant dans un mélange gazeux en gravité terrestre montre que le centre de la flamme se déplace horizontalement pendant la période d'initiation de la flamme, avant qu'il subisse l'effet de la convection naturelle et se déplace verticalement vers le haut de la chambre. La figure montre que le déplacement du centre de la flamme est de l'ordre de 2 mm. Cependant, l'expérience montre que sous certaines conditions de très faible vitesse de propagation, le déplacement du centre de la flamme peut être de l'ordre de 25 mm. En revanche, sous des conditions de gravité réduite, les trois essais effectués montrent que le mouvement du centre de la flamme est plutôt aléatoire et réduit. Cependant les traces illustrent un cheminement visible, qui résulte certainement des fluctuations de gravité résiduelles durant les paraboles.

Dans le cas de la flamme diphasique en gravité terrestre, le déplacement du centre de la flamme montre des fluctuations horizontales durant la phase de l'initiation, avant qu'il s'oriente vers le bas de la chambre. En effet, l'instabilité cellulaire de la flamme s'accentue dans la partie basse de la flamme, due à la sédimentation initiale des gouttes. Cette instabilité, concentrée dans la partie basse, favorise la propagation de la flamme vers le bas. Nous notons que la distance du déplacement du centre de la flamme est inférieure à celle dans le cas d'un mélange gazeux.

Enfin, lors de la propagation de la flamme diphasique en microgravité, nous notons une absence totale de l'effet de la sédimentation. La figure montre un mouvement complètement aléatoire du centre de la flamme. Nous n'observons pas un cheminement conducteur similaire à celui observé dans le cas gazeux équivalent. En effet, la distribution aléatoire de la taille des gouttes dans l'espace de la chambre crée une instabilité aléatoire. Dans l'aérosol, la

propagation du front de flamme dépend principalement des fluctuations locales de la richesse gazeuse, qui dépendent à leur tour de la distribution initiale des gouttes. Alors que dans le cas gazeux en gravité réduite, l'homogénéité de la richesse du mélange et l'absence de la flottabilité, établissent un environnement idéal dans lequel le centre de la flamme sphérique ne subit aucune force durant la propagation.

Cette analyse montre que la flamme est très sensible aux forces gravitationnelle, démontrant ainsi la nécessité de réaliser des expériences sous des conditions de gravité réduite, afin d'éviter la sédimentation des gouttes dans le cas diphasique et la flottabilité de la flamme dans le cas gazeux.

III. La propagation de la flamme laminaire dans un brouillard prémélangé

Lorsqu'une flamme laminaire se propage dans un brouillard prémélangé, nous devons considérer tout d'abord le cas où les gouttes sont suffisamment petites et suffisamment volatiles pour se vaporiser entièrement avant que la zone de réaction ne les ait atteintes. Si c'est le cas, nous allons nous trouver dans la situation schématisée sur la figure V.12 [98], où la flamme est composée d'une zone de préchauffage, dans laquelle les gouttes sont chauffées et complètement vaporisées, et ce sont les gaz (combustible et comburant plus ou moins mélangés) qui finissent par s'échauffer et réagir ensuite dans la zone de réaction. Finalement, nous avons là une modification assez mineure de la situation d'une flamme de type gazeuse prémélangée. Nous parlerons ici de **flammes de prévaporisation**.

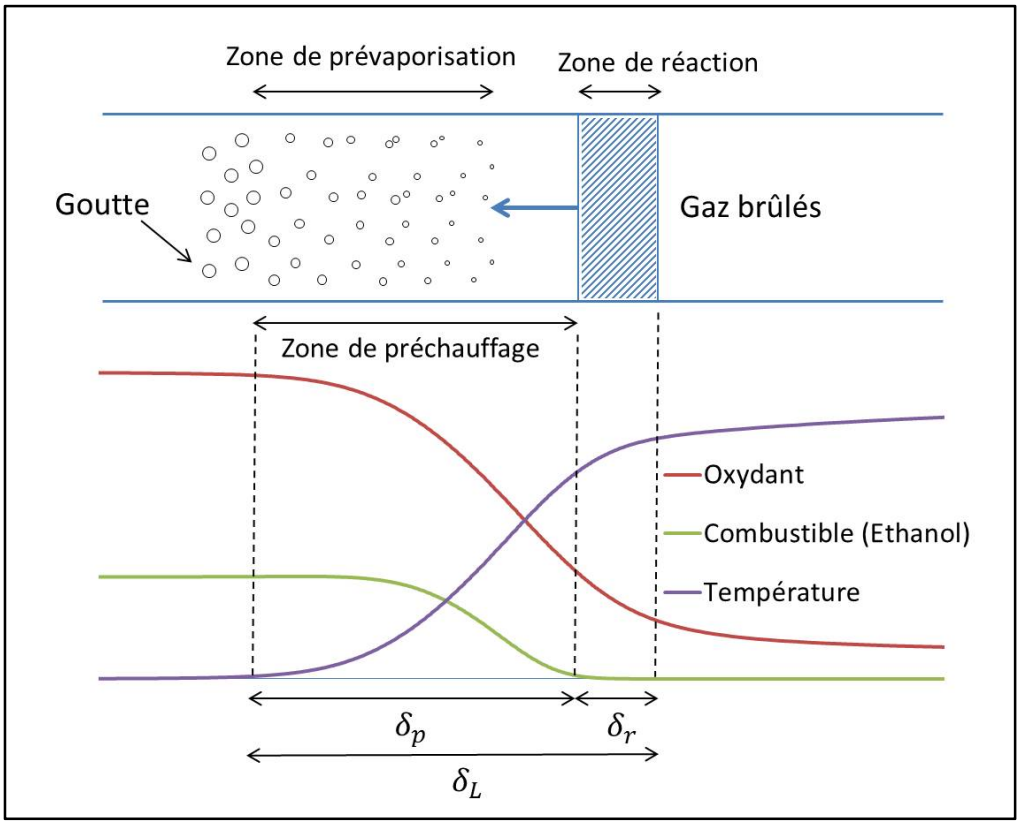


Figure V. 12: Schéma d'une flamme diphasique de prévaporisation, laminaire et prémélangée[98]

La propagation de la flamme dans cette configuration est le résultat de l'association de deux phénomènes : les gaz chauds derrière la flamme chauffent par conduction thermique moléculaire les gaz frais qui sont devant et ces derniers, arrivés à un certain niveau de température, réagissent en dégageant à leur tour de la chaleur servant à chauffer les gaz en aval. Cet échauffement par conduction se fait sur une épaisseur δ_L. De ce fait, si l'on mesure les valeurs de la température et de la concentration des réactifs dans l'épaisseur δ_L de la flamme, nous trouvons les profils donnés par la figure V.12.

Dans l'épaisseur δ_L de la flamme, la température monte pendant que la concentration des réactifs décroît ; cependant les réactions chimiques ne s'emballent que dans cette zone « de réaction » d'épaisseur δ_r, encore plus fine que δ_L. Dans la zone précédant la zone de réaction, ce sont de simples processus de diffusion qui se produisent : diffusion de la chaleur comme il est dit plus haut, mais aussi diffusion des gaz brûlés et de certaines espèces radicalaires très réactives qui sont produites dans la zone de réaction et contribuent, tout autant que la température, sinon plus dans certains cas, à la croissance du taux de réaction.

Supposons que les phénomènes de diffusion de masse et de chaleur soient tous caractérisés par un seul coefficient de diffusivité D (égal à $D_{th} = \lambda/\rho C_p$ dans le cas de la diffusion de la chaleur et D_m dans le cas de la diffusion de masse), et que les différentes

réactions chimiques impliquées puissent être caractérisées par un temps caractéristique unique et global, soit τ_c. Nous pouvons donner, par un raisonnement purement dimensionnel, des estimations de S_L et δ_L :

$$S_L = \left(\frac{D}{\tau_c}\right)^{1/2},\ \delta_L = (D.\tau_c)^{1/2}$$

Où S_L est la vitesse de propagation de la flamme laminaire prémélangée en m/sec.
Avec D en m^2/sec, et τ_c en sec.

Les flammes de prévaporisation se rencontrent lorsque le temps nécessaire à la vaporisation des gouttes est inférieur au temps nécessaire au passage de la flamme prémélangée de part et d'autre de la goutte. Il faut alors que $\left(d_{50}^2/K_{vap}\right)/\ (d_{50}/S_L)$ soit inférieur à une certaine valeur. Donc il faut que le diamètre médian des gouttes d_{50} soit assez petit par rapport à (K_{vap}/S_L). Comme la vitesse de propagation S_L est proportionnelle à $(D/\tau_c)^{1/2}$, et que le taux de vaporisation des gouttes K_{vap} est proportionnel à la diffusion de la chaleur, représentée par D, nous en déduisons que (K_{vap}/S_L) est proportionnel à $(D.\tau_c)^{1/2}$, c'est-à-dire à l'épaisseur de la flamme laminaire qui se propage à une vitesse S_L. Le résultat est donc qu'il est nécessaire que les gouttes soient assez petites, par rapport à l'épaisseur typique δ_L de la flamme laminaire prémélangée.

Afin de déterminer le rapport entre le temps de vaporisation de la goutte et le temps du passage du front de la flamme $\left(d_{50}^2/K_{vap}\right)/\ (d_{50}/S_L)$, nous devons d'abord déterminer le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage K_{vap} et la valeur de l'épaisseur thermique de la flamme δ_L. Cette dernière sera également nécessaire pour déterminer le rapport entre l'épaisseur de la flamme et le diamètre médian des gouttes (δ_L / d_{50}).

Ainsi, nous avons d'abord besoin de déterminer le profil de la température locale dans le front de flamme, afin de pouvoir ensuite, calculer l'épaisseur thermique de la flamme δ_L et d'estimer le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage.

III.1. La température adiabatique de la flamme laminaire

Nous avons vu dans le chapitre II que la température initiale des gaz frais est générée par un fil chauffant (autour de l'IHP) et contrôlée par un régulateur de température. Durant la condensation, le suivi temporel de la température est assuré par un thermocouple. La température de la fin de condensation est également calculée à partir des données thermodynamiques initiales.

Néanmoins, nous devons déterminer quelle est la valeur de la température des gaz à l'arrière de la flamme, c'est-à-dire du côté des gaz brûlés. Dans la mesure où celle-ci est adiabatique, c'est-à-dire que l'énergie produite par les réactions chimiques est intégralement transmise aux gaz brûlés (produits de combustion), une simple application du bilan d'énergie par rapport à la flamme se propageant s'exprime par une conservation de l'enthalpie h, soit : $h_u = h_b$. Cette équation permet d'obtenir la température des gaz brulés T_{ad}, appelée température adiabatique de fin de combustion.

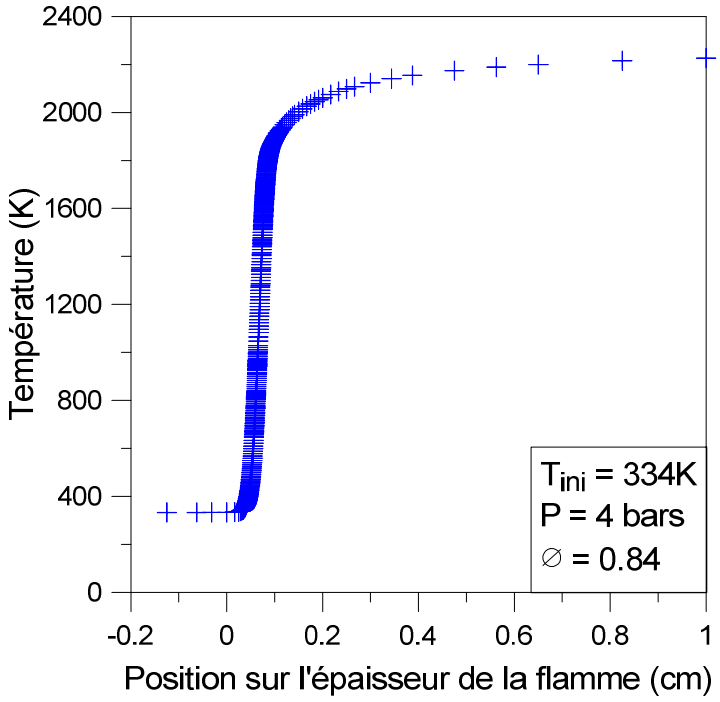


Figure V. 13 : Le profil de la température obtenue avec PREMIX

Afin de calculer la température adiabatique de la fin de combustion, nous avons besoin de connaitre la composition des gaz frais et des gaz brûlés, le pouvoir calorifique (inférieur) du combustible et les fractions massiques de toutes les espèces chimiques produites par la combustion. La détermination de ces dernières s'annonce difficile sans l'utilisation d'un mécanisme chimique détaillée. Ainsi, nous avons eu recours à la modélisation de la cinétique chimique, en utilisant le code de calcule PREMIX via le programme CHEMKIN. De cette manière nous avons obtenu le profil de la température, à partir de la température initiale des gaz frais jusqu'à la température finale de la combustion. Sur la figure V.13 nous avons reporté les résultats d'un calcul réalisé pour une flamme d'éthanol laminaire et prémélangée, pour une température initiale T_{ini} = 334 K, une pression initiale P = 4 bars et une richesse ϕ = 0.84. La valeur de la température relevée en x = 0 correspond à la température initiale des gaz frais T_u, et celle relevée en x = end correspond à la température adiabatique de la flamme T_{ad}.

La modélisation de la flamme laminaire de l'éthanol est effectuée en utilisant le mécanisme chimique détaillé par Leplat et al. [77]. La figure V.14 illustre les valeurs de la température adiabatique de fin de combustion, en fonction de la richesse totale du mélange, pour une pression initiale variant de 1 à 7 bars.

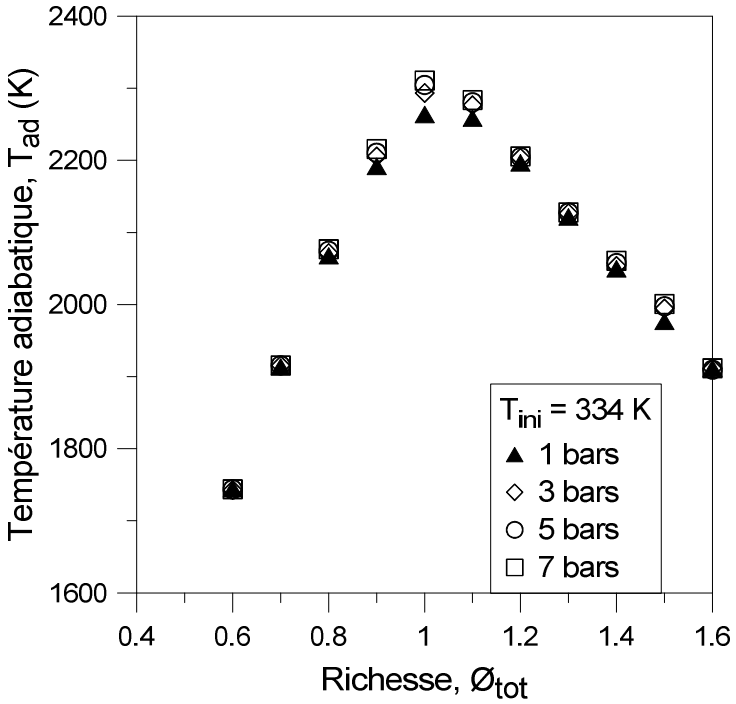


Figure V. 14 : L'évolution de la température adiabatique en fonction de la richesse totale et de la pression initiale

Nous notons que l'effet de la pression initiale sur la température adiabatique de la flamme est négligeable. Nous pouvons constater que l'évolution globale de la température adiabatique par rapport à la richesse, est similaire à celui de la vitesse de propagation. Ceci reflète l'effet décisif de la température dégagée de la réaction chimique sur la vitesse de propagation de la flamme.

Ces valeurs de température adiabatique seront utilisées dans l'estimation du taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage K_{vap}. Elles seront également indispensables lors de la détermination de l'épaisseur thermique de la flamme δ_L.

III.2. Le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage

La majorité des études précédentes consacrées à la détermination du taux de vaporisation des gouttes, se base sur la caractérisation de la vaporisation d'un nombre fini de

gouttes. Ainsi, elles ne sont pas en mesure d'offrir une estimation proche de la réalité du taux de vaporisation moyen d'un brouillard de gouttes, en fonction des paramètres initiaux, tels que la température, la pression et la richesse globale du mélange.

Lors de notre étude expérimentale dans le chapitre III, nous avons déterminé le taux de vaporisation du brouillard des gouttes d'éthanol en fonction de la pression initiale et la richesse totale du mélange, pour une température égale à 334 K.

Ensuite, nous avons déterminé le taux de vaporisation d'une goutte isolée d'éthanol en fonction de la température, sous une pression ambiante. Cette dernière caractérisation nous a permis d'avoir une corrélation entre le taux de vaporisation d'une goutte isolée et la température du milieu qui l'entoure:

$$K_{vap} = bT + c$$

Cette corrélation est valable pour des températures variant de 300 K à 1500 K.
Où b, c sont des constants.

La comparaison entre le taux de vaporisation du brouillard et le taux de vaporisation d'une goutte isolée, pour les mêmes conditions initiales de pression et de température, nous permet d'avoir un facteur correctif :

$$\nu = \frac{K_{goutte}}{K_{brouillard}}$$

Enfin, nous avons combiné la corrélation et le facteur correctif, afin d'estimer le taux de vaporisation du brouillard dans la zone de préchauffage de la flamme. Pour cela, nous avons besoin de considérer une température moyenne de vaporisation dans cette zone. En effet, nous avons le profil de température dans l'épaisseur de la flamme δ_L, à partir de la température initiale des gaz frais T_{ini} jusqu'à la température adiabatique de fin de combustion T_{ad}. Or, l'épaisseur de la flamme δ_L couvre la zone de préchauffage et la zone de réaction : ($\delta_L = \delta_p + \delta_r$).

De ce fait, la température de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage est inférieure à la température adiabatique de la flamme. Nous avons donc considéré le coefficient du taux de dégagement de chaleur α [98] comme facteur correctif de la température:

$$\alpha = \frac{T_{ad} - T_{ini}}{T_{ad}}$$

Ainsi, la température moyenne de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage égale à :

$$T_{vap} = \alpha \times T_{ad} = T_{ad} - T_{ini}$$

Cette valeur a été utilisée dans la corrélation précédente afin de calculer le taux de vaporisation.

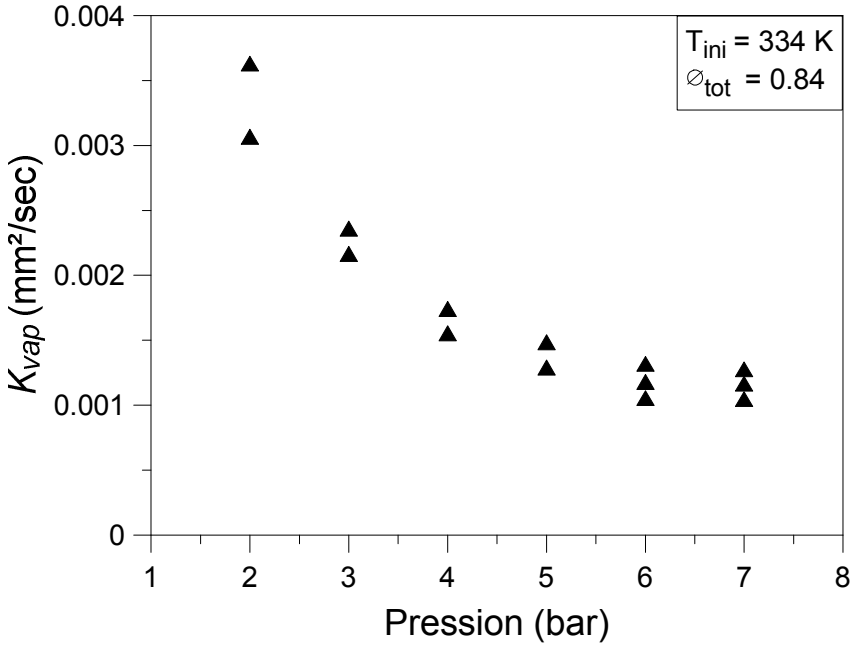


Figure V. 15: Le taux de vaporisation dans la zone de préchauffage en fonction de la pression

A l'issue de cette analyse, nous trouvons sur la figure V.15 les valeurs du taux de vaporisation du brouillard dans la zone de préchauffage. La figure illustre le taux de vaporisation moyen des gouttes en fonction de la pression initiale de la flamme, pour une richesse totale ϕ_{tot} = 0.84. Nous constatons la décroissance de la valeur du taux de vaporisation avec l'augmentation de la pression initiale du mélange diphasique.

III.3. L'épaisseur de la flamme laminaire δ_L

Après la vitesse de propagation, l'épaisseur de flamme est le deuxième paramètre important d'une flamme laminaire prémélangée. L'épaisseur de flamme est le siège des transferts de chaleur, en particulier la diffusion thermique, qui permet aux gaz frais d'atteindre leur température d'inflammation T_m. L'épaisseur permet également de définir la structure du front de flamme, grâce à son fort effet sur le plissement du front de la flamme.

Il existe plusieurs définitions de l'épaisseur de flamme laminaire. Dans la théorie de Mallard et Le Châtelier [38], la zone de flamme entre les gaz frais et les gaz brûlés est composée de deux parties séparées par le point où se produit l'inflammation à la température T_m. Ces deux parties sont la zone de préchauffage δ_p et la zone de réaction δ_r. Le front de la flamme laminaire est caractérisé par la somme des deux parties (Figure V.12):

$$\delta_L = \delta_p + \delta_r$$

La définition, la plus couramment employée, pour caractériser l'épaisseur de flamme est celle donnée par Zeldovich et Barenblatt [99]. Elle est obtenue en faisant l'hypothèse que la totalité de l'énergie produite par la combustion sert à élever la température des gaz frais présent dans la zone de préchauffage :

$$\delta = \frac{\lambda}{C_p . \rho_u . S_L}$$

Avec λ la conductivité thermique des gaz frais, C_P la capacité calorifique massique à pression constante des gaz frais et ρ_u la masse volumique des gaz frais.

L'épaisseur représentant la zone de réaction se déduit à partir de l'épaisseur de la zone de préchauffage et de la relation $\delta_r = \delta_p/Z_e$. Le nombre de Zeldovich (Z_e) étant infiniment grand par rapport à l'épaisseur de la zone de préchauffage, il peut être considéré que l'épaisseur de la zone de réaction est négligeable. De ce fait, et dans la suite de l'étude, nous allons considérer l'épaisseur entière de la flamme comme représentant de la zone de préchauffage δ_p.

Une deuxième définition de l'épaisseur de la flamme laminaire a été proposée par Spalding [100]. Elle est appelée aussi l'épaisseur thermique de la flamme. Elle représente l'épaisseur de la zone de dégagement de chaleur. C'est le rapport de la différence entre la température des gaz brûlés et des gaz frais d'une part et le gradient maximum de la température rencontré le long du front de flamme d'autre part:

$$\delta_L = \frac{T_b - T_u}{(dT/dx)_{max}}$$

Où T_b est la température des gaz brûlés, T_u est la température des gaz frais et x est la coordonnée spatiale le long de la normale au front de flamme.

Cette épaisseur est une présentation de la distance entre le début et la fin d'inflammation des gaz frais dans le front de la flamme. L'avantage de cette définition est d'être locale, c'est-à-dire que l'épaisseur est mesurée localement le long du front de flamme. De plus, sa détermination dans notre cas est possible grâce aux profils de la température obtenus préalablement. Cette définition n'est pas dérivée de S_L, et assure ainsi le caractère indépendant de l'épaisseur de flamme dans la caractérisation du comportement de la flamme. Nous l'avons donc adoptée durant le reste de notre étude.

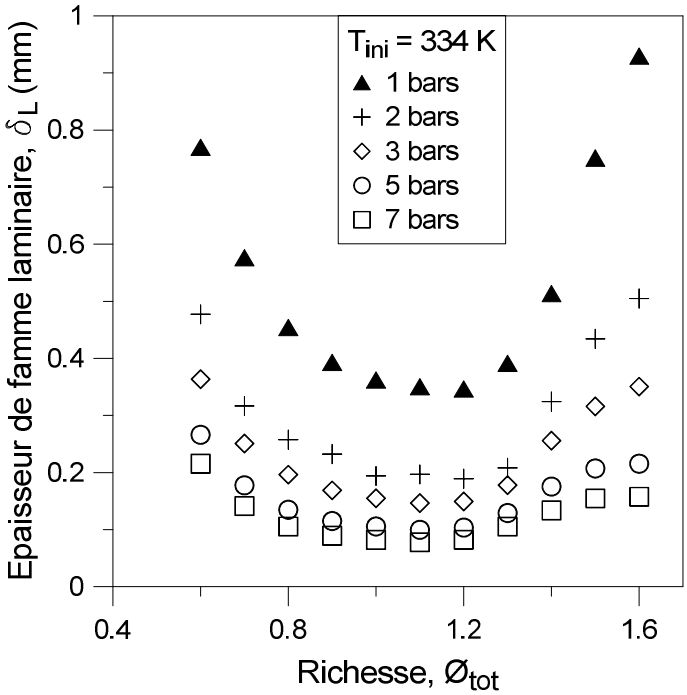


Figure V. 16 : L'évolution de l'épaisseur de la flamme laminaire en fonction de ϕ_{tot} et P

La figure V.16 représente les valeurs de l'épaisseur de Spalding, en fonction de la richesse totale du mélange et sa pression initiale. La température initiale des gaz frais est fixée à 334 K. La température adiabatique de flamme est déterminée à partir des profils de température récupérés précédemment par la modélisation de la flamme laminaire d'éthanol via CHEMKIN. La dérivée de chaque profil de température a été également calculé afin d'extraire le gradient maximum de la température.

Les courbes montrent que l'épaisseur de flamme décroit avec l'augmentation de la pression initiale du mélange. Pour chaque pression, la valeur minimale de l'épaisseur correspond à l'endroit où la vitesse de flamme laminaire est la plus élevée. Nous observons une épaisseur de 0,36 mm dans le mélange stœchiométrique à 1 bar. Ensuite, l'épaisseur décroit quasiment à la moitié de sa valeur pour une pression égale à 2 bars dans le même mélange, où nous notons une épaisseur de flamme égale à 0,19 mm. Ceci explique la sensibilité du front de flamme aux plissements dus à l'instabilité sous les hautes pressions. En effet, nous avons noté précédemment que l'instabilité de la flamme gazeuse est observée à partir de 3 bars et s'intensifie avec l'augmentation de la pression.

Après avoir déterminé numériquement la valeur de la température adiabatique de la flamme et son épaisseur thermique et estimé la valeur du taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage, nous pouvons maintenant utiliser ces paramètres afin d'analyser

le comportement de la flamme laminaire, lorsqu'elle se propage dans un mélange diphasique (brouillard).

III.4. Le rapport entre l'épaisseur de la flamme laminaire et le diamètre médian des gouttes

Nous avons établi ci-dessus que la présence de la flamme de prévaporisation nécessite un diamètre moyen des gouttes très petit par rapport à l'épaisseur de la flamme. Cependant la valeur critique du rapport entre le diamètre et l'épaisseur n'est pas établie. Car la vaporisation totale des gouttes avant l'arrivée de la zone de réaction dépend aussi d'autres facteurs, notamment le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage et la vitesse de propagation de la flamme.

Sur la figure V.17 nous avons reporté la valeur du rapport entre l'épaisseur de la flamme δ_L et le diamètre médian des gouttes d_{50} déterminé expérimentalement. Le rapport δ_L / d_{50} est représenté en fonction de la richesse totale du mélange, sous une pression initiale variant de 2 à 5 bars.

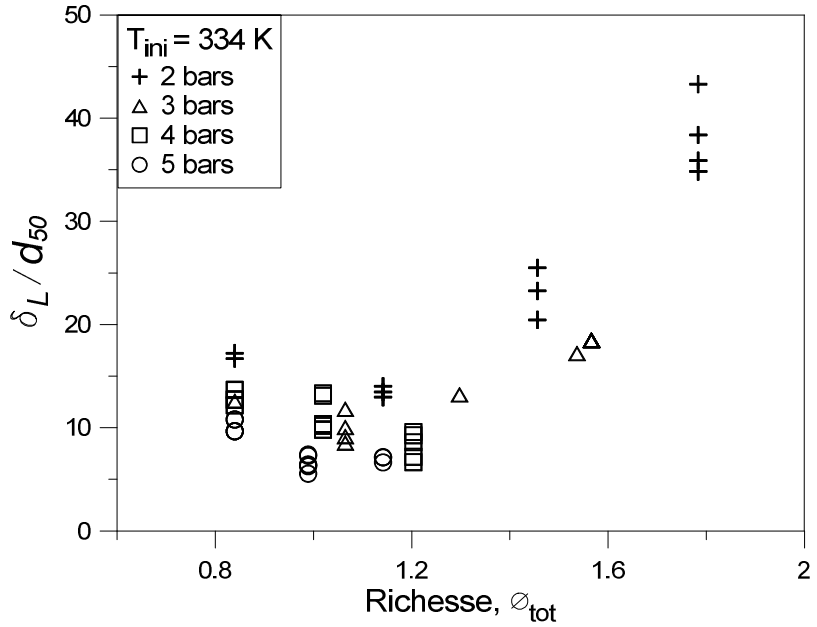


Figure V. 17: Le rapport entre l'épaisseur de la flamme laminaire et le diamètre médian des gouttes (δ_L / d_{50}), en fonction de ϕ et P

Une première analyse montre que l'épaisseur de la flamme est toujours supérieure au diamètre médian des gouttes. Un facteur de 5 à 30 est noté pour une richesse totale de 0.8 à 1.6.

La valeur maximale est observé dans le mélange riche (ϕ_{tot}=1.8), pour une pression initiale égale à 2 bars, où nous trouvons un facteur de 40 entre l'épaisseur de la flamme et le diamètre médian des gouttes, dû à une épaisseur plus grande sous ces conditions (0.5 mm).

En effet, il est indispensable que les gouttes soient assez petites par rapport à l'épaisseur de la flamme laminaire, pour que leur évaporation soit complète dans la zone de préchauffage. Néanmoins, cette condition n'est pas suffisante pour garantir ce phénomène. Nous avons donc besoin d'intégrer la vitesse de propagation de la flamme sphérique et le taux de vaporisation des gouttes dans cette analyse, afin de déterminer l'état de la vaporisation des gouttes.

III.5. Le rapport entre le temps de vaporisation des gouttes et le temps de passage de la flamme

Lorsque la flamme laminaire se propage à travers un brouillard de gouttes, la présence d'une flamme de prévaporisation nécessite que le temps de vaporisation des gouttes soit inférieur au temps nécessaire au passage de la flamme prémélangée autour de la goutte. Nous définissons le temps de vaporisation des gouttes par le rapport entre le diamètre moyen des gouttes au carré d_{50}^2 (mm²) et le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage K_{vap} (mm²/sec), déterminé préalablement. En ce qui concerne le temps de passage du front de flamme autour de la goutte, nous considérons le rapport entre le diamètre médian des gouttes d_{50} (mm) et la vitesse de flamme laminaire S_L (mm/sec). La figure V.18 présente les valeurs du rapport entre le temps de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage et le temps de passage de la flamme. Nous constatons que le temps nécessaire à la vaporisation est généralement supérieur au temps du passage de la flamme à travers la goutte. À l'exception des cas de la flamme qui se propage dans un mélange pauvre et à haute pression, où nous observons une valeur du rapport $(d^2_{50}/K_{vap}) / (d_{50}/S_L)$ proche de l'unité, ce qui signifie par conséquent, un temps de vaporisation égale au temps de passage du front de la flamme.

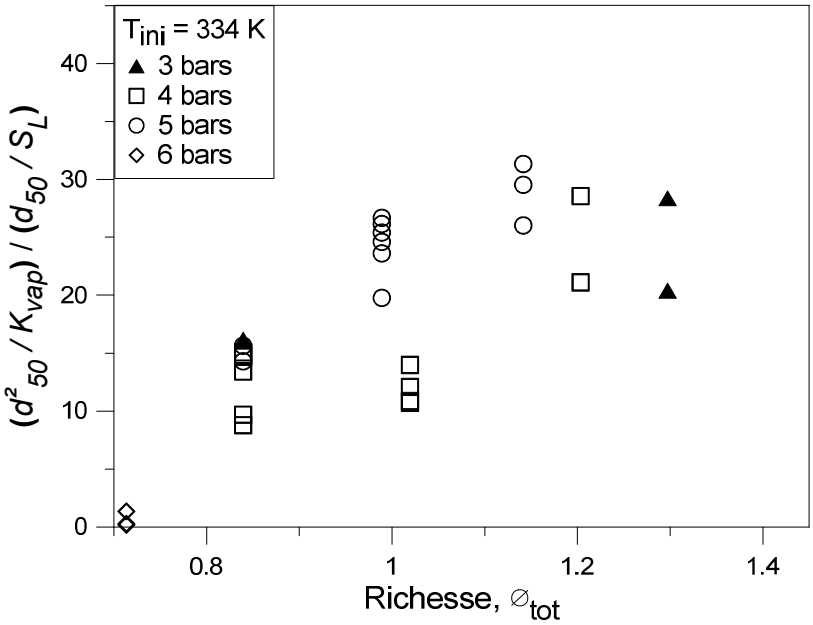


Figure V. 18: Le rapport entre le temps de vaporisation et le temps de passage de la flamme

Une analyse approfondie des points obtenus sur la figure V.18 montre que le facteur déterminant principal est le diamètre médian des gouttes d_{50}. En effet, nous avons établi dans le chapitre III que le diamètre médian des gouttes est proportionnel à la richesse totale du mélange (figure III.11). De ce fait, nous constatons que le rapport entre le temps de vaporisation des gouttes et le temps de passage de la flamme, a une valeur croissante avec la richesse totale du mélange, car il dépend du diamètre médian des gouttes.

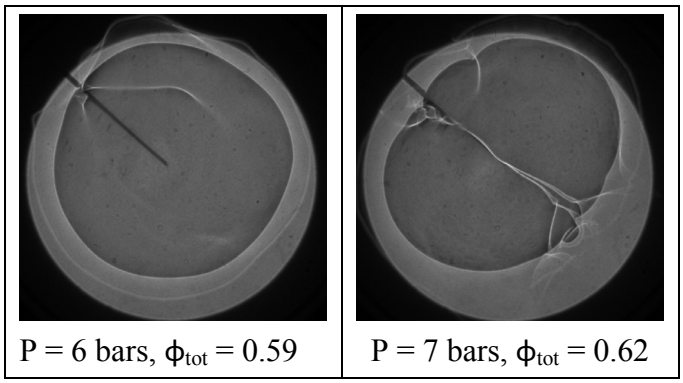


Figure V. 19 : La structure de la flamme diphasique de prévaporisation, dans un mélange pauvre et à haute pression initiale

La figure V.19 montre la structure de deux flammes de prévaporisation, observées lors de la propagation de la flamme diphasique dans un mélange pauvre (ϕ_{tot} = 0.59 et 0.62), sous

une pression initiale élevée (P = 6 et 7 bars, respectivement). Nous notons l'absence totale de l'instabilité cellulaire sur la structure de la flamme, due à la vaporisation complète des gouttes dans la zone de préchauffage de la flamme, avant l'arrivée de la zone de réaction. Nous y retrouvons un rapport entre le temps de vaporisation et le temps de passage de la flamme inférieur à l'unité.

Nous rappelons aussi que nous avons observé l'absence de la cellularité dans la zone de haute pression et faible richesse sur le diagramme (P - ϕ_{tot}). Cette absence de cellules est donc due à une vitesse de propagation suffisamment lente pour obtenir une vaporisation complète des gouttes. De la même manière, dans les mélanges diphasiques très riches ($\phi_{tot} > 2$) les cellules finissent par disparaitre dû à une vitesse de propagation extrêmement faible.

Par ailleurs, le diagramme de cellularité (Figure V.4) a montré que la largeur des cellules est proportionnelle à la richesse totale du mélange ϕ_{tot}. Nous pouvons relier ceci au rapport entre le temps de vaporisation des gouttes et le temps de passage du front de flamme. De plus, une richesse totale plus élevée génère un diamètre médian des gouttes plus élevé, qui à son tour produit un temps de vaporisation de gouttes plus élevée par rapport au temps de passage de la flamme. Ceci explique la relation entre l'intensité de l'instabilité cellulaire et le diamètre médian des gouttes. Ce qui révèle l'effet du diamètre moyen des gouttes sur la vitesse de propagation de la flamme. Un diamètre moyen plus élevé génère donc une cellularité plus large, c'est-à-dire une surface de réaction plus grande et par conséquent une vitesse de propagation plus élevée.

III.6. La formation de la structure cellulaire de la flamme laminaire diphasique

Nous pouvons alors conclure que la vaporisation incomplète des gouttes est le responsable principal de la structure cellulaire de la flamme diphasique. Une vaporisation complète des gouttes avant l'arrivée de la zone de réaction chimique, mène à une absence totale de cellularité. L'effet de la présence des gouttes sur la formation des cellules peut donc être expliqué par les trois points suivants :

1) Les gouttes non-vaporisées jouent le rôle d'un obstacle physique devant le front de la flamme laminaire. En effet, la présence des gouttes produit une perturbation « une instabilité hydrodynamique » proportionnelle à leur diamètre restant à l'issue de la vaporisation incomplète dans la zone de préchauffage.

2) Le mélange diphasique prémélangé est constitué de gouttes dispersées de manière considérée uniforme dans un mélange gazeux contenant l'oxydant, nécessaire à la réaction chimique. Lors de la vaporisation des gouttes, la vapeur réagit avec l'oxydant pour former une flamme de brouillard prémélangé. Le milieu étant hétérogène à l'échelle des gouttes, la présence de celles-ci affecte localement la richesse du mélange. La propagation et la structure des flammes de brouillards sont alors fortement affectées par la présence de ces hétérogénéités, produisant des variations de richesse plus ou moins localisées dans le brouillard ; en générant une instabilité sous forme cellulaire.
3) A l'issue de la vaporisation incomplète des gouttes dans la zone de préchauffage, la vaporisation continue derrière le front de flamme. Ceci est accompagné par un facteur d'expansion volumique de l'ordre de 400 à 600. Le changement de la masse volumique des gaz brûlés dû à la chaleur latente de vaporisation est négligeable par rapport au facteur d'expansion volumique de vaporisation. Ainsi, dans le cas des mélanges riches, où le diamètre des gouttes restant à l'issue de la vaporisation incomplète est maximal, la vaporisation des gouttes derrière le front de la flamme peut affecter sa structure et amplifier la cellularité diphasique générée.

Dans la suite de l'étude, nous allons analyser les différents régimes de cellularité observés, en traitant l'effet de la distribution spatiale des gouttes, leur concentration volumique et l'écartement inter-gouttes.

IV. Les différents régimes de combustion diphasique

Nous avons présenté dans le chapitre I les deux théories qui décrivent les différentes structures de la flamme diphasique prémélangée. La première théorie fut établie par Chiu et al [66, 67], se repose sur la notion de **combustion de groupes** de gouttes. La combustion de groupes correspond à un brouillard dense avec de fortes interactions entre les gouttes. La seconde théorie est basée sur la **théorie de la percolation**, permettant de connecter plusieurs régions appartenant à un même espace. Cette théorie, proposée par Kerstein et Law [68] et développée par la suite par Borghi [69, 70], est plus adaptée pour le cas d'un brouillard au repos, en se basant sur la valeur du paramètre $n^{1/3}r_F$, représentant le rapport de la distance moyenne entre deux gouttes dans le brouillard, et du rayon qu'aurait la flammelette autour de chaque goutte si celles-ci étaient suffisamment séparées.

IV.1. Le diagramme des régimes de combustion diphasique

Nous rappelons que selon la théorie de la percolation[69, 70], nous considérons trois catégories de brouillard selon la valeur du rapport $n^{1/3}r_F$ (Figure V.20).

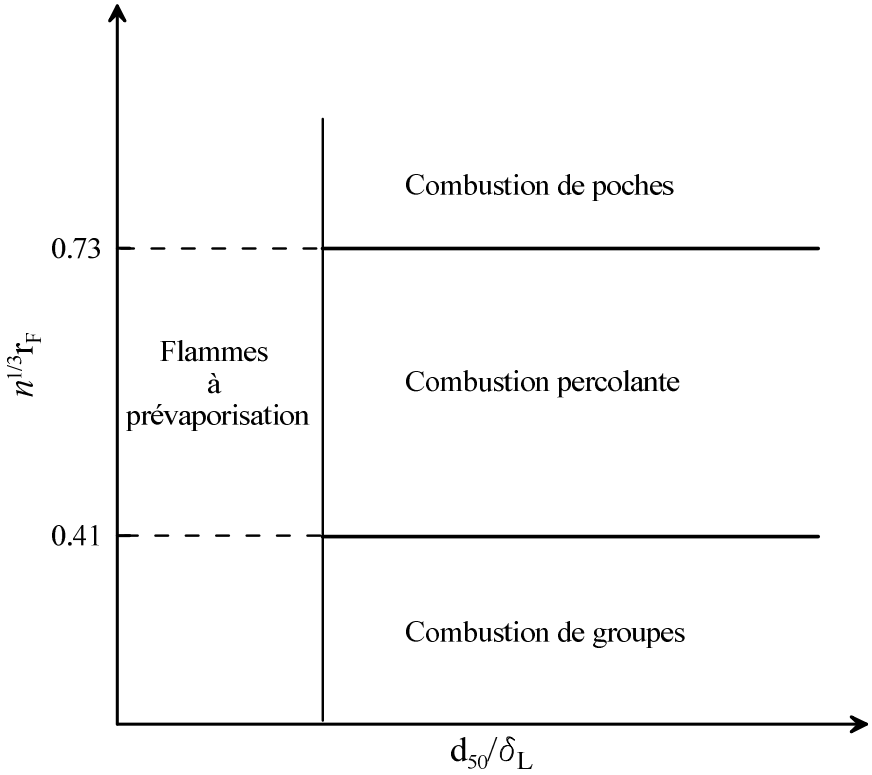


Figure V. 20 : Les différents régimes de combustion de brouillards (Borghi et Destriau[69])

Au cours de notre investigation, nous voulions évaluer la position de la flamme diphasique par rapport aux trois régimes de combustion diphasique mentionnés ci-dessus. En ce qui concerne le rayon r_F, nous avons choisi de considérer un rapport :

$$\frac{r_F}{r_g} = 10$$

Où :

r_F est le rayon qu'aurait une flammelette de diffusion autour d'une goutte brûlant individuellement.

r_g est le rayon moyen des gouttes. Nous avons considéré le rayon médian ($r_g = d_{50} / 2$).

En effet, le rapport r_F/r_g varie pendant qu'une goutte brûle individuellement. Parmi les travaux qui ont traité ce sujet, nous citons ceux d'Okajima et al. [101]. Ce dernier a démontré que le diamètre de la flamme ne diminue pas du tout comme le diamètre de la goutte, il

augmente même au début pendant l'établissement de la flamme autour de la goutte. Pour une goutte d'heptane par exemple, le rapport r_F/r_g varie de 7 à 17 pendant la combustion.

Etant donné que les gouttes dans notre cas, ne se vaporisent pas complètement pendant le passage du front de flamme, nous avons choisi une valeur de 10 pour le rapport r_F/r_g. De ce fait, nous pouvons maintenant constituer le diagramme de la théorie de la percolation ($n^{1/3}r_F$ – d_{50}/δ_L).

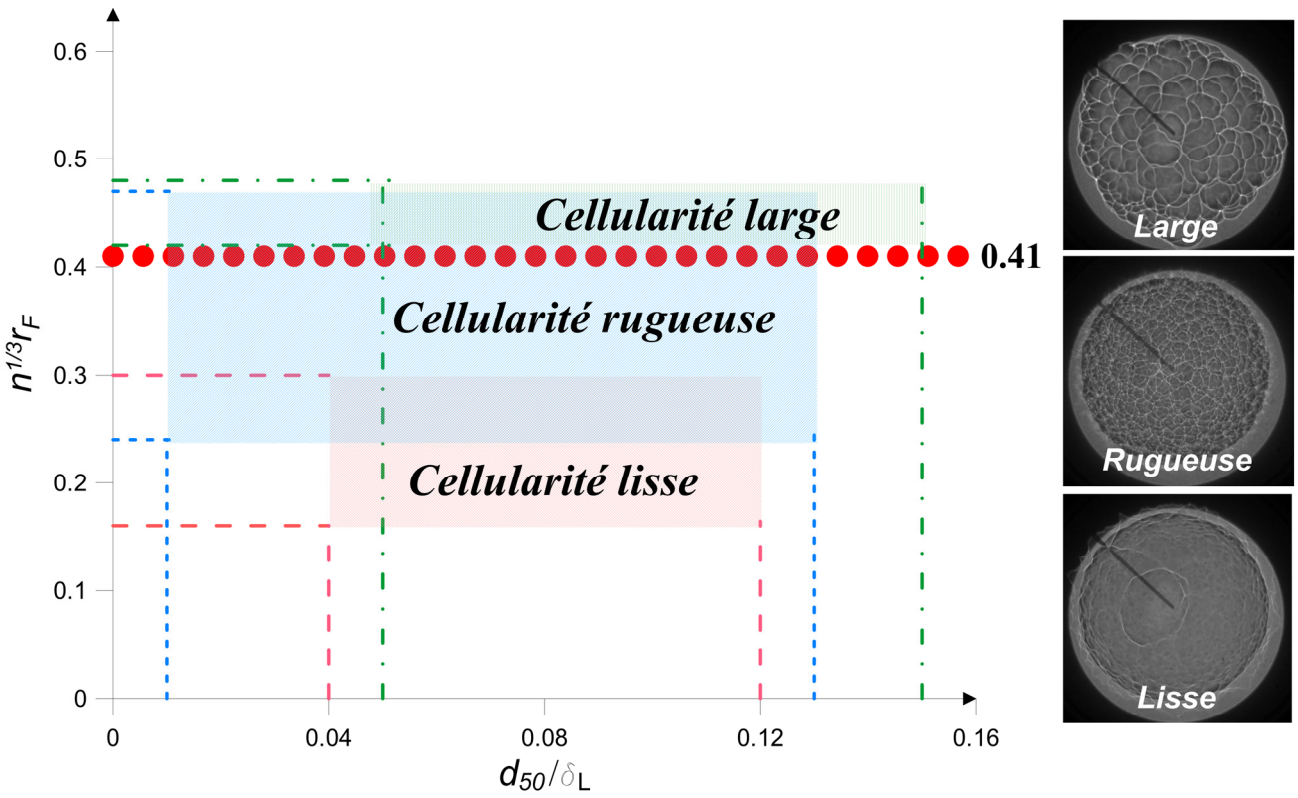


Figure V. 21: La cellularité observée expérimentalement sur la surface de la flamme diphasique

La figure V.21 illustre le diagramme de la percolation où nous avons classifié les régimes diphasiques observés au cours de notre étude.

Nous constatons dans un premier temps, que la valeur maximale du rapport entre le rayon de la flamme d'une seule goutte r_F et la distance séparant entre les gouttes $n^{-1/3}$ égale à « $n^{1/3}r_F = 0.5$ ». Par conséquent et selon la classification de Borghi, nous n'avons en aucun cas un brouillard de très forte densité de gouttes ($n^{1/3}r_F > 0.73$). D'autre part, la valeur minimale du rapport $n^{1/3}r_F$ est égale à 0.17, ceci signifie que nous sommes loin du cas où chaque goutte brûle avec une flamme individuelle.

Dans un deuxième temps, nous observons que l'intensité de l'instabilité cellulaire est liée au rapport $n^{1/3}r_F$. La cellularité lisse est observée pour un rapport « $0.17 < n^{1/3}r_F < 0.3$ », ensuite c'est la cellularité rugueuse qui s'installe pour une valeur « $0.23 < n^{1/3}r_F < 0.41$ ». Nous notons une zone transitoire entre la cellularité lisse et rugueuse. Enfin pour une valeur «$n^{1/3}r_F > 0.41$», c'est un mélange entre la cellularité rugueuse et la cellularité large qui est observé. A rappeler que selon Borghi, au-delà de $n^{1/3}r_F = 0.41$, nous passons de la combustion de groupes à la combustion percolante.

Le diagramme montre que le rapport entre le diamètre des gouttes et l'épaisseur de la flamme (d_{50} / δ_L) a son importance aussi. Nous pouvons noter que dans la zone de la combustion percolante ($n^{1/3}r_F > 0.41$), la cellularité passe du régime rugueux au régime large quand la valeur du rapport d_{50} / δ_L est supérieure à 0.13.

Afin de mieux comprendre l'effet du rapport $n^{1/3}r_F$ sur la structure de la flamme diphasique, nous allons évaluer l'effet de la richesse totale du mélange et la pression initiale sur sa valeur.

IV.2. Le rapport entre l'écartement des gouttes et le rayon d'une flammelette autour d'une seule goutte ($n^{1/3}r_F$)

Sur la figure V.22, A & B & C nous avons reporté le produit du rayon r_F et l'écartement moyen des gouttes $n^{-1/3}$, en fonction de la richesse totale du mélange, pour une pression initiale égale à 3, 4 et 5 bars. Nous trouvons les points mesurés aux trois niveaux de mesure de la chambre IHP.

Nous constatons que le passage entre le régime de la combustion de groupe (brouillard peu dense) au régime de la combustion percolante (brouillard dense), se fait autour d'une richesse totale ($\phi_{tot} \approx 1.6$) à 3 bars, et ($\phi_{tot} \approx 1.4$) à 4 bars. Ce passage entre les deux régimes représente le passage de la cellularité rugueuse à la cellularité large. En effet, nous avons relevé auparavant sur le diagramme de cellularité (P_{ini} - ϕ_{tot}), que la cellularité large se manifeste au-delà d'une richesse totale égale à 1.6.

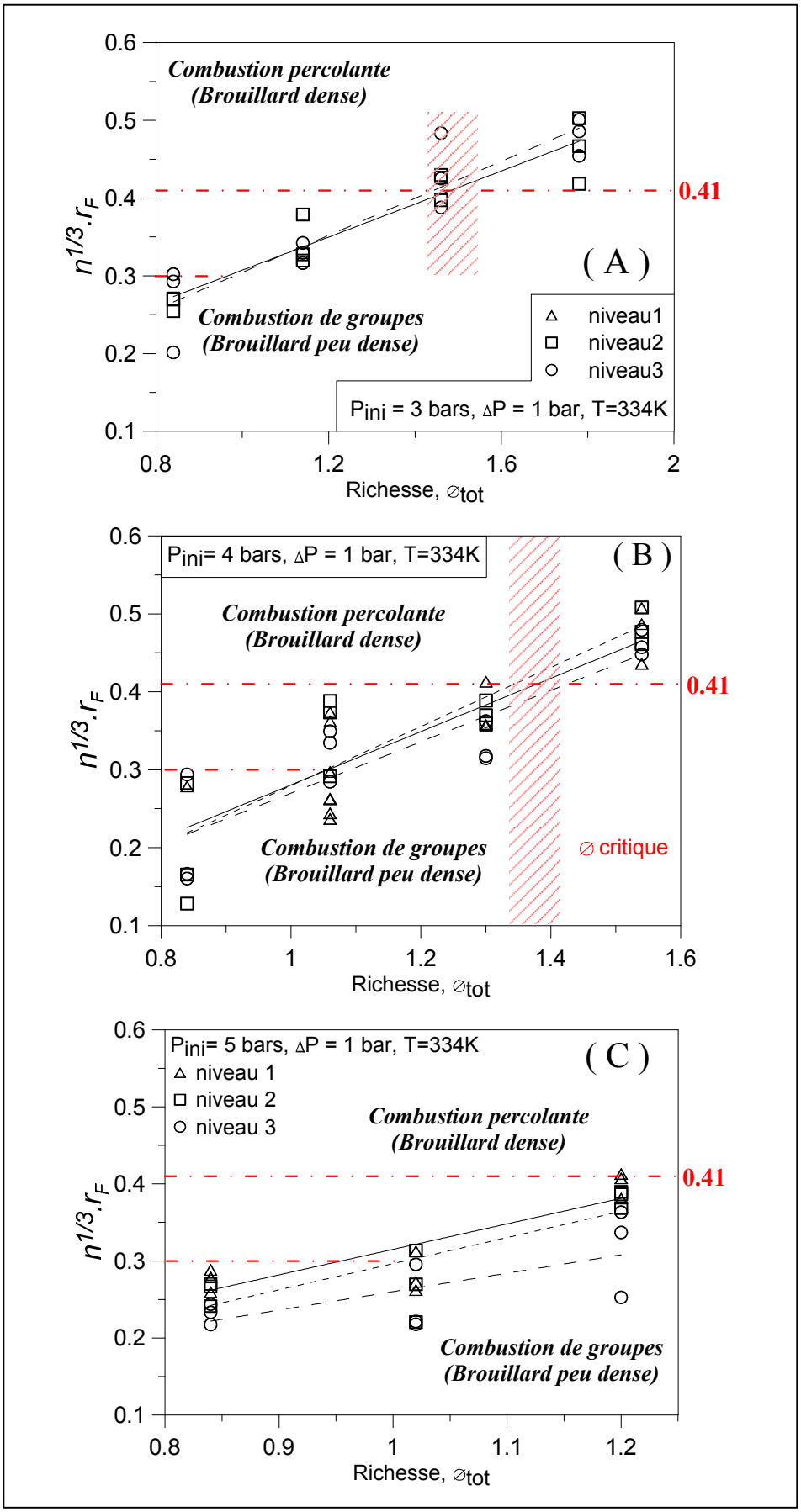


Figure V. 22: Evolution du paramètre ($n^{1/3}r_F$) en fonction de la richesse totale aux trois niveaux de l'IHP

Nous pouvons donc déduire qu'une relation existe entre la surface des cellules générées et le rapport entre le rayon de la flammelette d'une goutte singulière et l'écartement inter-gouttes.

D'un autre côté, si nous prenons les limites transitoires entre la cellularité lisse et la cellularité rugueuse ($n^{1/3}r_F \approx 0.3$), nous remarquons que ces limites correspondent à une richesse totale proche de la stœchiométrie.

La figure V.23 représente le rapport $n^{1/3}r_F$ en fonction de la pression initiale du mélange, dans un mélange pauvre ($\phi_{tot} = 0.84$). Les points de mesure montrent que la valeur du rapport entre le rayon r_F et l'écartement inter-gouttes n'est pas sensible à la pression initiale du mélange dans cette plage de richesse. Le brouillard est peu dense et la combustion de groupes est le régime dominant. Les observations expérimentales ont montré que la cellularité lisse est toujours constatée sous ces conditions.

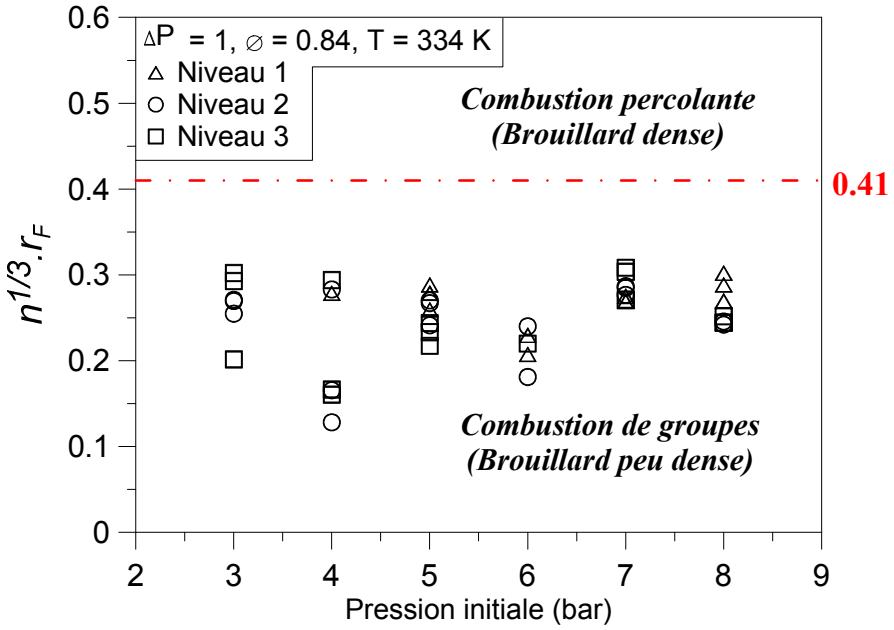


Figure V. 23: ($n^{1/3}r_F$) en fonction de la pression initiale aux trois niveaux de l'IHP

Nous pouvons ainsi interpréter les trois régimes de combustion diphasique de la manière suivante :

- Si nous considérons une flamme qui se propage dans un brouillard assez dense pour qu'à l'instant initial $n^{1/3}r_F > 0.41$, donc avec une richesse totale $\phi_{tot} > 1.6$, la vitesse de propagation de la flamme sera réduite sous ces conditions. Au début, la flamme commence à se propager dans des poches de gaz, puis elle passe au régime de combustion percolante, car le diamètre des gouttes diminuant, r_F fait de même. Enfin, les gouttes

commenceront à brûler sous forme de groupes, si l'on considère dans cette situation, il n'existe pas suffisamment de comburant pour brûler la totalité du combustible présent. Cette analyse décrit ce que nous appelons la « **cellularité large** ». Autrement dit, chaque cellule représente un groupe de goutte qui brûle, à côté d'un autre groupe (une autre cellule) et ainsi de suite. Mais ceci seulement si la vitesse de propagation est assez lente pour que les gouttes se vaporisent suffisamment avant l'arrivée de la zone de réaction. Si la vitesse de propagation est très lente ($\phi_{tot} > 2$), les gouttes finissent par disparaitre ainsi que la cellularité.

- Si nous considérons maintenant une flamme qui se propage dans un brouillard, avec une richesse totale $1 < \phi_{tot} < 1.6$, il s'avère que nous nous trouvons dans un mélange peu dense ($n^{1/3}r_F < 0.41$). La vitesse de propagation sous ces conditions n'est plus suffisamment lente pour que les gouttes se vaporisent comme dans le cas précédent et donc la combustion se terminera dans le régime de combustion percolante. Rappelons ici qu'à partir de 3 bars, ce sont les instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives qui s'ajoutent, comme nous l'avons observé auparavant. Cette configuration est associée à la « **cellularité rugueuse** ».
- Enfin, si nous considérons une flamme qui se propage dans un mélange pauvre ($\phi_{tot} < 1$). Nous avons dans ce cas un brouillard moins dense que dans les deux cas précédents, avec un diamètre moyen des gouttes plus petit. Dans cette configuration, la flamme se trouve dans le régime de combustion de groupes. La différence avec la première configuration, c'est que le rapport $n^{1/3}r_F$ est moins élevé. Dans cette situation, nous avons un rayon r_F plus petit, une densité de gouttes plus réduite et suffisamment de comburant pour brûler la totalité du combustible vaporisé. Ainsi, nous retrouvons une structuration atténuée, ce que nous appelons une « **cellularité lisse** ». Et si la vitesse de propagation de la flamme est suffisamment lente ($\phi_{tot} < 0.6$ & $P_{ini} > 6$ bars), les gouttes finissent par disparaître et la cellularité en conséquence.

Dans le cas où la vaporisation des gouttes n'est pas complète et le brouillard est riche en combustible, la combustion cessera en laissant des gouttes non entièrement vaporisées. Elles se vaporisent par la suite dans la zone des gaz brûlés. Par ailleurs, dans le cas d'un brouillard pauvre en combustible, les gouttes laissées derrière le front de la flamme, brûlent probablement, mais en dehors de la zone du front de flamme.

Remarquons enfin que la richesse totale du brouillard peut être indépendante du paramètre $n^{1/3}r_F$. En effet, même si $n^{1/3}r_F$ est élevé, lorsqu'il y a beaucoup de gouttes par unité de volume, le brouillard peut être pauvre en combustible si la masse volumique du gaz comburant est forte, lorsque la pression est assez élevée. Néanmoins, cette situation n'a pas été étudiée dans notre plage de mesures.

IV.3. Le rapport entre l'écartement et le rayon médian des gouttes

Une autre approche similaire a été utilisée par Imaoka et al. [22], afin de traiter le comportement de la flamme laminaire au sein d'un brouillard de gouttes. Cette approche consiste à calculer le rapport entre l'écartement moyen entre les gouttes et le rayon moyen des gouttes. Imaoka et al. ont numériquement démontré que ce rapport doit être suffisamment supérieur à 25 pour que les gouttes brûlent individuellement. Par exemple, avec quatre gouttes de décane dans un plan (2 × 2), il a trouvé que pour obtenir des flammes individuelles, ceci exigerait un espacement entre les gouttes de plus de 55 fois leur rayon moyen. Et avec neuf gouttes dans un plan (3 × 3), l'espacement nécessaire est supérieur à 125 fois le rayon moyen.

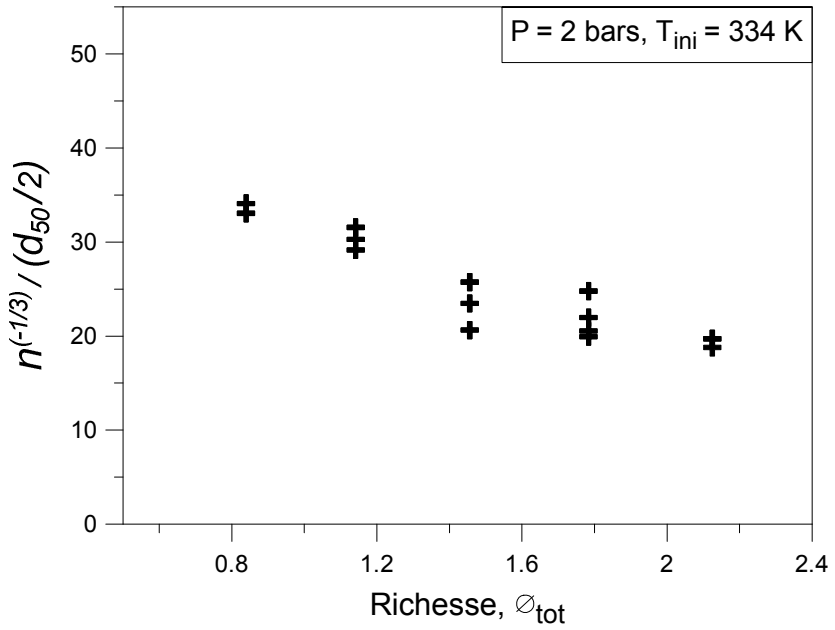


Figure V. 24 : Le rapport entre l'écartement et le rayon médian des gouttes

Sur la figure V.24 nous avons le rapport entre l'écartement inter-gouttes et le rayon médian de gouttes, en fonction de la richesse totale du mélange à 2 bars. Nous constatons que sa valeur décroit avec la richesse du mélange, due à la forte concentration des gouttes dans les mélanges les plus riches. Ceci démontre que nous avons plus de chance d'avoir une combustion individuelle des gouttes dans les mélanges pauvres que dans les riches.

Cependant, la valeur de $n^{-1/3}/ r_{50}$ est de l'ordre de 20 à 35. Ceci signifie que nous sommes, selon les critères de Sirignano, très loin d'avoir des gouttes brûlant individuellement dans cette configuration.

V. Le nombre et la taille de cellules

Le nombre et la taille des cellules générées dans un mélange diphasique ne dépendent pas seulement du nombre et de la taille des gouttes. Les instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives s'ajoutent pour multiplier le nombre des cellules et réduire leur taille. De plus d'autre facteurs s'ajoutent, telles que la vitesse de propagation de la flamme (la richesse du mélange) et l'épaisseur thermique de flamme (la pression initiale), ce qui fait que nous pouvons avoir des nombres et des tailles de cellules différents, pour le même nombre et taille initiales des gouttes.

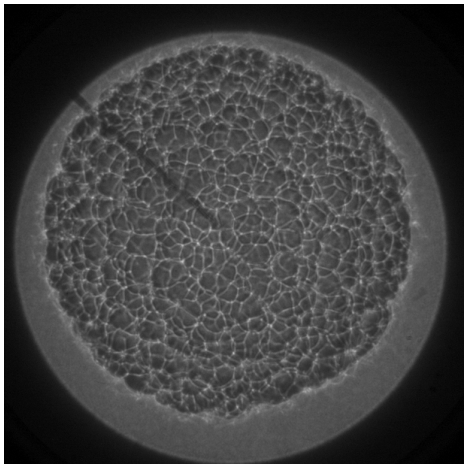
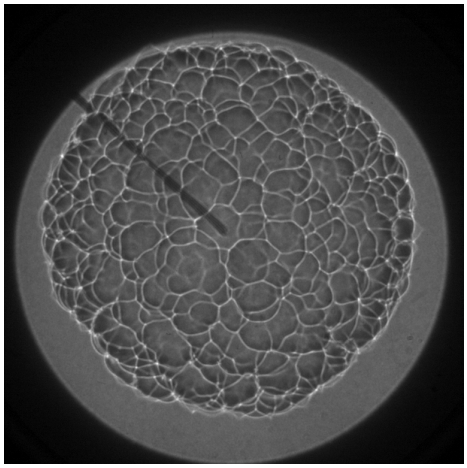
Cellularité rugueuse	***Cellularité large***
P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.54	*P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.78*
	
d_{50} = 17 μm, n = 77^{E+9} gouttes/m^3	d_{50} = 17 μm, n = 78^{E+9} gouttes/m^3

Figure V.25: La structure cellulaire diphasique à 2 et 3 bars

Sur la figure V.25 nous présentons la structure cellulaire des deux flammes diphasiques. La première, présentant la cellularité rugueuse, se propage dans un mélange riche et sous une pression initiale égale à 3 bars. Sous ces conditions, nous observons une instabilité hydrodynamique et thermodiffusive dans le cas gazeux équivalent (Annexes 4 – paragraphe II). Tandis que la deuxième flamme, présentant la cellularité large, se propage dans un mélange riche, mais sous une pression initiale égale à 2 bars, où la flamme dans le cas gazeux équivalent est relativement stable. Le nombre et le diamètre médian des gouttes sont quasiment identiques dans les deux configurations.

Nous trouvons dans les annexes 6 l'évolution temporelle de la structure des deux flammes. La distance de propagation radiale est d'environ 21 mm, pour un grandissement optique égal à 0.065 [mm/pix]. Nous pouvons également trouver la structure des flammes gazeuses équivalentes dans les annexes 1.

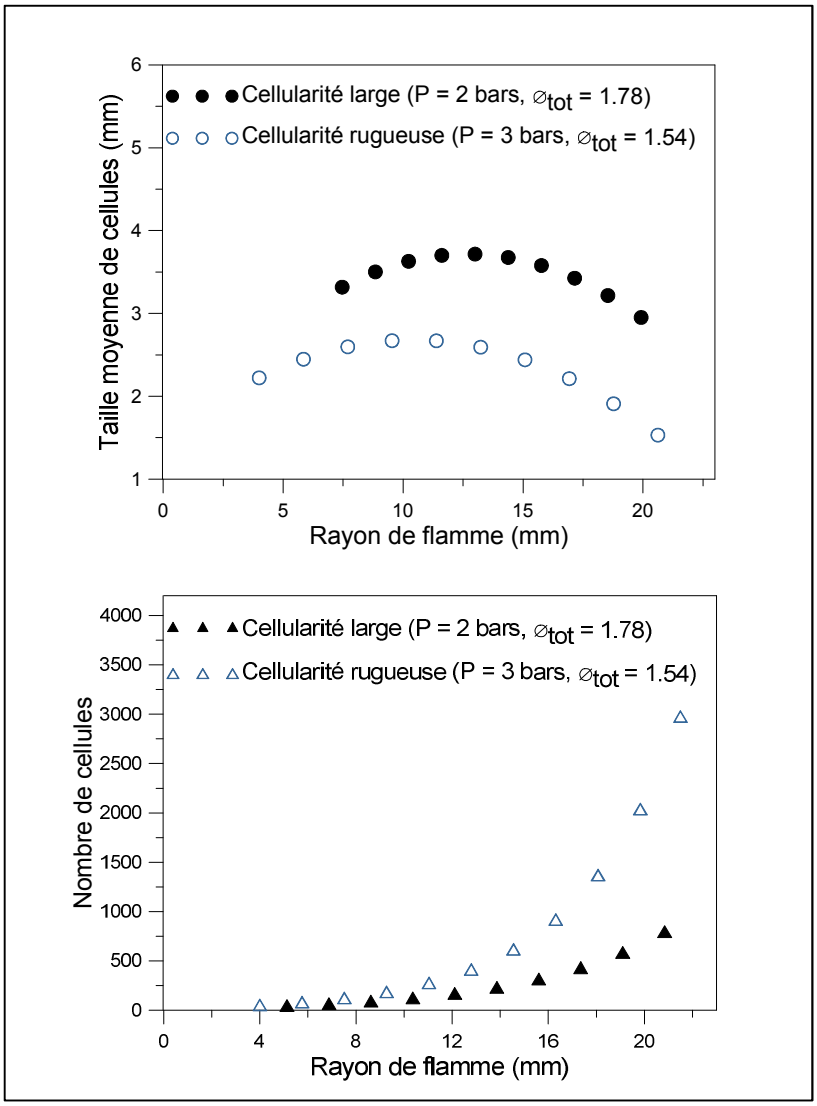


Figure V.26: La taille et le nombre de cellules en fonction du rayon de flamme

La figure V.26 montre l'évolution du nombre et de la taille de cellules en fonction du rayon de flamme. Les tailles de cellules ont été déterminées à partir de l'analyse des images et représentent le diamètre moyen des cellules, en leur attribuant une forme circulaire. Le traitement a été limité à un quart de la surface projetée de la flamme. Une correction a été apportée pour corriger les effets de distorsion induits par l'aspect tridimensionnel et sphérique de la flamme.

Les courbes montrent que la taille moyenne des cellules augmente au début de la propagation, jusqu'à un rayon donné à partir duquel la taille des cellules décroit avec la

propagation radiale de la flamme. Une comparaison entre les deux cas, montre que la taille des cellules est plus petite dans le cas de la cellularité rugueuse (3 bars), et leur formation commence plus tôt pour un rayon de flamme plus petit.

Quant au nombre de cellules, il s'accroît pendant la propagation de la flamme d'une manière plus significative dans le cas rugueux (3 bars), où la multiplication du nombre de cellules s'accentue à partir d'un rayon de flamme R_f = 10 mm. Nous pensons que ce rayon correspond au moment de l'apparition des effets hydrodynamiques et thermodiffusifs, qui sont également présents dans le cas de la flamme gazeuse équivalente.

Une comparaison entre le nombre de cellules à la fin de la période observée de la propagation radiale de la flamme, montre une valeur de l'ordre de 3000 cellules pour la flamme rugueuse, et de 800 cellules dans le cas de la cellularité large.

Cette analyse montre l'influence de l'instabilité due aux effets hydrodynamiques et thermodiffusives sur la structure cellulaire de la flamme diphasique, où elle favorise la formation des cellules plus petites et plus nombreuse.

Si nous considérons que la surface de chaque cellule est égale à [$\frac{1}{3}\times$ la surface de la sphère constituée de la cellule], les estimations montrent que la surface totale de la flamme cellulaire augmentera d'un facteur de 1.3 à 1.4 par rapport à la surface de la flamme stable (sans cellularité), pour le même rayon de flamme. Cette augmentation de surface de flamme, représentant la zone de réaction chimique, est associée à une augmentation de sa vitesse de propagation.

VI. Conclusion

Dans le présent chapitre nous avons caractérisé le comportement de la flamme laminaire dans un mélange diphasique, en identifiant la formation des cellules et les différentes structures cellulaires observées. Les démarches effectuées et les résultats obtenus peuvent être résumés dans les points suivants :

1- Un diagramme de cellularité (P - ϕ_{tot}) a été établi dans le cas de la flamme diphasique. De même, nous avons établi un diagramme de stabilité pour la flamme dans un mélange gazeux. L'effet amplificateur de la richesse du mélange et la pression initiale a été mis en évidence.
2- Nous avons identifié l'effet de la gravité sur le comportement de la flamme laminaire. Nous avons observé un phénomène de flottabilité dans le cas gazeux,

tandis que l'effet de la sédimentation des gouttes se manifestait dans le cas diphasique.

3- Nous avons déterminé des paramètres thermiques de la flamme, tels que la température adiabatique de la flamme T_{ad}, l'épaisseur de flamme δ_L et le taux de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage K_{vap}.

4- Nous avons déterminé le rapport entre l'épaisseur thermique de la flamme et le diamètre médian des gouttes. Ce rapport largement supérieur à l'unité, montre que le diamètre médian des gouttes est petit par rapport à l'épaisseur de la flamme. Ceci souscrit à la possibilité d'une vaporisation complète des gouttes dans la zone de préchauffage de la flamme.

5- Nous avons ensuite déterminé le rapport entre le temps de vaporisation des gouttes dans la zone de préchauffage et le temps de passage de flamme autour des gouttes. Ce rapport s'accroît avec la richesse totale du mélange et par conséquent avec le diamètre médian des gouttes. Nous en avons déduit que la vaporisation incomplète des gouttes est la principale responsable de la formation des cellules. Ainsi, la surface des cellules s'accroît avec le diamètre médian des gouttes.

6- Nous avons utilisé la théorie de la percolation afin de classifier les trois structures cellulaires observées, en identifiant l'importance du rapport $n^{1/3}r_F$ dans la formation de ces régimes de combustion diphasique.

7- La détermination du rapport entre l'écartement inter-goutte et le rayon médian des gouttes, a démontré que les gouttes ne brûlent pas individuellement dans nos plages de richesse et de pression initiale.

8- Enfin, nous avons réalisé une estimation du nombre et de la taille des cellules générées dans le cas de la flamme diphasique. Cette estimation nous permis d'évaluer l'influence des instabilités dues aux effets hydrodynamiques et thermodiffusifs sur la structure de la flamme diphasique.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Cette étude expérimentale de flammes diphasiques laminaire s'inscrit, d'une part, dans la continuité des études sur la vaporisation et la combustion de combustibles liquides menées à ICARE depuis plusieurs années. D'autre part, elle les étend à la vaporisation et la combustion de gouttes dans un brouillard. De plus, elle est la première étape au laboratoire dans l'étude de la combustion diphasique laminaire en microgravité.

Ce travail de recherche visait à améliorer la connaissance et la compréhension des phénomènes mis en jeu lors d'un processus de combustion laminaire en milieu diphasique. Notre ambition était en particulier de caractériser les effets de la présence des gouttes et l'augmentation de la pression sur la vitesse de propagation d'une flamme laminaire dans un mélange diphasique éthanol/air. Nous avons pour cela développé un dispositif expérimental original permettant de générer des flammes de brouillard. Ce dispositif permet de contrôler trois paramètres importants, qui déterminent le régime de combustion diphasique : la richesse globale du mélange (de 0.6 à 2), le diamètre moyen initial des gouttes (de 7 à 20 µm), ainsi que le degré de prévaporisation des gouttes. Les conditions initiales ont été variées pour la température de 303 à 363 K et pour la pression de 0.2 à 0.7 MPa.

L'étude bibliographique effectuée dans la partie introductive présente le large potentiel offert par la présence de la phase liquide dans le mélange combustible. Nous avons présenté les différentes études théoriques et expérimentales, traitant de l'effet de la présence des gouttes sur la vitesse et la structure de la flamme laminaire. Nous avons également mentionné les différentes instabilités cellulaires, qui peuvent avoir lieu dans le cas d'une flamme laminaire et diphasique.

La combustion diphasique faisant intervenir conjointement des phénomènes de formation de gouttes et de combustion, il nous est apparu indispensable d'étudier dans un premier temps ces différents phénomènes de façon isolée.

Pour mener à bien ce travail, deux diagnostics optiques ont donc été mis en place sur le dispositif expérimental pour acquérir les données nécessaires à la compréhension des phénomènes. Le premier concerne la caractérisation granulométrique du brouillard avant

l'inflammation, celle-ci a été obtenue grâce à l'utilisation d'un granulomètre à diffraction laser. Le second concerne la visualisation du front de flamme en temps réel, celle-ci a été obtenue à l'aide d'une caméra vidéo rapide et d'un système d'ombroscopie. Des adaptations ont été effectuées sur la chambre de combustion haute pression, afin d'élargir la plage des pressions initiales utilisées.

Des traitements informatiques ont également été réalisés pour obtenir les informations intéressantes à partir des images brutes. Les caractéristiques fondamentales des flammes laminaires ont été obtenues par modélisation, en utilisant le code PREMIX, et en faisant appel à des mécanismes de cinétique détaillés.

Le brouillard de gouttes est généré en utilisant la technique de condensation par expansion « Wilson's Cloud Chamber ». Les essais expérimentaux ont été principalement effectués en conditions de gravité réduite, dans le cadre des campagnes de vols paraboliques.

Nous avons donc analysé les caractéristiques des gouttes dans le brouillard avant de faire l'étude de la flamme diphasique. L'étude granulométrique a été effectuée en utilisant la théorie de Mie. Le diamètre médian des gouttes et le taux de vaporisation ont été ainsi obtenus expérimentalement. Nous avons aussi estimé le pourcentage d'éthanol condensé à partir de la quantité initiale injectée dans la chambre de combustion. Nous avons également pu analyser les distributions de taille des gouttes et leur évolution temporelle.

Il ressort de cette partie de l'étude que la quantité condensée de la vapeur d'éthanol et le diamètre médian des gouttes, dépendent directement de la différence de pression utilisée ΔP, pour la même richesse initiale du mélange. Le diamètre médian des gouttes se révèle proportionnel à la richesse totale du mélange diphasique.

Par conséquent, les analyses ont montré que des paramètres initiaux, tels que la température, la richesse globale du mélange réactif, la pression et le combustible liquide utilisé, ont un effet significatif sur la granulométrie du brouillard.

Concernant la partie dédiée à la combustion de l'étude, nous avons d'abord caractérisé la vitesse de propagation de la flamme sphérique laminaire dans un mélange diphasique, ensuite nous avons analysé l'effet de la phase liquide du combustible sur la structure de la flamme diphasique, et enfin nous avons identifié les instabilités dues aux effets hydrodynamiques et thermo diffusives sur la structure de la flamme laminaire.

Nous avons pu constater que la présence d'une phase liquide dans un mélange combustible prémélangée, ajoute de nouveaux phénomènes physiques en plus de la combustion. La présence des gouttes dans certaines configurations, modifie fortement la structure et les propriétés de la flamme. La vitesse de propagation d'une flamme diphasique peut, de ce fait, être supérieure ou inférieure, selon la configuration, à celle d'une flamme de prémélange gazeux. Les limites de flammabilité se trouvent également affectées par la présence des gouttes.

Nous avons essayé de décrire les interactions qui ont lieu entre la flamme et les gouttes du combustible liquide. Nous avons ensuite exposé quelques comportements de flammes diphasiques observées expérimentalement. Notre étude a démontré que la présence des gouttes génère une instabilité cellulaire qui augmente la surface de la réaction chimique de la flamme, en favorisant sa vitesse de propagation. Cette instabilité, dépendante du diamètre moyen des gouttes, est la principale responsable de l'augmentation de la vitesse de la flamme diphasique par rapport à la flamme gazeuse équivalente.

L'ensemble des résultats obtenus nous a permis de déterminer les taux de vaporisation moyens locaux des gouttes dans le brouillard pendant la propagation de la flamme, puis le régime de combustion dans lequel se trouve chaque flamme.

Les régimes de combustion diphasique ont été déterminés pour l'ensemble des flammes, en identifiant trois régimes principaux, selonla structure cellulaire observée (lisse, rugueuse et large). Le régime de prévaporisation a été observé pour les flammes se propageant dans les mélanges très pauvres ou très riches, à haute pression. C'est-à-dire quand les gouttes ont le temps de se vaporiser complètement avant de franchir le front de flamme.

Enfin, nous avons parallèlement mené une étude sur l'apparition de la cellularité, principalement due aux instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives. L'apparition de ces instabilités a été identifiée par un rayon de transition critique, et ensuite par la définition d'un nombre de Péclet critique, en utilisant l'épaisseur appropriée de la flamme laminaire. Les influences séparées et combinées de ces instabilités, qui conduisent ensemble à la formation de la structure cellulaire, ont été caractérisées en utilisant le facteur d'expansion, le nombre de Lewis et le nombre de Markstein. Les démarches de cette analyse sont présentées dans l'annexe 1.

Les résultats accumulés dans ce mémoire constituent ainsi une base de données importante pour valider ou bâtir des modèles de combustion diphasique, aussi bien en mélange non réactif (création des gouttes et vaporisation) qu'en mélange réactif (combustion

diphasique), notamment en ce qui concerne la prédiction des effets de la variation des paramètres que nous avons étudiés.

Les perspectives de ce travail sont multiples :

- Dans l'optique de pouvoir discriminer les effets des gouttes sur la vitesse de propagation de la flamme laminaire, il pourrait être judicieux de générer un brouillard inerte vis-à-vis de la combustion (gouttes ou particules solides, etc.). Ceci permettra de distinguer les effets physiques des effets chimiques.
- Il serait intéressant de coupler cette étude expérimentale à une modélisation numérique détaillée et représentative de nos conditions expérimentales, afin d'aider à la compréhension fine des phénomènes rencontrés.
- La mesure simultanée de la granulométrie et des vitesses de propagation, serait une réelle amélioration de l'expérience. L'implantation d'un diagnostic basé sur la tomographie laser est en cours de développement au sein de l'équipe et permettra d'atteindre cet objectif.
- Des mesures d'émissions polluantes pourraient être envisagées afin de quantifier l'impact de la nature diphasique du mélange sur ces émissions.

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, dans le but d'améliorer les processus de combustion et de diminuer les émissions polluantes.

Annexes

Annexe 1

LES INSTABILITES HYDRODYNAMIQUES ET THERMODIFFUSIVES DE LA FLAMME LAMINAIRE

En l'absence de forces extérieures, les flammes laminaires prémélangées sont soumises à deux modes d'instabilité cellulaire : hydrodynamiques et thermodiffusives [90, 102]. L'instabilité hydrodynamique est principalement due aux petites perturbations rencontrées lors de la propagation de la flamme. Dans ce cas, une des principales sources de perturbations du front de la flamme est la variation brutale de la masse volumique entre les gaz frais ρ_u et les gaz brûlés ρ_b. Lors de la traversée du front de flamme, la vitesse normale du gaz augmente d'un facteur ρ_b/ρ_u appelé « le facteur d'expansion thermique σ», à cause du fort gradient de température. Tandis que l'instabilité thermodiffusive a pour origine la différence entre la diffusion thermique D_{th} et la diffusion de masse (moléculaire) D_m dans le milieu. La diffusion de masse a tendance à enrichir le mélange localement, alors que la diffusion thermique réchauffe le mélange localement. Le rapport de ces deux quantités est représenté par le nombre de Lewis ($L_e = \frac{D_{th}}{D_m}$). Un déséquilibre entre les flux de masse et de chaleur amène le front de flamme à trouver une nouvelle situation d'équilibre. Les plissements sont essentiellement générés quand la valeur du nombre de Lewis est inférieure à l'unité. Selon les conditions, ces phénomènes peuvent accentuer ou réduire la perturbation initiale et amener dans certains cas à une structure cellulaire de la flamme sphérique se propageant dans un milieu gazeux.

Lors de la propagation de la flamme sphérique, l'apparition des instabilités cellulaires est fortement influencée par la nature et l'intensité de l'étirement aérodynamique globale de la flamme. L'instabilité cellulaire est souvent supprimée au début de la propagation de la flamme, dû à l'étirement important associé au petit rayon de la flamme. Cependant, comme la

flamme se dilate et que l'intensité de l'étirement est réduite pendant la propagation (Figure VI.1), nous atteignons un moment où le développement des cellules ne peut plus être supprimé, et par conséquent les cellules apparaîtront presque instantanément sur la surface entière de la flamme. Cet état dépend évidemment des influences combinées des instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives [93, 103, 104].

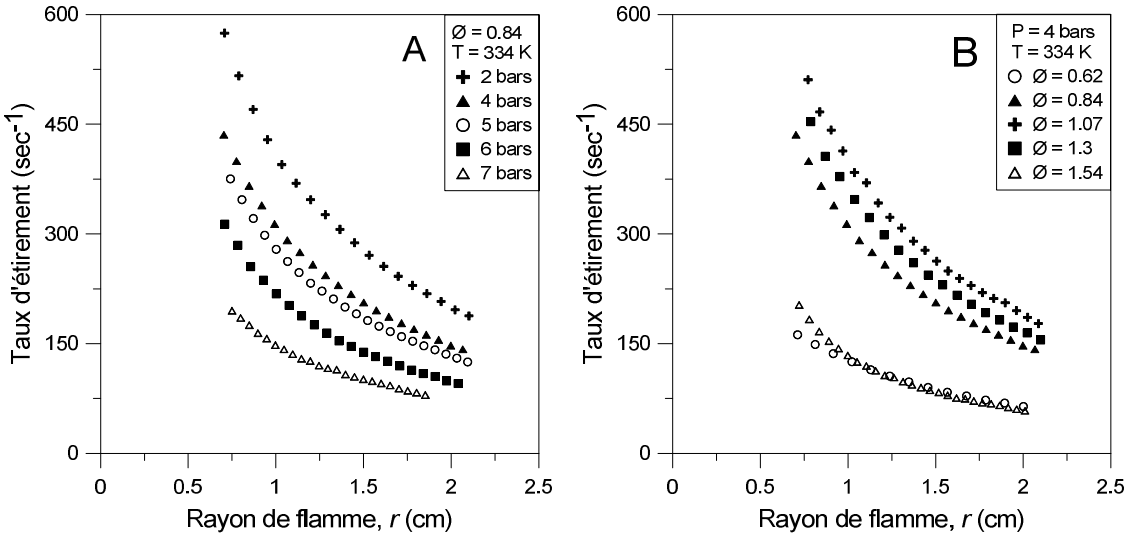


Figure VI. 1 : Le taux d'étirement en fonction du rayon de la flamme sphérique dans un mélange gazeux air-éthanol

I. Le rayon critique de l'instabilité cellulaire

Bechtold et Matalon[105] et Addabbo Bechtold et Matalon [106] ont analysé la transition vers la cellularité durant l'expansion des flammes sphériques, et ils ont présenté une expression explicite de l'état de transition. Cette expression est représentée par un nombre de Péclet critique $Pe_{cr,}$ qui est le rapport entre le rayon de la flamme lors de la transition R_c et l'épaisseur de la flamme laminaire δ_L. Bradley et Harper [103] ont ensuite déterminé l'état de transition expérimentalement, et ont trouvé un résultat cohérent avec les prédictions théoriques. Kwon et al. [93] ont également effectué des expériences limitées et obtenu modérément un bon accord avec la théorie.

Nous avons ainsi utilisé ce nombre de Péclet critique, afin d'identifier les caractéristiques de transition de la flamme vers l'état cellulaire. Ceci a été effectué dans un premier temps, en déterminant expérimentalement les rayons critiques de transition pour différentes conditions initiales de pression et de richesse globale. Dans un deuxième temps, nous avons examiné le nombre de Péclet critique correspondant en utilisant l'épaisseur de flamme laminaire appropriée.

Dans le cadre de son analyse théorique, Bechtold et al. [105] ont défini R_c comme le rayon auquel la fissure initiale se produit sur le front de la flamme. Dans notre investigation expérimentale, nous avons défini ce rayon lorsque les cellules apparaissent soudainement et uniformément sur la surface entière de la flamme. Cette dernière définition du rayon critique était également utilisée par Jomaas et al. [104].

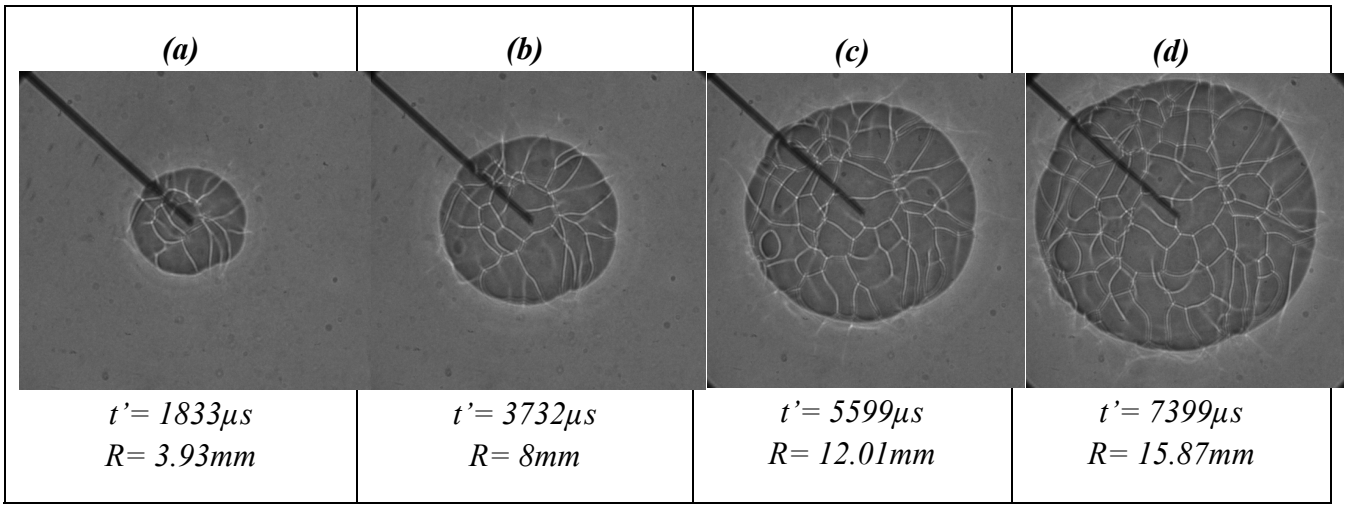


Figure VI. 2: L'évolution de la cellularité de la flamme dans un mélange gazeux

P_{ini} = 5 bars, ϕ = 1.39

Les séquences d'images de la flamme ont été utilisées pour déterminer expérimentalement la formation des cellules et le rayon critique de la flamme R_c, à partir duquel les cellules commencent à se développer. A titre d'exemple, la figure VI.2 montre une séquence d'images pour une flamme instable se propageant dans un mélange gazeux, dans ce cas l'image (b) serait utilisée pour définir le rayon critique de l'apparition des cellules. Plus précisément, on voit que les cellules ne sont pas visibles sur le front de la flamme dans l'image (a), alors que l'ensemble de la flamme est recouvert de cellules dans l'image (d). Définissant le rayon de la flamme dans l'image (b) comme un rayon critique, puisque la flamme dans l'image (a) n'a pas de cellules, et l'image (c) montre clairement la présence des cellules.

La représentation en quatre images est un peu réductrice et la détermination du rayon critique se fait plus facilement grâce au suivi temporel des images et la comparaison des fissures nouvellement créées comparativement à celles existantes initialement au moment de l'inflammation.

Nous pouvons noter que des grandes fissures apparaissent sur l'image (a), avant le début de la cellularité uniforme. Ces fissures à grande échelle peuvent être attribuées à l'instabilité intrinsèque, mais elles sont probablement déclenchées par l'événement d'allumage qui produit des perturbations initiales de grande amplitude. Ainsi, ces structures sont le résultat d'une

instabilité hydrodynamique non linéaire et sont donc sensibles à l'amplitude de la perturbation initiale. Le passage ultérieur de la surface de la flamme à une surface cellulaire, nous semble être l'instant le plus approprié pour définir l'apparition de l'instabilité cellulaire.

Lors de la conduite de nos expériences, nous avons essayé d'éliminer la plupart des bruits de fond. Cependant, les bruits dus à l'allumage ne peuvent pas être complètement éliminés, malgré la modification de l'énergie d'allumage et le changement de taille et de types d'électrodes. Les instabilités dues à l'allumage peuvent affecter la valeur du rayon critique observée. Toutefois, la régularité et la reproductibilité de nos résultats expérimentaux, et leur comparaison cohérente avec des résultats obtenus dans la littérature [104], nous permettent de minimiser l'effet de ces phénomènes et de valider les valeurs obtenues.

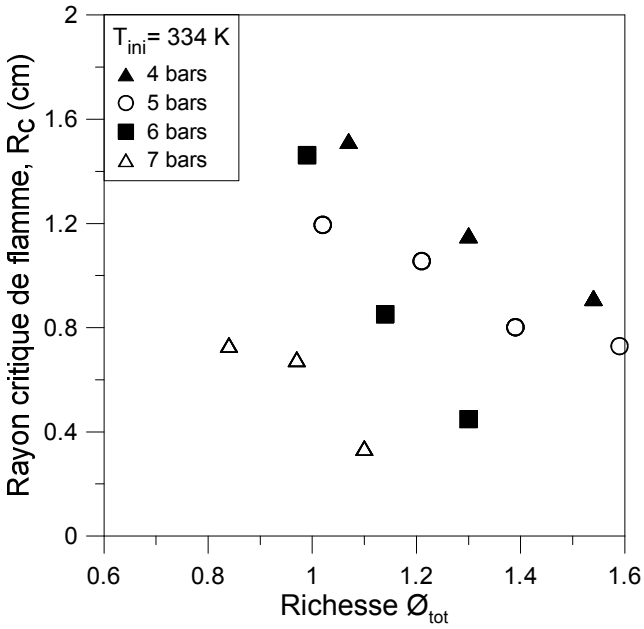


Figure VI. 3: Le rayon critique de la flamme en fonction de la richesse totale et la pression initiale du mélange

Nous trouvons sur la figure VI.3 le rayon critique de transition vers la structure cellulaire R_c, pour une flamme sphérique propageant dans un mélange gazeux. Toutes les expériences ont été réalisées à une température initiale de mélange 334 K et la pression varie généralement entre 4 et 7 bars. Nous constatons que les instabilités cellulaires se manifestent plus rapidement pour les pressions les plus élevées. Ceci est probablement dû à une épaisseur de flamme plus mince sous les hautes pressions, par rapport aux pressions inférieures (Figure V.16).

II. Le nombre de Péclet critique (Pe_{cr})

L'épaisseur de la flamme laminaire δ_L est la longueur caractéristique qui est utilisée pour normaliser le rayon critique de transition, afin d'obtenir Pe_{cr} correspondant à l'apparition de l'instabilité cellulaire. Nous avons considéré la définition de Spalding utilisée dans le chapitre précédent, basée sur le profil de température de la flamme [39, 100] :

$$\delta_L = \frac{T_b - T_u}{(dT/dx)_{max}}$$

En effet, le paramètre δ_L est aussi important que S_L lors de la caractérisation d'une flamme laminaire. Etant donné que la propagation de la flamme est contrôlée par les deux procédés de diffusion et de réaction. La présentation de ces deux derniers, qu'ils soient de la diffusivité et de la réactivité de la flamme, se fait par l'utilisation de S_L et δ_L respectivement. En tant que tel, δ_L doit être déterminée indépendamment de S_L. Une raison supplémentaire qui encourage l'utilisation de la définition de Spalding pour déterminer l'épaisseur de la flamme.

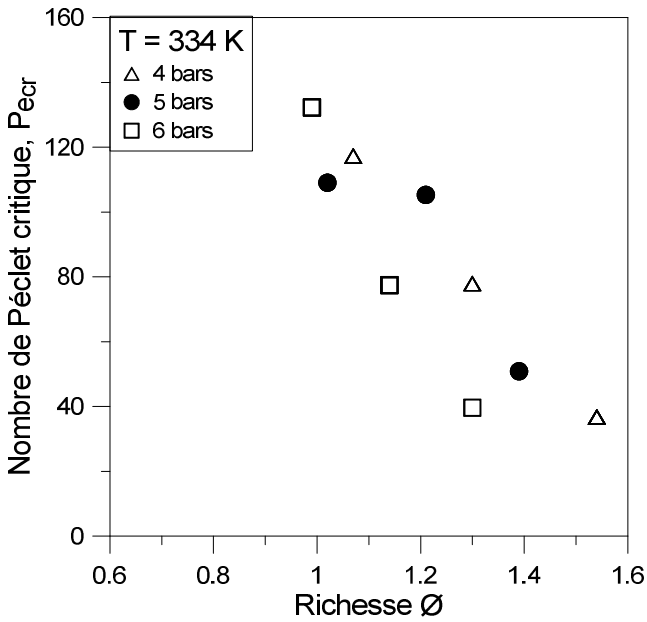


Figure VI. 4: Le nombre de Péclet critique d'instabilité dans un mélange gazeux

Pour explorer davantage le comportement du nombre de Péclet critique ($Pe_{cr} = R_c / \delta_L$), des expériences ont été réalisées dans un mélange gazeux, en faisant varier systématiquement l'épaisseur de la flamme et donc l'aptitude de la flamme à être déstabilisée. Ces expériences comprennent des essais sous des pressions de 4 à 7 bars, en reconnaissant que l'épaisseur de la flamme est une fonction sensible à la pression (Figure V.16), alors que le nombre de Lewis L_e (Figure VI.8) et le taux d'expansion σ (Figure VI.5) ne le sont pas. En tant que tel, l'épaisseur

de flamme est le seul paramètre sensible qui change de manière significative entre deux pressions différentes. Cette influence était constatée à travers le comportement du rayon critique (Figure VI.3).

La valeur critique du nombre de Péclet peut être évaluée à partir de la figure VI.4, qui montre sa variation en fonction de la richesse du mélange. Pe_{cr} montre une tendance modérément linéaire décroissante avec l'augmentation de la richesse du mélange de 1 à 1.6.

L'analyse de stabilité linéaire de Bechtold et Matalon [105], avec les corrections de Bradley et Harper [103], et d'autres corrections de Bradley [107], donnent l'expression théorique suivante du nombre de Péclet critique de la transition vers la cellularité, en présence des instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives :

$$P_{e_{cr}} = \frac{R_c}{\delta_L} = P_{e1}(\sigma) + Z_e(L_e - 1)P_{e2}(\sigma)$$

Où L_e est le nombre de Lewis et $Z_e = E_a(T_{ad} - T_u)/(RT_{ad}^2)$ est le nombre de Zeldovich, avec E_a l'énergie globale d'activation.

Le premier terme du nombre de Péclet $P_{e1}(\sigma)$ représente les limites hydrodynamiques entre les régimes stables et instables de la flamme, tandis que le second terme décrit l'influence supplémentaire due à l'instabilité thermodiffusive. Il est à noter que $M_a = Z_e\ (Le - 1)$, où M_a est le nombre de Markstein.

Le nombre de Péclet critique ($P_{e_{cr}} = \frac{R_c}{\delta_L}$), déterminé expérimentalement ci-dessus (Figure VI.4), dépend donc du facteur d'expansion σ concernant l'instabilité purement hydrodynamique et du paramètre additionnel M_a concernant l'instabilité thermodiffusive. Ainsi, l'évaluation quantitative de la limite de transition et de la tendance décroissante du nombre de Péclet critique en fonction de la richesse (Figure VI.4), exigerait la connaissance des deux facteurs σ et M_a ; passant par L_e, E_a et Z_e.

III. Le facteur d'expansion σ

Pour les systèmes de combustion pratiques, σ est généralement un petit nombre, indiquant la forte exothermicité associée. Il représente le rapport entre la masse volumique des gaz brulés ρ_b et la masse volumique des gaz frais ρ_u :

$$\sigma = \frac{\rho_b}{\rho_u}$$

Où :

ρ_u est calculé en utilisant l'équation des gaz parfaits : $\rho_u = P_{ini}/(r_u.T_{ini})$

Avec r_u la constante spécifique des gaz parfaits du mélange frais, calculée en tenant en compte les fractions molaires de l'éthanol, de l'azote et de l'oxygène dans le mélange.
ρ_b est déterminée avec le code EQUIL du package CHEMKIN.

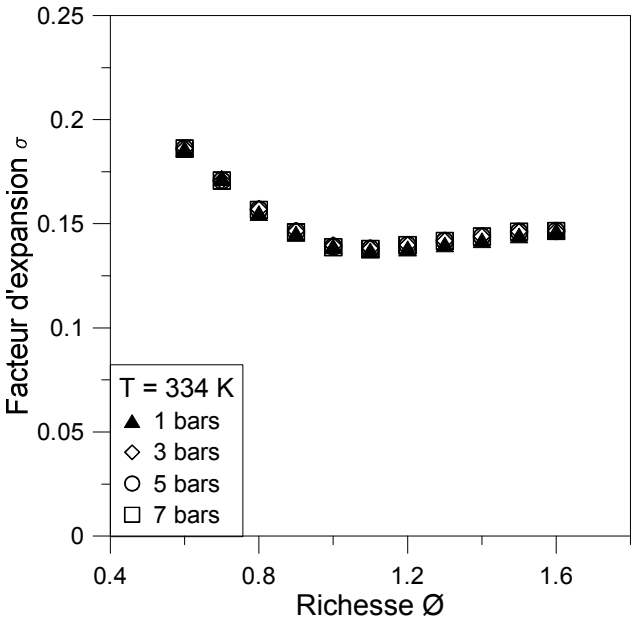


Figure VI. 5: Le facteur d'expansion (σ) en fonction de la richesse totale et de la pression initiale dans un mélange gazeux

La figure VI.5 présente les valeurs calculées du facteur d'expansion pour la flamme laminaire dans un mélange gazeux air-éthanol. Sous une pression initiale variant de 1 à 7 bars. Nous constatons que dans la gamme de richesse étendue de $0,6 < \phi < 1,6$, σ varie entre 0,125 et 0,2. Nous remarquons que la pression initiale du mélange n'a pas d'influence significative sur la valeur du facteur d'expansion.

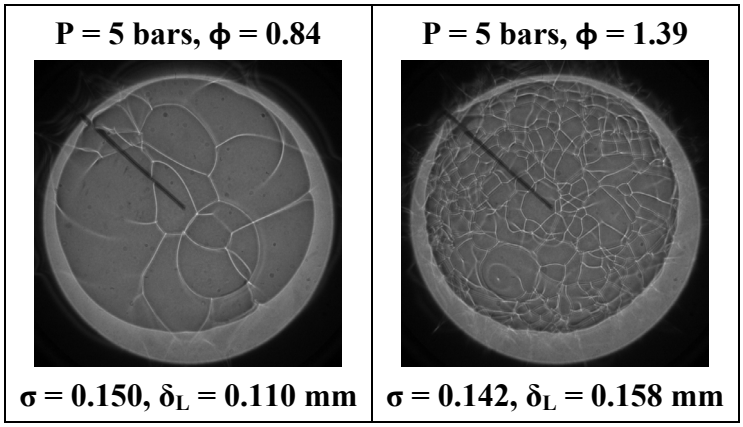


Figure VI. 6: Images de deux flammes dans un mélange gazeux air-éthanol pauvre et riche

La figure VI.6 présente deux flammes laminaires propageant dans un mélange gazeux air-éthanol, sous la même pression initiale de mélange de 5 bars. La première flamme se propage dans un mélange pauvre, dont la richesse ϕ = 0.84, tandis que la deuxième se propage dans un mélange riche ϕ = 1.39. Les images montrent une instabilité cellulaire sur la surface de la flamme riche, alors que la surface de la flamme pauvre est plus stable et ne contient que quelques fissures.

Malgré que l'instabilité cellulaire des flammes laminaires soit attribuée aux effets hydrodynamiques dans les mélanges riches et dans cette plage de pression initiale [108], il est évident que les effets thermiques par diffusion imposent un effet déstabilisant supplémentaire. Cette possibilité est confirmée en comparant les deux flammes d'éthanol, pauvre et riche, sur la figure VI.6. Les deux flammes ont environ le même facteur d'expansion σ et la flamme riche est plus épaisse et donc moins sensible à l'instabilité hydrodynamique. Ainsi, la présence de la cellularité sur la flamme la plus riche doit être la conséquence de la déstabilisation thermodiffusive (L_e < 1), tandis que l'absence de cellules sur la flamme pauvre est la conséquence de la stabilisation thermodiffusive (L_e > 1). Cela donc nécessite davantage l'évaluation du nombre de Lewis.

IV. Le nombre de Lewis (*Le*)

La détermination du nombre de Lewis global passe par la définition suivante :

$$L_e = \frac{D_{thermique}}{D_{moléculaire}}$$

La diffusivité moléculaire s'évalue pour l'espèce minoritaire dans le mélange. Autrement dit, pour un mélange pauvre ϕ < 1, nous avons à considérer la diffusivité de l'éthanol dans l'azote et l'oxygène, tandis que pour un mélange riche ϕ > 1, nous considérons la diffusivité de l'oxygène dans l'azote et l'éthanol. Les diffusivités moléculaires binaires de chaque espèce chimique peuvent selon Clarke [109], être déterminées à partir de l'équation de Chapman Enskog [80] (dérivée de l'équation de Boltzman):

$$D_{ij} = \left(\frac{1.858e^{-3}}{P_{ini}\sigma_{ij}^2\Omega_D}\right) {T_{ini}}^{3/2} \sqrt{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j}}$$

Où : D_{ij} est la diffusivité binaire de l'espèce i dans l'espèce j, σ_{ij} le diamètre de collision réduit, M la masse molaire, et Ω_D le coefficient de collision intégral.

Ensuite la diffusivité moléculaire de l'espèce minoritaire *i* dans le mélange est déduite à partir de l'équation suivante :

$$D_{i,mix} = \frac{\sum_{j\neq i}^{N} X_j \times M_j}{W \sum_{j\neq i}^{N} X_j / D_{ij}} \quad \text{avec} \quad W = \sum_{i=1}^{N} X_i \times M_i$$

Où X_i est la fraction molaire de l'élément *i* et W le poids moléculaire

Concernant la diffusivité thermique, elle dépend principalement de la conductivité thermique du mélange combustible frais λ, où :

$$D_{thermique} = \left(\frac{\lambda}{\rho . C_p}\right)_u$$

Les conductivités thermiques des composants gazeux individuels doivent donc être calculées. Aux pressions faibles et modérées (entre 1 et 10 bars), les effets de la pression sont relativement faibles et négligeables, avec des erreurs qui devraient être inférieures à 5%. Ainsi, la conductivité thermique des espèces chimiques individuelles a été déterminée en utilisant la méthode proposée par Clarke [109], en fonction de la température et pour une pression initiale égale à 1 bar.

Les valeurs obtenues de la diffusivité thermiques $D_{thermique}$ et la diffusivité molaire D_m en fonction de la richesse et la pression initiale du mélange, sont présenté dans les annexes 7.

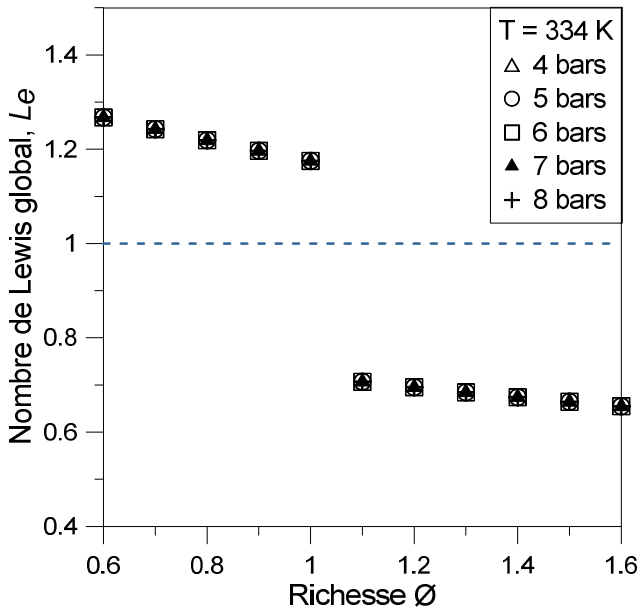


Figure VI. 7: Le nombre de Lewis global

Le nombre de Lewis calculé est présenté sur la figure VI.7, où nous trouvons des valeurs décroissantes avec l'augmentation de la richesse du mélange gazeux ϕ. Nous

constatons un nombre de Lewis supérieure à l'unité $L_e > 1$ dans les mélanges pauvres $\phi < 1$, et inférieur à l'unité $L_e < 1$ dans les mélanges riches $\phi > 1$. Ceci confirme la présence d'une instabilité due aux effets thermodiffusifs dans les mélanges riches. Cependant, les limites de transition ne sont pas distinctes, à cause du saut brutal observé entre la richesse 1 et la richesse 1,1. Ceci est dû à la définition du L_e global où à richesse 1 le réactif limitant ne peut être défini.

De ce fait, nous avons affiné notre résultat en utilisant la notion du nombre de Lewis effectif Le_{eff}, qui prend en compte à la fois le nombre de Lewis du réactif déficient et du réactif excédentaire. Les deux se combinent en un seul nombre de Lewis, présenté par la loi [106]:

$$L_{e_{eff}} = 1 + \frac{(L_{e_E} - 1) + (L_{e_D} - 1)A}{1 + A}$$

Où Le_E est le nombre de Lewis de l'élément qui en excès, Le_D est le nombre de Lewis de l'élément qui est déficient et $A = 1 + Z_e(\emptyset - 1)$ un paramètre de pondération.

La valeur du nombre de Lewis effectif est présentée sur la figure VI.8. Nous distinguons une zone transitoire entre $\phi = 0.9$ et $\phi = 1$, qui sépare entre le régime stable ($Le_{eff} > 1$) et le régime instable ($Le_{eff} > 1$).

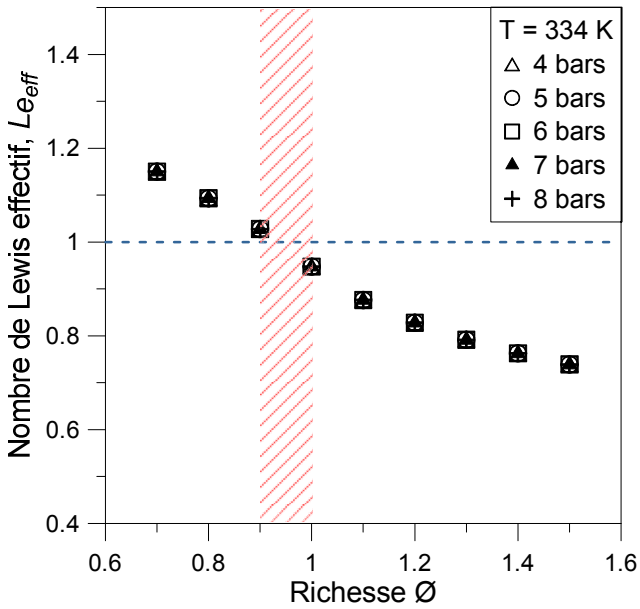


Figure VI. 8 : Le nombre de Lewis effectif

Comme prévu, et également en accord avec les observations antérieures, le développement des cellules est promu pour les flammes dans lesquelles le L_e est inférieur à l'unité.

Si nous revenons au rayon critique de l'instabilité cellulaire R_c déterminé expérimentalement pour les flammes de l'éthanol (Figure VI.3), nous trouvons que sa valeur diminue avec l'augmentation de la richesse ϕ de 0,84 à 1,6. Ceci est clairement une manifestation de l'influence thermodiffusive déstabilisante dans le mélange, où le L_e décroit avec l'augmentation de la richesse, provoquant l'instabilité de la flamme à partir d'un rayon critique R_c de plus en plus petit avec l'augmentation de la richesse. Nous notons également sur la figure IV.3 l'absence de données pour les flammes dans les mélanges pauvres ($\phi_{tot} < 0.8$), étant donné que les flammes dans cette plage de richesse sont à la fois épaisses et avec un nombre de Lewis supérieure à l'unité ($L_e > 1$), contribuant à une flamme plus stable. Par conséquent, les rayons critiques sont plus grands que le rayon observable (23 mm) dans notre expérience, étant limité par le système optique de l'ombroscopie.

V. L'énergie globale d'activation *Ea*

Comme mentionné précédemment dans le paragraphe VI.2, une évaluation indépendante des prédictions théoriques du nombre de Péclet critique Pe_{cr} nécessite la connaissance du nombre de Lewis global et le nombre Zeldovich Z_e. Ce dernier dépend à son tour de l'énergie globale d'activation E_a.

D'après Egolfopoulos et al. [110], E_a peut être déterminée à partir de :

$$E_a = -2R\left\{\frac{\partial[ln(\rho_u S_L)]}{\partial[1/T_{ad}]}\right\}_P$$

Les valeurs du produit $\rho_u S_L$ et de $1/T_{ad}$ sont obtenues en substituant une faible quantité d'azote par de l'argon inerte pour une pression et une richesse donnée. Les résultats du calcul sont présentés sur la figure VI.9.

De plus, Liao et al. [111] proposent une corrélation en pression pour calculer l'énergie d'activation E_a validée pour l'éthanol :

$$\frac{E_a}{R} = \alpha \times P_{ini} \times b$$

Où : $\alpha = 985.66$ (10^{-6} K/Pa) et $b = 17211$ (K)

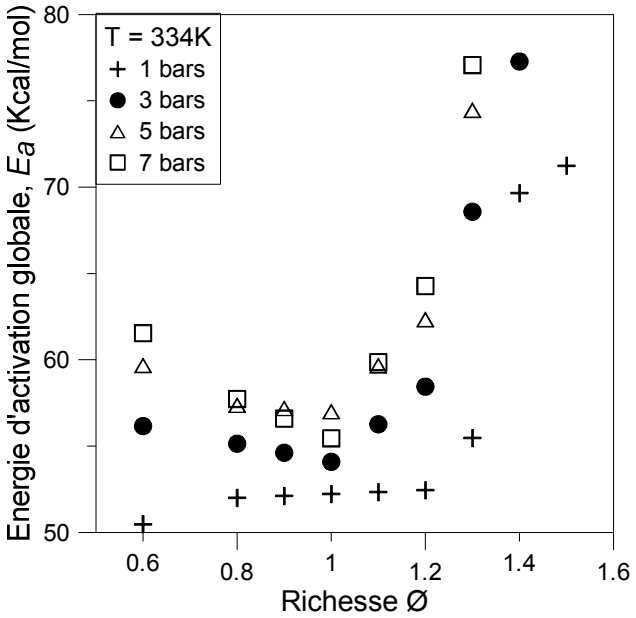


Figure VI. 9: L'énergie globale d'activation en fonction de la pression et de la richesse

La figure IV.9 montre l'énergie globale d'activation E_a de la flamme d'éthanol dans un mélange gazeux, pour une pression initiale de 1 à 7 bars et en fonction de la richesse. Nous constatons que l'E_a diminue d'abord, puis augmente avec la richesse du mélange ϕ. Ce comportement reflète l'influence dominante de la température de la flamme (Figure V.14), qui culmine autour de la stœchiométrie et facilite les réactions chimiques, conduisant à des réactions globalement plus rapides autour de la stœchiométrie et ainsi des énergies d'activation globales réduites. Rappelons que les pics de la vitesse de propagation de la flamme sont aussi autour de cette plage de richesse.

Nous rappelons également que dans le chapitre précédent, l'hypothèse que l'énergie globale d'activation est assez élevée, a été implicitement faite dans toute la discussion. En effet, c'est à cette condition seulement que la zone de réaction de la flamme est assez fine pour être négligeable par rapport à la zone de préchauffage ($\delta_r = \delta_p/Z_e$). Et cette condition est nécessaire pour pouvoir définir l'épaisseur de la flamme δ_L et donc les différents régimes relatifs à la combustion du brouillard.

VI. Le nombre de Markstein *Ma*

Pour identifier le rôle des facteurs individuels influençant la tendance du nombre de Péclet critique Pe_{cr}, nous allons évaluer l'effet de la valeur $Z_e(L_e - 1)$. Le nombre de Zeldovich Z_e est un autre paramètre important pour les flammes laminaires. Il décrit la sensibilité des réactions chimiques à la variation de la température maximale de la flamme [112]. Les

analyses théoriques ont montré que l'on peut le déterminer à partir de la température adiabatique de la flamme [113] :

$$Z_e = E_a(T_{ad} - T_u)/(RT_{ad}^2)$$

Par ailleurs, le nombre de Markstein représenté par $Z_e(L_e - 1)$, caractérise l'effet de dégagement de chaleur local lors de la propagation de la flamme, sur les variations dans la topologie de la surface le long de la flamme et la courbure du front de flamme locale associée [114].

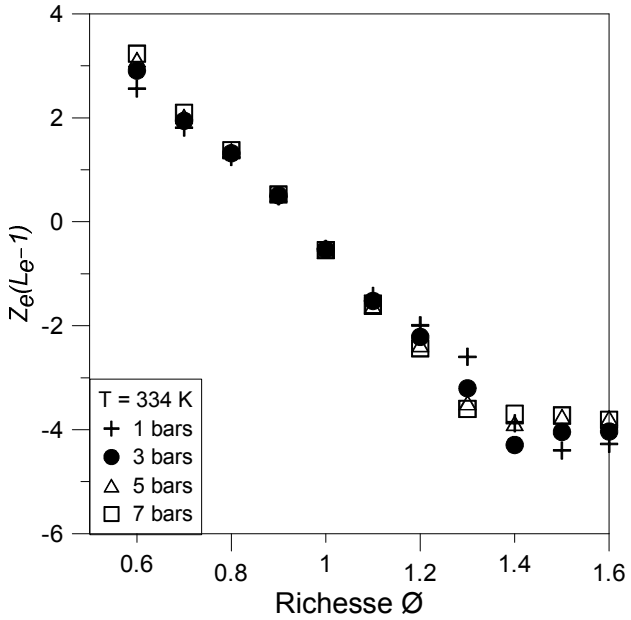


Figure VI. 10: Le nombre de Markstein M_a en fonction de la pression initiale et la richesse

Nous trouvons sur la figure VI.10 l'évolution du facteur $Z_e(L_e - 1)$ en fonction de la richesse. Nous remarquons d'abord la tendance décroissante avec l'augmentation de la richesse ϕ. Ceci reflète la même tendance que le Pe_{cr} avec l'augmentation de la richesse (Figure VI.4).

Etant donné que ni le nombre de Zeldovich Z_e (Figure VI.11), ni le facteur d'expansion σ (Figure VI.5) ne varie de cette façon décroissante, tandis que Ze (Le - 1) diminue avec ϕ. Ceci témoigne que c'est la réduction du nombre de Lewis avec l'augmentation de ϕ (Figure VI.8) qui est responsable de la tendance décroissante de Pe_{cr}.

Enfin, l'insensibilité du nombre de Lewis L_e et du facteur d'expansion σ à la pression, justifie l'insensibilité modérée de Pe_{cr} à la pression du mélange. Nous pouvons de même observer sur la figure VI.11 que l'influence de la pression sur le Z_e est faible.

Ces résultats montrent donc la forte influence de l'instabilité thermodiffusive représenté par le nombre de Markstein et par le nombre de Lewis, sur la formation des cellules sur la surface des flammes laminaires propageant dans un mélange gazeux riche.

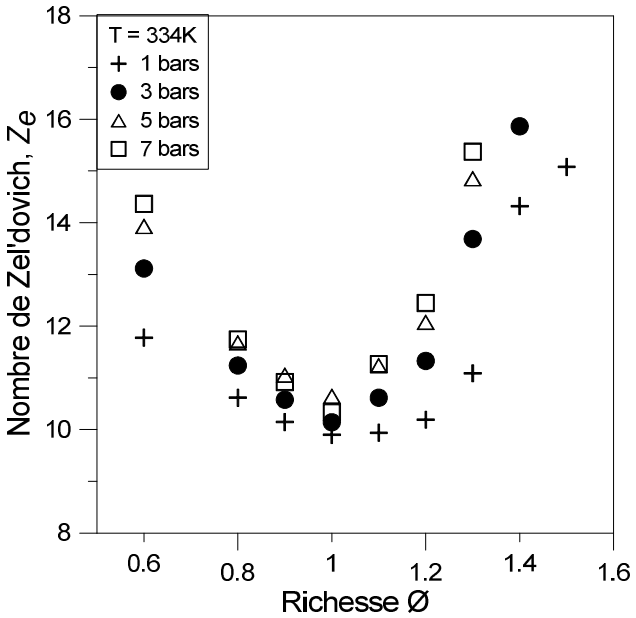


Figure VI. 11 : Le nombre de Zeldovich en fonction de la pression initiale et la richesse

Nous terminons cette discussion en mentionnant que les incertitudes principales proviennent des facteurs suivants : En premier lieu, et peut-être le plus important, il s'agit de la définition de l'épaisseur de la flamme δ_L. Nous pensons cependant que la définition basée sur le gradient de température a montré sa pertinence pour de nombreux cas. Le second facteur est la précision dans l'extraction du nombre de Lewis global L_e. Ceci concerne la détermination de la conductivité thermique λ et la diffusivité moléculaire D_{ij}. Néanmoins, l'utilisation de plusieurs autres méthodes n'a pas changé la tendance décroissante de L_e, ni les limites de transition d'instabilité. Le dernier facteur est l'inexactitude des mécanismes cinétiques utilisés dans les calculs de la flamme. Les présents calculs ont été effectués à l'aide du mécanisme détaillé par P. Dagaut et al. [77], qui a montré un niveau satisfaisant de réalisme. Cependant, cet aspect pourra être amélioré avec l'utilisation de mécanismes de plus en plus précis, qui seront développés au fil du temps.

En dépit de ces réserves, il est néanmoins important de souligner que, compte tenu de la complexité des phénomènes et du caractère extensif de la présente étude en termes de variations paramétriques, le degré d'accord et de cohérence est plutôt satisfaisant.

VII. Conclusion

Dans cette annexe, nous avons mené une étude sur l'apparition de la cellularité sur la structure des flammes laminaires sphériques, propageant dans un mélange gazeux. Cette cellularité est principalement due aux instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives. Les influences séparées et combinées de ces instabilités ont été identifiées.

Les démarches effectuées et les résultats obtenus sont résumés dans les points suivants :

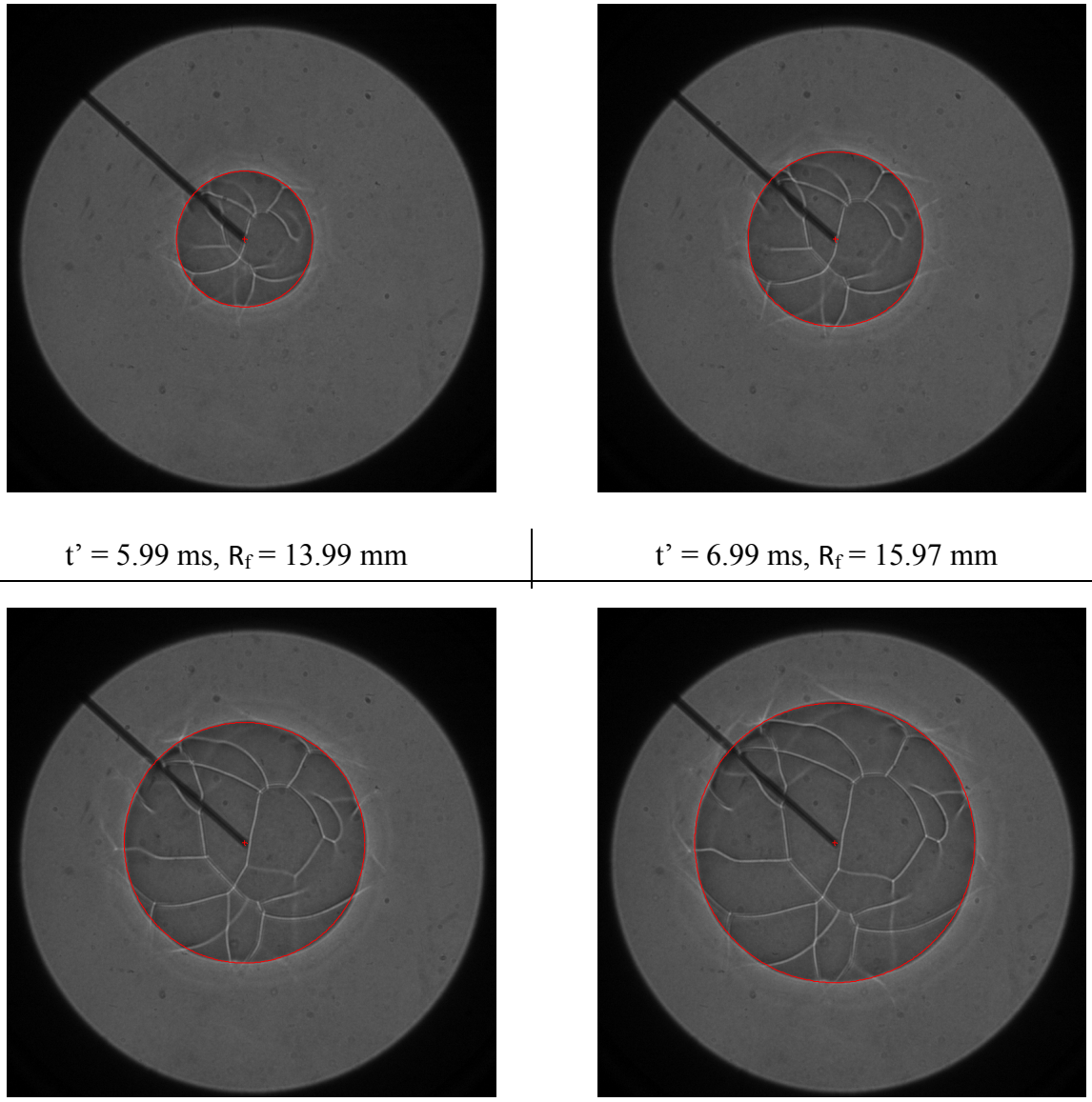
1- La formation de l'instabilité cellulaire a été expérimentalement caractérisée par un rayon de transition critique, et ensuite par la définition d'un nombre de Péclet critique, en utilisant l'épaisseur appropriée de la flamme laminaire.
2- L'influence des instabilités hydrodynamiques a été évaluée en utilisant le facteur d'expansion, alors que celle des instabilités thermodiffusives a été présentée par le nombre de Lewis et le nombre de Markstein.
3- Nous avons démontré l'existence d'un effet thermodiffusif déstabilisant, s'ajoutant aux effets hydrodynamiques, qui conduisent ensemble à la formation de la structure cellulaire. Les limites de transition de l'instabilité thermodiffusive sont autour de la richesse stœchiométrique.

Enfin, si nous revenons au diagramme de stabilité (P_{ini}-ϕ) établi dans le cas d'une flamme laminaire se propageant dans un mélange gazeux (Figure V.6), nous pouvons conclure que :

- L'effet amplificateur de la pression initiale du mélange, réside dans les effets hydrodynamiques. En effet, en augmentant la pression initiale du mélange, nous réduisons l'épaisseur de la flamme et déstabilisons davantage le front de la flamme.
- D'autre part, l'effet amplificateur de la richesse du mélange réside dans les effets thermodiffusifs, exprimés par le comportement du nombre de Lewis qui devient inferieur à l'unité dans les mélanges riches ($\phi > 1$).

Annexe 2

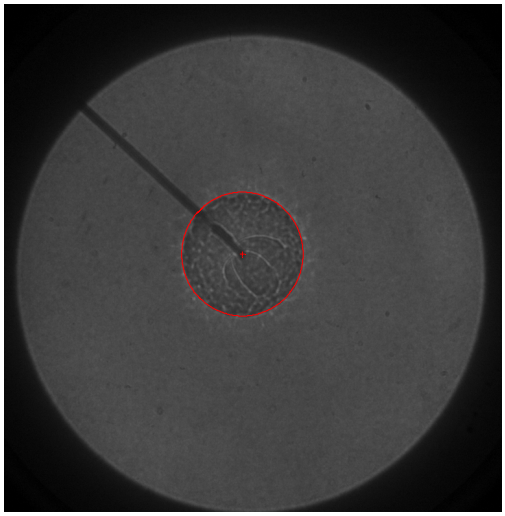
I. La détermination expérimentale de l'évolution temporelle du rayon de flamme dans un mélange gazeux



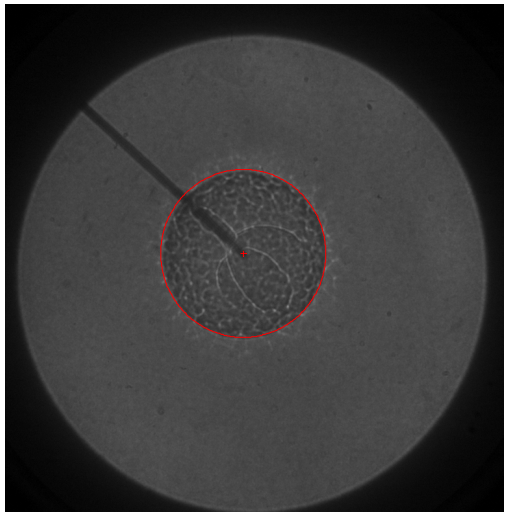
t' = 5.99 ms, R_f = 13.99 mm	t' = 6.99 ms, R_f = 15.97 mm
t' = 8.66 ms, R_f = 19.22 mm	t' = 9.99 ms, R_f = 21.11 mm

Figure (annexes) 1 : L'évolution temporelle du rayon de flamme dans un mélange gazeux - P = 4 bars, ϕ = 1.07, T = 344 K (15000 fps - Grandissement = 0.064 mm/pix)

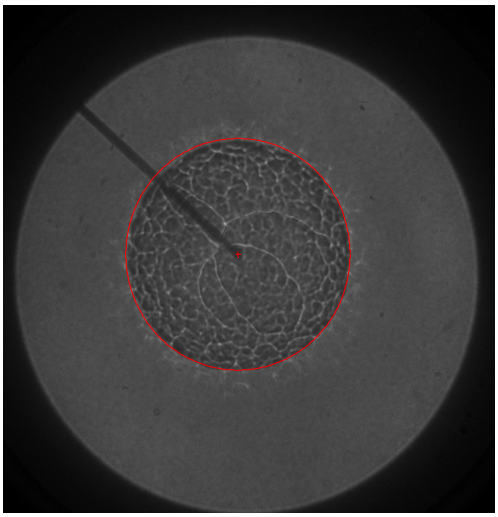
II. La détermination expérimentale de l'évolution temporelle du rayon de flamme dans un mélange diphasique



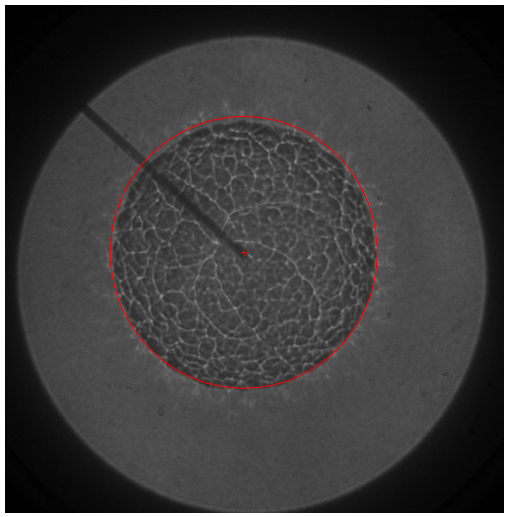
t' = 5.66 ms, R_f = 13.9 mm



t' = 6.66 ms, R_f = 16.09 mm



t' = 8.13 ms, R_f = 19.22 mm



t' = 8.99 ms, R_f = 21.11 mm

Figure (annexes) 2 : L'évolution temporelle du rayon de flamme dans un mélange diphasique - P = 4 bars, ϕ = 1.02, T = 344 K (15000 fps - Grandissement = 0.064 mm/pix)

Annexe 3

I. Le temps de la phase de croissance (τ_{croi}) et de la phase de vaporisation (τ_{vap})

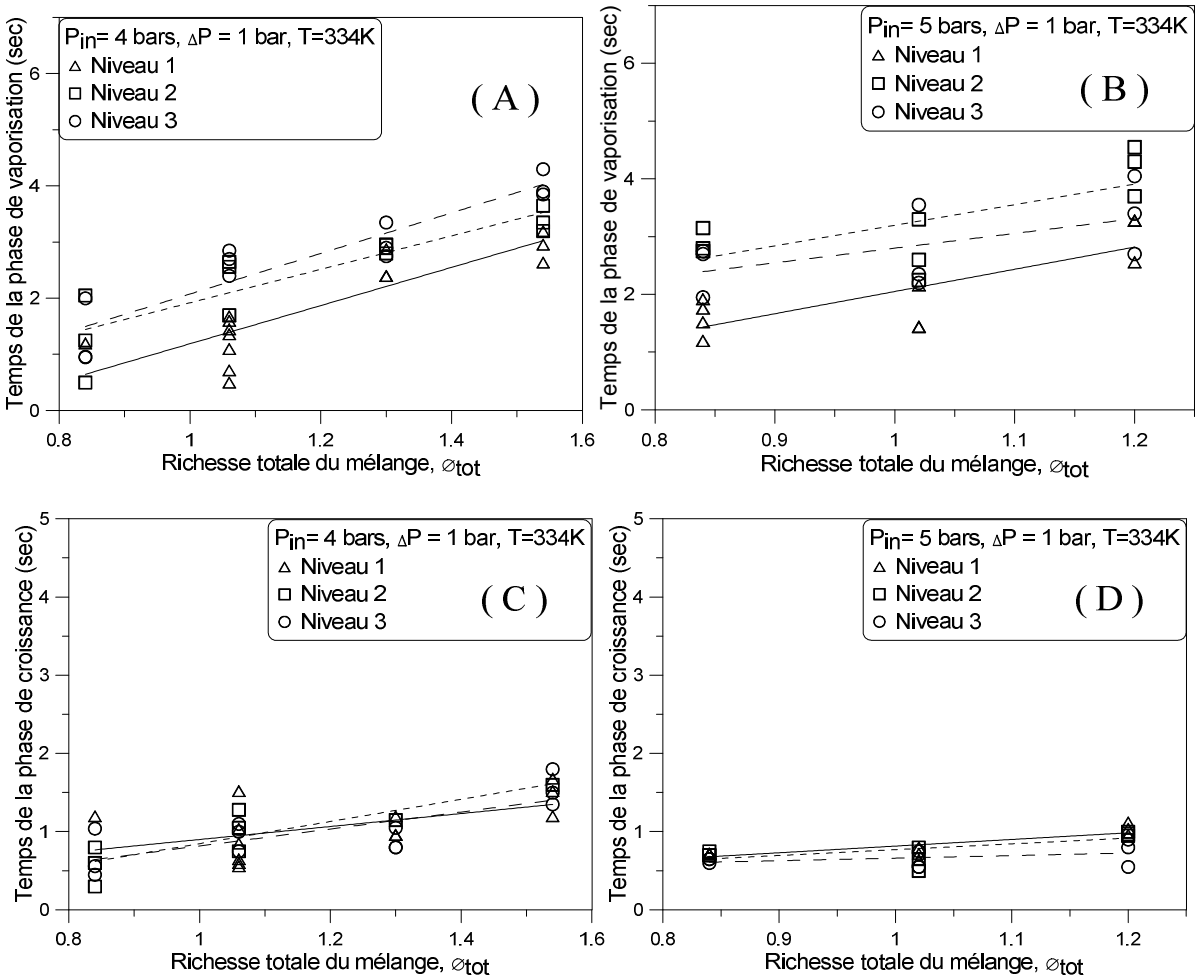


Figure (annexes) 3 : Le temps de la phase de croissance (τ_{croi}) et de la phase de vaporisation (τ_{vap}), en fonction de la richesse totale ϕ_{tot}

II. L'effet de la pression initiale du mélange sur d_{50}

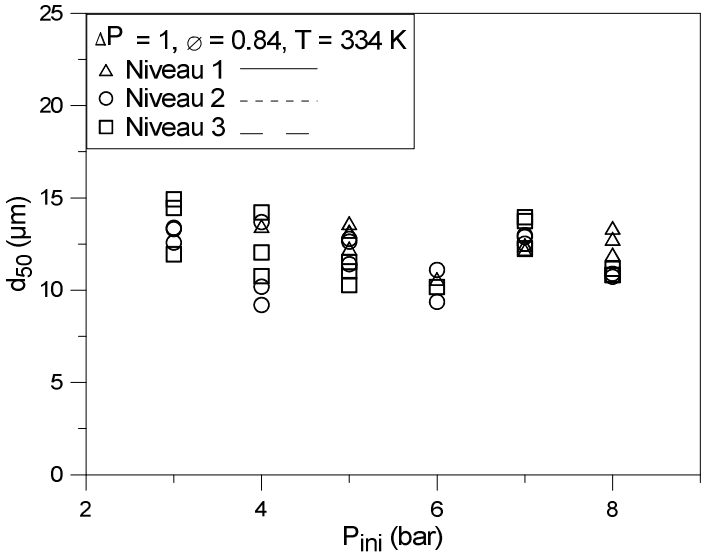
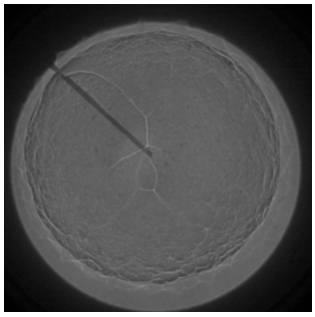
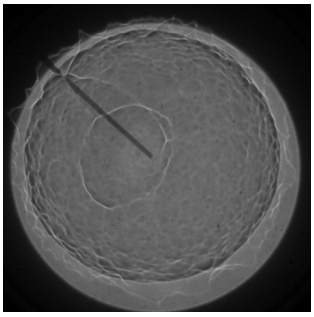
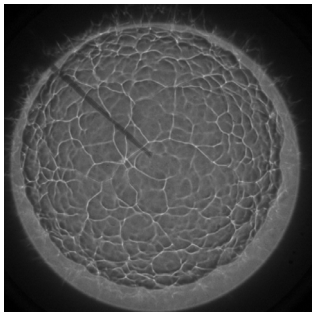
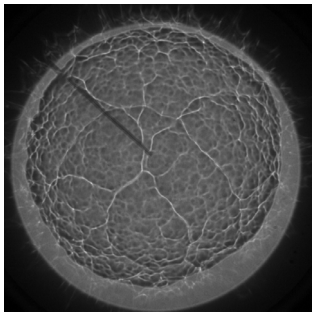
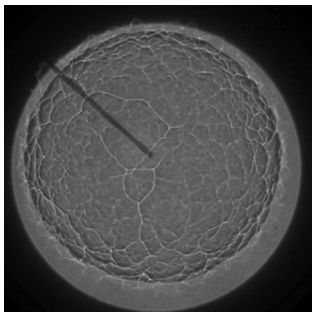
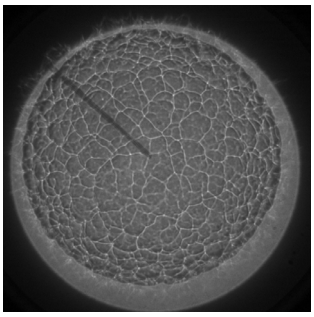
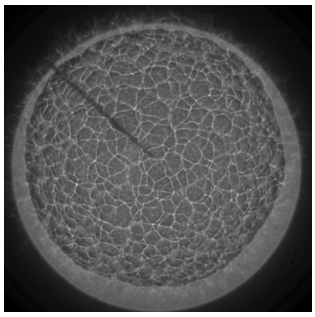
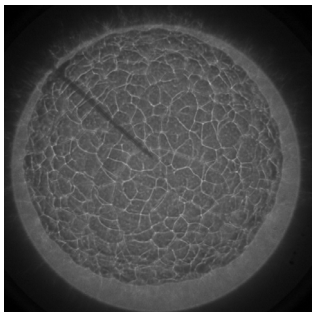
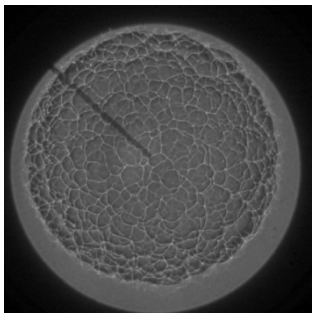
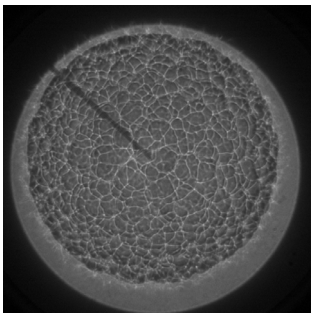
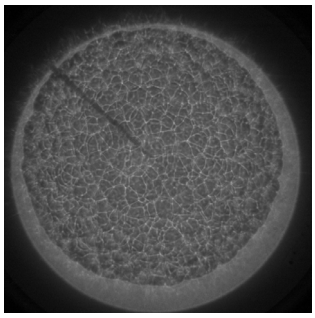
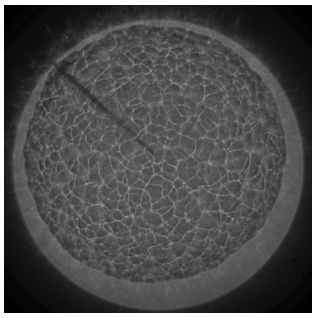


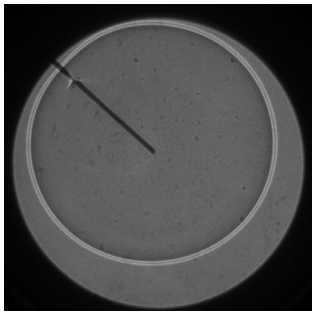
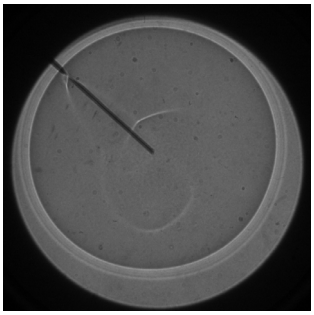
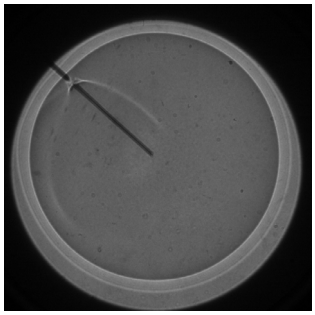
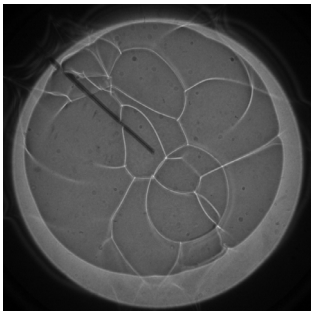
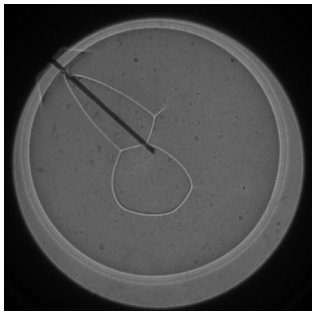
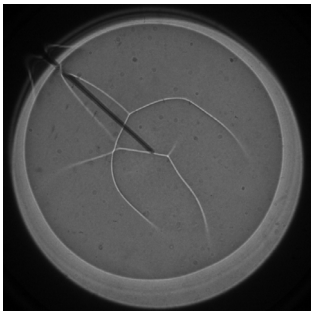
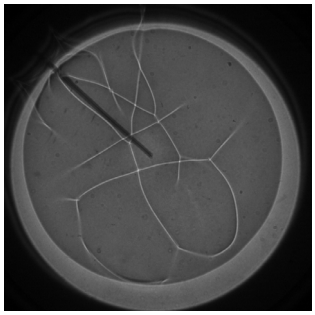
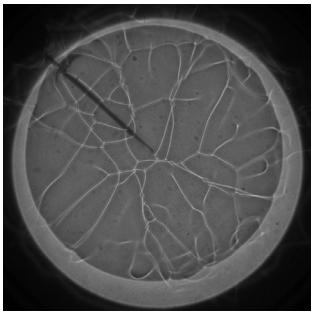
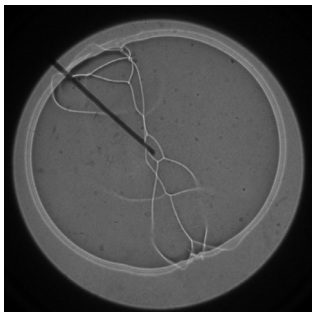
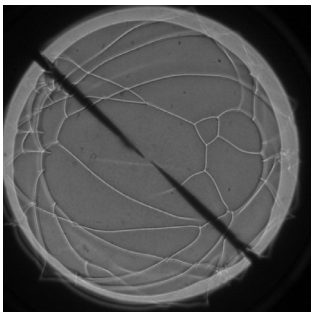
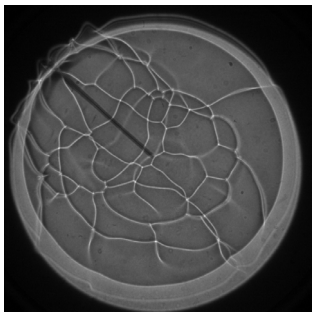
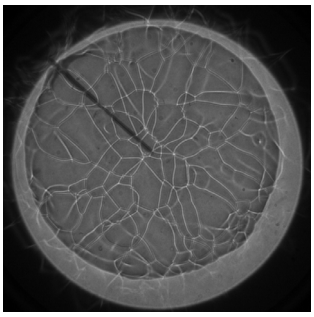
Figure (annexes) 4 : L'effet de la pression initiale du mélange sur d_{50} aux trois niveaux de l'IHP

Annexe 4

I. La flamme laminaire dans un mélange diphasique en fonction de pression initiale et la richesse

 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 3 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.84	 P = 5 bars, ϕ_{tot} = 0.84
 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.14	 P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1	 P = 4 bars, ϕ_{tot} = 1	 P = 5 bars, ϕ_{tot} = 1
 P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.46	 P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.3	 P = 4 bars, ϕ_{tot} = 1.2	 P = 5 bars, ϕ_{tot} = 1.14

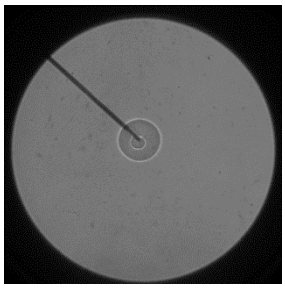
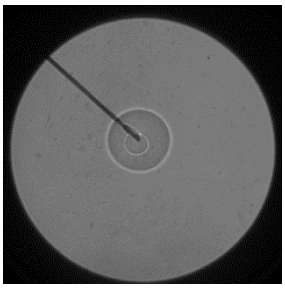
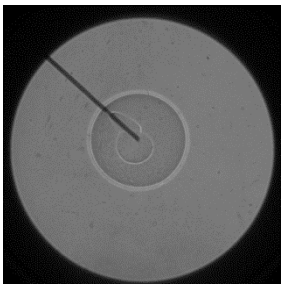
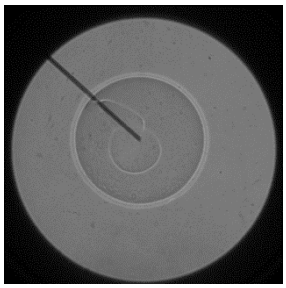
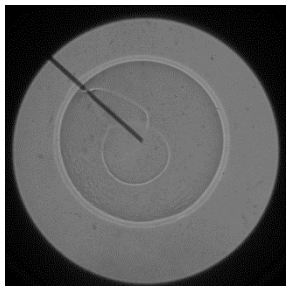
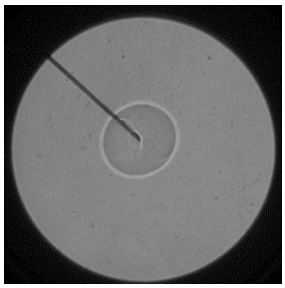
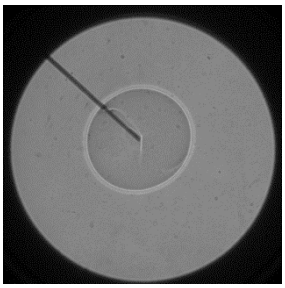
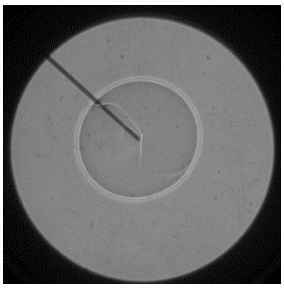
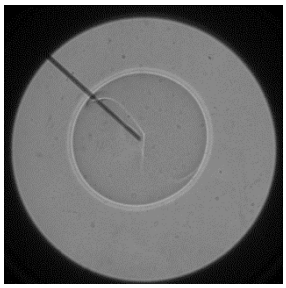
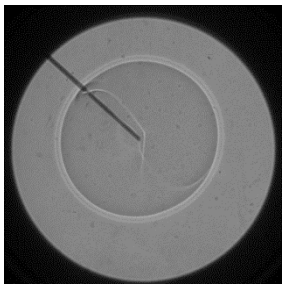
II. La flamme laminaire dans un mélange gazeux en fonction de pression initiale et la richesse

			
P = 2 bars, ϕ_{tot} = 0.84	P = 3 bars, ϕ_{tot} = 0.84	P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.62	P = 5 bars, ϕ_{tot} = 0.84
			
P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.3	P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.14	P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.84	P = 5 bars, ϕ_{tot} = 1
			
P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.78	P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.56	P = 4 bars, ϕ_{tot} = 1.54	P = 5 bars, ϕ_{tot} = 1.2

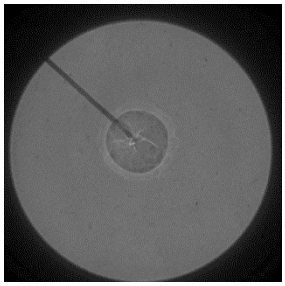
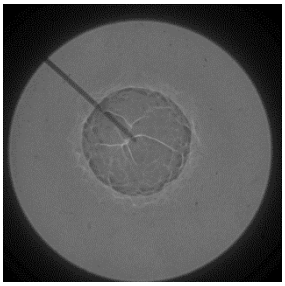
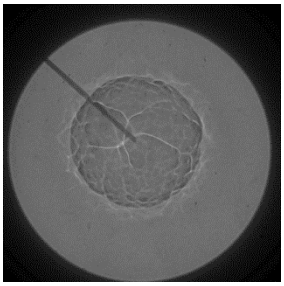
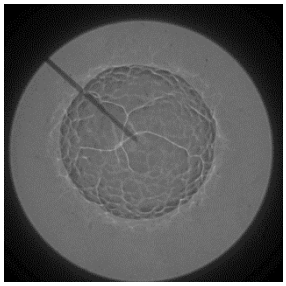
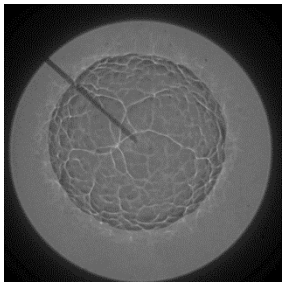
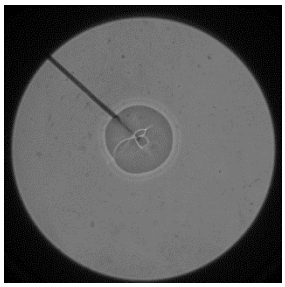
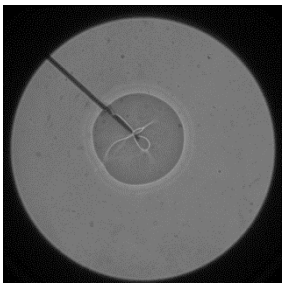
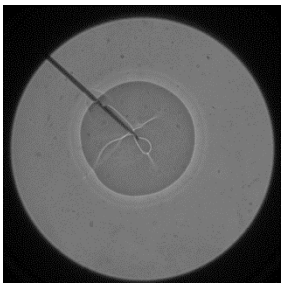
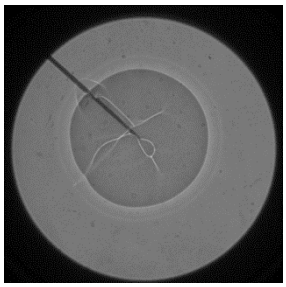
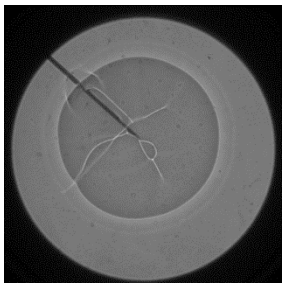
Annexe 5

I. L'évolution temporelle du rayon de flamme R_f dans un mélange diphasique et gazeux en fonction de la pression initiale

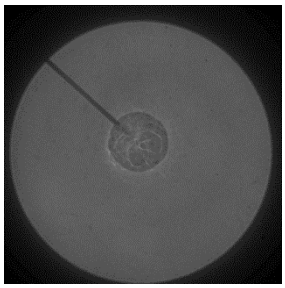
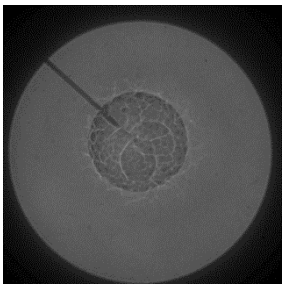
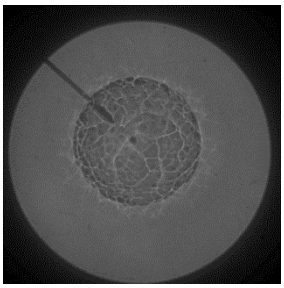
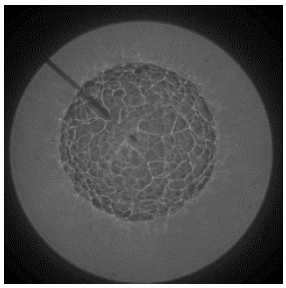
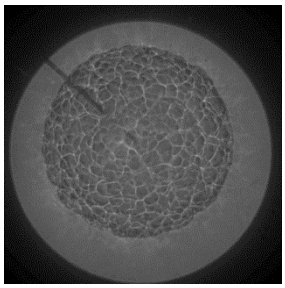
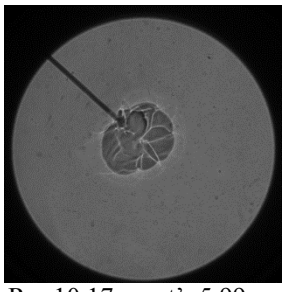
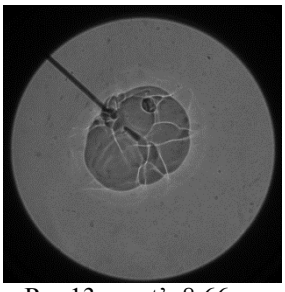
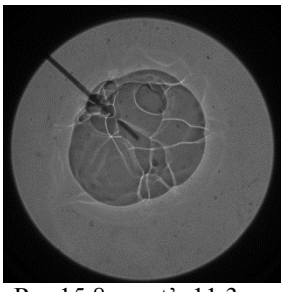
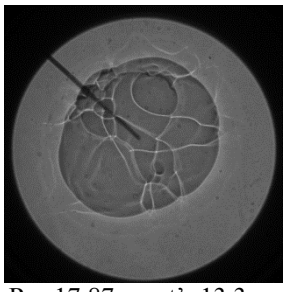
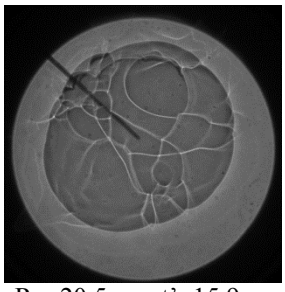
I.1. ($P = 2$ bars, $\phi_{tot} = 0.84$, $T = 344$ K)

Mélange diphasique				
				
R_f = 10mm, t'=4.73ms	R_f = 12mm, t'=5.78ms	R_f = 15mm, t'=7.3ms	R_f =18mm, t'=8.9ms	R_f = 20.8mm, t'=10.5ms
Mélange gazeux				
				
R_f =13.6mm, t'=5.9ms	R_f =16.4mm, t'=7.3ms	R_f =17.8mm, t'=7.9ms	R_f =19.15mm, t'=8.6ms	R_f =21.1mm, t'=9.6ms

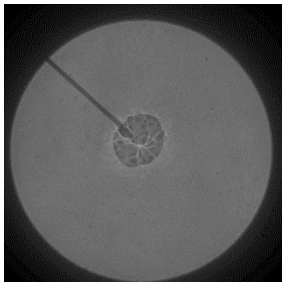
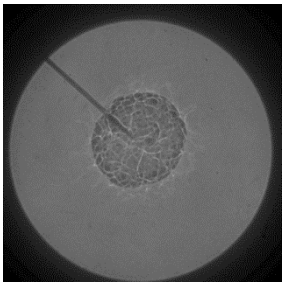
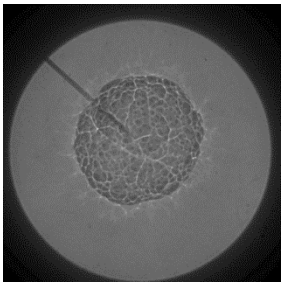
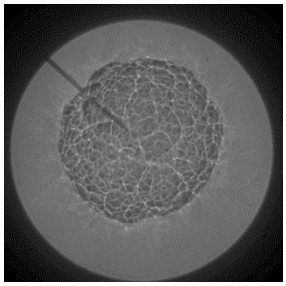
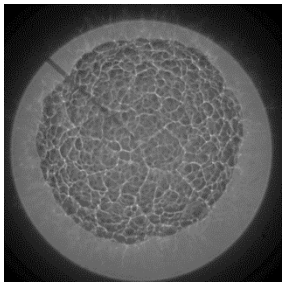
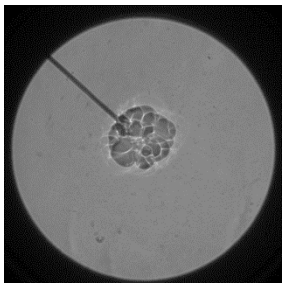
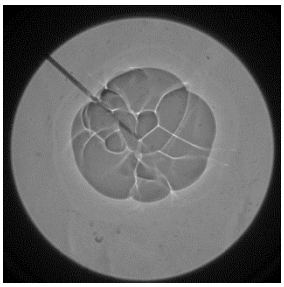
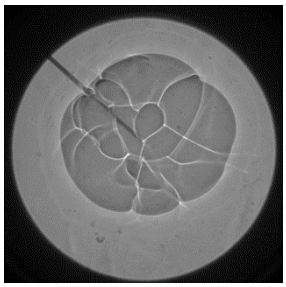
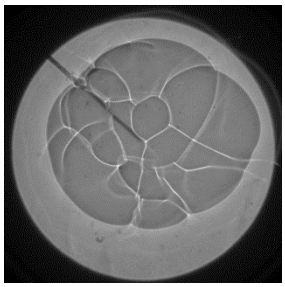
I.2. (P = 4 bars, ϕ_{tot} = 0.84, T = 344 K)

Mélange diphasique				
				
R_f = 11mm, t'=5.99ms	R_f = 15.2mm, t'=8.6ms	R_f = 17.2mm, t'=9.99ms	R_f =19.2mm, t'=11.33ms	R_f = 21.2mm, t'=12.6ms
Mélange gazeux				
				
R_f =11.5mm, t'=5.99ms	R_f =13.6mm, t'=7.33ms	R_f =15.7mm, t'=8.66ms	R_f =17.7mm, t'=9.99ms	R_f =19.7mm, t'=11.33ms

I.3. (P = 6 bars, ϕ_{tot} = 0.84, T = 344 K)

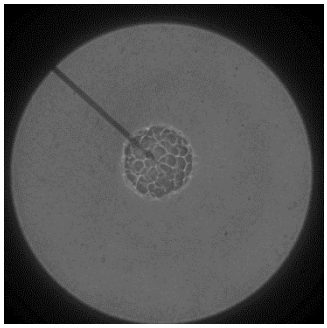
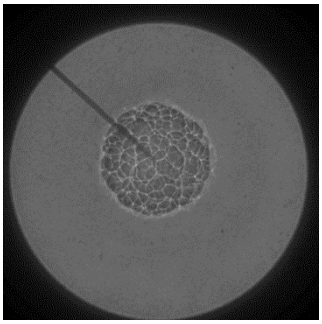
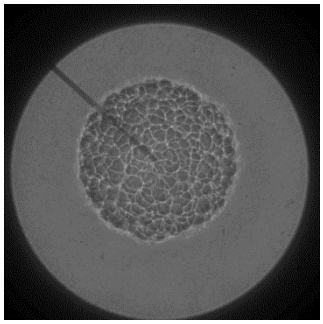
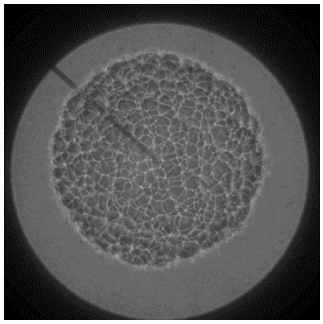
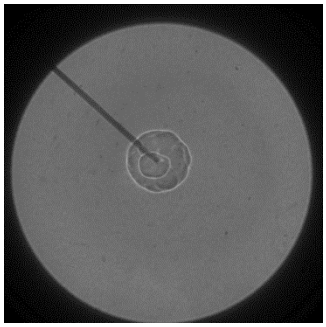
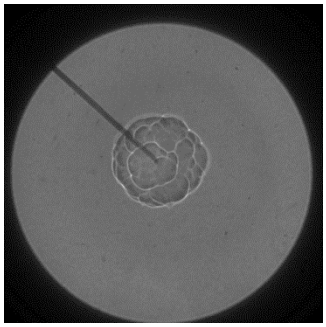
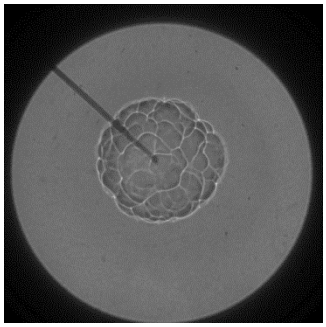
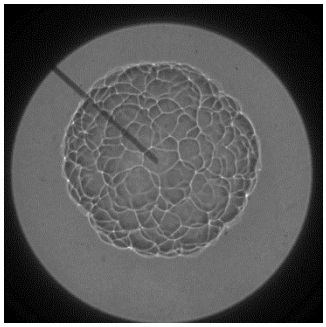
Mélange diphasique				
				
R_f = 10.1mm, t'=5.99ms	R_f = 13.5mm, t'=8.66ms	R_f = 16.2mm, t'=10.66ms	R_f =18.89mm, t'=12.6ms	R_f =21.8mm, t'=15ms
Mélange gazeux				
				
R_f =10.17mm, t'=5.99ms	R_f =13mm, t'=8.66ms	R_f =15.8mm, t'=11.3ms	R_f =17.87mm, t'=13.3ms	R_f =20.5mm, t'=15.9ms

I.4. (P = 7 bars, ϕ_{tot} = 0.84, T = 344 K)

Mélange diphasique				
				
R_f = 8mm, t'=5.99ms	R_f = 11.7mm, t'=9.99ms	R_f =14.7mm, t'=13.3ms	R_f =17.8mm, t'=16.6ms	R_f =21.5mm, t'=20.6ms
Mélange gazeux				
				
R_f =8.33mm, t'=5.99ms	R_f =11.8mm, t'=10.6ms	R_f =15mm, t'=14.99ms	R_f =17.6mm, t'=18.33ms	R_f =20.3mm, t'=21.99ms

Annexe 6

I. L'évolution temporelle de la cellularité diphasique

P = 3 bars, ϕ_{tot} = 1.54			
 R_f = 11.4mm, t'=5.99ms	 R_f = 15.4mm, t'=7.99ms	 R_f =14.7mm, t'=9.99ms	 R_f =23.8mm, t'=12.6ms
P = 2 bars, ϕ_{tot} = 1.78			
 R_f =8.82mm, t'=5.99ms	 R_f =11.36mm, t'=7.6ms	 R_f =14mm, t'=9.99ms	 R_f =19.7mm, t'=14ms

Annexe 7

I. La diffusivité thermique $D_{thermique}$

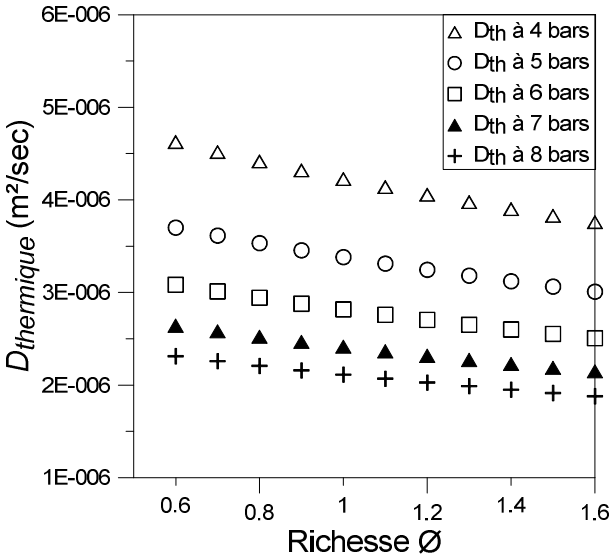


Figure (annexes) 5: La diffusivité thermique $D_{thermique}$ en fonction de la pression et la richesse du mélange

II. La diffusivité moléculaire $D_{moléculaire}$

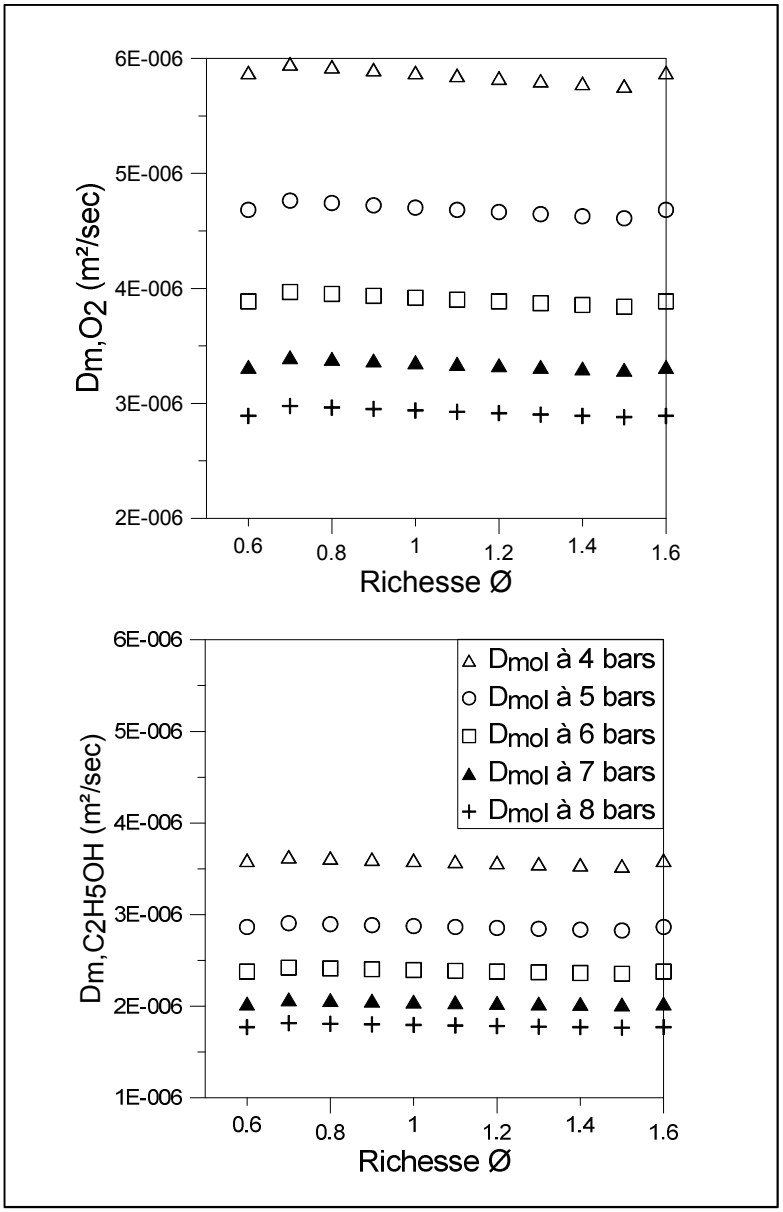


Figure (annexes) 6: La diffusivité moléculaire de l'oxygène O_2 et l'éthanol C_2H_5OH dans l'azote N_2 en fonction de la pression et la richesse du mélange

Bibliographie

1. King, M.K. and H.D. Ross, *Overview of the NASA Microgravity Combustion Program.* AIAA JOURNAL, 1998. **36**(8).
2. Chauveau, C., I. Gökalp, D. Segawa, T. Kadota, and H. Enomoto, *Effects of reduced gravity on methanol droplet combustion at high pressures.* Proceedings of the Combustion Institute, 2000. **28**(1): p. 1071-1077.
3. Morin, C., C. Chauveau, and I. Gökalp, *Droplet vaporisation characteristics of vegetable oil derived biofuels at high temperatures.* Experimental Thermal and Fluid Science, 2000. **21**(1–3): p. 41-50.
4. Pichard, C., Y. Michou, C. Chauveau, and L. Gökalp, *Average droplet vaporization rates in partially prevaporized turbulent spray flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2002. **29**(1): p. 527-533.
5. Chauveau, C., M. Birouk, and I. Gökalp, *An analysis of the d2-law departure during droplet evaporation in microgravity.* International Journal of Multiphase Flow, 2011. **37**(3): p. 252-259.
6. Bouvet, N., C. Chauveau, I. Gökalp, and F. Halter, *Experimental studies of the fundamental flame speeds of syngas (H2/CO)/air mixtures.* Proceedings of the Combustion Institute, 2011. **33**(1): p. 913-920.
7. Lefebvre, A.H., *Drop evaporation*, in *Atomization and Sprays*, N.A. Chigier, Editor. 1989, Hemisphere Publishing Corporation: New York.
8. Simmons, H.C., *The Correlation of Drop-Size Distributions in Fuel Nozzle Sprays—Part I: The Drop-Size/Volume-Fraction Distribution.* Journal for Engineering for Power, 1977. **99**(3): p. 309-314.
9. Simmons, H.C., *The Correlation of Drop-Size Distributions in Fuel Nozzle Sprays—Part II: The Drop-Size/Number Distribution.* Journal for Engineering for Power, 1977. **99**(3): p. 315-319.
10. Berndt, C.C., K.A. Khor, and E.F. Lugscheider, *Thermal Spray 2001:New Surfaces for a New Millennium: Proceedings of the International Thermal Spray Conference*, ed. A. International. 2001. 1410.
11. Bossard, J.A. and R.E. Peck, *Droplet size distribution effects in spray combustion.* Symposium (International) on Combustion, 1996. **26**(1): p. 1671-1677.
12. Alkidas, A.C., *The influence of size-distribution parameters on the evaporation of polydisperse dilute sprays.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981. **24**(12): p. 1913-1923.
13. Xianguo, L.I. and R.S. Tankin, *Droplet Size Distribution: A Derivation of a Nukiyama-Tanasawa Type Distribution Function.* Combustion Science and Technology, 1987. **56**(1-3): p. 65-76.
14. Borghi, R. and F. Lacas, *Modeling of liquid-propellant spray combustion in rocket engine combustor*, in *Congrès: Méthodes numériques pour les écoulements diphasiques* INRIA, Editor 1996: FRANCE.
15. Chauveau, C. and G. Monsallier, *Observations on the vaporization and burning of fuel droplets at reduced gravity during parabolic flights.* Acta Astronautica, 1989. **20**(0): p. 223-228.
16. Godsave, G.A., *Studies of the combustion of drops in a fuel spray - the burning of single drops.* 4th Symposium (international) on combustion, 1952: p. 818-830.
17. Spalding, D.B., *Combustion of liquid fuels.* 4th Symposium (international) on combustion, 1952: p. 847-864.
18. Saharin, S., B. Lefort, C. Morin, C. Chauveau, L. Le Moyne, and R. Kafafy, *Vaporization Characteristics of 1-propanol Droplets at High Temperatures*, in *ILASS – Europe*2011.
19. Chauveau, C., X. Chesneau, and I. Gökalp, *High pressure vaporization and burning of methanol droplets in reduced gravity.* Advances in Space Research, 1995. **16**(7): p. 157-160.

20. Vieille, B., C. Chauveau, X. Chesneau, A. Odeïde, and I. Gökalp, *High-pressure droplet burning experiments in microgravity.* Symposium (International) on Combustion, 1996. **26**(1): p. 1259-1265.
21. Nassouri, M., C. Chauveau, F. Halter, and I. Gökalp. *Flame structure of ethanol-air premixed mixtures at high pressures in microgravity*. in *The 6th European Combustion Meeting - ECM*. 2013. Lund, Sweden.
22. Imaoka, R.T. and W.A. Sirignano, *Vaporization and combustion in three-dimensional droplet arrays.* Proceedings of the Combustion Institute, 2005. **30**(2): p. 1981-1989.
23. Imaoka, R.T. and W.A. Sirignano, *Transient vaporization and burning in dense droplet arrays.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 2005. **48**(21–22): p. 4354-4366.
24. Greenberg, J.B., I. Silverman, and Y. Tambour, *On Droplet Enhancement of the Burning Velocity of Laminar Premixed Spray Flames.* Combustion and Flame, 1998. **113**(1–2): p. 271-273.
25. Greenberg, J.B. and A. Kalma, *A study of stretch in premixed spray flames.* Combustion and Flame, 2000. **123**(3): p. 421-429.
26. Greenberg, J.B., *Finite-rate evaporation and droplet drag effects in spherical flame front propagation through a liquid fuel mist.* Combustion and Flame, 2007. **148**(4): p. 187-197.
27. Castanet, G., P. Lavieille, F. Lemoine, M. Lebouché, A. Atthasit, Y. Biscos, and G. Lavergne, *Energetic budget on an evaporating monodisperse droplet stream using combined optical methods: Evaluation of the convective heat transfer.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002. **45**(25): p. 5053-5067.
28. Castanet, G., B. Frackowiak, C. Tropea, and F. Lemoine, *Heat convection within evaporating droplets in strong aerodynamic interactions.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011. **54**(15–16): p. 3267-3276.
29. Castanet, G., C. Maqua, M. Orain, F. Grisch, and F. Lemoine, *Investigation of heat and mass transfer between the two phases of an evaporating droplet stream using laser-induced fluorescence techniques: Comparison with modeling.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 2007. **50**(17–18): p. 3670-3683.
30. Chen, G. and A. Gomez, *Co-flow laminar diffusion flames of monodisperse sprays : Structure, evaporation and microgravity effects.* Combustion Science and Technology, 1996. **115**(1-3): p. 177-201.
31. de Boer, G.B.J., C. de Weerd, D. Thoenes, and H.W.J. Goossens, *Laser Diffraction Spectrometry: Fraunhofer Diffraction Versus Mie Scattering* Particle characterization, 1987. **4**(1): p. 14-19.
32. Felton, P.G., A.A. Hamidi, and A.K. Aigal. *Measurement of drop size distribution in dense sprays by laser diffraction.* . in *ICLASS-85*. 1985. London, England.
33. Gülder, O.L. *Multiple scattering effects in laser diffraction measurements of dense sprays with bi-modal size distributions.* . in *First Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ILASS Americas 87*. 1987. Madison, USA.
34. Gülder, Ö.L., *Multiple Scattering Effects in Dense Spray Sizing by Laser Diffraction.* Aerosol Science and Technology, 1990. **12**(3): p. 570-577.
35. Paloposki, T. and A. Kankkunen, *Multiple scattering and size distribution effects on the performance of a laser diffraction particle sizer.*, in *ICLASS'91*1991: Gaithersburg, USA. p. 441-448.
36. Triballier, K., C. Dumouchel, and J. Cousin, *A technical study on the Spraytec performances: influence of multiple light scattering and multi-modal drop-size distribution measurements.* Experiments in Fluids, 2003. **35**(4): p. 347-356.
37. Dumouchel, C., P. Yongyingsakthavorn, and J. Cousin, *Light multiple scattering correction of laser-diffraction spray drop-size distribution measurements.* International Journal of Multiphase Flow, 2009. **35**: p. 277–287.
38. Mallard, E. and H.L. Le Chatelier, *Annals of Mines*. 1883. 4, 379.
39. Poinsot, T. and D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion - Second Edition*. 2005.

40. Rallls, C.J. and G.E.B. Tremeer, *Equations for the determination of burning velocity in a spherical constant volume vessel.* Combustion and Flame, 1963. **7**(0): p. 51-61.
41. Marshall, S.P., S. Taylor, C.R. Stone, T.J. Davies, and R.F. Cracknell, *Laminar burning velocity measurements of liquid fuels at elevated pressures and temperatures with combustion residuals.* Combustion and Flame, 2011. **158**(10): p. 1920-1932.
42. Gülder, Ö.L., *Laminar burning velocities of methanol, ethanol and isooctane-air mixtures.* Symposium (International) on Combustion, 1982. **19**(1): p. 275-281.
43. Bradley, D., R.A. Hicks, M. Lawes, C.G.W. Sheppard, and 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, 1998. **115**(1–2): p. 126-144.
44. Pelce, P. and P. Clavin, *Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames*, in *Dynamics of Curved Fronts*, P. Pelcé, Editor. 1988, Academic Press: San Diego. p. 425-443.
45. Williams, F.A. *A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure*. in *Agard*. 1974.
46. Clavin, P., *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows.* Progress in Energy and Combustion Science, 1985. **11**(1): p. 1-59.
47. Wilson, J.G., *The Principles of Cloud-Chamber Technique.* American Journal of Physics, 1951. **19**: p. 427.
48. Hayashi, S. and S. Kumagai, *Flame propagation in fuel droplet-vapor-air mixtures.* Symposium (International) on Combustion, 1975. **15**(1): p. 445-452.
49. Hayashi, S., S. Kumagai, and T. Sakai, *Propagation Velocity and Structure of Flames in Droplet-Vapor-Air Mixtures.* Combustion Science and Technology, 1976. **15**: p. 169-177.
50. Nomura, H., K. Izawa, Y. Ujiie, J.i. Sato, Y. Marutani, M. Kono, and H. Kawasaki, *An experimental study on flame propagation in lean fuel droplet-vapor-air mixtures by using microgravity conditions.* Symposium (International) on Combustion, 1998. **27**(2): p. 2667-2674.
51. Nomura, H., M. Koyama, H. Miyamoto, Y. Ujiie, J.i. Sato, M. Kono, and S.i. Yoda, *Microgravity experiments of flame propagation in ethanol droplet-vapor-air mixture.* Proceedings of the Combustion Institute, 2000. **28**(1): p. 999-1005.
52. Cameron, L.R.J. and P.J. Bowen, *Novel Cloud Chamber Design for 'Transition Range' Aerosol Combustion Studies.* Process Safety and Environmental Protection, 2001. **79**(4): p. 197-205.
53. Atzler, F., M. Lawes, S.A. Sulaiman, and R. Woolley. *Effects of droplets on the flame speed of laminar Iso-octane and air aerosols*. in *10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2006*. 2006.
54. Lawes, M., Y. Lee, and N. Marquez, *Comparison of iso-octane burning rates between single-phase and two-phase combustion for small droplets.* Combustion and Flame, 2006. **144**: p. 513-525.
55. Lawes, M., N. Marquez, and S.A. Sulaiman. *On Instabilities and Flame Structures of Laminar Aerosol Flames*. in *European Combustion Meeting 2005*. 2005.
56. Bradley, D., M. Lawes, and M.S. Mansour, *Explosion bomb measurements of ethanol–air laminar gaseous flame characteristics at pressures up to 1.4 MPa.* Combustion and Flame, 2009. **156**(7): p. 1462-1470.
57. Bradley, D., M. Lawes, K. Liu, and M.S. Mansour, *Measurements and correlations of turbulent burning velocities over wide ranges of fuels and elevated pressures.* Proceedings of the Combustion Institute, 2013. **34**(1): p. 1519-1526.
58. Polymeropoulos, C.E., *Flame Propagation in Aerosols of Fuel Droplets, Fuel Vapor and Air.* Combustion Science and Technology, 1984. **40**: p. 217-232.
59. Sulaiman, S.A. and M. Lawes, *Burning Rates of Turbulent Gaseous and Aerosol Flames.* International Journal of Chemical & Biomolecular Engineering, 2010. **3**(1): p. 1-6.

60. Ballal, D.R. and A.H. Lefebvre, *Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air.* Symposium (International) on Combustion, 1981. **18**(1): p. 321-328.
61. Massot, M., M. Kumar, M.D. Smooke, and A. Gomez, *Spray counterflow diffusion flames of heptane: Experiments and computations with detailed kinetics and transport.* Symposium (International) on Combustion, 1998. **27**(2): p. 1975-1983.
62. Laurent, F. and M. Massot, *Multi-fluid modeling of laminar poly-dispersed spray flames, assumptions and comparison of the sectional and sampling methods.* Combustion theory and Modelling, 2001. **5**(4): p. 537-572.
63. Aggarwal, S.K., *A review of spray ignition phenomena: Present status and future research.* Progress in Energy and Combustion Science, 1998. **24**(6): p. 565-600.
64. Lian, P., A.F. Mejia, Z. Cheng, and M. Sam Mannan, *Flammability of heat transfer fluid aerosols produced by electrospray measured by laser diffraction analysis.* Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2010. **23**(2): p. 337-345.
65. Atzler, F. and M. Lawes, *Burning velocities in droplet suspensions*, in *ILASS-Europe' 98*1998.
66. Chiu, H.H., H.Y. Kim, and E.J. Croke, *Internal group combustion of liquid droplets.* Symposium (International) on Combustion, 1982. **19**(1): p. 971-980.
67. Chiu, H. and T. Liu, *Group combustion of liquid droplets.* Combustion Science and Technology, 1977. **17**: p. 127–131.
68. Kerstein, A.R. and C.K. Law, *Percolation in combusting sprays I: Transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays.* Symposium (International) on Combustion, 1982. **19**(1): p. 961-969.
69. Borghi, R. and M. Destriau, *La combustion et les flammes*. OPHRYS ed. 1995. 373 pages.
70. Borghi, R., *Background on droplets and sprays. In Combustion and turbulence in two-phase flows.* Lecture series 1996-02. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 1996.
71. Roland Borghi, M.C., *Modélisation et théorie des flammes*. TECHNIP ed. 2000.
72. Landau, L.D., *On the theory of slow combustion.* Acta Physicochimica, URSS, 1944.
73. Joulin, G. and P. Clavin, *Linear Stability Analysis of Nonadiabatic Flames: Diffusional-Thermal Model.* Combustion and Flame, 1979. **35**: p. 139-153.
74. Joulin, G. and T. Mitani, *Linear Stability Analysis of Two-Reactant Flames.* Combustion and Flame, 1981. **40**: p. 235-246.
75. Nomura, H., I. Kawasumi, Y. Ujiie, and J.i. Sato, *Effects of pressure on flame propagation in a premixture containing fine fuel droplets.* Proceedings of the Combustion Institute, 2007. **31**(2): p. 2133-2140.
76. Tahtouh, T., F. Halter, and C. Mounaïm-Rousselle, *Measurement of laminar burning speeds and Markstein lengths using a novel methodology.* Combustion and Flame, 2009. **156**(9): p. 1735-1743.
77. Leplat, N., P. Dagaut, C. Togbé, and J. Vandooren, *Numerical and experimental study of ethanol combustion and oxidation in laminar premixed flames and in jet-stirred reactor.* Combustion and Flame, 2011. **158**(4): p. 705-725.
78. Kee, R.J., J.F. Grcar, M.D. Smokke, and J.A. Miller, *A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames*, in *UC-401*, SAND85-8240, Editor 1993: SANDIA National Laboratories
79. *Thermophysical Data for Process Design*, D.D. Bank, Editor 2013: University of Dortmund
80. Reid, R.C., J.M. Prausnitz, and B.E. Poling, *The properties of gases and liquids*. Fourth Edition ed. Vol. 4. 1987: McGraw-Hill, Inc. . pages 741.
81. Henke, S., P. Kadlec, and Z. Bubník, *Physico-chemical properties of ethanol – Compilation of existing data.* Journal of Food Engineering, 2010. **99**(4): p. 497-504.
82. Oktavian, R., V. Amidelsi, A. Rasmito, and G. Wibawa, *Vapor pressure measurements of ethanol–isooctane and 1-butanol–isooctane systems using a new ebulliometer.* Fuel, 2013(0).
83. Saat, A., N. Dutta, and M.A. Wahid, *Characterisation of aerosol combustible mixtures generated using condensation process.* AIP Conference Proceedings, 2012. **1440**(1): p. 109-115.

84. Nomura, H., M. Hayasaki, and Y. Ujiie, *Effects of fine fuel droplets on a laminar flame stabilized in a partially prevaporized spray stream.* Proceedings of the Combustion Institute, 2007. **31**(2): p. 2265-2272.
85. Haber, S. and G. Hetsroni, *Sedimentation in a dilute dispersion of small drops of various sizes.* Journal of Colloid and Interface Science, 1981. **79**(1): p. 56-75.
86. Chauveau, C., F. Halter, and I. Gökalp, *Vaporization in three-dimensional droplet arrays: Effects of the fuel vapor saturation*, in *ICLASS06*2006: Kyoto, Japan.
87. Coronado, C.J.R., J.A. Carvalho Jr, J.C. Andrade, E.V. Cortez, F.S. Carvalho, J.C. Santos, and A.Z. Mendiburu, *Flammability limits: A review with emphasis on ethanol for aeronautical applications and description of the experimental procedure.* Journal of Hazardous Materials, 2012. **241–242**(0): p. 32-54.
88. Demoulin, F.X. and R. Borghi, *Modeling of turbulent spray combustion with application to diesel like experiment.* Combustion and Flame, 2002. **129**(3): p. 281-293.
89. Borghi, R. and S. Loison, *Studies of dense-spray combustion by numerical simulation with a cellular automaton.* Symposium (International) on Combustion, 1992. **24**(1): p. 1541-1547.
90. Law, C.K., G. Jomaas, and J.K. Bechtold, *Cellular instabilities of expanding hydrogen/propane spherical flames at elevated pressures: theory and experiment.* Proceedings of the Combustion Institute, 2005. **30**(1): p. 159-167.
91. Bradley, D., T.M. Cresswell, and J.S. Puttock, *Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large-scale explosions.* Combustion and Flame, 2001. **124**(4): p. 551-559.
92. Clavin, P., *Front de flamme en combustion des gaz mélangés*. Ecole de combustion.
93. Kwon, O.C., G. Rozenchan, and C.K. Law, *Cellular instabilities and self-acceleration of outwardly propagating spherical flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2002. **29**(2): p. 1775-1783.
94. Borghi, R., *Modélisation des phénomènes de combustion*. Collection de la direction des études et recherches d'électricité de France. Vol. 59. 1985: Eyrolles.
95. Eisazadeh-Far, K., A. Moghaddas, J. Al-Mulki, and H. Metghalchi, *Laminar burning speeds of ethanol/air/diluent mixtures.* Proceedings of the Combustion Institute, 2011. **33**(1): p. 1021-1027.
96. Dunsky, C.M., *Microgravity observations of premixed laminar flame dynamics.* Symposium (International) on Combustion, 1992. **24**(1): p. 177-187.
97. Dunsky, C.M. and A.C. Fernandez-Pello, *Gravitational effects on cellular flame structure.* Symposium (International) on Combustion, 1991. **23**(1): p. 1657-1662.
98. Borghi, R., P. Clavin, A. Linan, and P. Pelce, *Modélisation des phénomènes de combustion*. Vol. 59. 1985: CEA-EDF INRIA.
99. Zeldovich, Y.B. and G.I. Barenblatt, *Theory of flame propagation.* Combustion and Flame, 1959. **3**(0): p. 61-74.
100. Spalding, D.B., *Some Fundamentals of Combustion*. 1955, London: Academic Press. 250.
101. Okajima, S. and S. Kumagai, *Experimental studies on combustion of fuel droplets in flowing air under zero- and high-gravity conditions.* Symposium (International) on Combustion, 1982. **19**(1): p. 1021-1027.
102. Williams, F.A., *Combustion Theory*. 1985: Benjamin-Cummins.
103. Bradley, D. and C.M. Harper, *The development of instabilities in laminar explosion flames.* Combustion and Flame, 1994. **99**(3–4): p. 562-572.
104. Jomaas, G., C.K. Law, and J.K. Bechtold, *On transition to cellularity in expanding spherical flames.* Journal of Fluid Mechanics, 2007. **583**: p. 1-26.
105. Bechtold, J.K. and M. Matalon, *Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames.* Combustion and Flame, 1987. **67**(1): p. 77-90.
106. Addabbo, R., J.K. Bechtold, and M. Matalon, *Wrinkling of spherically expanding flames.* Proceedings of the Combustion Institute, 2002. **29**(2): p. 1527-1535.

107. Bradley, D., *Instabilities and flame speeds in large-scale premixed gaseous explosions.* Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1999. **357**(1764): p. 3567-3581.
108. Groff, E.G., *The cellular nature of confined spherical propane-air flames.* Combustion and Flame, 1982. **48**(0): p. 51-62.
109. Clarke, A., *Calculation and Consideration of the Lewis Number for Explosion Studies.* Process Safety and Environmental Protection, 2002. **80**(3): p. 135-140.
110. Egolfopoulos, F.N. and C.K. Law, *Chain mechanisms in the overall reaction orders in laminar flame propagation.* Combustion and Flame, 1990. **80**(1): p. 7-16.
111. Liao, S.Y., D.L. Zhong, C. Yang, X.B. Pan, C. Yuan, and Q. Cheng, *The Temperature and Pressure Dependencies of Propagation Characteristics for Premixed Laminar Ethanol-Air Flames* The Open Civil Engineering Journal, 2012. **6**: p. 55-64.
112. Göttgens, J., F. Mauss, and N. Peters, *Analytic approximations of burning velocities and flame thicknesses of lean hydrogen, methane, ethylene, ethane, acetylene, and propane flames.* Symposium (International) on Combustion, 1992. **24**(1): p. 129-135.
113. Zeldovich, Y.B., G.I. Barenblatt, V.B. Librovich, and G.M. Makhviladze, *The mathematical theory of combustion and explosion.* Consultants Bureau: New York and London, 1985.
114. Karpov, V.P., A.N. Lipatnikov, and P. Wolanski, *Finding the markstein number using the measurements of expanding spherical laminar flames.* Combustion and Flame, 1997. **109**(3): p. 436-448.

Mouhannad NASSOURI

Caractérisation expérimentale de la propagation d'une flamme laminaire dans un milieu diphasique (brouillard) à haute pression et en microgravité

L'objectif de ce travail est d'approfondir les connaissances sur les phénomènes mis en jeu lors de la combustion de carburant liquide dispersé sous forme d'aérosol. De nombreux propulseurs (moteurs de fusée, turbines à gaz, moteurs à combustion interne..) reposent sur la combustion de combustibles initialement sous forme liquide. Or, la combustion diphasique est un phénomène très complexe faisant intervenir de nombreux processus: atomisation, interaction entre gouttelettes, vaporisation, écoulement diphasique, cinétique chimique, propagation de flamme. Tous ces phénomènes étant couplés, une description complète est seulement possible par le biais de simulations numériques ; mais les investigations expérimentales sont nécessaires pour fournir des données aussi quantitatives que possible dans des configurations simples afin de proposer ou de confirmer des modèles prenant en compte ces couplages. Ainsi, des études théoriques, expérimentales et numériques, doivent être menées en parallèle pour accroître les connaissances dans le domaine de la combustion diphasique et améliorer le fonctionnement des applications actuelles.

Ce travail a été initié dans le cadre du Groupement de Recherche « Micropesanteur Fondamentale et Appliquée » du CNRS et du CNES, en 2008. Il est la suite des précédents travaux sur la vaporisation et la combustion des gouttes en microgravité conduites à ICARE et soutenus par le CNES durant de longues années.

Cette nouvelle étude a essentiellement porté sur la détermination expérimentale des vitesses de propagation des flammes dans un aérosol (ou brouillard). Elle s'est appuyée sur l'utilisation d'une chambre de combustion haute pression développée à ICARE. Les expériences ont été principalement conduites sous des conditions de gravité réduite, pour éviter les problèmes de sédimentation de la phase dispersée. Cet appareillage a été conçu et élaboré pour être utilisé à bord de l'Airbus A300-0g du CNES.

Mots clés : combustion, aérosol, microgravité.

Experimental characterization of laminar flame propagation in a two-phase medium (aerosol) in high pressure and in microgravity

Spray and aerosol cloud combustion accounts for 25% of the world's energy use, and yet it remains poorly understood from both a fundamental and a practical perspective. Realistic sprays have a liquid breakup region, a dispersed multiphase flow, turbulent mixing processes, and various levels of flame interactions through the spray. Idealization of spray configurations in a quiescent environment (the starting point for models) has been impossible in 1 g due to the settling of large droplets and the buoyant pluming of post combustion gases. Testing in microgravity conditions relates to the possibility of creating aerosols without sedimentation effects.

This research was to determine experimentally the flame propagation velocity in aerosols. First, the size of droplets in the aerosol was characterized using a laser diffraction particle size analyzer "Sympatec-HELOS", and using ethanol as fuel.

Second, high-pressure combustion studies were performed using a high-pressure combustion chamber (max pressure 12 MPa). These pieces of equipment were designed to be used in microgravity while aboard the Airbus A300-0g of the CNES. After ground tests, five parabolic flight campaigns were conducted. A systematic comparative analysis for identical initial conditions in both normal and reduced gravity was performed.

The effects of initial temperature and pressure on the droplet diameter distribution of the aerosol, the effects of gravity on the flame behavior for both vapor-air and droplet-vapor-air mixtures, and the effect of drops size on the flame speed and structure were all studied.

Keywords: combustion, aerosol, microgravity.

Institut de Combustion Aérothermique

Réactivité et Environnement

1C avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans cedex 2