Etude expérimentale de l'interaction d'une détonation gazeuse avec un spray d'eau

Geoffrey Jarsale

▶ **To cite this version:**

Geoffrey Jarsale. Etude expérimentale de l'interaction d'une détonation gazeuse avec un spray d'eau. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2017. Français. NNT : 2017ESMA0021 . tel-01685743

HAL Id: tel-01685743

https://theses.hal.science/tel-01685743

Submitted on 16 Jan 2018

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.

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'école Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Énergétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Geoffrey JARSALÉ

Étude expérimentale de l'interaction d'une détonation gazeuse avec un spray d'eau

---

Directeur de thèse : **Ashwin CHINNAYYA**

Co-encadrant : **Florent VIROT**

Soutenue le 12 octobre 2017
devant la Commission d'Examen

Jury :

Président

M. Alain BERLEMONT,	Directeur de Recherche CNRS	CORIA, Rouen

Rapporteurs

Mme Nabiha CHAUMEIX,	Directeur de Recherche CNRS	ICARE, Orléans
M. Lazhar HOUAS,	Directeur de Recherche CNRS	IUSTI, Marseille

Membres

M. Michel ARRIGONI,	Maître de Conférences	ENSTA Bretagne, Brest
M. Ashwin CHINNAYYA,	Professeur des Universités	ISAE–ENSMA, Poitiers
M. Charles KIYANDA,	Maître de Conférences	Concordia University, Montréal
M. Florent VIROT,	Maître de Conférences	ISAE–ENSMA, Poitiers

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu MM. Yves Gervais et Jacques Borée de m'avoir accueilli à l'institut Pprime dans le département Fluides, Thermique et Combustion.
Je remercie également M. Florent Virot de m'avoir encadré au cours de ma thèse. Son aide technique et scientifique m'ont permis de mener à bien ce projet. Mes remerciements vont également vers M. Ashwin Chinnayya pour avoir été mon directeur de thèse, dont l'entrain, la bonne humeur ainsi que les compétences scientifiques ont été d'un grand soutien.
Je suis très reconnaissant envers M^{me} Nabiha Chaumeix et M. Lazhar Houas d'avoir accepté d'évaluer ce travail, ainsi qu'envers M. Alain Berlemont pour avoir été président du jury. Je remercie également MM. Michel Arrigoni et Charles Kiyanda pour avoir fait parti de mon jury de thèse.

Je remercie l'équipe technique, le BE (J-C & Nico), les chercheurs ainsi que les secrétaires (Marie-Cannelle, Jocelyne et Catherine) du laboratoire, qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.
Je remercie chaleureusement l'ensemble des stagiaires et doctorants (anciens et actuels) que j'ai côtoyé au cours de ces trois années avec qui j'ai pu discuter, boire un café et/ou débattre. Je remercie en particulier Jean-Christophe, Thomas, Raquel, Léo, Aimad, Radouan, Anthony, Florian, Paul, Pierre, Romain, Hugo, Quentin, Nicolas et Maxime.
J'adresse une "spéciale dédicace" aux partenaires de courses à pieds (merci Alain et Saïd !), au brésilien (André(aaaõ)) et à l'espagnol (Carlito) expatriés, ainsi qu'au collègue de bureau/ex-colloc/pote (Maxime Reynaud le bien nommé), avec qui Poitiers est moins ennuyeuse qu'il n'y paraît, et qui ont été d'un grand soutien et toujours à l'écoute pendant tout ce temps.

Je n'oublie pas bien sur les amis (les Parisiens, les Poitevins, les Bretons et le "Miamien") qui m'ont soutenus et supportés, malgré mon côté tête de mule et ma "bonne humeur bretonne". Merci à ma famille, à mes parents Pascal et Sylvie ainsi qu'à ma sœur Béné, pour avoir toujours été présent, je vous dois beaucoup.

Table des matières

Table des matières **v**

Liste des figures **vii**

Liste des tableaux **xi**

Liste des symboles **xv**

Introduction **1**

1 Généralités sur les détonations gazeuses **3**

1.1 La détonation gazeuse 4

1.2 Structures de l'onde de détonation 11

2 Chocs et interactions en milieux diphasiques **21**

2.1 Introduction 22

2.2 Interaction entre une onde de choc et des gouttelettes 22

2.3 Interaction de la détonation et d'une phase dispersée 47

3 Méthodes expérimentales **63**

3.1 Introduction 64

3.2 Montage expérimental 64

3.3 Caractérisation du spray par interférométrie de phase Doppler (PDI) . . . 73

4 Caractérisation du spray **83**

4.1 Les résultats de granulométrie 84

4.2 Caractérisation du spray à l'injection 90

4.3 Conclusions 94

5 Étude 1 : Interaction d'une détonation multicellulaire régulière avec un spray d'eau **97**

5.1 Introduction 98

5.2 Résultats des essais de détonation 99

5.3 Détermination des longueurs caractéristiques 110
5.4 Processus d'interaction de la détonation et du spray 113
5.5 Conclusions 125

6 Étude 2 : Influence du spray sur deux mélanges à structures différentes 129
6.1 Introduction 130
6.2 Résultats expérimentaux 131
6.3 Interprétations 144
6.4 Conclusions de l'étude 153

Conclusion générale 155

A Annexes 171
A.1 Évaluation adaptée du temps d'évaporation d'après Lefebvre 171
A.2 Paramètres d'injection des phases gazeuses et liquides 174
A.3 Montage expérimental secondaire 181
A.4 Analyse des signaux de pressions 183
A.5 Code de calcul 1D ZND 187
A.6 Représentation alternative des pressions et célérités expérimentales 189

Liste des figures

1.1 Schématisation du modèle CJ 4
1.2 Représentation de l'adiabatique de Crussard et des droites de Rayleigh . . 6
1.3 Schématisation du modèle ZND 7
1.4 Représentation schématique dans le plan (P, v) 8
1.5 Schématisation des longueurs d'induction et de réaction dans le modèle ZND. 10
1.6 Illustration des trois schémas de libération d'énergie 11
1.7 Schématisation de la structure génératrice du point triple 12
1.8 Schématisation de la structure cellulaire. 13
1.9 Classification de la régularité de la structure cellulaire, par Libouton et al. [72]. 14
1.10 Illustration des types de sous-structure d'une détonation 15
1.11 Illustration de la trace d'une détonation hélicoïdale, d'après Virot [123] . 16
1.12 Illustration de l'adaptation de la structure de détonation à la géométrie . . 17
1.13 Comparaison des augmentations théoriques et expérimentales de la taille de cellule. 18
1.14 Illustration des deux méthodes d'estimations de l'épaisseur hydrodynamique 19

2.1 Photographies de gouttelettes soumises à un écoulement d'air incident, d'après Hinze [50] 23
2.2 Évolutions temporelles des processus de déformation et d'atomisation en fonction du Mach incident, d'après [92]. 25
2.3 Évolution des temps caractéristiques d'atomisation en fonction de l'éloignement des gouttelettes, d'après Fox et Dabora [39] 27
2.4 Schématisation des différents régimes d'atomisation 29
2.5 Illustration de l'atomisation par pelage de couche, d'après Hsiang et Faeth [53]. 30
2.6 Domaines des différents régimes d'atomisation d'après Hsiang et Faeth [53] 32
2.7 Illustration de l'atomisation par RTP. 36
2.8 Illustration de l'atomisation par SIE. 36

2.9 Répartitions des instabilités de K-H sur une gouttelette d'après Boiko et Poplavski [10] 37
2.10 Domaines d'atomisation d'après Theofanous et al. [112] 37
2.11 Longueurs caractéristiques des instabilités R-T et K-H, d'après Theofanous et al. [112] 39
2.12 Strioscopies d'après Kauffman et al. [61] 41
2.13 Évolution des $\bar{T}_{\mathrm{br}}$ en fonction du nombre de Mach 42
2.14 Évolution du temps d'atomisation des gouttelettes en fonction de leurs temps d'allumage. 43
2.15 Illustration du comportement d'une gouttelette de DECH 45
2.16 Signal de pression enregistré par Bar-Or et al. [3] 46
2.17 Évolution du déficit de célérité d'après Fedorov et al. [36] 50
2.18 Schématisation de l'influence des grosses particules d'après Wolanski et al. [131] 51
2.19 Strioscopies de l'écoulement en aval du choc précurseur d'après Fedorov et Kratova [35] 51
2.20 Ségrégation spatiale de particules de 6 µm en aval du front de détonation d'après Fedorov et Kratova [35] 52
2.21 Graphes issus de Sapko et al. [96] 55
2.22 Signaux de pression pour des mélanges avec et sans eau d'après Thomas et al. [115] 57
2.23 Photographies de l'évolution de la propagation d'une flamme accélérée d'après Cao et al. [19] 58

3.1 Schématisation du montage expérimental. 64
3.2 Schéma de la platine de régulation des débits de gaz. 65
3.3 Schéma des processus de formation des gouttelettes par atomisation ultrasonique. 68
3.4 Visualisation du cône formé par un disque piézocéramique d'après Barreras et al. [5] 69
3.5 Photographies du cône formé par le disque piézocéramique et de la génération du spray d'après [88] 69
3.6 Illustration de l'atomiseur G1-4. 70
3.7 Schéma de la chaîne d'acquisition des signaux de pression. 71
3.8 Schéma du montage d'acquisition vidéo. 73
3.9 Principe du montage optique utilisé pour l'interférométrie de phase Doppler. 74
3.10 Illustration de la forme des bouffées Doppler générées par le volume de mesure. 74

3.11 Illustration du volume de mesure. 75
3.12 Montage expérimental utilisé pour la campagne de granulométrie. 78
3.13 Évolution des diamètres d_{10} en fonction de la tension appliquée aux photomultiplicateurs dans le cas des différentes phases gazeuses oxydantes utilisées. 81

4.1 Distributions granulométriques obtenues pour les configurations (I), (II), (III) et (IV). 85
4.2 Distributions granulométriques obtenues dans le cas de l'utilisation d'air et de Ar/O_2 comme phases porteuses. 86
4.3 Distributions des fractions volumiques obtenues dans le cas de l'utilisation d'air et d'Ar/O_2 comme phases porteuses. 87
4.4 Comparaison des distributions des atomiseurs G1-4 et G1-B 89

5.1 Célérités de détonation obtenues dans l'étude 1. 100
5.2 Estimations des déficits de célérité mesurés dans l'étude 1. 101
5.3 Tailles moyennes des cellules mesurées dans de l'étude 1. 102
5.4 Illustrations des structures cellulaires obtenues dans l'étude 1. 105
5.5 Pressions expérimentales et théoriques CJ obtenues pour l'étude 1. 106
5.6 Illustrations des surpressions brutes mesurées en aval du choc incident lors de l'étude 1. 108
5.7 Comparaison des longueurs de la détonation avec les longueurs d'atomisation et d'évaporation des gouttelettes 114
5.8 Comparaison des augmentations des longueurs d'induction et des tailles moyennes des cellules de l'étude 1. 116
5.9 Évolutions du rapport des longueurs d'induction et des tailles des cellules. 117
5.10 Évolutions spatiales de la température et de la thermicité adimensionnées par leurs extrema respectifs, pour $Z_{Ar} = 3$. 119
5.11 Profils de température et de thermicité adimensionnés par leurs extrema respectifs, pour $Z_{Ar} \approx Z_{Ar,c}$. 120
5.12 Profils de température et de thermicité adimensionnés par leurs extrema respectifs, pour $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$. 122
5.13 Profils de température et de thermicité adimensionnés par leurs extrema respectifs, pour $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$ et un mélange initial avec et sans vapeur d'eau. 122
5.14 Profils de température et de thermicité adimensionnés par leurs extrema respectifs, pour $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$ en considérant un déficit en célérité. 123
5.15 Comparaison des accroissements des tailles de cellules moyens et des longueurs d'induction dans le cas $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$. 124
5.16 Représentation schématique des différentes longueurs caractéristiques dans le cas $Z_{Ar} < Z_{Ar,c}$. 127

5.17 Représentation schématique des différentes longueurs caractéristiques dans le cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$. 127

6.1 Résultats des célérités de détonation obtenues dans l'étude 2. 131
6.2 Résultats des déficits des célérités obtenus dans l'étude 2. 132
6.3 Tailles moyennes des cellules de détonation mesurées lors des essais de l'étude 2. 134
6.4 Illustration des structures cellulaires observées lors de l'étude 2. 136
6.5 Schémas de l'interaction d'une slapping wave avec le front de détonation. . 137
6.6 Séquence d'images sur la naissance de la sous-structure. 138
6.7 Représentation de la structure tridimensionnelle de la détonation capturée par visualisation ultra-rapide. 139
6.8 Résultats des pressions expérimentales et théoriques dans chacune des configurations de l'étude 2. 141
6.9 Comparaison des évolutions théoriques et expérimentales de la taille de cellule. 146
6.10 Comparaison des énergies d'activation réduites des différents mélanges de l'étude 2. 148
6.11 Comparaison des facteurs de stabilité des différents mélanges de l'étude 2. . 149
6.12 Comparaison des profils de température et de thermicité entre les mélanges dilués à l'argon et à l'azote. 151
6.13 Comparaison des longueurs d'induction locales de détonation avec la longueur d'atomisation au sein de la cellule. 153

A.1 Présentation du montage expérimental secondaire. 181
A.2 Superposition des signaux de surpression bruts. 183
A.3 Superposition des signaux de surpression bruts sans le front de choc principal. 184
A.4 Superposition des signaux de surpression filtrés pour la détermination de la pression expérimentale. 185
A.5 Superposition des signaux de surpression filtrés pour la détermination de l'épaisseur hydrodynamique. 186
A.6 Comparaison des pertes représentées par la pression et par la célérité de détonation, dans le cadre du Chapitre 5. 189
A.7 Comparaison des pertes représentées par la pression et par la célérité de détonation, dans le cadre du Chapitre 6. 190

Liste des tableaux

1.1 Équations du modèle CJ dans le cas d'un choc fort. 6

2.1 Tableau des nombres de Weber délimitant les différents régimes d'atomisation 32
2.2 Temps caractéristiques adimensionnels $T_x = \tau_x/\tau_{br,RN}$ de l'interaction entre un choc et une gouttelette, d'après Gel'Fand [41]. 33
2.3 Temps adimensionnel d'atomisation, d'après Pilch et Erdman [85]. . . . 34
2.4 Temps adimensionnels d'atomisation de gouttelette d'après Theofanous et al. [112]. 38
2.5 Corrélations obtenues entre τ_{ig} et τ_{br} pour différents types de gouttelettes et de sollicitations. 44
2.6 Tableau des conditions de suppression d'une détonation d'après Fomin et Chen [38] 49
2.7 Tableau des interactions entre particules solides et la détonation. 53
2.8 Tableau des mécanismes d'extinction de la détonation/explosion par le spray liquide. 60

3.1 Positions des différents capteurs de pression par rapport au bas du tube vertical. 65
3.2 Gammes des débits massiques $\dot{m}$ utilisés lors des différents essais. 66
3.3 Diamètres théoriques des gouttelettes d_{goutte} du spray. 67
3.4 Caractéristiques techniques de la caméra Shimatzu HPV2 ®. 72

4.1 Gammes de débits massiques en Ar/O_2 et en air utilisées lors de l'analyse granulométrique. 84
4.2 Paramètres obtenus par interpolation des distributions granulométriques avec une loi log-normale. 86
4.3 Diamètres caractéristiques des distributions granulométriques obtenus dans les différentes configurations. 88
4.4 Diamètres caractéristiques représentant le spray d'eau généré par l'atomiseur G1-4. 88
4.5 Gammes de LWC obtenues pour différentes configurations. 89

4.6 Paramètres caractéristiques de la phase porteuse lors de l'injection. 90
4.7 Re, We et Oh à l'injection du spray. 90
4.8 Espacements adimensionnels $\Delta l/d_{\text{goutte}}$ obtenus pour différentes configurations. 92
4.9 Nombre de Stokes de l'écoulement 92
4.10 Paramètres d'évaporation du spray 93
4.11 Temps de transit et diamètre final des gouttelettes au sommet du tube expérimental. 94
4.12 Diamètres caractéristiques représentant le spray d'eau. 94

5.1 Quantités et fractions massiques en eau, obtenues pour les différentes configurations de l'atomiseur G1-4. 98
5.2 Domaines de transition et dilutions critiques en argon relatifs à l'évolution de la taille des cellules. 103
5.3 Ratios $P_{\text{exp}}/P_{\text{CJ}}$ calculés dans l'étude 1. 107
5.4 Épaisseurs hydrodynamiques en fonction de la dilution en argon. 108
5.5 Épaisseurs hydrodynamiques adimensionnées par la taille de cellule, en fonction de la dilution en argon. 109
5.6 Moyennes des épaisseurs hydrodynamiques adimensionnelles mesurées. . . . 109
5.7 Paramètres des gaz choqués de l'étude 1. 111
5.8 Nombres de Reynolds, de Weber et d'Ohnesorge des gouttelettes en aval du choc incident. 111
5.9 Diamètres et vitesses caractéristiques des gouttelettes atomisées. 112
5.10 Longueurs adimensionnelles d'atomisation issues de l'analyse bibliographique. 115
5.11 Déficits en célérité moyens $\alpha = D_{\text{exp}}/D_{\text{CJ},w}$ enregistrés dans le cas $Z_{\text{Ar}} > Z_{\text{Ar},c}$. 122

6.1 Quantités et fractions massiques en eau obtenues dans chaque configuration de l'étude 2. 130
6.2 Déficits en pression entre les données expérimentales et théoriques dans le cas de l'étude 2. 142
6.3 Épaisseurs hydrodynamiques obtenues dans l'étude 2. 143
6.4 Épaisseurs hydrodynamiques adimensionnées par la taille de cellule obtenues dans l'étude 2. 144
6.5 Longueurs caractéristiques du spray et de la détonation pour les mélanges dilués à l'argon et à l'azote dans le cas de l'étude 2. 145
6.6 Déficits des célérités expérimentales par rapport aux célérités théoriques de l'étude 2. 145

A.1 Débits massiques mesurés lors de l'utilisation de l'atomiseur G1-4 avec 1 unité (1), 2 unités (2) et 4 unités (4) en fonctionnement. 175
A.2 Fractions massiques calculées d'après les débits mesurés, sans atomiseur en fonctionnement. 176
A.3 Fractions massiques calculées d'après les débits mesurés, pour 1 atomiseur en fonctionnement. 176
A.4 Fractions massiques calculées d'après les débits mesurés, pour 2 atomiseurs en fonctionnement. 177
A.5 Fractions massiques calculées d'après les débits mesurés, pour 4 atomiseurs en fonctionnement. 177
A.6 Débits massiques injectés lors de l'utilisation de la phase oxydante Ar/O_2. 178
A.7 Débits massiques injectés lors de l'utilisation d'air dans la phase oxydante. 178
A.8 fractions massiques calculées lors de l'utilisation de la phase oxydante Ar/O_2. 179
A.9 Fractions massiques injectées lors de l'utilisation d'air dans la phase oxydante. 180

Liste des symboles

α	Déficit de célérité expérimental	/
B	Nombre de Spalding	/
χ	Facteur de stabilité	/
C_p	Capacité calorifique	$\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$
d_{10}	Diamètre moyen arithmétique	m
d_{30}	Diamètre moyen volumique	m
d_{32}	Diamètre moyen de Sauter	m
d_goutte	Diamètre de la gouttelette	m
D	Célérité de détonation	$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
D_CJ	Célérité de détonation de Chapman-Jouguet	$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
$E_\mathrm{a}/RT_\mathrm{VN}$	Énergie d'activation réduite	/
γ	Coefficient polytropique	/
h	Enthalpie	$\mathrm{J \cdot kg^{-1}}$
λ	Taille de cellule	m
$\lambda_\mathrm{évap}$	Constante d'évaporation d'une gouttelette	$\mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}$
Δl	Espacement moyen entre les gouttelettes	m
l_i	Longueur d'induction chimique	m
$l_{\mathrm{H_2O}(v)}$	Longueur d'action effective de la vapeur d'eau	m
$l_\mathrm{évap}$	Longueur d'évaporation d'une gouttelette	m
l_br	Longueur d'atomisation d'une gouttelette	m
$l_\mathrm{br,RN}$	Longueur d'atomisation empirique d'une gouttelette	m
$l_\mathrm{réac}$	Longueur de réaction chimique	m
l_TH	épaisseur hydrodynamique	m
L	Longueur caractéristique d'atomisation d'une gouttelette, adimensionnée par $l_\mathrm{br,RN}$	/

L_v	Chaleur latente de vaporisation	$\mathrm{J \cdot kg^{-1}}$
M	Nombre de Mach	/
μ_liq	Viscosité dynamique du liquide de la gouttelette	$\mathrm{kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}}$
μ_gaz	Viscosité dynamique du mélange réactif	$\mathrm{kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}}$
Oh	Nombre d'Ohnesorge	/
Φ	Richesse du prémélange réactif	/
P	Pression des gaz	Pa
P_CJ	Pression de Chapman-Jouguet	Pa
q	Chaleur de réaction du mélange	$\mathrm{J \cdot kg^{-1}}$
Re	Nombre de Reynolds	/
ρ	Masse volumique	$\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$
ρ_liq	Masse volumique du liquide de la gouttelette	$\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$
Sc	Nombre de Schmidt	/
Sh	Nombre de Sherwood	/
St	Nombre de Stokes	/
τ_i	Temps d'induction chimique	s
$\tau_\mathrm{évap}$	Temps d'évaporation d'une gouttelette	s
τ_br	Temps d'atomisation d'une gouttelette	s
$\tau_\mathrm{br,RN}$	Temps d'atomisation empirique d'une gouttelette	s
$\tau_\mathrm{réac}$	Temps de réaction chimique	s
T	Température	K
$T_{\mathrm{i,i}\in[1,5]}$	Temps d'atomisation de la gouttelette, adimensionné par $\tau_\mathrm{br,RN}$	/
σ_liq	Tension de surface du liquide de la gouttelette	$\mathrm{kg \cdot s^{-2}}$
$\dot{\sigma}$	Thermicité	$\mathrm{s^{-1}}$
u	Vitesse des gaz dans le référentiel du choc	$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
u_gaz	Vitesse des gaz dans le référentiel du laboratoire	$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
u_goutte	Vitesse de la gouttelette dans le référentiel du laboratoire	$\mathrm{m \cdot s^{-1}}$
v	Volume spécifique	$\mathrm{m^3 \cdot kg^{-1}}$
W	Masse molaire	mol
We	Nombre de Weber	/
$Y_{\mathrm{H_2O}}$	Fraction massique en eau liquide du spray	/
Z_Ar, Z	Dilution en argon	mol

Introduction

La propagation d'une détonation dans un milieu diphasique reste de nos jours une problématique complexe, avec de nombreuses applications. Historiquement, les premières études à s'être intéressées à l'interaction d'une détonation avec une phase dispersée ont été motivées pour des raisons de sécurité industrielles et minières, au début des années 1950. Le développement d'infrastructures conséquentes imposait alors de savoir comment arrêter ou à défaut limiter les effets dévastateurs d'une explosion ou d'une détonation naissante. Le développement de l'industrie nucléaire au cours des années 1970, et l'arrivée des premiers accidents nucléaires relance alors une série de recherche afin d'en comprendre leurs origines.
Le secteur militaire s'est également intéressé à l'utilisation de spray d'eau et de murs d'eau, afin de limiter les risques liés à l'explosion de munitions dans des espaces confinés [59].
Depuis plus de 40 ans, l'utilisation de la détonation en milieu diphasique est également étudiée dans le domaine de la propulsion aéronautique. Plusieurs études amont ont montré l'intérêt d'utiliser une onde de détonation comme moyen de propulsion, du fait des hauts niveaux de pression atteints et des grandes vitesses d'éjection des gaz brûlés. Les scientifiques travaillant sur cette thématique ont alors tentés de maîtriser ce phénomène, dans une atmosphère oxydante ensemencée d'un spray réactif. Cette configuration est en effet proche de celle rencontrée dans la plupart des moteurs aéronautiques et automobiles. Les moteurs à l'étude sont ainsi basés sur plusieurs modes de fonctionnement. Les deux les plus répandus sont l'utilisation d'une détonation cadencée se propageant dans un tube à fond fermé (Pulsed Detonation Engine) et l'utilisation d'une détonation auto-entretenue se propageant dans un espace annulaire semi-fermé (Rotating Detonation Engine).

Ce projet de thèse vise à se placer à la croisée des domaines propres aux interactions diphasiques et à la détonation, dans le but d'améliorer la compréhension de l'interaction d'une détonation se propageant dans une atmosphère gazeuse contenant un spray. Le sujet, de nature expérimentale, étudie la propagation d'une détonation dans une atmosphère gazeuse d'éthylène-oxygène diluée par de l'azote ou de l'argon, ensemencée d'un spray d'eau liquide. Le montage expérimental, adapté pour les besoins de l'étude, permet

d'analyser les paramètres caractéristiques de la détonation tels que la vitesse de propagation, la structure cellulaire ou encore les signaux de pression.
Deux volets d'étude principaux seront abordés. Le premier vise à analyser les longueurs caractéristiques de la détonation et les comparer à celles relatives au spray. Le second volet d'étude comparera l'influence du spray sur deux détonations générant des structures cellulaires régulières et irrégulières. Afin d'étayer ces propos, ce manuscrit s'articulera selon le plan suivant.
La première section est relative à l'introduction du phénomène de détonation avec la présentation des théories Chapman-Jouguet (CJ) et Zel'dovich-Von Neuman-Döring (ZND), ainsi que la description de la structure cellulaire de l'onde de détonation.
La seconde section s'attache à faire un état de l'art des recherches effectuées en matière de processus d'interaction d'une particule liquide ou solide avec un choc sous différentes configurations. Dans le cas d'une phase dispersée combustible, cela peut mener à une détonation. D'autres configurations présentées sont quant à elles relatives à l'interaction d'une détonation avec un nuage inerte. Le volet suivant présentera le montage expérimental utilisé au cours de la thèse, comprenant les diverses modifications apportées, par rapport au montage existant sur le site. Les méthodes expérimentales relatives à l'analyse de la détonation et à la caractérisation du spray seront également présentées.
Le quatrième chapitre abordera la caractérisation expérimentale du spray employé. À cette occasion, les paramètres employés lors des analyses suivantes seront définis.
La cinquième section sera relative au premier volet d'étude. Au cours de ce chapitre, les paramètres et critères nécessaires à la comparaison des longueurs du spray et de la détonation seront définis et appliqués.
Le dernier chapitre concernera quant à lui le second volet d'étude. Les conclusions et caractérisations du chapitre précédent y seront mises à contribution, afin d'analyser l'impact du spray sur les détonations.
Le mémoire se terminera par les conclusions générales, extraites de l'ensemble des études.

Chapitre 1

Généralités sur les détonations gazeuses

Sommaire

1.1 La détonation gazeuse 4

1.1.1 Le modèle de Chapman-Jouguet (CJ) 4

1.1.2 Le modèle de Zel'dovich, Von Neuman et Döring (ZND) 7

1.2 Structures de l'onde de détonation 11

1.2.1 La structure cellulaire 11

1.2.2 L'épaisseur hydrodynamique 18

1.1 La détonation gazeuse

Le phénomène de détonation en phase gazeuse a été identifié au XIX^e siècle par Berthelot et Vieille [7] comme une onde réactive se propageant à plusieurs kilomètres par seconde au sein du mélange réactif. Une vingtaine d'années plus tard, au début du XX^e siècle, Chapman [21] et Jouguet [58] formalisèrent ce phénomène, en assimilant l'onde de détonation à une discontinuité plane au travers de laquelle la réaction de décomposition est instantanée et complète. Un modèle plus élaboré est développé au cours des années 1940 par Zel'dovich [135], Von Neuman [125] et Döring [31]. Ainsi la structure de l'onde de détonation, présentée initialement par Vieille [122], inclut une zone de réaction d'épaisseur finie, initiée par un front de choc inerte. Ces deux modèles et leurs caractéristiques sont ensuite synthétisées, notamment par Fickett et Davis [37] dans les années 1970.

1.1.1 Le modèle de Chapman-Jouguet (CJ)

Le modèle de Chapman-Jouguet (CJ) est basé sur l'évolution plane et stationnaire de la détonation. Les phénomènes de turbulence, de diffusion et de transferts de chaleur ne sont pas pris en compte. L'état final ne dépend que des propriétés thermodynamiques du prémélange. La discontinuité engendrée par la détonation sépare les gaz brûlés des gaz frais (voir Figure 1.1).

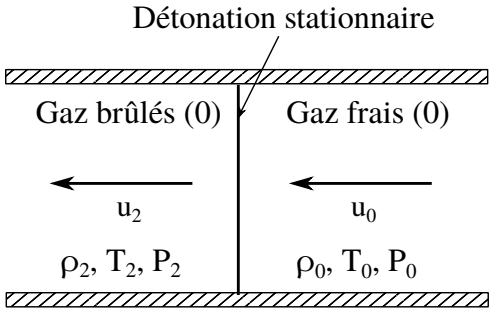


Figure 1.1 – Schématisation du modèle CJ dans le référentiel lié au choc. Les indices (0) et (2) caractérisent respectivement les gaz frais et les gaz brûlés.

Les indices (0) et (2) caractérisent respectivement les gaz frais et les gaz brûlés. Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont :

$$\rho_0 u_0 = \rho_2 u_2 \tag{1.1a}$$

$$\rho_0 {u_0}^2 + P_0 = \rho_2 {u_2}^2 + P_2 \tag{1.1b}$$

$$h_0 + \frac{{u_0}^2}{2} = h_2 + \frac{{u_2}^2}{2} \tag{1.1c}$$

où ρ, p et h désignent respectivement la masse volumique, la pression et l'enthalpie massique du milieu considéré. L'équation $\mathscr{R}$ de Rayleigh dans le diagramme (P,v) est obtenue des Équations 1.1a, 1.1b et 1.1c, $v = 1/\rho$ étant le volume spécifique :

$$\mathscr{R} \ : \ \frac{P_2 - P_0}{v_2 - v_0} \ = \ -\dot{m}^2 \tag{1.2}$$

$\dot{m}$ étant le débit massique par unité de surface au travers de l'onde de détonation. Dans le cas particulier où le milieu initial est au repos, $\dot{m} = \rho_0 D$.
En combinant les Équations 1.1a, 1.1c avec la droite de Rayleigh 1.2, on obtient l'équation de l'adiabatique de Crussard $\mathscr{C}$ dans le même plan (P,v) :

$$\mathscr{C} \ : \ h_2 - h_0 = \frac{1}{2}\left(P_2 - P_0\right)\left(v_2 + v_0\right) \tag{1.3}$$

Dans le cas particulier où l'on considère des capacités calorifiques constantes, il est également possible de réexprimer cette équation en fonction de la chaleur de réaction, en assimilant l'enthalpie du mélange à la somme des enthalpies standard et sensible ($h = h^* + \hat{h}$). L'expression de la chaleur de réaction étant $q = -\Delta_r h^* = h_0^* - h_2^*$, il vient :

$$\mathscr{C} \ : \ \hat{h_2} - \hat{h_0} \ = \ \frac{1}{2}\left(P_2 - P_0\right)\left(v_2 + v_0\right) + q \tag{1.4}$$

Les équations de Rayleigh $\mathscr{R}$ et de Crussard $\mathscr{C}$ déterminent l'ensemble des états thermodynamiques pouvant être obtenus en aval de la discontinuité réactive, pour une célérité donnée. La vitesse de détonation de Chapman-Jouguet (CJ) D_{CJ} est alors la vitesse minimale satisfaisant les équations de bilan, les produits de détonation étant à l'équilibre thermochimique. Cela revient à minimiser l'enthalpie libre du mélange gazeux des produits de détonation. Pour des vitesses inférieures à D_{CJ}, aucune solution stationnaire n'existe. Pour des vitesses supérieures, la droite de Rayleigh intersecte la courbe de Crussard en deux points (voir Figure 1.2) F et f. L'état F caractérise une détonation forte et l'état f une détonation faible (peu observée expérimentalement).

Pour déterminer la solution CJ, Jouguet [58] considère que $\mathscr{R}$ et $\mathscr{C}$ ont un point de tangence.

$$\left[\frac{\partial P}{\partial v}\right]_{\mathscr{C}} = \left[\frac{\partial P}{\partial v}\right]_{\mathscr{R}} = \frac{P_2 - P_0}{v_2 - v_0} \tag{1.5}$$

La vitesse relative du gaz par rapport au front de choc est alors égale à la célérité du son dans les gaz brûlés :

$$u_{\mathrm{CJ}} = c_{\mathrm{CJ}} \tag{1.6}$$

Le plan CJ est sonique et caractérise la surface au-delà de laquelle aucune perturbation aval ne peut venir perturber le front de détonation. La relation 1.6 donne dans le repère

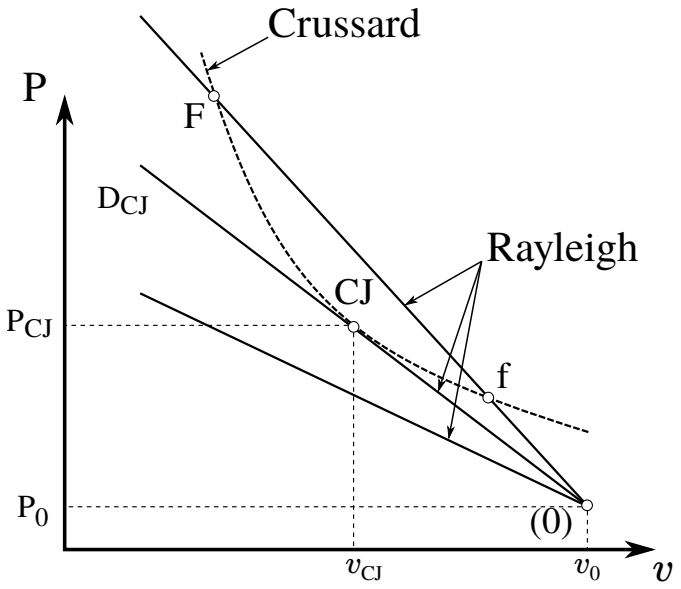


FIGURE 1.2 – Représentation de l'adiabatique de Crussard et des droites de Rayleigh en fonction de la vitesse de détonation. L'indice CJ représente l'état Chapman-Jouguet de la détonation, et (0) représente l'état initial du mélange réactif considéré.

du laboratoire :

$$D_{\mathrm{CJ}} = u_{\mathrm{CJ}} + c_{\mathrm{CJ}} \tag{1.7}$$

Dans le cas simplifié où les réactifs et les produits obéissent à l'équation des gaz parfaits (avec les mêmes capacités calorifiques et masses molaires), la condition $M_0 \gg 1$ permet d'obtenir les relations simplifiées du Tableau 1.1.

$D_{\mathrm{CJ}}^2 \simeq 2(\gamma^2-1)q$	
$M_0^2 \simeq \dfrac{D_{\mathrm{CJ}}^2}{\gamma P_0 v_0}$	$\dfrac{P_{\mathrm{CJ}}}{P_0} \simeq \dfrac{\gamma}{\gamma+1} M_0^2$
$\dfrac{\rho_{\mathrm{CJ}}}{\rho_0} \simeq \dfrac{\gamma+1}{\gamma}$	$\dfrac{T_{\mathrm{CJ}}}{T_0} \simeq \left(\dfrac{\gamma}{\gamma+1}\right)^2 M_0^2$

TABLEAU 1.1 – Équations du modèle CJ dans le cas d'un choc fort.

Les résultats obtenus via le modèle Chapman-Jouguet sont représentatifs d'une détonation gazeuse, dans le cas où cette dernière subit peu de pertes, et ce malgré l'omission totale des mécanismes cinétiques en jeu.

1.1.2 Le modèle de Zel'dovich, Von Neuman et Döring (ZND)

1.1.2.1 Présentation du modèle

L'inconvénient du modèle CJ présenté précédemment est qu'il ne donne aucune information sur l'évolution des grandeurs thermodynamiques entre le choc incident et la localisation de la fin des réactions chimiques. Au cours des années 40, les auteurs du modèle ZND viennent donc compléter ce manque d'informations, en modélisant la détonation en deux étapes principales. La première présente une discontinuité liée au choc. La seconde implique une zone de libération de l'énergie chimique dans l'écoulement d'épaisseur finie. Une zone d'induction est présente entre ces deux parties, où des radicaux sont progressivement produits et où les grandeurs thermodynamiques varient peu avant la zone de réaction exothermique. À cette zone est associée une longueur d'induction, représentative de la réactivité du prémélange réactif.

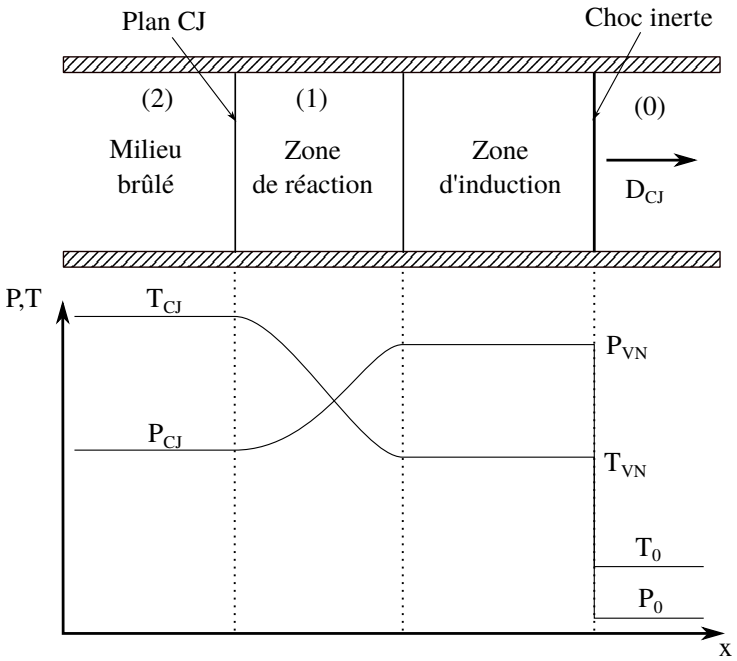


FIGURE 1.3 – Représentation du modèle ZND, pour une détonation se propageant de la gauche vers la droite à D_{CJ}. Les indices (0), (1) et (2) sont relatifs aux gaz frais, à la zone de réaction et aux gaz brûlés.

Le couplage entre le choc incident et la zone de réaction, permet de maintenir la propagation de la détonation à vitesse constante. Une représentation schématique de ce modèle est illustrée dans la Figure 1.3, à laquelle sont associées les évolutions de température et de pression correspondantes.

L'état post-choc également appelé état de Von-Neuman, est déterminé par l'intersection de l'Hugoniot adiabatique $\mathscr{H}$ avec la droite de Rayleigh. Cette adiabatique est de la

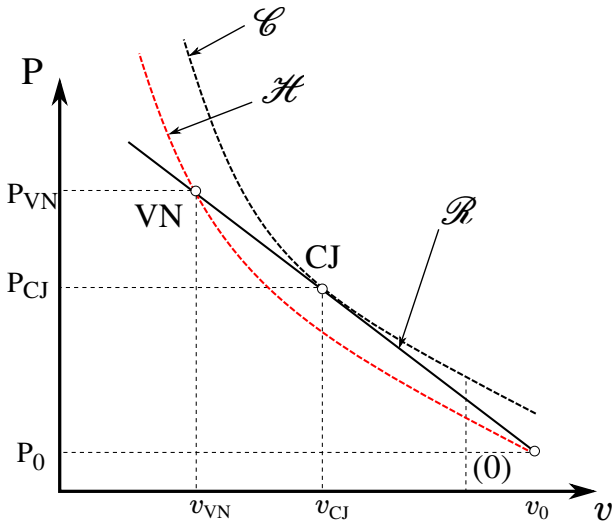


FIGURE 1.4 – Représentation schématique dans le plan (P, v) des adiabatiques d'Hugoniot $\mathscr{H}$ et de Crussard $\mathscr{C}$ ainsi que la droite de Rayleigh $\mathscr{R}$ dans le cas d'une détonation se propageant à la vitesse D_{CJ}. (0) représente l'état initial, VN l'état choqué de Von-Neuman et CJ l'état de Chapman-Jouguet.

forme :

$$\mathscr{H} \ : \ \hat{h_2} - \hat{h_0} \ = \ \frac{1}{2}\left(P_2 - P_0\right)\left(v_2 + v_0\right) \tag{1.8}$$

en considérant la composition chimique figée au travers de la discontinuité. Ainsi, dans le cas où $C_{\mathrm{p}} = \mathrm{cste}$ on a $q = 0$. Pour beaucoup de prémélanges gazeux, le point CJ peut être assimilé à la fin des réactions chimiques. De ce fait, la zone de réaction se situe entre les points VN et CJ sur la droite de Rayleigh.

1.1.2.2 Le modèle relatif à la cinétique détaillée

Les différents processus chimiques intervenant dans la zone de libération de l'énergie peuvent être modélisés par un mécanisme de cinétique détaillé. Les équations du modèle peuvent être exprimées dans le repère du choc incident (se déplaçant à la vitesse D), en fonction de la vitesse des gaz post-choc u_{gaz}. Ainsi, la vitesse $u = D - u_{\mathrm{gaz}}$ représente la vitesse dans ce repère, et x représente la position par rapport au choc. Les équations principales de ce modèle sont alors les suivantes :

$$\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} = \frac{\dot{\sigma}}{\eta} \tag{1.9}$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}x} = -\frac{\rho}{u}\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} \tag{1.10}$$

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}x} = -\rho u\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}x} \tag{1.11}$$

avec ρ, P les masse volumique et pression en aval du choc, $\eta = 1 - M^2$ le paramètre de sonicité (M : nombre de Mach figé) et $\dot{\sigma}$ la thermicité. L'adjonction de l'équation de l'évolution de la fraction massique de chaque espèce i considérée Y_i clôt le système :

$$\frac{\mathrm{d}Y_\mathrm{i}}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{u}\frac{\mathrm{D}Y_\mathrm{i}}{\mathrm{D}t} = \frac{1}{u}\dot{\Omega}_\mathrm{i} \tag{1.12}$$

avec $\dot{\Omega}_\mathrm{i}$ représentant sa production ou sa consommation au cours du temps.
La thermicité $\dot{\sigma}$ caractérise le taux de conversion de l'énergie chimique à disposition dans le mélange en énergie thermique, nécessaire à l'augmentation de température. Elle est positive dans le cas d'une réaction exothermique et négative dans le cas contraire. Son expression dans le cas des gaz parfaits et en fonction des paramètres thermodynamiques est la suivante :

$$\dot{\sigma} = \sum_\mathrm{i} \left[\frac{W_{mél}}{W_\mathrm{i}} - \frac{h_\mathrm{i}}{C_\mathrm{p}T}\right]\dot{\Omega}_\mathrm{i} \tag{1.13}$$

avec $W_\mathrm{mél}$ et W_i les masses molaires du mélange et de l'espèce i, h_i l'enthalpie de l'espèce i et C_p T la capacité calorifique du mélange et sa température. Les mécanismes de cinétiques chimiques sont représentés par un ensemble de réactions élémentaires réversibles et irréversibles, menant à la production et à la consommation des espèces. Dans le cas particulier d'une réaction élémentaire de type $B \rightarrow C$, on obtient :

$$\frac{\mathrm{d}Y_\mathrm{B}}{\mathrm{d}t} = -k_\mathrm{B}Y_\mathrm{B} \tag{1.14}$$

avec k_B la constante de réaction, pouvant être déterminée par la loi d'Arrhenius :

$$k_\mathrm{B} = AT^n e^{\left(-\frac{E_\mathrm{a}}{RT}\right)} \tag{1.15}$$

A, n et E_a/RT étant respectivement le facteur pré-exponentiel, l'ordre de la réaction et l'énergie d'activation réduite de la réaction élémentaire. Ces paramètres sont calibrés par le biais d'expériences. Des détails concernant les données du mécanisme cinétique utilisé sont fournis dans l'Annexe A.5.

1.1.2.3 Longueurs d'induction et de réaction

Les longueurs d'induction chimique l_i et de réaction $l_\mathrm{réac}$ sont des paramètres clefs dans la phénoménologie de la détonation. Ces longueurs sont représentées dans la Figure 1.5. Elles seront déterminées tout au long du manuscrit à l'aide du modèle détaillé précédemment, en considérant un état post-choc donné.

La longueur d'induction est caractérisée comme la distance entre le choc et le maximum de thermicité, zone où la conversion d'énergie est la plus importante. La zone de réaction

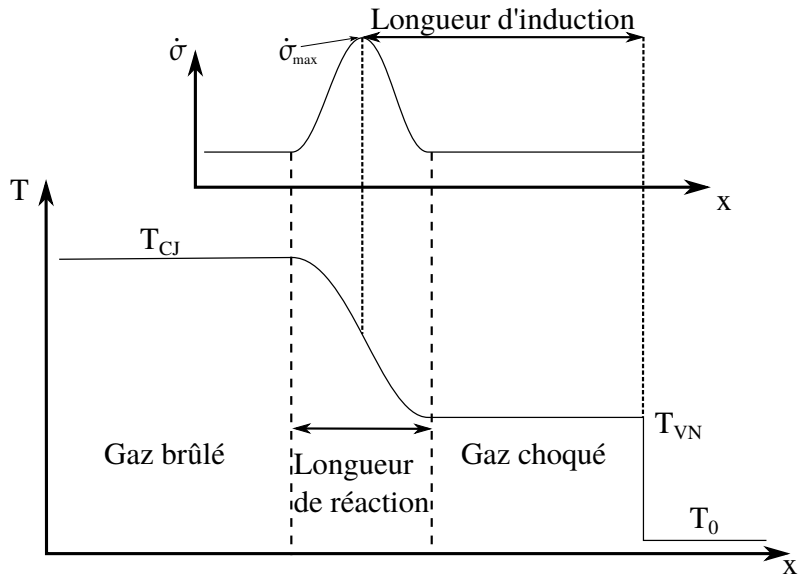


FIGURE 1.5 – Schématisation des longueurs d'induction et de réaction dans le modèle ZND.

est le siège des processus chimiques exothermiques, représentée par le pic de la thermicité. À noter que la même analyse effectuée sur le profil de la dérivée de température permet également d'obtenir des longueurs d'induction et de réaction semblables.

1.1.2.4 Mécanismes de libération de l'énergie au cours de la détonation

Des analyses expérimentales et numériques, deux grandes catégories de mécanismes de libération d'énergie ont été identifiés : les mécanismes pilotés par une étape ou par deux étapes cinétiques. Un mécanisme alternatif à double étapes hybride emprunte ses caractéristiques aux deux précédents. DESBORDES et PRESLES [29] en résument les particularités respectives :

— Le mécanisme à une étape est caractérisé par la présence d'un seul pic de dérivé de température, comme il est représenté sur la Figure 1.6.a. Une seule longueur d'induction (noté l_i sur la figure) caractérise ce mécanisme, suivi par une réaction chimique rapide amenant les gaz choqués aux paramètres CJ. Ce type de mécanisme est rencontré principalement dans les mélanges hydrocarbures-oxygène (CH_4, C_2H_4, C_3H_8,...).

— Le mécanisme à deux étapes possède quant à lui une première étape libérant rapidement une partie de l'énergie, définissant donc une première longueur d'induction ($l_{i,1}$) par la présence du premier pic de dérivé de température. La seconde étape de libération de l'énergie est caractérisée par une longueur d'induction plus grande ($l_{i,2}$) ainsi que par une intensité plus faible de libération de l'énergie (Figure 1.6.(b)), menant les gaz choqués à l'état CJ. Ce type de mécanisme génère ainsi deux longueurs caractéristiques, pouvant provoquer un allongement de la longueur de réaction par

rapport au mécanisme à une seule étape. Il est principalement rencontré dans le cas des mélanges riches d'hydrocarbures-NO_2 (CH_4, C_2H_6, ...), et de nitrométhane seul.

— Le mécanisme à deux étapes hybrides est également caractérisé par une libération d'énergie s'effectuant en deux étapes, dont seule la première étape définit une longueur d'induction principale l_i. La seconde étape est en effet bien moins intense et marquée par un gradient plus faible, permettant une libération plus diffuse de l'énergie chimique jusqu'à l'état CJ. Ce type de mécanisme peut également voir sa longueur de réaction s'allonger par rapport au mécanisme à une étape. Il est typiquement rencontré lors de détonations d'hydrocarbures (C_2H_2, C_2H_4, ...) dilués dans des mélanges O_2/N_2 ou O_2/Ar.

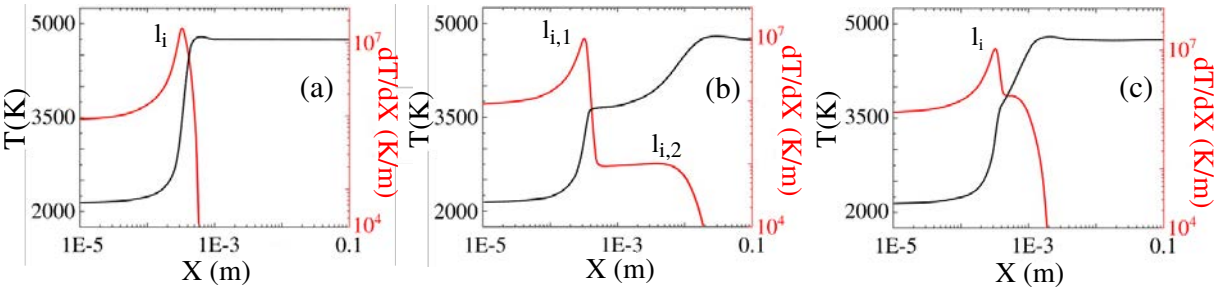


FIGURE 1.6 – Illustration des trois schémas de libération d'énergie d'après GUILLY [46] : en (a) le mécanisme à une étape, en (b) le mécanisme à deux étapes et en (c) le mécanisme à deux étapes hybrides. Les courbes en noir représentent l'évolution de la température en fonction de la position par rapport au choc incident, et les courbes en rouge représentent l'évolution du gradient de température, en échelle logarithmique.

1.2 Structures de l'onde de détonation

1.2.1 La structure cellulaire

Bien que les modèles CJ et ZND fournissent une bonne représentation monodimensionnelle de la détonation, ces dernières ne permettent pas de reproduire sa structure réelle. En effet, des observations expérimentales par chronostrioscopie effectuées par CAMPBELL et WOODHEAD [18] dans les années 1920 mettent en avant l'existence d'une structure générée par le front de détonation. Par la suite DENISOV et TROSHIN [28] ont observé par l'analyse des traces laissées par la détonation, le caractère tridimensionnel de cette structure. WHITE et VOITSEKHOVSKII et al. ([128], [124]) ont confirmé ces observations, en révélant le caractère fortement turbulent de la propagation de la détonation, couplé à l'existence d'ondes se propageant transversalement au front de détonation.

1.2.1.1 Principe

La propagation du front de choc de la détonation est composée d'un ensemble de chocs incidents se propageant longitudinalement, interagissant avec les ondes transverses se propageant perpendiculairement. Ces interactions amènent le front à former une ou plusieurs réflexions de Mach, suivant le nombre d'ondes impliquées. L'intersection de l'ensemble de ces trois ondes forme un point triple, dont la schématisation de la structure fondamentale est représentée en Figure 1.7.

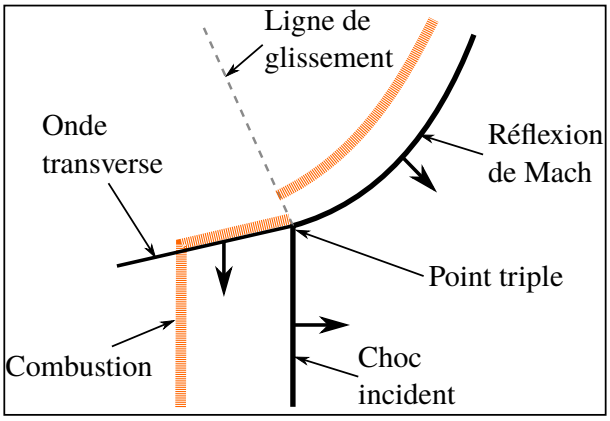


FIGURE 1.7 – Schématisation de la structure génératrice du point triple. Les flèches attachées aux ondes représentent leurs sens de propagation.

Le ou les points triples présents sur le front de détonation se déplacent perpendiculairement à l'onde incidente et vont tracer des motifs appelés des cellules de détonation (schématisées en Figure 1.8). Leurs formes losangiques s'apparentent à celles d'écailles de poisson, et sont caractérisées par leur hauteur λ ainsi que par leur longueur L. Dans le cas d'une détonation générant des cellules de formes similaires, la relation $\lambda \approx 0.6L$ lie la longueur et la hauteur de la cellule.
La description du mécanisme de tracé des cellules illustré en Figure 1.8 montre l'initiation du phénomène par collisions de deux points triples, générant une détonation localement forte au début la cellule dont la vitesse est de l'ordre de $1.3 - 1.6\ D_{\mathrm{CJ}}$. La relaxation de la détonation au cours de son avancée dans le tracé de la cellule lui permet de ralentir à la vitesse D_{CJ} au milieu de la cellule, pour atteindre $0.6 - 0.8\ D_{\mathrm{CJ}}$ à la fin de la cellule. Une nouvelle collision va ainsi générer la cellule suivante.

La structure cellulaire est un indicateur de l'évolution de la détonation. Le nombre de points triples, la forme des cellules et implicitement la régularité de la structure cellulaire sont directement dépendants de la distance choc-combustion, ainsi que de la façon dont l'énergie chimique est libérée lors de la combustion. En effet, une distance trop importante ou une libération d'énergie trop diffuse conduit à une modification de cette structure cel-

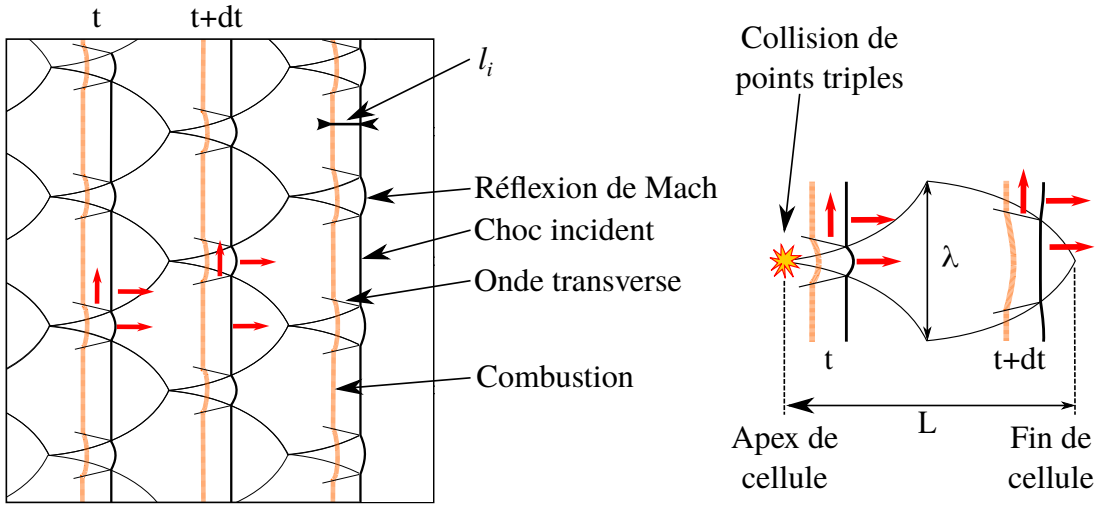


FIGURE 1.8 – Schématisation de la structure cellulaire générée par le déplacement de l'onde de choc principale et la propagation transversale des points triples sur le front.

lulaire.

Sur la Figure 1.8 est également représentée la longueur d'induction. Du fait de la tridimensionnalité du front, cette dernière n'est pas constante comme le modèle ZND le postule. Une longueur moyenne représentative peut néanmoins être estimée ou calculée. SHCHELKIN et TROSHIN [97] proposent au cours des années 60 le lien suivant reliant la longueur d'induction l_i à la taille de la cellule λ :

$$\lambda = k \times l_i \tag{1.16}$$

avec k un coefficient de proportionnalité propre au mélange étudié. Ce coefficient peut être estimé par la mesure de la taille de cellule expérimentale et par le calcul numérique de la longueur d'induction. Les valeurs usuelles du coefficient k ainsi obtenues sont de l'ordre de 50 dans le cas des mélanges hydrocarbures-oxygène (C_2H_4, C_2H_2, ...) et de l'ordre de 10 dans le cas d'hydrocarbures dilués à l'air [29]. Bien que l'expression 1.16 puisse être remise en cause, de par les hypothèses concernant le calcul des longueurs d'induction et de par l'imprécision de mesure des tailles de cellules, elle restitue néanmoins de bons ordres de grandeur dans le cas des mélanges hydrocarbures-air.

1.2.1.2 Les types de structures cellulaires

La structure cellulaire générée par le front de détonation peut prendre des formes variées. Un maillage régulier peut se créer si cette dernière est régulière, mais peut également adopter une structure plus chaotique, dans laquelle cohabitent des cellules de tailles variables, avec des formes bien différentes de "l'écaille de poisson". Dans un souci de caractérisation de ces structures, STREHLOW [105] puis LIBOUTON et al. [72] ont formulé

une classification de la structure cellulaire, basée sur l'analyse des traces de la détonation, en analysant la régularité globale des cellules. De cette analyse, 4 domaines de régularité ont été définis : excellente, bonne, faible et irrégulière. Une illustration de ces domaines est exposée en Figure 1.9.

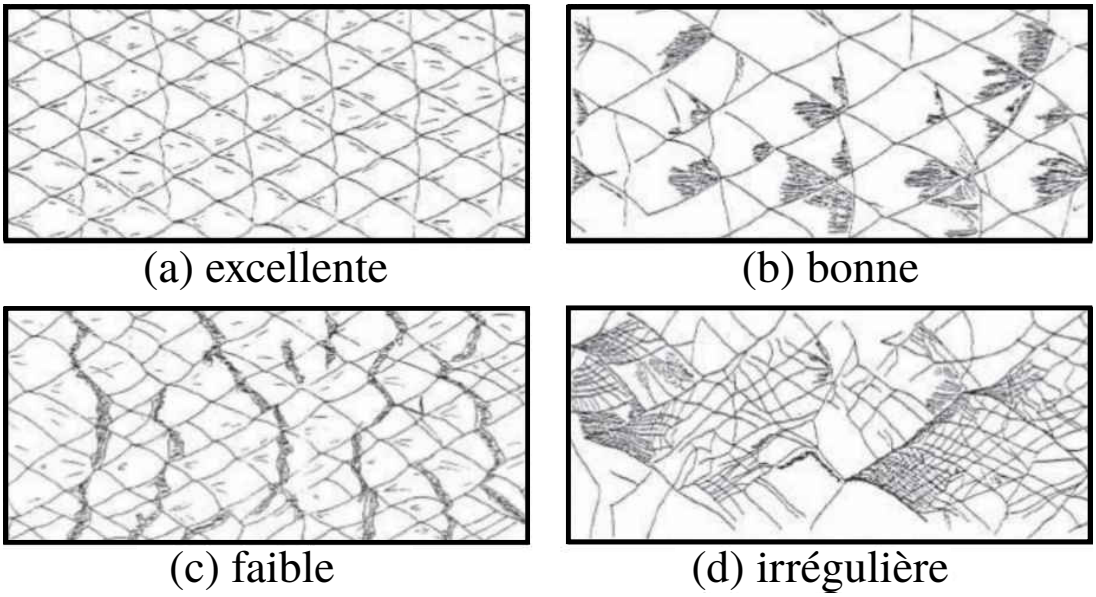


FIGURE 1.9 – Classification de la régularité de la structure cellulaire, par LIBOUTON et al. [72].

Les différences entre ces domaines sont les suivantes.

— Excellente : les cellules ont des formes identiques, la disparité de leurs tailles est pratiquement nulle.

— Bonne : les cellules ont encore des formes très similaires, une légère disparité dans leurs tailles commence à être observée.

— Faible : Les cellules gardent la forme globale de l'écaille de poisson, mais cette forme varie de façon notable entre les cellules. Une disparité importante commence à apparaître sur leurs dimensions.

— Irrégulière : Des cellules de tailles très différentes cohabitent, il devient difficile de déterminer une taille caractéristique. Les trajectoires des points triples formant les côtés des cellules peuvent s'évanouir ou naître au beau milieu d'une cellule.

Dans le cas des mélanges faiblement réguliers (Fig. 1.9.c) et irréguliers (Fig. 1.9.d), il existe généralement une sous-structure au sein de la cellule principale de détonation. Cette dernière est typiquement rencontrée dans des mélanges de type C_xH_y/O_2 et C_xH_y/O_2/diluant. Une cellule de cette sous-structure contient typiquement une myriade de plus petites cellules de détonation, dont la taille augmente au fur et à mesure de l'éloignement du point de naissance de la cellule principale. D'après MANZHALEI [75],

cette sous-structure disparaîtrait dans la seconde partie de la cellule. Il a néanmoins été observé l'existence d'une sous-structure dans la totalité de la cellule pour les mélanges indiqués précédemment, comme exposé dans la Figure 1.10. MANZHALEI caractérise les mélanges à sous-structure par une énergie d'activation réduite $E_a/RT_{VN} > 6.5$. Cette sous-structure est généralement associée à un mécanisme de libération d'énergie à une étape ou à double étapes hybrides.

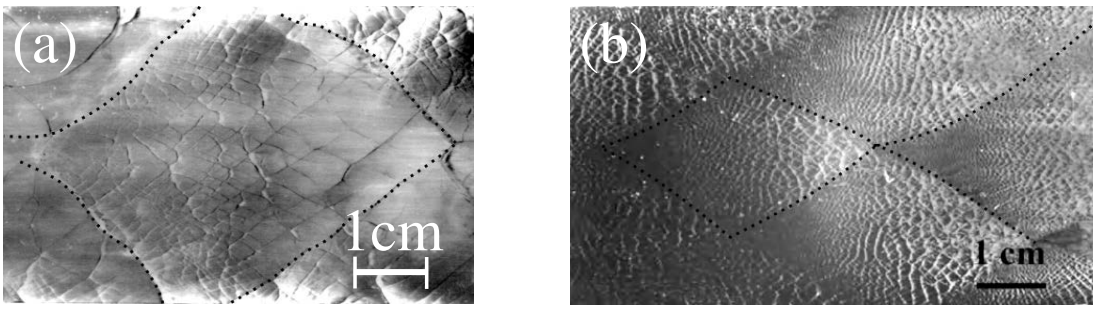


FIGURE 1.10 – Illustration des types de sous-structure d'une détonation : en (a) la sous-structure selon MANZHALEI observée dans un de nos essais (C_2H_4/air/spray d'eau, Richesse = 1, $Y_{H_2O} = 0.07$), en (b) la structure secondaire observée d'après JOUBERT et al. [57].

Il existe également un type de détonation générant une structure cellulaire double lors de l'utilisation de mélanges contenant du nitrométhane et/ou NO_2/NO_4. Une telle détonation se propage ainsi avec une structure principale régulière au sein de laquelle se trouve une structure secondaire comportant des cellules de dimensions relativement comparables et régulières. L'élargissement de la structure cellulaire secondaire, au fur et à mesure de l'éloignement du point de naissance de la cellule principale, s'explique également par la diminution de la célérité locale de détonation. Ce type de mélange est caractérisé par un mécanisme de libération d'énergie à deux étapes, pour lequel les longueurs d'inductions obtenues caractérisent dans une bonne mesure les dimensions de la structure cellulaire principale et secondaire [29].

Un second type de structure cellulaire particulier est observé lorsque la détonation se rapproche des limites de détonabilité du mélange dans lequel elle se propage : la structure marginale. Cette structure comporte bien souvent un ou deux points triples principaux sur son front de détonation, formant au plus une seule cellule.
Dans le cas de la propagation d'une détonation confinée dans un tube cylindrique, cette structure peut évoluer en une structure dite hélicoïdale. Elle fut observée expérimentalement pour la première fois par CAMPBELL et WOODHEAD [18] et modélisée par FAY [34] et MANSON [74]. Ce type de détonation s'appuie sur la propagation longitudinale de

son front, sur lequel un seul point triple en rotation et plaqué sur la paroi latérale du tube progresse. Ce point triple trace alors des bandes inclinées sur les plaques enfumées, comme il est exposé en Figure 1.11.

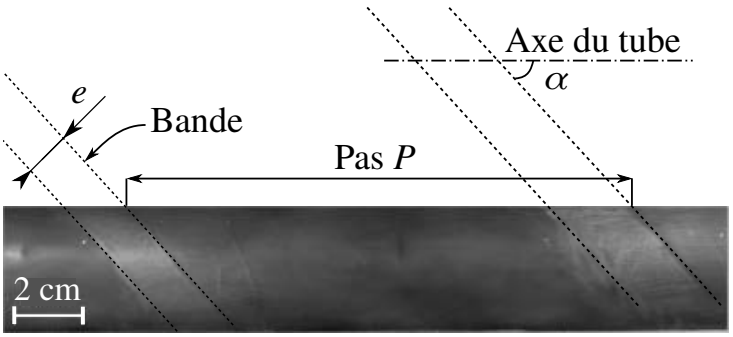


FIGURE 1.11 – Illustration de la trace d'une détonation hélicoïdale, d'après VIROT [123].

Une détonation hélicoïdale est caractérisée par son pas P, son angle de rotation α ainsi que la largeur de la bande (e), contenant une sous-structure en aval de la trace principale laissée par la détonation.

1.2.1.3 Structure cellulaire et confinement

Bien souvent, les expériences de détonations sont effectuées dans des tubes fermés. Ainsi la géométrie de tube peut modifier la structure cellulaire "naturelle" de la détonation. Une détonation multicellulaire se propageant dans un tube à section cylindrique génère ainsi un front de détonation constitué de plusieurs polygones losangiques, alors qu'un tube de section carré ou rectangulaire produit un front comportant plusieurs carrés et rectangles, parallèles aux côtés du tube (voir Figure 1.12). Dans les tubes à section carrée ou rectangulaire, un mode de propagation alternatif de la détonation peut également exister. Ce mode de détonation s'appuie alors sur les diagonales du tube carré dans lequel elle se propage (voir Figure 1.12.c).
Cette adaptation de la structure cellulaire au confinement peut régulariser ou dérégulariser cette dernière suivant les configurations employées, la rendant ainsi capable d'exister dans des mélanges où elle ne serait pas observée, si le confinement est de nature différente. Toutefois dans le cas d'une structure multicellulaire, ce confinement a très peu d'influence sur les dimensions caractéristiques des cellules de détonation.

De plus, lorsque la taille de cellule atteint les dimensions caractéristiques de la section du tube, deux phénomènes interviennent :

— Le premier est le "mode locking". Il s'appuie sur le fait que la détonation ne peut posséder qu'un nombre entier n d'ondes transverses, formant $n/2$ cellules. Ce phé-

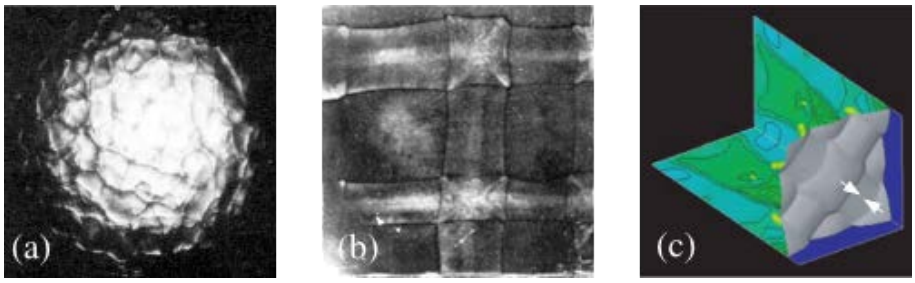


FIGURE 1.12 – Illustration de l'adaptation de la structure de détonation à la géométrie : vues de face de la détonation avec en (a) le cas d'un tube à section cylindrique [87], en (b) et (c) le cas d'un tube à section carré ([107], [118], [47]).

nomène devient significatif lorsque le rapport de la taille "naturelle" de cellule λ sur le diamètre de tube d_{tube} dépasse 0.67 [108], autorisant l'existence d'au plus 3 ondes transverses dans le tube. Ainsi la structure cellulaire va s'accorder aux dimensions du tube, pour former majoritairement 1.5,1 ou 0.5 cellule par rapport au diamètre du tube.

— Le second phénomène est le couplage acoustique ("acoustic coupling"), et devient prépondérant lorsqu'il ne subsiste qu'une seule onde transverse [37]. L'onde transverse va entrer en résonance avec les modes fondamentaux de vibration du tube, provoquant un couplage acoustique de la détonation avec le tube. Ce couplage modifie la forme et la régularité de la structure cellulaire, mais reste faible dans le cas d'un mélange à structure cellulaire irrégulière, du fait de la capacité intrinsèque de la détonation à empêcher l'entrée en résonance.

Dans le cas d'une détonation à structure marginale confinée dans un tube, un découplage de la zone de réaction et le front de choc peut se faire, entraînant l'extinction de la détonation du fait des échanges de chaleur aux parois très importants. Ainsi, il est considéré qu'une détonation ne peut se propager dans ce type de configuration, si la taille caractéristique de la cellule est au minimum d'un ordre 2 à π fois le diamètre du tube employé ([17], [80]).

Le confinement de la détonation par le tube dans lequel elle se propage induit également un accroissement des pertes aux parois. Ces pertes, liées aux échanges thermiques, vont ralentir la célérité de propagation de la détonation et provoquer un déficit de célérité par rapport à la célérité idéale D_{CJ}.

RADULESCU [89] a caractérisé dans ses travaux de thèse l'influence des pertes aux parois sur la détonation, en utilisant un tube aux parois poreuses. Ses résultats montrent que la stabilité de la détonation dans un mélange conditionne son comportement face aux pertes

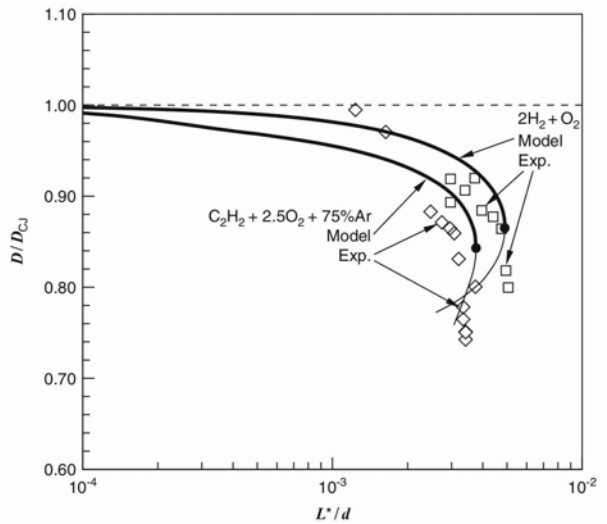


FIGURE 1.13 – Déficits en célérité D/D_{CJ} observés dans le cas d'une détonation se propageant dans un tube aux parois poreuses, d'après RADULESCU [89]. L^*/d représente l'épaisseur de réaction ZND L^*, adimensionnée par le diamètre du tube d considéré. L'accroissement de ce ratio indique l'augmentation des pertes aux parois. Les mélanges $2H_2 + O_2$ et $C_2H_2 + 2.5O_2 + 75\%Ar$ utilisés sont respectivement irrégulier et régulier.

aux parois (Figure 1.13). Ainsi les mélanges dits "irréguliers" sont plus résistants face aux pertes aux parois, par rapport aux mélanges "réguliers" pour lesquels l'extinction de la détonation intervient pour des pertes aux parois plus faibles.

1.2.2 L'épaisseur hydrodynamique

Le modèle ZND précédemment exposé corrèle la fin de la libération d'énergie à l'existence d'un plan sonique (Équation 1.6), au-delà duquel aucune perturbation provenant de l'aval de l'écoulement ne peut affecter la détonation. Ainsi la connaissance de sa position permet de fournir une indication supplémentaire sur le comportement de la détonation. SOLOUKHIN ([104], [103]) définit la longueur entre le plan sonique et le front de choc comme étant l'épaisseur hydrodynamique l_{TH}, au sein de laquelle les phénomènes de relaxation des gaz choqués peuvent intervenir sur le développement des processus cinétiques. Cette épaisseur l_{TH} correspondrait à plusieurs fois la taille de cellule λ.

À ce jour, deux méthodes principales d'estimations de cette épaisseur existent, dont les illustrations sont faites en Figure 1.14 :

— La première consiste à introduire dans la conduite d'essai une aiguille ou une série d'aiguilles perpendiculaires à l'écoulement. L'observation du décollement du ou des chocs générés par la détonation lors de son passage sur le dispositif permet ainsi d'estimer la zone de sonicité de l'écoulement. Cette méthode sous-estime néanmoins

la distance entre le choc et le plan sonique, du fait du placement de l'aiguille dans le référentiel du laboratoire et non dans celui du front de détonation.

— La seconde consiste à caractériser l'enveloppe des fluctuations de pression en aval du front de choc à l'aide de capteurs de pression. Cette méthode nécessite une structure cellulaire relativement grande par rapport au capteur, afin de pouvoir capturer ces fluctuations. Elle a toutefois l'avantage de s'appliquer aussi bien à des travaux expérimentaux que numériques.

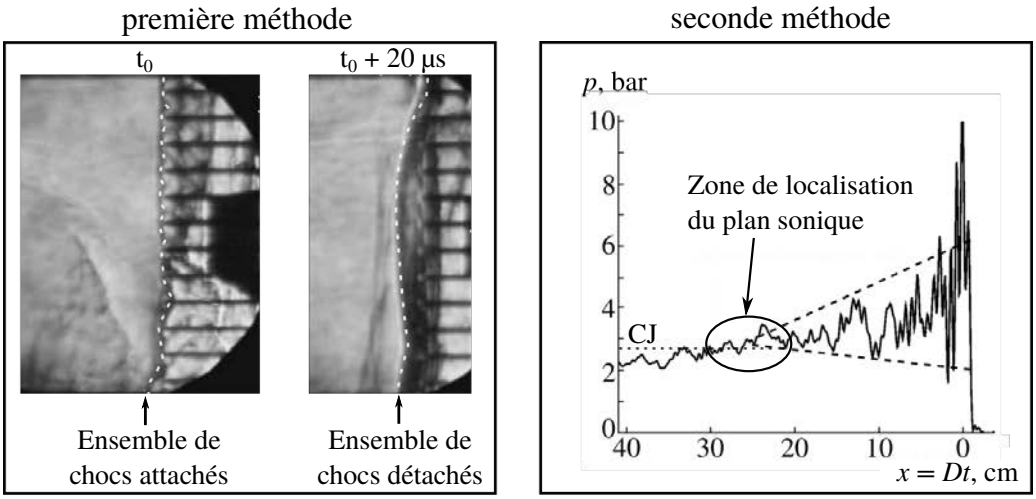


FIGURE 1.14 – Illustration des deux méthodes d'estimations de l'épaisseur hydrodynamique. L'image de la première méthode est issue de WEBER et OLIVIER [127] et celle de la seconde des travaux de LEE et RADULESCU [70].

Dans le cas des détonations à structures cellulaires régulières et dans la continuité des travaux de SOLOUKHIN, VASIL'EV et al. ([119], [120]) furent les premiers à estimer l'épaisseur hydrodynamique en utilisant la méthode de l'aiguille, situant ainsi le plan sonique à 1.2-3 λ du choc. L'amélioration de cette méthode par WEBER et OLIVIER [127] conduit à une estimation de l'ordre de 0.4-0.8 λ. Plusieurs analyses théoriques situent quant à elles le plan sonique entre 2-4λ et 4-10λ après le passage du choc ([120], [32]). Par ailleurs, une étude numérique faite par LEE et RADULESCU [70] estime l'épaisseur hydrodynamique à 0.5 λ.

L'estimation de cette épaisseur hydrodynamique devient plus délicate dans le cas des mélanges générant une détonation à structure cellulaire irrégulière, du fait des fortes fluctuations de l'écoulement, produisant un plan sonique multidimensionnel. LEE et RADULESCU [70] ont néanmoins estimé expérimentalement pour ce type de mélange, une épaisseur hydrodynamique moyenne de l'ordre de 6 λ. REYNAUD et al. [95] ont quant à eux évalué numériquement cette épaisseur à environ 3 λ, en considérant la présence de pertes aux parois.

D'après les résultats expérimentaux de Liu et al. [73], cette épaisseur hydrodynamique semble être indépendante de la géométrie du confinement employé. Ces derniers ont en effet montré dans le cas de différentes géométries l'indépendance de cette épaisseur vis-à-vis du confinement.

Chapitre 2

Chocs et interactions en milieux diphasiques

Sommaire

2.1 Introduction 22

2.2 Interaction entre une onde de choc et des gouttelettes 22

2.2.1 L'atomisation de gouttelettes par choc 22

2.2.2 L'auto-inflammation de gouttelettes par choc 40

2.2.3 La détonation dans un spray réactif 43

2.3 Interaction de la détonation et d'une phase dispersée 47

2.3.1 Cas d'une phase dispersée de particules solides 47

2.3.2 Extinction de la détonation par un spray liquide 53

2.3.3 Bilan sur l'extinction de la détonation par utilisation d'une phase dispersée 60

2.1 Introduction

Ce chapitre vise à dresser une image représentative des études concernant les différentes interactions entre une onde de choc/détonation et une phase dispersée, dans des configurations inertes ou réactives. Cette section est structurée en deux thématiques.
La première concerne l'interaction entre une onde de choc se propageant dans une atmosphère gazeuse initialement oxydante ou inerte et une phase dispersée liquide inerte ou partiellement réactive. Ce premier volet permet d'identifier et de caractériser les différents mécanismes associés à l'interaction d'une onde de choc incidente avec un spray. Ce spray pouvant être combustible, peut alors initier une combustion voire une détonation, en fonction de l'amplitude du choc et de la réactivité du prémélange associé.
La deuxième thématique concerne l'interaction entre une détonation gazeuse et une phase dispersée inerte, liquide ou solide. Ce deuxième volet aborde plus spécifiquement les différents mécanismes physiques qui vont engendrer un déficit de la vitesse de détonation, voire son extinction.

2.2 Interaction entre une onde de choc et des gouttelettes

2.2.1 L'atomisation de gouttelettes par choc

Les divers travaux menés sur l'interaction d'un choc avec une gouttelette liquide montrent l'apparition de différents processus continus à la suite du passage de l'onde de choc. La mise en vitesse de la phase gazeuse va tout d'abord accélérer puis déformer la gouttelette initiale appelée la gouttelette mère. De façon concomitante, le processus d'atomisation va engendrer des gouttelettes filles qui s'évaporent. Les sous-sections suivantes seront dédiées à l'étude bibliographique de ces différents phénomènes, dans laquelle deux approches du processus d'atomisation seront abordées.

2.2.1.1 Les premiers travaux

Déformation - atomisation

Ces premiers travaux en matière de déformation et d'atomisation de gouttelettes remontent aux débuts des années 50-60, avec Lane [66], Hinze [50] et Hanson et al. [49]. Les configurations adoptées permettaient de générer un flux d'air subsonique ainsi que des chocs supersoniques, afin d'étudier les différents processus agissant sur des gouttelettes d'eau, de silicone ou d'huile, dont le diamètre varie entre 200 et 5000 µm.
De ces diverses expériences, il est noté que l'atomisation d'une gouttelette suit plusieurs étapes, dont la première est sa déformation sous l'effet des efforts aérodynamiques. Sa

structure prend ainsi une forme lenticulaire [50], pouvant atteindre d'après les observations expérimentales un diamètre maximal de deux fois le diamètre initial de la gouttelette [66]. À la suite de cette déformation, les efforts aérodynamiques générés sur la gouttelette amorcent son atomisation. Hinze [50] observe différents régimes d'atomisation de gouttelettes, dépendant de la viscosité de ces dernières mais également de l'amplitude du choc. Il corrèle l'apparition du premier de ces régimes au nombre de Weber, qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces liées aux tensions de surface :

$$\mathrm{We} = \frac{\rho_{\mathrm{gaz}} u_{\mathrm{gaz}}^2 d_{\mathrm{goutte}}}{\sigma_{\mathrm{liq}}} \tag{2.1}$$

où ρ_{gaz} et u_{gaz} sont respectivement la masse volumique et la vitesse du gaz choqué, d_{goutte} est le diamètre de la gouttelette et σ_{liq} la tension de surface du liquide. Hinze constate ainsi l'existence d'un nombre de Weber critique $\mathrm{We_c} \simeq 13$ en deçà duquel aucune atomisation n'est observée. Il dissocie de plus deux régimes. Le premier est observé pour un Weber légèrement supérieur à $\mathrm{We_c}$. La gouttelette après s'être aplatie prend la forme d'un ellipsoïde, comprenant un sac et une couronne toroïdale, se fragmentant par la suite. Le second intervient pour des nombres de Weber plus élevés, l'atomisation devient alors plus chaotique (voir Figure 2.1).

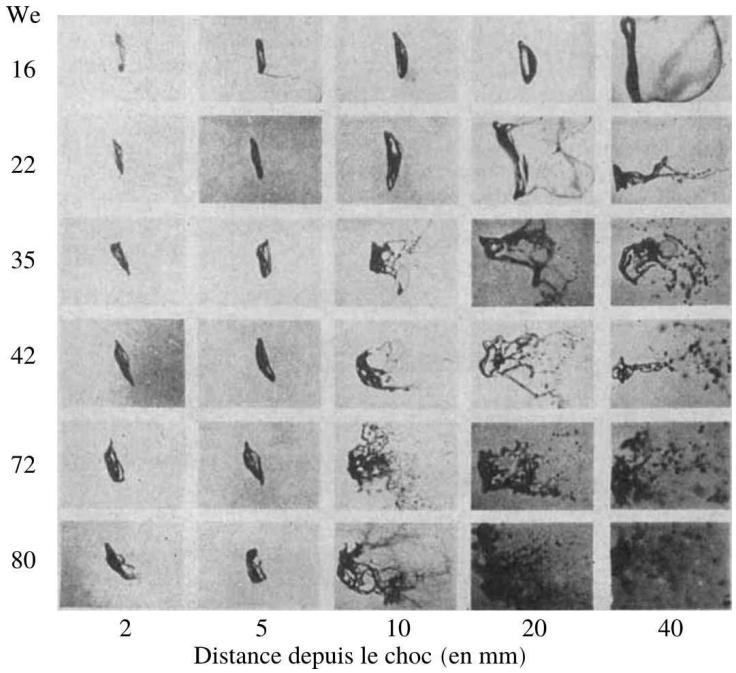
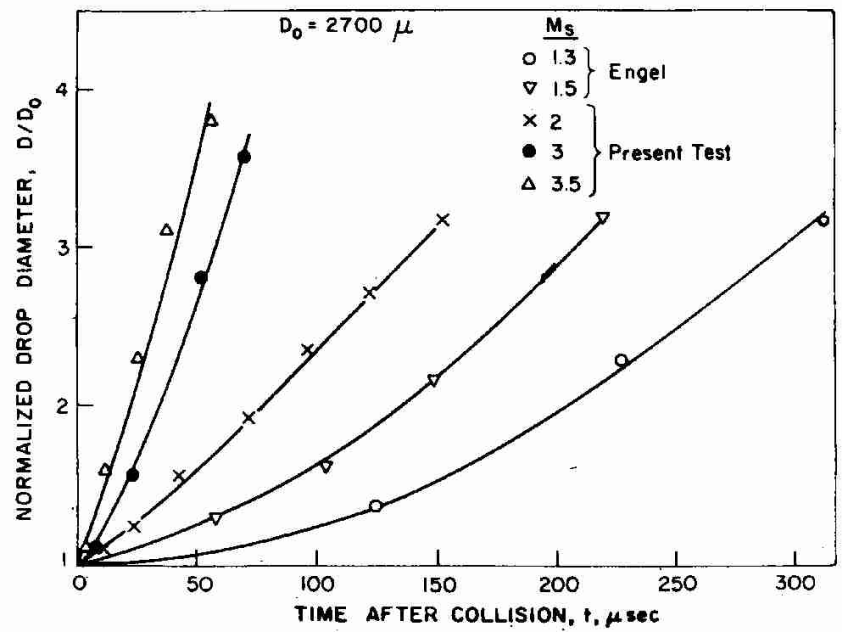


Figure 2.1 – Photographies de gouttelettes soumises à un écoulement d'air incident pour des nombres de Weber de plus en plus élevés, en fonction de la position de la gouttelette par rapport au choc incident, d'après Hinze [50]. La séquence horizontale du haut caractérise le premier régime d'atomisation et celle du bas le second.

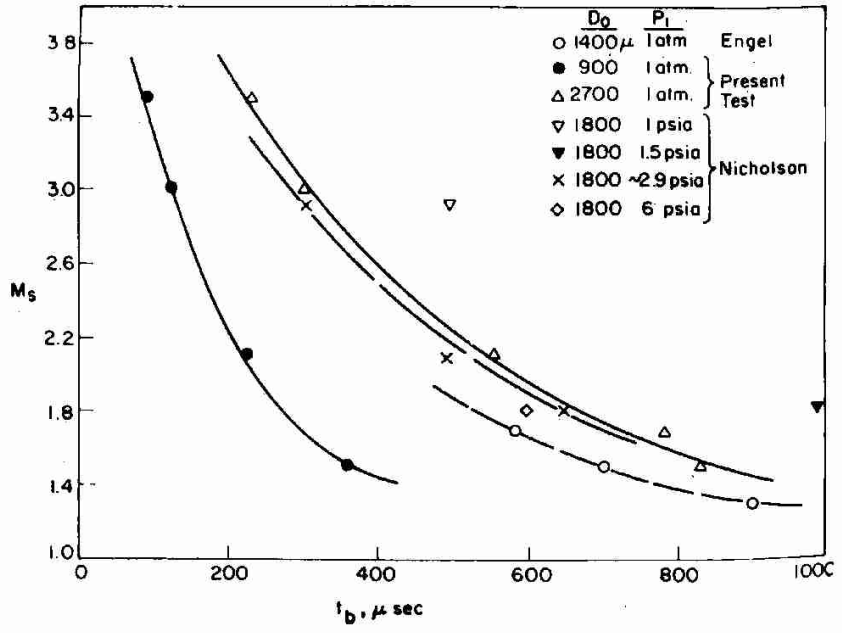
D'après Hanson et al. [49], l'atomisation est un processus généré par l'écart de vitesses entre la gouttelette et le fluide environnant. Cette observation sera confirmée par d'autres études postérieures [92]. De plus, Hanson et al. [49] et Lane [66] observent une discontinuité dans les tailles de gouttelettes filles produites par l'atomisation, lors du passage d'un écoulement subsonique à supersonique [66]. Ces derniers notent également l'action de la viscosité du liquide, qui réduit la déformation des gouttelettes et retarde le processus d'atomisation ([50], [49], [42]).

À la fin des années 60, plusieurs études menées par Dabora et Fox ([24], [39]) et Ranger et Nicholls [92] portant sur l'atomisation d'une gouttelette seule et de colonnes de gouttelettes, ont permis d'analyser en détail les étapes de la formation d'un brouillard et de caractériser les temps nécessaires à l'atomisation.
Ranger et Nicholls [92] ont étudié l'atomisation de gouttelettes de diamètres allant de 750 à 4400 µm soumises à un choc incident, dont le nombre de Mach varie de 1.5 à 3.5. Leurs résultats différencient clairement les trois étapes de la formation d'un brouillard à partir d'une gouttelette mère. La première et la deuxième étape sont respectivement l'accélération et la déformation de la gouttelette. Il s'en suit en dernière étape l'atomisation de la gouttelette mère en gouttelettes filles.
Le processus d'atomisation apparaît quelques microsecondes après le passage du choc, pour se terminer lorsque la gouttelette mère est complètement atomisée en gouttelettes filles. Pour des nombres de Mach plus élevés, l'atomisation apparaît immédiatement après le passage du choc et est décrite comme un processus continu. L'origine de l'atomisation résulterait d'après Ranger et Nicholls d'un mécanisme de "pelage" de la couche limite formée autour du liquide de la gouttelette.
De plus, ces différents processus d'accélération, de déformation et d'atomisation sont notés comme étant d'autant plus rapides que le nombre de Mach et le nombre de Reynolds de la gouttelette $\mathrm{Re} = \rho_{\mathrm{gaz}} u_{\mathrm{gaz}} d_{\mathrm{goutte}} / \mu_{\mathrm{gaz}}$ incident augmentent, comme il est exposé sur la Figure 2.2.

D'après l'analyse de la déformation maximale de la gouttelette avant l'initiation de l'atomisation (Figure 2.2a), Ranger et Nicholls notent une déformation maximale similaire à celle observée par Hinze [50], atteignant 3.2 à 3.8 fois le diamètre initial de la gouttelette, suivant l'intensité du choc incident.
Ranger et Nicholls définissent également un temps caractéristique d'atomisation τ_{br}, comme étant le temps nécessaire à l'atomisation complète de la gouttelette mère, et auquel



(a) Évolution de la déformation des gouttelettes en fonction du temps post-choc pour différents nombres de Mach incident.



(b) Influence du nombre de Mach sur l'évolution du temps d'atomisation.

FIGURE 2.2 – Évolutions temporelles des processus de déformation et d'atomisation en fonction du nombre de Mach du choc incident, d'après RANGER et NICHOLLS [92].

ils associent un temps adimensionnel T_{br} :

$$\tau_{\mathrm{br,RN}} = \frac{u_{\mathrm{gaz}}}{d_{\mathrm{goutte}}} \times \left(\frac{\rho_{\mathrm{gaz}}}{\rho_{\mathrm{liq}}}\right)^{1/2} \qquad \text{et} \qquad T_{\mathrm{br}} = \frac{\tau_{\mathrm{br}}}{\tau_{\mathrm{br,RN}}} \tag{2.2}$$

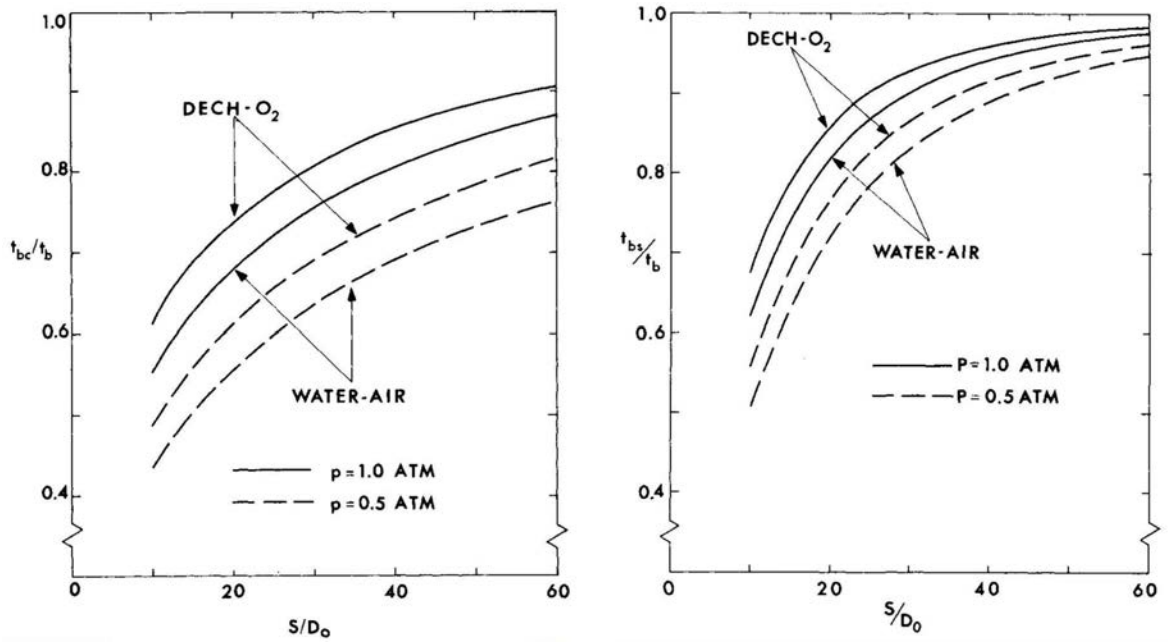
Ces derniers évaluent ce temps adimensionnel T_{br} à environ 5.
Sur la base des observations de Ranger et Nicholls, Dabora et Fox ([24], [39]) développent un modèle analytique sur le temps caractéristique d'atomisation dans le cas d'un train de gouttelettes ou d'un spray impactés par un choc incident. Ces derniers définissent le temps caractéristique d'atomisation d'une gouttelette dans une colonne ou dans un spray $\tau_{\mathrm{br,x}}$ (voir Équation 2.3), dépendant du temps équivalent d'atomisation d'une gouttelette seule τ_{br} et d'un facteur de chargement $\bar{\eta}$. Ce facteur matérialise la quantité d'eau présente dans la traînée des gouttelettes, suivant la configuration adoptée.

$$\tau_{\mathrm{br,x}} = \frac{\tau_{\mathrm{br}}}{(1+\bar{\eta})^{1/2}} \tag{2.3}$$

La Figure 2.3 expose ainsi les résultats de leur modèle, en fonction de l'espacement des gouttelettes entre elles (S) et de leur diamètre initial caractéristique d_{goutte}. Ces derniers remarquent ainsi qu'une interaction conséquente des gouttelettes entre elles peut exister lorsqu'elles sont éloignées de 10 à 20 fois leur diamètre, pouvant accélérer l'atomisation d'un facteur 2 par rapport à une gouttelette seule.
Suivant les travaux, la zone minimale d'interaction peut néanmoins grandement varier, de $S/d_{\mathrm{goutte}} \approx 10$ (Gel'Fand [41]) à $S/d_{\mathrm{goutte}} \leq 50-100$ (Fox et Dabora [39]). Toutefois, ces estimations s'affranchissent de la distance parcourue par les gouttelettes après le passage du choc. Cette distance est évaluée à environ 20-30 fois le diamètre initial de la gouttelette d'après Ranger et Nicholls [92], et à 25 fois le diamètre initial d'après l'étude expérimentale de Gel'Fand et al. [42].

L'analyse effectuée par Fox et Dabora [39] indique donc l'action d'un effet collectif du spray sur le temps d'atomisation. L'extension de ces résultats à des nombres de Mach plus élevés ($M_{\mathrm{choc}} > 2$) semble d'après ces auteurs acceptable, via une très légère réduction du ratio $\tau_{\mathrm{br,x}}/\tau_{\mathrm{br}}$ inférieure à 4 %.
Cette analyse montre ainsi la nécessité de considérer un spray comme un ensemble de gouttelettes, et non comme représentable par une seule gouttelette. Mais par souci de simplicité, beaucoup d'auteurs considèrent le temps caractéristique établi par Ranger et Nicholls [92].

Les différents travaux présentés ci-dessus ont donc permis l'élaboration au cours des années 1980 à 2000 de modèles d'atomisation plus évolués, explicités dans les Sections 2.2.1.2



(a) Cas de la colonne ($\tau_{\mathrm{br,c}}/\tau_{\mathrm{br}}$). (b) Cas du spray ($\tau_{\mathrm{br,s}}/\tau_{\mathrm{br}}$).

FIGURE 2.3 – Évolution des temps caractéristiques d'atomisation dans le cas d'une colonne de gouttelettes et d'un spray, en fonction de l'espacement entre les gouttelettes S/d_{goutte}, pour un choc se propageant à $M_{\mathrm{choc}} = 2$. D'après FOX et DABORA [39], le temps caractéristique adimensionnel d'atomisation T_{br} est estimé à 4.

et 2.2.1.3.

La vaporisation des gouttelettes

La vaporisation des gouttelettes est également un élément-clef dans l'interaction d'un choc avec la phase dispersée.

La loi d'évaporation en d^2 formulée initialement par GODSAVE [44], fournit une solution analytique du temps caractéristique. Les deux équations du modèle sont :

$$\lambda_{\mathrm{évap}} = \frac{\mathrm{d}(d^2_{\mathrm{goutte}})}{\mathrm{d}t} \quad \text{et} \quad \lambda_{\mathrm{évap}} = \frac{8\lambda_{\mathrm{th}}}{C_{\mathrm{p,mel}} \cdot \rho_{\mathrm{liq}}} \times \ln(1+B) \tag{2.4}$$

donnant le temps caractéristique d'évaporation $\tau_{\mathrm{évap}} = d^2_{\mathrm{goutte}}/\lambda_{\mathrm{évap}}$. Il est donc nécessaire d'estimer $\lambda_{\mathrm{évap}}$, dont la valeur est déterminée grâce au nombre de Spalding B. Le détail de cette méthode proposée par LEFEBVRE [71] est exposé dans l'Annexe A.1.

Cette loi considère une gouttelette sphérique à la température T_{goutte} uniforme et égale à la température de saturation. Les propriétés du gaz environnant et du liquide sont constantes et négligent la phase de montée en température du liquide. Cependant, AGGARWAL et al. [1] ainsi que LAW [68] considèrent qu'il est nécessaire de prendre en compte la conduction et la convection internes à la gouttelette, afin de ne pas surestimer le temps

d'évaporation. La revue de Sirignano [101] montre que ce type de modèle permet de prendre en compte l'influence de la phase vapeur créée par les gouttelettes environnantes, pouvant agir dans un rayon d'action de 4 d_{goutte} à 8 d_{goutte}. Cette action réduit notablement la constante d'évaporation d'un facteur ln(2). Cette diminution de la constante d'évaporation augmente alors le temps d'évaporation des gouttelettes, probablement dû à l'augmentation plus rapide en masse de vapeur dans l'atmosphère entourant les gouttelettes. La configuration adoptée pour cette étude considérait seulement deux gouttelettes de combustible voisines, s'évaporant et brûlant dans une atmosphère oxydante au repos. Toutefois, ces différentes analyses ne prennent pas en compte la vaporisation forcée apparaissant autour d'une gouttelette, suite à l'accélération de cette dernière en aval d'un choc. La modélisation effectuée par Delplanque et Sirignano [27] considère une partie de ces effets, via l'atomisation par pelage et la vaporisation de la gouttelette. Les calculs obtenus mettent en avant la réduction du temps de vie de la gouttelette liée à son atomisation, du fait de la production de gouttelettes plus petites s'évaporant plus rapidement. Il a également été observé que le mécanisme d'atomisation générant des gouttelettes de plus petite taille, peut ralentir le chauffage transitoire de la gouttelette mère. Le modèle monodimensionnel décrit par Frolov et al. [40] a quant à lui permis de reproduire dans une certaine mesure l'évolution des températures et des rayons de gouttelettes observés par le biais d'expériences. Les gammes de validité des températures de son modèle vont de 400 et 1500 K, et ce pour des pressions allant de 1 à 40 MPa, ce qui est représentatif des conditions en aval d'un choc fort. Les résultats montrent une évolution non linéaire de la régression de la gouttelette, du fait de l'incorporation au modèle du chauffage transitoire de cette dernière. Ainsi, ces résultats révèlent notamment un temps caractéristique de vaporisation de 6 ms dans le cas d'une gouttelette d'heptane de 50 µm, plongée dans une atmosphère à 1200 K et 10 bar.

2.2.1.2 Les différents régimes de l'atomisation secondaire

Une caractérisation plus fine du phénomène d'atomisation au cours des années 1980-1990 a permis de préciser les différents régimes d'atomisation.
La Figure 2.4 représente la synthèse de la revue de Shraiber et al. [100], s'appuyant notamment sur les travaux de Hsiang et Faeth [53], Pilch et Erdman [85] ainsi que Gel'Fand [41].
Shraiber et al. présentent la classification la plus détaillée, comprenant 8 modes différents :

— (a) : Le "Vibrationnal breakup" ou fragmentation vibrationnelle. Cette fragmentation génère plusieurs gros globules par déformation de la gouttelette. Le temps d'atomisation caractéristique associé est considéré comme étant le plus long de tous.

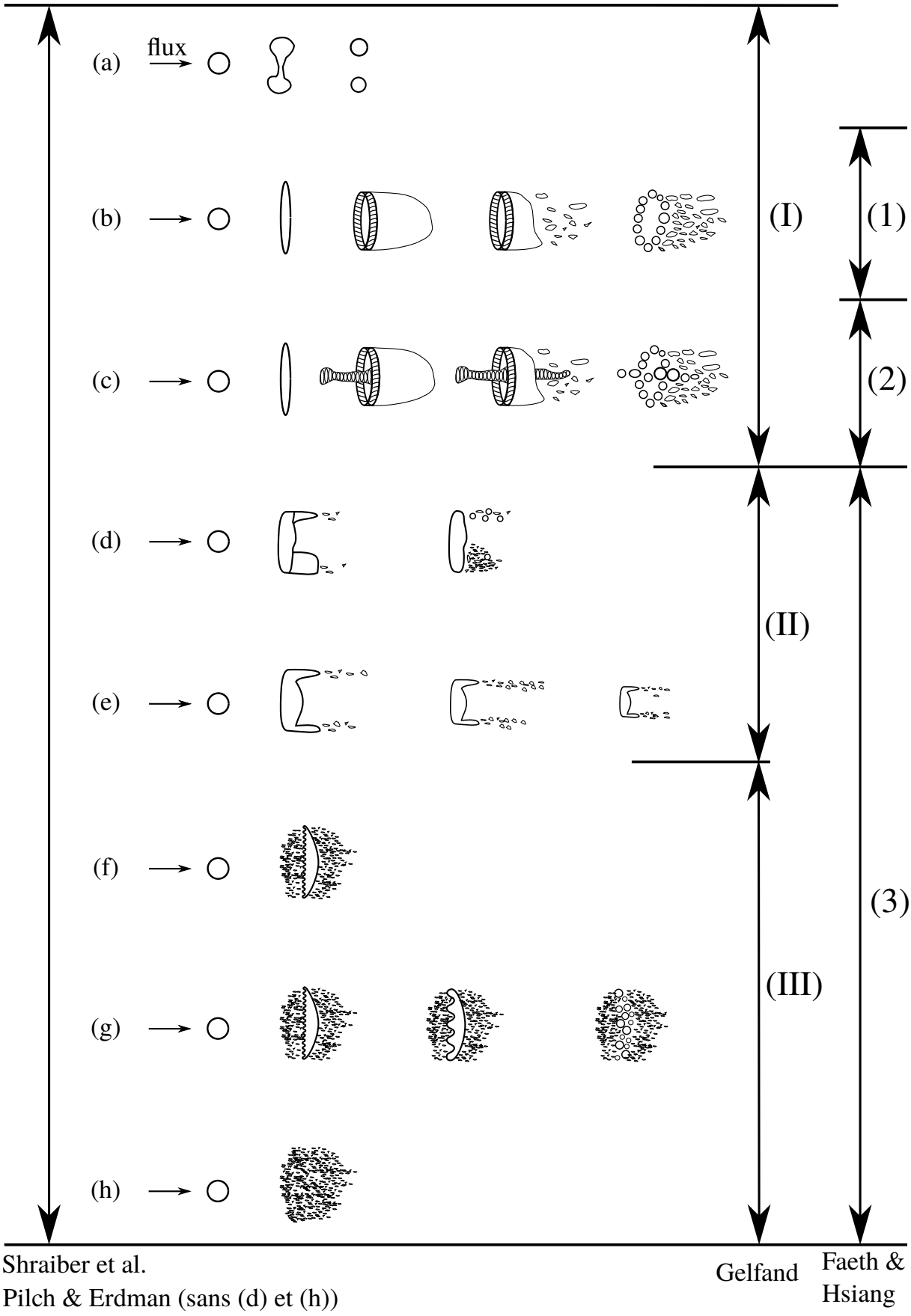


FIGURE 2.4 – Schématisation des différents régimes d'atomisations provenant des travaux de GEL'FAND [41], HSIANG et FAETH [53], PILCH et ERDMAN [85] et SHRAIBER et al. [100].

— (b) : Le "bag breakup" ou atomisation en parachute ou en sac. La gouttelette se déforme pour former une lentille qui va s'étirer et se percer, permettant ainsi la formation d'un anneau et d'une poche. La poche se brise ensuite en de plus petites gouttelettes, avant la rupture de l'anneau.

— (c) : Le "bag and stamen breakup" ou atomisation en parachute et pistil. Ce mode est analogue au précédent. La différence principale provient de la formation d'un ligament se propageant dans le sens opposé à celui de l'écoulement. La désintégration de ce ligament suit celle de l'anneau.

— (d) : Le "transitional breakup" ou atomisation transitionnelle. Ce mode d'atomisation emprunte les caractéristiques du mode (c) et (e), à savoir la formation d'un disque soumis à de fortes déformations, se faisant ainsi peler par le flux incident. Une paroi latérale apparaît également lors de ce processus.

— (e) : Le "sheet stripping" ou atomisation par pelage de couche. Sous l'intensité du flux incident, une bifurcation s'opère par rapport aux modes d'atomisation précédents. Le liquide du disque généré par déformation de la gouttelette forme une enveloppe se faisant peler par le flux incident, produisant de très petits fragments. Le corps principal de la gouttelette survit ainsi jusqu'à pelage complet de ce dernier. Une illustration détaillée de ce mode d'atomisation extrait des travaux de Hsiang et Faeth [53] est exposée en Figure 2.5.

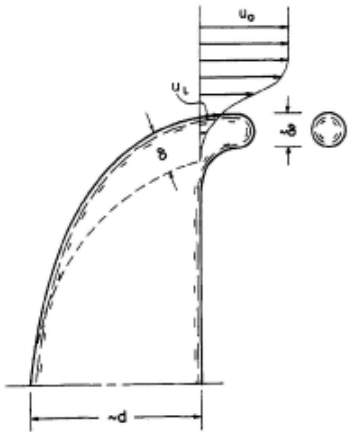


Figure 2.5 – Illustration de l'atomisation par pelage de couche, d'après Hsiang et Faeth [53].

— (f) : Le "wave crest stripping" ou pelage d'ondelettes. Sous de très fortes conditions incidentes, des instabilités de petite taille se forment sur la surface exposée au flux incident de la gouttelette. Ces ondelettes sont ainsi pelées par le flux incident jusqu'à la disparition complète du disque principal.

— (g) : Le "catastrophic breakup" ou atomisation catastrophique. Ce type d'atomisation débute de la même façon que le pelage d'ondelettes. À un stade plus avancé

du processus, des instabilités s'apparentant à celles de Rayleigh-Taylor se forment sur la face de la gouttelette exposée au flux, s'agrandissant jusqu'à la désintégration totale du corps principal.

— (h) : L'"explosive breakup" ou atomisation explosive. Cette configuration ne voit pratiquement pas le pelage du corps principal de la gouttelette, cette dernière se décomposant apparemment directement en gouttelettes filles.

Par une approche similaire, Pilch et Erdman [85] ont également défini un modèle d'atomisation, dont les seules différences proviennent de l'assimilation du mode (d) et (e) à un seul mode également appelé la désintégration par pelage de couches ("sheet stripping"), ainsi qu'à l'absence d'atomisation explosive dans leur modèle.
Gel'Fand [41] et Hsiang et Faeth [53] considèrent quant à eux un modèle plus global, assimilant également certains modes entre eux. Le modèle d'atomisation alors obtenu est le suivant :

— mode (I) ou (1)+(2) : L'atomisation transitoire [41] ou en parachute et multimode [53]. Suivant les auteurs, ce mode d'atomisation englobe l'atomisation vibrationnelle, en parachute ou en parachute et pistil [41]. A contrario de leurs contemporains, Hsiang et Faeth ne considèrent pas l'existence d'un mode d'atomisation dit vibrationnel.

— (II) ou (3) : L'atomisation par pelage [41] ou par cisaillement Hsiang et Faeth [53]. Pour Gel'Fand, ce mode d'atomisation correspond aux descriptions des modes (d) et (e) explicitées par Shraiber et al. [100].

— (III) ou (3) : Le mode d'atomisation explosive ou par pelage d'instabilités. D'après Gel'Fand, ce mode d'atomisation correspond à l'apparition d'instabilités s'apparentant à celles de Rayleigh-Taylor, formées à la surface de la gouttelette exposée au flux incident (voir l'image (f) de la Figure 2.4. Ce mode n'est toutefois par considéré par Hsiang et Faeth [53], l'assimilant à l'atomisation par pelage.

Comme le notent Shraiber et al. [100], la classification de ces différents modes en fonction du nombre de Weber peut grandement varier suivant les auteurs. Les domaines d'existence de ces régimes d'atomisation sont exposées dans le Tableau 2.1.

Gel'Fand adopte le paramètre $We/Re^{1/2}$. Ce critère caractérise l'atomisation d'une gouttelette par destruction de la couche superficielle de liquide, délimitant d'après sa classification le passage du mode (I) au mode (II). D'autres représentations, notamment celle de Hsiang et Faeth [53] utilisent le nombre d'Ohnesorge $Oh = We^{1/2}/Re$, représentant l'influence des forces de viscosité face aux efforts de tension superficielle. L'évolution des différents modes d'atomisations d'après Hsiang et Faeth est exposée en Figure 2.6.

Modes	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)-(h)
Shraiber et al.	<12	12-50	20-100	30-60	$80\text{-}10^3$	> 350	$>10^3$
Pilch et Erdman	≤ 12	12-50	50-100	100-350		> 350	
Gel'Fand		10-40 **(I)**		$40\text{-}10^3$ **(II)**		$10^3\text{-}10^5$ **(III)**	
Hsiang et Faeth	X	12-40 **(1)**	40-80 **(2)**	>80 **(3)**			

Tableau 2.1 – Tableau des nombres de Weber délimitant les différents régimes d'atomisation (voir Figure 2.4), d'après Shraiber et al. [100], Pilch et Erdman [85], Gel'Fand [41] et Hsiang et Faeth [53].

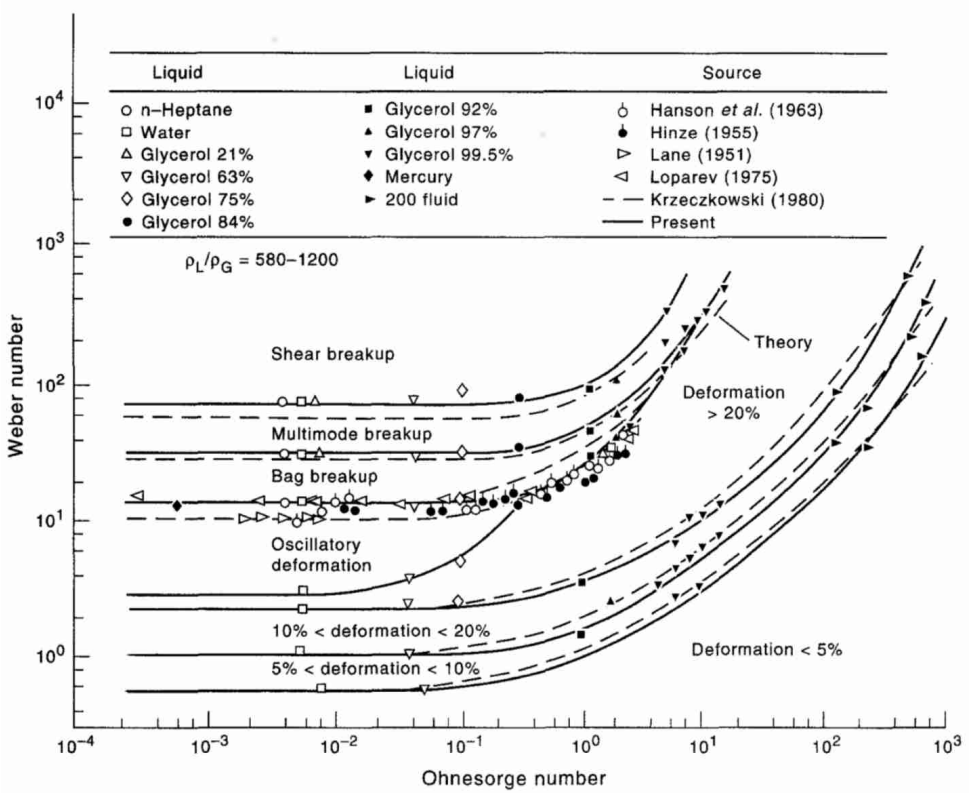


Figure 2.6 – Domaines des différents régimes d'atomisation d'après Hsiang et Faeth [53], en fonction du nombre de Weber et d'Ohnesorge.

La Figure 2.6 rassemble plusieurs campagnes expérimentales avec des fluides de diverses viscosités. La plupart de ces expériences considèrent des nombres d'Ohnesorge faibles ou proches de l'unité, relatifs à des applications de propagation d'ondes de choc dans des conditions atmosphériques, ou avec des fluides ayant une grande viscosité.

Gel'Fand [41] par son approche a également estimé les temps caractéristiques de chacun des processus agissant en simultané (rassemblés dans le Tableau 2.2), auxquels sont associés les temps caractéristiques adimensionnels $T_\mathrm{x} = \tau_\mathrm{x}/\tau_\mathrm{br,RN}$ intervenant lors de l'interaction de la gouttelette avec un choc :

— la déformation de la gouttelette τ_1, d'après Taylor [109],

— l'accélération de la gouttelette τ_2,

— le développement de la couche limite sur la surface de la gouttelette τ_3, d'après Ranger et Nicholls [92],

— la formation d'instabilités de surface τ_4.

Temps	T_1	T_2	T_3	T_4
Expression	1	$\frac{4}{3}\left(\frac{\rho_\mathrm{gaz}}{\rho_\mathrm{liq}}\right)^{1/2} C_\mathrm{x}^{-1}$	0.36	1

Tableau 2.2 – Temps caractéristiques adimensionnels $T_\mathrm{x} = \tau_\mathrm{x}/\tau_\mathrm{br,RN}$ de l'interaction entre un choc et une gouttelette d'après Gel'Fand [41].

Le coefficient de trainée C_x considéré dans le temps caractéristique τ_3 est constant, d'une valeur d'environ 2. Gel'Fand [41] estime également d'après les travaux de Reinecke et Waldman [94] le temps caractéristique adimensionnel $T_5 = \tau_5/\tau_\mathrm{br,RN}$ de début d'atomisation explosive, rencontrée d'après ce dernier pour des nombres de Weber supérieurs à $10^3 - 10^5$:

$$T_5 \;\approx\; 10\mathrm{We}^{-0.25} \tag{2.5}$$

De même, Gel'Fand s'est également penché sur la distribution granulométrique des gouttelettes filles à l'issue du processus d'atomisation. En effet, ce dernier souligne la possibilité d'une succession d'atomisation des fragments issus de la première atomisation de la gouttelette mère. Une relation empirique provenant des travaux de Ingebo et Foster [54] semble fournir d'après Gel'Fand un bon ordre de grandeur des diamètres de gouttelettes filles produites :

$$\frac{d_\mathrm{max}}{d_\mathrm{goutte}} = 22.3 \cdot (\mathrm{WeRe})^{-0.25} \cdot \left(\frac{\nu_\mathrm{gaz}}{\nu_\mathrm{liq}}\right)^{0.29} \tag{2.6}$$

Dans une optique similaire, Pilch et Erdman [85] ont estimé expérimentalement les temps caractéristiques d'atomisations pour chacun des domaines qu'ils ont considérés. Ces

temps $T_{\mathrm{br}} = \tau_{\mathrm{br}}/\tau_{\mathrm{br,RN}}$ adimensionnels sont exprimés et rassemblés dans le Tableau 2.3, suivant le nombre de Weber de la gouttelette.

We	T_{br}
$12 - 18$	$6(\mathrm{We} - 12)^{-0.25}$
$18 - 45$	$2.45(\mathrm{We} - 12)^{0.25}$
$45 - 351$	$14.1(\mathrm{We} - 12)^{-0.25}$
$351 - 2760$	$0.766(\mathrm{We} - 12)^{0.25}$
≥ 2760	5.5

TABLEAU 2.3 – Temps adimensionnel d'atomisation suivant le nombre de Weber, d'après PILCH et ERDMAN [85].

De même, leur évaluation du diamètre caractéristique des gouttelettes filles à l'issue de l'atomisation d'une gouttelette mère mène à l'expression suivante :

$$d_{\max} = \mathrm{We_c}\frac{\sigma_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{gaz}}u_{\mathrm{gaz}}^2}\left(1 - \frac{u_{\mathrm{goutte}}}{u_{\mathrm{gaz}}}\right)^{-2} \tag{2.7}$$

Cette expression prend en compte l'accélération des fragments intermédiaires produits par la succession d'atomisations mentionnée par GEL'FAND. Pour les besoins de leur analyse, ces derniers estiment d'après KAUFFMAN et NICHOLLS [60] la vitesse des gouttelettes filles à l'issue de l'atomisation :

$$u_{\mathrm{goutte}} = u_{\mathrm{gaz}}\left(\frac{\rho_{\mathrm{gaz}}}{\rho_{\mathrm{liq}}}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{3}{4}C_x T_{\mathrm{br}} + 3CT_{\mathrm{br}}^2\right) \tag{2.8}$$

dans laquelle C est une constante empirique dépendant de leurs paramètres d'expériences. HSIANG et FAETH ([53], [52], [51]) ont également estimé les temps caractéristiques d'atomisations, les diamètres des gouttelettes filles post-atomisation ainsi que leurs vitesses. Leur temps caractéristique d'atomisation est unique pour les différents régimes d'atomisation, dans la limite de nombres de Weber inférieur à 1000 et d'Ohnesorge inférieur à 3.5 :

$$T_{\mathrm{br,FH}} = \frac{5}{1 - \mathrm{Oh}/7} \tag{2.9}$$

Le diamètre maximum stable, donné en termes de diamètre moyen de Sauter d_{32} est le suivant :

$$d_{32,\max} = 6.2 d_{\mathrm{goutte}}\left(\frac{\rho_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{gaz}}}\right)^{1/4} \cdot \left(\frac{\mu_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{liq}} d_{\mathrm{goutte}} u_{\mathrm{gaz}}}\right) \tag{2.10}$$

De plus, une corrélation entre l'expression théorique de la vitesse des gouttelettes filles et les données expérimentales, suggère une évolution de la vitesse des gouttelettes de la

forme suivante :

$$\frac{u_{\text{gaz}}}{u_{\text{goutte}}} = 1 + 2.7 \left[\left(\frac{\rho_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{liq}}} \right)^{1/2} \times \frac{d_{\text{mère}}}{d_{\text{fille}}} \right]^{2/3} \tag{2.11}$$

Cette corrélation empirique, issue du croisement de l'analyse de la conservation du moment des gouttelettes filles et des résultats d'atomisation obtenus par Hsiang et Faeth, est d'après ces derniers valide pour tous les régimes d'atomisations rencontrés.

2.2.1.3 Theofanous : Une approche alternative de l'atomisation

Comme le soulignent Boiko et Poplavski [10], les modèles d'atomisation classiques présentés précédemment se sont principalement focalisés sur la classification des différents régimes d'atomisation rencontrés. Ces modes, bien qu'ils décrivent à l'échelle de la gouttelette les mécanismes de son atomisation, ne capturent pas l'ensemble des instabilités apparaissant à sa surface. De plus, la nature principalement expérimentale des travaux conduit à l'obtention de domaines d'existence des modes pouvant grandement différer (voir Tableau 2.1), et ce malgré la présence de similarités entre les différents modèles.
Grâce au développement des moyens de visualisation, Boiko et Poplavski [10] ainsi que Theofanous ([111], [110], [112]) adoptent une approche de l'atomisation basée sur l'étude pure des instabilités apparaissant sur la surface des gouttelettes. De leurs observations, deux régimes d'atomisation apparaissent :

— L'atomisation par perçage liée à l'apparition d'instabilités de Rayleigh-Taylor (RTP). Ce type d'atomisation s'apparente aux modes d'atomisation en parachute et en parachute+pistil rencontrés en Figure 2.5, correspondant aux schématisations 2.5.b et 2.5.c. Ce mode d'atomisation se manifeste par la formation de grandes instabilités sur la surface de la gouttelette exposée au flux incident, déformant fortement la gouttelette et permettant ainsi au flux incident de la percer. Ce phénomène est illustré par Theofanous et Li [110] sur la Figure 2.7.
Theofanous et Li considèrent également l'apparition de ce mode d'atomisation lorsque les conditions requises permettent d'atteindre la criticité primaire, faisant référence à l'atomisation en parachute.

— L'atomisation par "Shear Induced Entrainment" (SIE), dont l'illustration est représentée sur la Figure 2.8. Ce régime est initié par l'apparition d'instabilités de Kelvin-Helmoltz (K-H), beaucoup plus petites que celles de Rayleigh-Taylor (R-T), naissant au niveau de la zone de stagnation sur le front de la gouttelette et se déplaçant vers les positions équatoriales de cette dernière. L'apparition de ces instabilités est définie comme le critère de seconde criticité défini par Theofanous et Li. La répartition des instabilités en fonction du champ de pression environnant la gouttelette est décrite sur la Figure 2.9, dont l'analyse montre la corrélation entre la

présence des instabilités et les zones sujettes à un écoulement important. Le pelage de la gouttelette se fait par emport de liquide dans la zone où l'écoulement de gaz est attaché à la gouttelette, entre les points A et B sur cette figure et hors du point de stagnation.

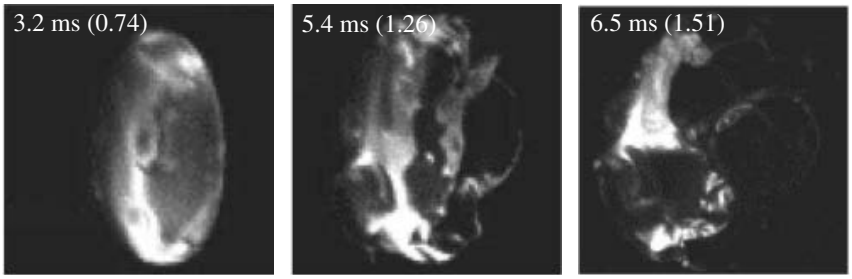


FIGURE 2.7 – Illustration de l'atomisation par perçage lié aux instabilités de Rayleigh-Taylor (RTP), sur une goutte mesurant initialement 3.5 mm de diamètre, d'après THEOFANOUS et LI [110]. Le choc initiant l'atomisation se propage de la gauche vers la droite.

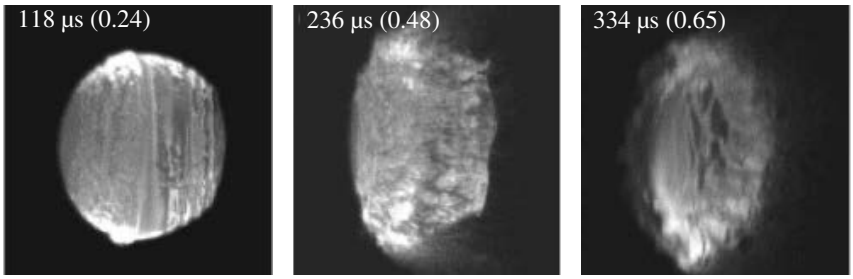


FIGURE 2.8 – Illustration de l'atomisation par formation d'instabilités de Kelvin-Helmoltz (SIE), sur une goutte mesurant initialement 3.5 mm de diamètre, d'après THEOFANOUS et LI [110]. Le choc initiant l'atomisation se propage de la gauche vers la droite.

La délimitation de ces deux régimes d'atomisations a également été effectuée par BOIKO et POPLAVSKI [10]. Ces derniers considèrent la transition du régime d'atomisation par instabilités de Rayleigh-Taylor vers celles de Kelvin-Helmoltz lorsque la condition suivante est établie :

$$\mathrm{We} \geq 1.65 \cdot 10^4 \times \mathrm{Oh}^{0.4} \tag{2.12}$$

Ce critère, obtenu pour des nombres de Weber allant de 200 à 8000 et des nombres d'Ohnesorge plus petit que l'unité, semble être en accord avec les observations de THEOFANOUS et LI dans le cas $\mathrm{Oh} \approx 1$, THEOFANOUS et LI considérant en effet de leur côté les différents critères de première et seconde criticité, quant à la séparation des modes d'atomisation. Le graphe illustrant la transition de régime ainsi que l'existence des critères de criticité d'après THEOFANOUS et LI est exposé sur la Figure 2.10.

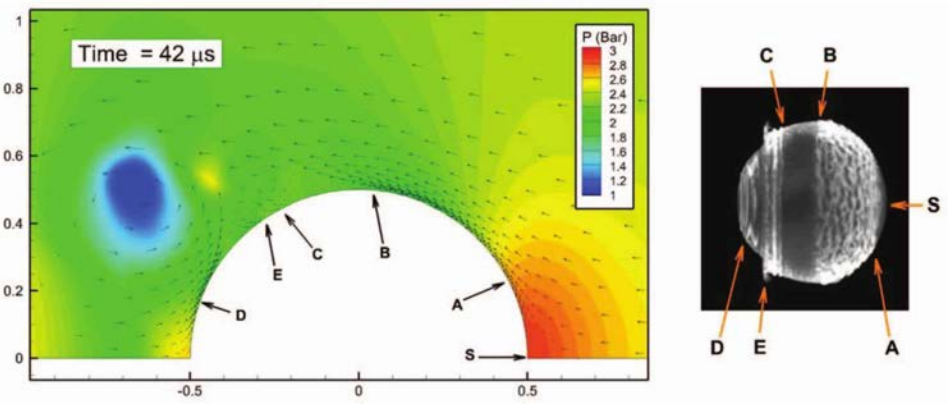


FIGURE 2.9 – À gauche : simulation des champs de pressions autour d'une sphère solide soumise à un écoulement supersonique. À droite : illustration par LIF d'une gouttelette soumise au même type d'écoulement, d'après THEOFANOUS et al. [112]. Dans les deux figures, le flux incident se déplace de la droite vers la gauche et la goutte mesure initialement 1.8 mm de diamètre.

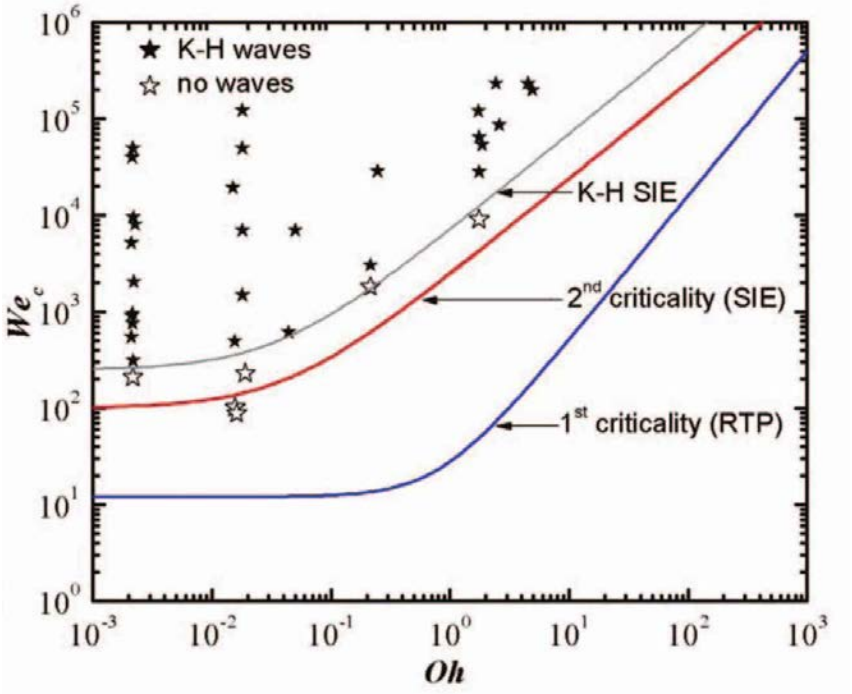


FIGURE 2.10 – Domaines d'atomisation d'après THEOFANOUS et al. [112], délimités par les nombres de Weber et d'Ohnesorge. La courbe K-H SIE fait référence aux conditions minimales requises afin d'observer une atomisation purement par SIE.

Un domaine de transition entre les deux modes est décrit par THEOFANOUS et al. [112], pour lequel un mode hybride apparaît. La modification du mode d'atomisation de RTP vers SIE est contrôlée par le changement de nature des instabilités. Cette transition des instabilités de Rayleigh-Taylor (R-T) vers celles de Kelvin-Helmoltz (K-H) est générée par l'augmentation de l'intensité de l'écoulement, permettant ainsi l'apparition d'instabilités de K-H plus rapides dans leurs établissements, au détriment des instabilités de R-T nécessitant des temps de développement plus longs. L'illustration des différents temps d'établissement des instabilités est visible grâce aux temps caractéristiques notés sur les images des Figures 2.7 et 2.8. THEOFANOUS et al. [112] définissent cette transition de formation des instabilités R-T vers K-H en fonction de la longueur d'onde des instabilités produites λ^* :

$$\frac{\lambda^*}{d_{\text{goutte}}} \leq 0.2 \tag{2.13}$$

Cette zone de transition est caractérisée sur la Figure 2.10 comme étant l'intervalle entre le second critère de criticité et le régime d'atomisation uniquement par instabilités de K-H, repéré par la courbe K-H SIE.

THEOFANOUS et al. évaluent les temps caractéristiques d'atomisations suivant les deux types d'instabilités existants. Ce temps d'atomisation dans le cas des instabilités de Rayleigh-Taylor est caractérisé par la perte totale de cohérence de la gouttelette, c'est-à-dire l'instant du déchirement de la gouttelette et de son parachute. Dans le cas des instabilités de Kelvin-Helmoltz, ce temps correspond à la réduction du corps principal de la gouttelette à un volume nul. Ces temps adimensionnés par rapport au temps défini par RANGER et NICHOLLS [92] ($\tau_{\text{br,RN}} = d_{\text{goutte}}/u_{\text{gaz}} \times \sqrt{\rho_{\text{liq}}/\rho_{\text{gaz}}}$) dans le cas des liquides non visqueux (Oh < 1) sont rassemblés dans le Tableau 2.4. Ces derniers sont notamment plus courts en comparaison avec ceux explicités par les auteurs des modèles classiques (voir sous-Section 2.2.1.2), d'un facteur 2 à 10.

Type d'instabilités	T_{br}	We	Oh
Rayleigh-Taylor	≈ 1	/	< 1
Kelvin-Helmoltz	≈ 0.6	$> 1.5 \cdot 10^3$	< 0.1

TABLEAU 2.4 – Temps adimensionnels d'atomisation T_{br} de gouttelette suivant les types d'instabilités, d'après THEOFANOUS et al. [112].

L'explication de ces différences d'évaluation des temps caractéristiques réside en partie dans la définition du moment auquel l'atomisation est estimée comme accomplie. D'après THEOFANOUS et al., ne pas considérer le développement d'instabilités de K-H dans l'évaluation du temps caractéristique d'atomisation allonge considérablement ce dernier. De

plus, THEOFANOUS et al. estiment que par le passé, des erreurs dans la mesure de pertes de cohérence de la gouttelette ont mené à une surévaluation du temps d'atomisation, conduisant également d'après lui à l'établissement d'un mode artificiel d'atomisation catastrophique.

Une analyse qualitative des diamètres des gouttelettes filles suivant les deux régimes d'atomisation montre, dans le cas d'une atomisation par perçage des instabilités de Rayleigh-Taylor, une distribution principalement bimodale des gouttelettes générées. Cette distribution est associée à une production non homogène dans le temps de gouttelettes, les premières étant fines tandis que les dernières sont bien plus grosses. L'atomisation par SIE va quant à elle produire un spray polydisperse homogène dans le temps. Bien qu'aucun ordre de grandeur n'ait été fourni sur la taille des gouttelettes filles, l'estimation des longueurs caractéristiques des instabilités λ^*, représentée graphiquement dans la Figure 2.11, permet d'obtenir un ordre de grandeur des gammes de gouttelettes produites suivant le mode d'atomisation.

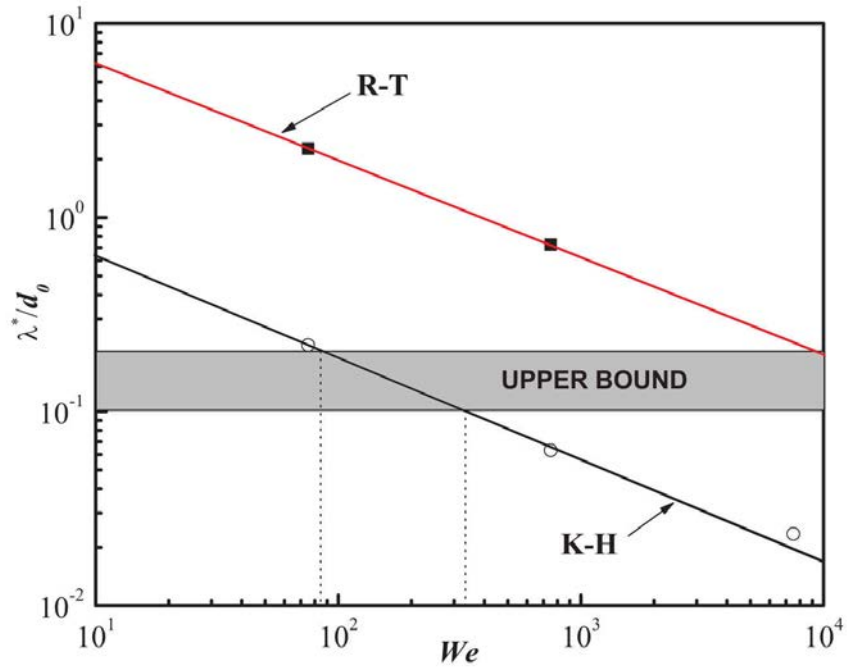


FIGURE 2.11 – Longueurs caractéristiques adimensionnelles λ^*/d_0 des instabilités Rayleigh-Taylor (R-T) et Kelvin-Helmoltz (K-H), en fonction du nombre de Weber, d'après THEOFANOUS et al. [112]. La bande upper-bound démarque la transition de production des instabilités de R-T vers celles de K-H, se manifestant généralement pour des nombres de Weber supérieurs à 100 dans le cas de liquides peu visqueux.

D'après la Figure 2.11, les ordres de grandeur des instabilités K-H mènent à des valeurs de 0.08 d_{goutte} - 0.03 d_{goutte} dans le cas d'un nombre de Weber allant de 500 à 3000.

2.2.1.4 Quel choix de modèle ?

Bien que l'approche de Theofanous et de Boiko soit basée sur l'étude des mécanismes de formation d'instabilités hydrodynamiques propres à la gouttelette, et s'appuie sur des visualisations expérimentales ayant de meilleures résolutions, les ordres de grandeurs et corrélations expérimentales obtenues par les auteurs des modèles classiques (Pilch & Erdman, Gelfand, Faeth et Shraiber) restent toutefois utiles afin de caractériser macroscopiquement le phénomène d'atomisation. L'idéal est donc de comparer les différents temps et dimensions caractéristiques associés à chacun des modèles, afin d'observer lequel est le plus adapté à la situation étudiée.

2.2.2 L'auto-inflammation de gouttelettes par choc

La sous-section suivante décrit l'évolution des mécanismes d'interaction choc-spray, lors de l'utilisation d'un spray réactif. Bien que cette partie bibliographique soit beaucoup moins fournie, elle revêt néanmoins un grand intérêt dans l'esquisse du cadre de cette thèse. Historiquement, ce type d'étude s'inscrit dans la volonté de caractériser le phénomène de cliquetis dans les moteurs à combustion interne, ainsi que l'auto-inflammation des gouttelettes de carburant par ondes de choc incidentes ou réfléchies.

Les premiers travaux à ce sujet proviennent de l'Université du Michigan au début des années 1970. Kauffman et al. ([61],[60]) y ont étudié les temps caractéristiques d'allumage des gouttelettes millimétriques de Diethylcyclohexane (DECH) et de n-hexadécane, ainsi que les temps d'atomisation de gouttelettes d'eau. Les résultats montrent, comme il sera confirmé par d'autres études ([129], [86]), qu'il est nécessaire d'avoir une atomisation préalable des gouttelettes, afin d'obtenir une traînée contenant un brouillard fin, propice à l'allumage du mélange réactif. L'observation directe de la combustion dans cette traînée montre une initiation violente par explosions locales comme en atteste la Figure 2.12. Ce phénomène est similaire à ce que Dabora et al. [25] observent lors de détonations dans un spray de carburant. Ces explosions seraient également nécessaires à la rupture de l'intégrité de la gouttelette mère.

Boiko et al. [11] révèlent l'existence de deux modes de combustion principaux et d'un mode transitoire, intervenant dans la traînée de la gouttelette. Ces derniers dépendent de l'intensité des conditions environnant la gouttelette et son brouillard :

— L'allumage fort, comme décrit par Kauffman et Nicholls [60], se produit dans un brouillard riche et proche du corps principal de la gouttelette.

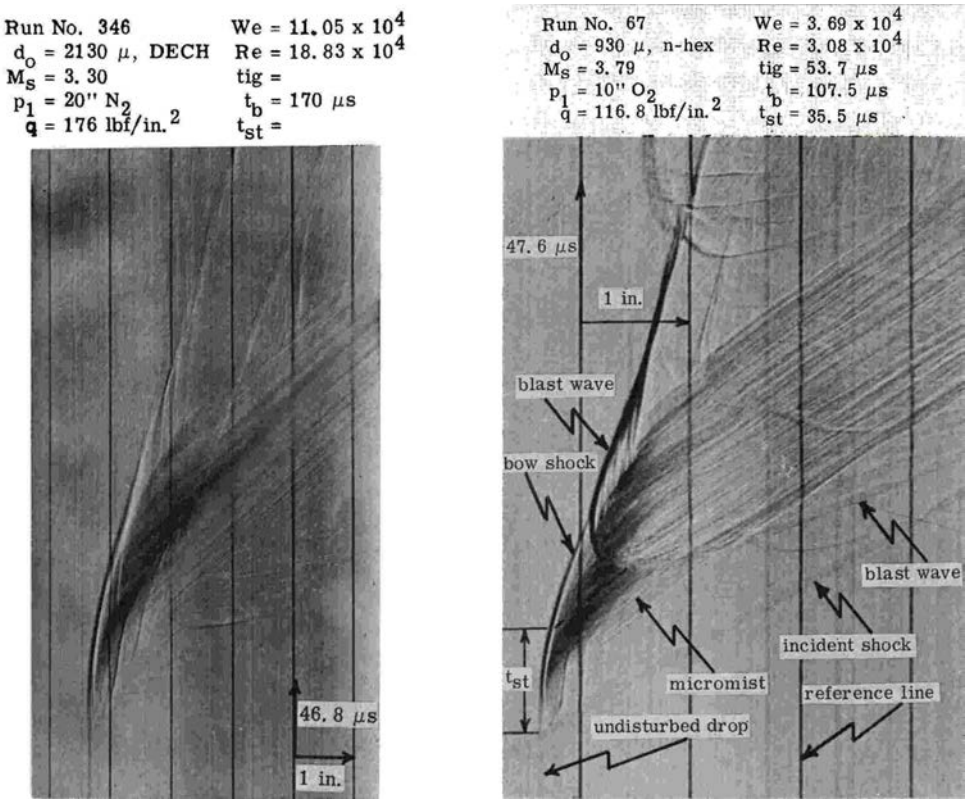


FIGURE 2.12 – Strioscopies d'après KAUFFMAN et al. [61] de gouttelettes de DECH soumises à un choc incident, avec à gauche le cas d'un choc en atmosphère inerte et à droite le cas d'une atmosphère oxydante.

— L'allumage modéré, génère une flamme plissée se propageant dans un mélange plutôt pauvre, plus éloigné du corps de la gouttelette.

— L'allumage transitoire, associe les mécanismes à la fois d'un allumage fort et modéré, dans des zones différentes du brouillard.

Du fait de la grande taille des gouttelettes utilisées, les diverses études montrent également la faible influence du diamètre initial de la gouttelette dans le processus d'initiation par choc ([129],[11]). Néanmoins, cette influence n'a été notée que dans le cas d'étude d'allumage par chocs réfléchis. L'augmentation de la tension de surface de la gouttelette tend également à allonger le temps d'atomisation de cette dernière. Cependant, il n'est pas clairement établi si cette tendance génère une distribution plus fine de gouttelettes filles.

Kauffman et Nicholls ont pu grâce à leurs observations expérimentales, mettre en évidence une augmentation du temps d'atomisation des gouttelettes $\bar{T}_{\mathrm{br}}$ défini par Ranger et Nicholls [92], dans le cas de la combustion des gouttelettes filles, en utilisant une atmosphère totalement inerte ou contenant de l'oxygène. Une illustration de ce phénomène est présentée en Figure 2.13.

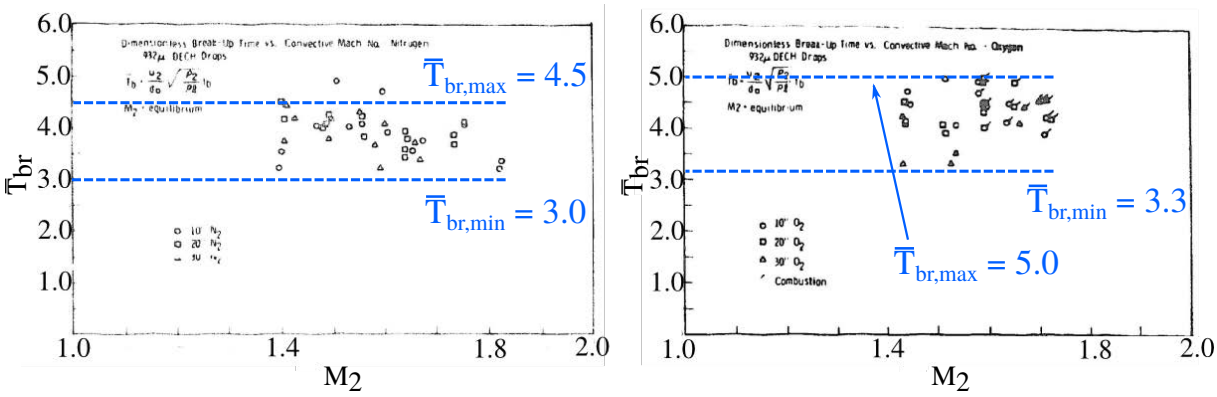


Figure 2.13 – Évolution des temps adimensionnels d'atomisation des gouttelettes $\bar{T}_{\mathrm{br}} = \tau_{\mathrm{br}}/\tau_{\mathrm{br,RN}}$ en fonction du Mach incident du choc M_2, avec à gauche le cas sans combustion post-atomisation et à droite le cas avec combustion post-atomisation.

De plus, la plupart des études associent également au processus d'allumage un temps caractéristique noté τ_{ig}, correspondant au moment où la combustion apparaît après le passage du choc. Ce temps inclut les différents temps de pelage de la gouttelette (du fait des hauts nombres de Reynolds et Weber), de transport, de mélange et de vaporisation des gouttelettes filles dans le sillage, ainsi que de la mise en place des processus cinétiques. Plusieurs corrélations mènent à une relation commune entre ce temps d'allumage et une loi d'Arrhenius (Équation 2.14) [61], [129], [86], [13], [11], dans laquelle K représente un facteur pré-exponentiel, pouvant être un coefficient d'ajustement ou dépendant de la

concentration des réactifs du milieu.

$$\tau_{\mathrm{ig}} = K \times \exp\left(E_{\mathrm{a}}/RT\right) \tag{2.14}$$

Plusieurs auteurs ont également corrélé ce temps d'allumage τ_{ig} à celui de l'atomisation des gouttelettes ([60], [86], [11]). Une illustration de cette corrélation issue des résultats de Kauffman et Nicholls [60] est exposée en Figure 2.14. Le Tableau 2.5 montre les ordres de grandeur des corrélations associées.

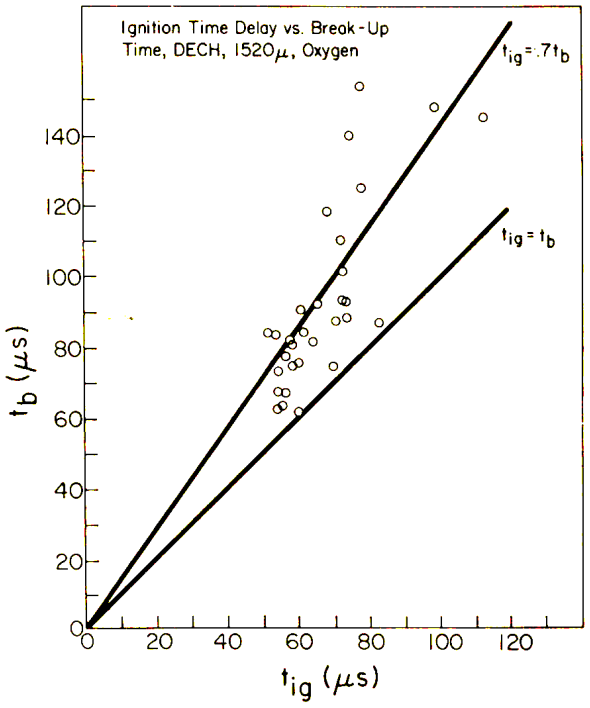


Figure 2.14 – Évolution du temps d'atomisation des gouttelettes en fonction de leurs temps d'allumage.

2.2.3 La détonation dans un spray réactif

L'utilisation d'un choc fort dans une atmosphère diphasique contenant du carburant et de l'oxydant peut également mener à la création d'une détonation. Cette sous-section vise donc à étendre les observations et caractérisations faites précédemment sur l'auto-inflammation par choc, au cas du phénomène plus intense de la détonation dans les sprays réactifs.

Les premiers travaux sur l'observation de la propagation d'une détonation dans un spray réactif sont attribués à Cramer [23], dans le cadre d'une étude de sécurité sur la combustion de propergols liquides dans les moteurs de fusées. Le montage expérimental a

Références	τ_{br}	β	gouttelette	d_{goutte} (mm)	M_{choc}
Kauffman et Nicholls [60]	$\tau_{\text{br,RN}}$	0.7-1.0	DECH	0.9-1.0	1.4-1.8
Pinaev et Sychev [86]	$\tau_{\text{br,RN}}$	0.35-0.45	DECH, kérosène, hexadécane	4.5-3.5	4-6
Boiko et al. [11]	$\tau_{\text{br,RN}}$	1.2-1.5	alcools	1.5-2.6	2.3-4.0

Tableau 2.5 – Corrélations $\tau_{\text{ig}} = \beta \cdot \tau_{\text{br}}$ obtenues par Kauffman et Nicholls, Pinaev et Sychev ainsi que Boiko et al. entre le temps d'allumage τ_{ig} et le temps d'atomisation τ_{br}, en fonction du type de liquide et des diamètres de gouttelettes utilisés. M_{choc} est le nombre de Mach du choc incident. $\tau_{br,RN}$ est le temps d'atomisation défini par Ranger et Nicholls [92] ($\tau_{\text{br,RN}} = d_{\text{goutte}}/u_{\text{gaz}} \times \sqrt{\rho_{\text{liq}}/\rho_{\text{gaz}}}$).

permis à Cramer d'étudier l'évolution de la détonation au sein de gouttelettes de DECH (Diethylcyclohexane) ayant un diamètre allant de 100 à 400 µm, injectées dans de l'oxygène gazeux. Comme l'ont confirmé les études sur l'allumage par choc, il est nécessaire de désintégrer les gouttelettes afin d'observer la propagation d'une détonation, par un mécanisme d'effritement générant de très fines gouttelettes (< 10 µm) et permettant ainsi la production rapide de vapeur pour soutenir la combustion.
À la fin des années 60, une série d'études expérimentales menées par Dabora et al. ([90], [25]) utilisant également un spray de gouttelettes ($d_{\text{goutte}} = 290 - 940$ µm) ou un train de gouttelettes ($d_{\text{goutte}} = 2600$ µm) de DECH révèlent l'influence de la taille des gouttelettes sur la propagation de la détonation. Leurs observations montrent une dynamique complexe de la détonation en aval du choc principal, soulignant l'existence d'un choc détaché au niveau de la gouttelette, permettant son atomisation propice à la formation d'un brouillard. Une explosion locale secondaire en aval du choc principal est également observée, amorçant ainsi la combustion (voir Figure 2.15).

Les paramètres de ce type de détonation se propageant dans un brouillard de gouttelettes de petites tailles semblent être proches de ceux d'une détonation gazeuse, malgré des déficits de célérité par rapport à une détonation idéale CJ notables et croissant avec leurs tailles (de 2-10 % de déficits pour $d_{10} = 290$ µm à 30-35 % pour $d_{10} = 2600$ µm). D'après Dabora et al. [25], la longueur d'induction semble s'allonger par rapport à une détonation gazeuse, suggérant sa dépendance vis-à-vis de la longueur d'atomisation des gouttelettes. Les auteurs ont également noté un allongement d'un facteur 2 du temps caractéristique d'atomisation des gouttelettes par rapport au temps caractéristique de Ranger et Nicholls [92] (estimé dans le cas d'un choc inerte et d'une gouttelette non

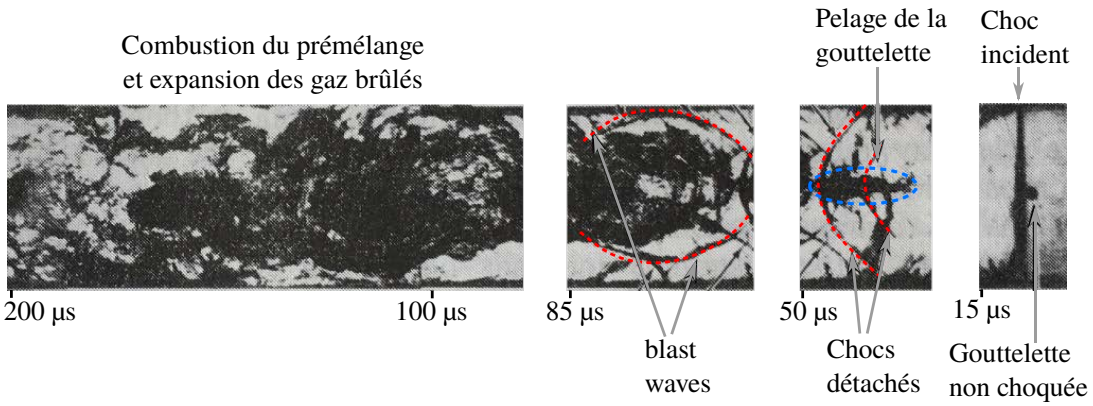


FIGURE 2.15 – Détails du comportement d'une gouttelette de DECH de 2600 µm soumise à un choc tel que $M_{\text{choc}} = 2.5 - 3.0$. Les marqueurs temporels signalent le temps écoulé depuis le passage du choc incident.

réactive) :

$$T_{\text{br,Dabora}} = 2 \cdot T_{\text{br,RN}} = \tau_{\text{br,Dabora}} \cdot \frac{u_{\text{gaz}}}{d_{10}} \tag{2.15}$$

BAR-OR et al. ([2], [3]) ont quant à eux étudié expérimentalement l'impact de la pression de vapeur saturante du combustible sur la propagation de la détonation. Des sprays de combustible à haute pression de vapeur saturante (heptane) et faible pression de vapeur saturante (kérosène, décane) ont été utilisés, pour une granulométrie similaire à celle employée par DABORA et al. ($d_{10} \approx 400$ µm). Une détonation se propageant dans un spray de carburant à haute pression de vapeur saturante se comporte ainsi comme une détonation gazeuse. Cette dernière est également très peu affectée par les processus d'atomisation et de combustion des gouttelettes. Ce résultat n'est pas observé avec des carburants à faible pression de vapeur saturante, puisqu'un déficit notable de la célérité de détonation est observé, supérieur à 18 % par rapport au calcul théorique CJ. D'après les auteurs, ce déficit est dû à l'interaction du choc principal avec les explosions locales survenant dans la traînée des gouttelettes, générées par la présence de la phase vapeur. De même d'après BAR-OR et al., ce phénomène génère une détonation en deux étapes, la première étant liée au passage du choc principal et la seconde constituée d'un choc secondaire, réaugmentant les niveaux de pression enregistrés (voir Figure 2.16).

Ces explosions locales seraient néanmoins nécessaires à la propagation de la détonation dans ce type de spray. BAR-OR et al. soulignent également l'influence de la longueur d'atomisation sur la longueur d'induction et de réaction.
Les observations faites par BAR-OR et al. sont confirmées par le travail de thèse mené par BENMAHAMMED [6], dans lequel est exposée une étude détaillée utilisant des carburants de grande et faible volatilité, avec une granulométrie constante ($d_{10} \approx 30$ µm). BENMAHAMMED a en effet montré par l'analyse des plaques de suies et des signaux de

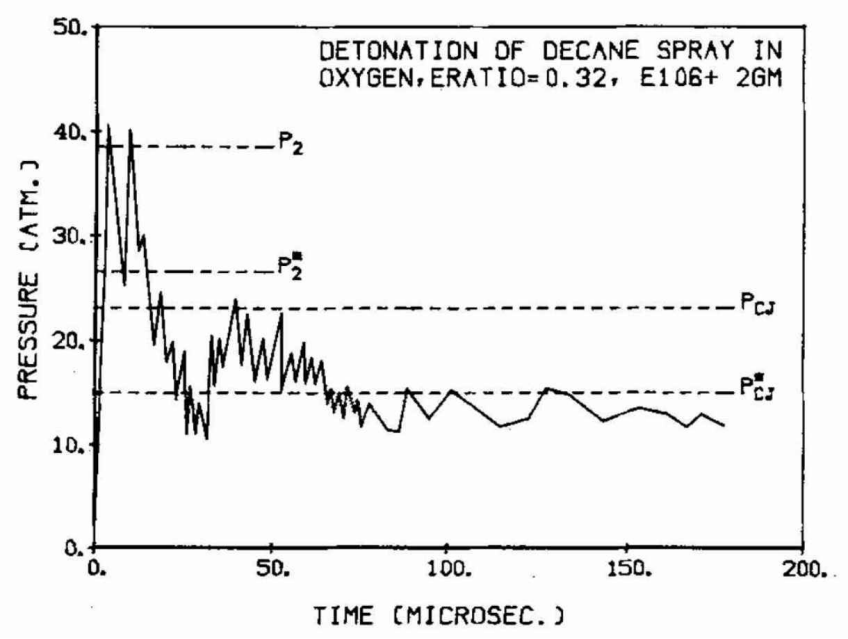


FIGURE 2.16 – Signal de pression enregistré par BAR-OR et al. [3] dans le cas d'une détonation dans un mélange décane-oxygène.

pression, l'existence de la propagation d'une détonation avec un faible déficit en célérité (moins de 5% par rapport à D_{CJ}) dans un milieu contenant un carburant à haute volatilité (isooctane, heptane). BENMAHAMMED a également observé la plus faible détonabilité des mélanges à plus faible volatilité (octane), voire l'impossibilité d'initier une détonation dans le cas de mélanges peu volatils (décane, dodécane). Ce comportement est révélateur d'une forte dépendance aux effets diphasiques.

L'influence de la granulométrie du spray de carburant utilisé est également un autre aspect de travail auquel se sont attelés PIERCE et NICHOLLS [84] et MAR [76].
Les premiers se sont attachés à étudier l'influence d'une granulométrie bimodale sur l'évolution de la détonation, avec deux tailles de gouttelettes de $300-730$ µm et $300-1300$ µm. L'influence des petites gouttelettes ainsi que leur concentration semble être prépondérante dans la propagation de la détonation. Les gouttelettes de petite taille vont, par les processus standards de pelage et de vaporisation, générer une initiation de la combustion plus précoce des gouttelettes de grandes tailles. Toutefois, les niveaux de pression générés par ce type de détonation sont plus faibles que ceux obtenus avec un spray monodisperse. La participation des petites gouttelettes à la combustion des grandes accélère néanmoins la vitesse de détonation dans ce type de mélange, en comparaison à un mélange contenant un spray monodisperse.
MAR [76] à étudié les limites de détonabilité de sprays monodisperses ayant différentes granulométries ($d_{10} = 8, 30, 45$ µm) et composés de différents carburants. Ces résultats sur l'influence de la volatilité du carburant à même granulométrie sont en accord avec ceux de

Benmahammed. Mar a notamment montré la dépendance entre le domaine de détonabilité et la granulométrie du spray, ce domaine diminuant avec l'augmentation de la taille des gouttelettes. A contrario des carburants à grande volatilité (heptane, isooctane) dont la granulométrie a moins d'influence sur la propagation d'une détonation, seule une taille de gouttelettes de l'ordre de $8 - 10$ µm permet aux carburants à faible volatilité (décane, dodécane) de détoner. Le travail effectué par Mar confirme également les observations de Dabora et al. [25] ainsi Cramer [23] sur la nécessité d'une atomisation des gouttelettes mères, permettant la génération d'un spray de gouttelettes fines afin d'observer une détonation.

2.3 Interaction de la détonation et d'une phase dispersée

L'utilisation d'une phase dispersée liquide ou solide est depuis plus de 60 ans un aspect de la détonation motivant diverses études. Ce moyen de combustion alternatif a par exemple été employé dans une chambre à détonation pulsée, fonctionnant avec un spray de carburant dilué dans une atmosphère oxydante [15]. Divers travaux à ce sujet ont été présentés dans la sous-section précédente.
La détonation reste néanmoins un phénomène dévastateur et néfaste si elle se propage dans une installation industrielle ou nucléaire, comme en témoigne l'accident industriel d'AZF à Toulouse en 2001 [26] et celui de la centrale nucléaire de Fukushima en 2011 [64]. L'empêcher et la stopper, notamment par l'utilisation d'un spray de gouttelettes d'eau, est un sujet de préoccupation actuel.

Ce second volet de l'étude bibliographique consiste donc à présenter les différents travaux d'intérêt en lien avec l'interaction d'une phase dispersée et la détonation.

2.3.1 Cas d'une phase dispersée de particules solides

La sous-section suivante présente les différents résultats relatifs à l'interaction d'une détonation gazeuse avec un nuage de particules solides. Son intérêt est de pouvoir appréhender les mécanismes principaux liés à l'extinction d'une détonation, sans l'influence de l'atomisation de la phase dispersée. Les mécanismes promoteurs de la détonation liés à la présence de la phase solide ainsi que les conditions nécessaires à leur observation seront également décrits.

2.3.1.1 Tour d'horizon des travaux existants

Les premiers travaux portant sur l'extinction d'une détonation par l'utilisation de particules solides remontent aux années 50. Leurs buts visaient principalement à caractériser les phénomènes d'interactions entre les particules solides et la détonation, dans le but d'empêcher l'initiation ou la propagation d'une détonation dans les gazoducs, les mines à charbon ou les silos à grain.
Laffitte et Bouchet [65] ont effectué une étude expérimentale sur la taille des particules ainsi que la nature chimique de ces dernières, afin de supprimer des déflagrations et des détonations se propageant dans une atmosphère d'hydrocarbures et d'air enrichi en oxygène. Leurs résultats révèlent la grande capacité des petites particules ($5-10$ µm) à supprimer une détonation. En effet dans le cas de l'utilisation de la silice, les densités apparentes de nuages sont de l'ordre de 60 $\mathrm{g \cdot m^{-3}}$ pour des particules ayant un diamètre d'environ $5-10$ µm, contre environ 125 $\mathrm{g \cdot m^{-3}}$ pour un nuage de particules plus grosses ($10-20$ µm). L'intérêt de l'utilisation d'un nuage de petites particules réside d'après les auteurs dans l'importance de la surface d'échanges entre la phase solide et le gaz, augmentant ainsi les échanges de chaleur entre la phase gazeuse et la phase dispersée. De ce fait, le chauffage des particules est un mécanisme participant à la décroissance de la vitesse du front, et ainsi à l'extinction de la détonation (cette hypothèse est également vérifiée par les travaux plus récents de Kauffman et al. [62]). Les essais de Laffitte et Bouchet suggèrent également qu'il est nécessaire d'utiliser des nuages plus denses pour éteindre une détonation, par rapport à ceux employés pour supprimer une déflagration. Toutefois, la nature chimique des particules employées ne permet pas d'établir clairement l'influence de leurs capacités calorifiques sur l'extinction de la détonation.
La caractérisation de l'influence de la nature chimique des particules sur la détonation fut étudiée numériquement par Fomin et Chen [38]. Leur cas d'étude consiste à propager une détonation dans un mélange stœchiométrique H_2/O_2 initialement sans particules, rencontrant un nuage fini de particules d'alumine Al_2O_3, de silice SiO_2 ou de tungstène, ayant toutes la même taille. Leurs résultats révèlent la nécessité d'utiliser des particules ayant une grande conductivité thermique et une grande chaleur latente, afin de supprimer une détonation. Ceci induit également qu'un changement de phase des particules permet une absorption plus grande de chaleur par la phase dispersée. Les résultats notables de cette étude sont rassemblés dans le Tableau 2.6.

Une série d'études menées par Kauffman et al. [62], Wolinski et Wolanski [132] ainsi que Wolanski et al. [131] ont quant à elles confirmé l'intérêt des petites particules sur l'extinction d'une détonation, et ce pour divers mélanges d'hydrocarbures, d'hydrogène et d'oxygène, dilués ou non par de l'azote. En effet, des densités de seulement quelques

espèce	Y_{mass}	LWC ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$)	L_{nuage} (m)
Al_2O_3	0.61	734	1.18
SiO_2	0.67	911	1.23

TABLEAU 2.6 – Tableau récapitulatif des conditions de suppression d'une détonation d'après FOMIN et CHEN [38] dans le cas d'une détonation initialement multicellulaire se propageant dans un tube de 50 mm de diamètre. Y_{mass} représente la fraction massique en particules du nuage et L_{nuage} la longueur nécessaire à la suppression de la détonation.

dizaines de grammes par mètre cube sont nécessaires afin d'éteindre une détonation dans un mélange méthane-air ensemencé de fines particules d'alumine (14 µm), contre plusieurs centaines à plusieurs milliers de grammes par mètre cube dans le cas de grosses particules (< 400 µm). Ces derniers confirment également les suggestions de LAFFITTE et BOUCHET [65] sur l'intérêt de la surface spécifique des particules matérialisant la surface d'échange entre les phases gazeuse et dispersée, comme étant un facteur clef de l'extinction de la détonation.
L'illustration du phénomène précédemment évoqué ainsi que l'influence de la nature chimique des particules est exposée sur la Figure 2.17, dans laquelle les résultats numériques des travaux effectués par FEDOROV et al. [36] et BORISOV et al. [12] sont représentés. Cette figure montre qu'il est nécessaire d'augmenter la quantité de particules lorsque le diamètre de ces dernières augmente, afin d'observer le même déficit de célérité. La figure montre également la plus grande capacité de la silice (SiO_2) à créer un déficit en célérité par rapport au carbure de tungstène (WC), à taille de particules et fractions massiques identiques, du fait de sa plus grande capacité thermique (≈ 750 $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ dans le cas de SiO_2 et ≈ 200 $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ dans le cas de WC).

KAUFFMAN et al. [62] ainsi que WOLANSKI et al. [131] montrent également la possibilité d'agrandir le domaine de détonabilité d'un mélange méthane-air, en utilisant un nuage de grosses particules ayant une densité de particules critique. La raison de cet agrandissement trouve sa source dans la plus grande inertie des particules, générant ainsi des températures locales de stagnation plus importantes, à même de réamorcer le phénomène. La capacité des grosses particules à faciliter la détonation est également observée par WOLINSKI et WOLANSKI [132]. Ces derniers observent en effet une transition déflagration/détonation plus rapide avec ce type de nuage. Les auteurs attribuent néanmoins ce phénomène à l'augmentation de la turbulence aux petites échelles, générées dans le sillage des particules et facilitant l'initiation de la détonation.
L'illustration fournie par WOLANSKI et al. [131] sur la capacité des grosses particules à faciliter la détonation, ou dans une moindre mesure à ne pas la supprimer, est exposée

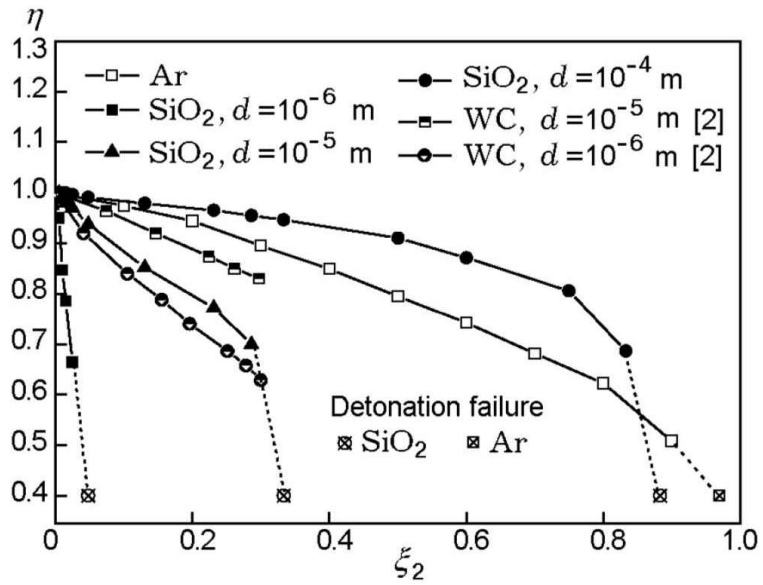


FIGURE 2.17 – Évolution du déficit de célérité $\eta = D/D_{\mathrm{CJ}}$ en fonction de la fraction massique en particules injectée ζ_2 dans un mélange H_2/O_2 stœchiométrique, d'après FEDOROV et al. [36]. Les résultats exposés dans le cas de l'utilisation de particules de carbure de tungstène WC proviennent de BORISOV et al. [12].

sur la Figure 2.18.

La schématisation représentée en Figure 2.18 montre un front de détonation divisé en trois zones, dans lesquelles seules les zones (II) et (III) subissent l'influence des particules. La zone (II) profite d'une influence positive des grosses particules du fait d'une auto-inflammation plus courte des gaz choqués, liée à la génération de niveaux de pression plus élevés grâce à l'existence de points d'arrêts et de chocs détachés. La zone (III) quant à elle subit l'influence négative des grosses particules, du fait de la vitesse de propagation locale de la détonation plus faible. Ceci permet ainsi aux grosses particules d'absorber plus de chaleur de la phase gazeuse. Le couplage de ces deux mécanismes permet néanmoins à la détonation d'exister malgré des vitesses de propagation moyennes plus faibles que celles rencontrées dans un milieu uniquement gazeux.

Des travaux numériques effectués par PAPALEXANDRIS [82] sur la détonation dans un nuage de petites particules ($\leq$ 50 µm) dispersées dans une atmosphère réactive, confirment également les observations des précédents auteurs. Ils observent en effet l'augmentation des temps caractéristiques chimiques, menant de ce fait à un découplage de l'onde de combustion et du choc précurseur. Une analyse bidimensionnelle de la détonation se propageant dans un nuage de particules de l'ordre de 50 µm, révèle également la production de poches d'imbrûlés. Ces poches réagissent derrière le front de choc, mais soutiennent

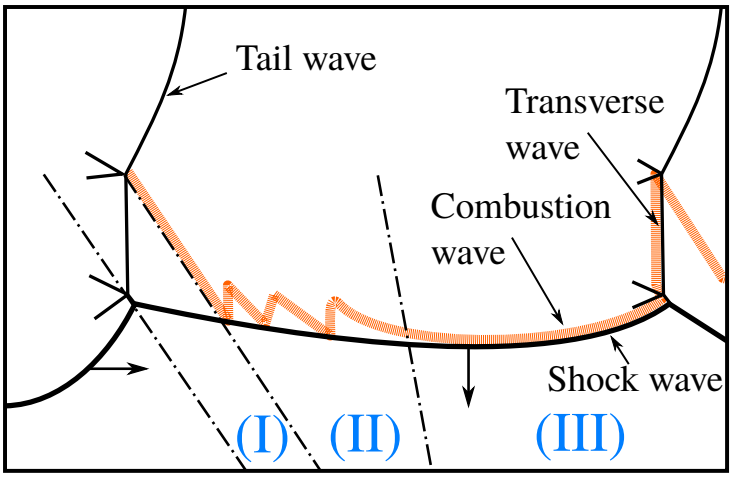


FIGURE 2.18 – Schématisation de l'influence des grosses particules d'après WOLANSKI et al. [131] sur une détonation hélicoïdale. Les sens de propagation de l'onde de choc incidente et l'onde de Mach sont représentés par les flèches attachées.

néanmoins le front de choc précurseur. FEDOROV et KRATOVA [35] ont également effectué une étude sur l'interaction d'une détonation établie avec une atmosphère réactive, contenant un nuage semi-infini de particules. Ces derniers constatent un affaiblissement des ondes transverses ainsi que des pics de pression de la détonation, lors du passage dans le nuage de particules. Néanmoins, aucune modification de la structure du front n'est observée, comme il est visible en Figure 2.19. Cette observation est en partie corroborée par celles de PAPALEXANDRIS [82], notant également un affaiblissement des pics de surpression et une préservation de la collision des points triples sur le front de choc.

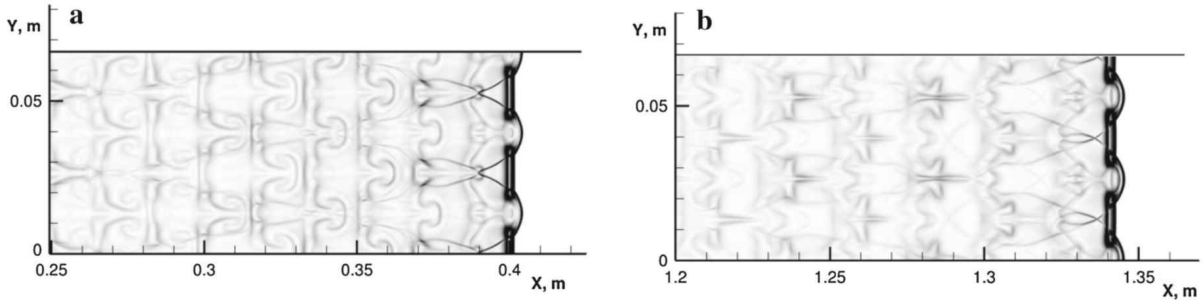


FIGURE 2.19 – Strioscopies de l'écoulement en aval du choc précurseur, avant le passage dans un nuage de particules de 10 µm (a) et après le passage dans le nuage (b), d'après FEDOROV et KRATOVA [35].

Lors de la collision de deux points triples dans le cas de l'utilisation de petites particules, PAPALEXANDRIS note l'existence de jets de gaz partiellement brûlés contenant des densités de particules plus importantes. Ces ségrégations de particules sont également notées par FEDOROV et KRATOVA [35]. Elles sont attribuées à la très faible inertie des particules de

moins de 10 µm, suivant ainsi l'écoulement choqué (voir Figure 2.20).

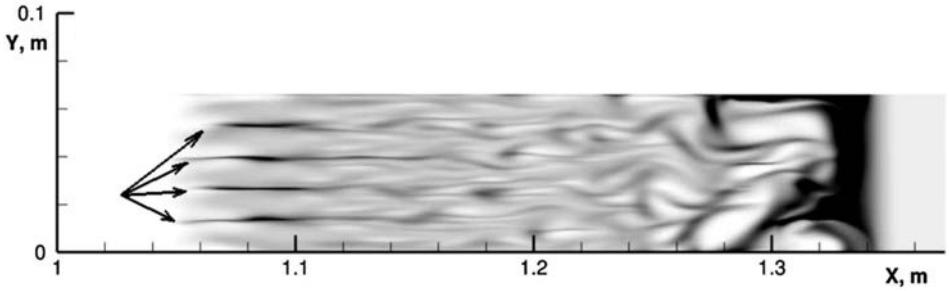


FIGURE 2.20 – Ségrégation spatiale de particules de 6 µm en aval du front de détonation, d'après FEDOROV et KRATOVA [35]. Les flèches représentent les zones d'accumulations de particules.

FEDOROV et KRATOVA ont également travaillé sur la polydispersion du nuage semi-infini de particules. Leurs observations initiales ont montré qu'un nuage de particules de 2 µm ayant une fraction massique en particules de 0.44 est capable d'arrêter une détonation, alors qu'une propagation de la détonation est visible dans un même nuage contenant des particules de 10 µm. Ainsi, pour stopper une détonation en utilisant un nuage de particules de 2 et 10 µm, il est nécessaire d'avoir plus de 80 % de particules de 2 µm en masse, sous peine d'observer un réamorçage. Cette observation souligne l'importance d'une bonne caractérisation d'un nuage de particules lors d'une campagne expérimentale.

2.3.1.2 Inventaire des mécanismes d'interactions de la détonation avec des particules solides

De l'analyse des travaux précédemment exposés, plusieurs mécanismes d'interactions positifs et négatifs entre la phase gazeuse et les particules solides peuvent être répertoriés (voir Tableau 2.7).

Le mécanisme majeur d'extinction de la détonation par passage dans un nuage de particules solides se fait donc par découplage de l'onde de choc et du front de combustion. Ce découplage est provoqué par l'absorption significative de la chaleur après le passage du choc principal. Cette absorption retarde ainsi l'auto-inflammation des gaz choqués et augmente de ce fait la longueur d'induction. Un effet visible de ce phénomène provient du ralentissement de la célérité de propagation de la détonation qui, couplé à l'augmentation de la longueur d'induction, accroissent les pertes potentielles aux parois et aggravent ainsi le phénomène.
L'adjonction de particules de tailles supérieures ou égales à 50 µm au prémélange gazeux

Interactions positives	
Petites particules ($\leq$ 50 µm)	Grosses particules ($>$ 50 µm)
Stabilisation de la détonation par diminution de l'intensité des pics de pressions et conservation de la collision des points triples	- Génération de turbulence en aval du choc précurseur - Création de chocs détachés permettant l'auto-inflammation des gaz choqués - Création de poches de gaz imbrûlés réagissant en aval du choc et soutenant le front de détonation
Interactions négatives	
Petites particules ($\leq$ 50 µm)	Grosses particules ($>$ 50 µm)
- Suivi rapide de l'écoulement du fait de leur faible inertie - Grande surface de contact avec les gaz choqués permettant l'absorption rapide de la chaleur - Affaiblissement les ondes transverses	Capacité importante d'absorption de chaleur

TABLEAU 2.7 – Tableau récapitulatif des interactions entre les particules solides et la détonation.

à des concentrations particulières ([82], [131]), génère néanmoins l'apparition d'un mécanisme alternatif permettant la propagation de la détonation. Ce mécanisme fait apparaître une compétition entre le mécanisme d'extinction, et l'auto-inflammation plus rapide des gaz choqués, liée à l'augmentation du nombre de points chauds. De plus, il est également possible d'observer une combustion retardée des poches d'imbrûlés, venant soutenir le front.

2.3.2 Extinction de la détonation par un spray liquide

Ce dernier aspect de l'étude bibliographique, le plus proche des études présentées dans ce manuscrit, permet d'analyser l'influence d'un spray liquide sur la détonation et de mettre en avant les processus liés à l'extinction.

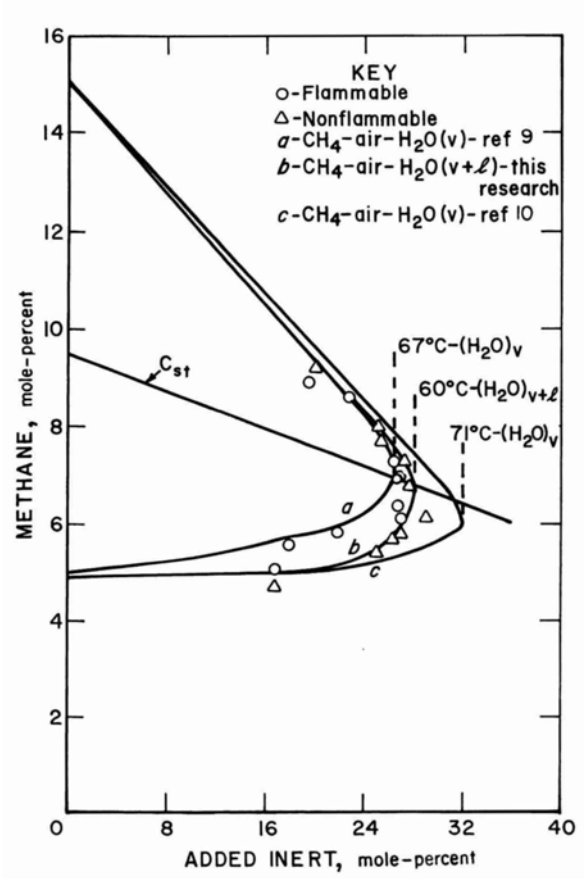
2.3.2.1 Travaux historiques

La plupart de ces études s'inscrivent dans le cadre de la sécurisation d'installations minières et industrielles [59], à l'image des travaux répertoriés dans la sous-section précédente. Dans le but d'apprécier le contexte global de la problématique, une extension aux études traitant de la propagation des détonations dans une atmosphère contenant de la vapeur d'eau, ainsi que quelques éléments concernant l'extinction d'explosions et l'arrêt

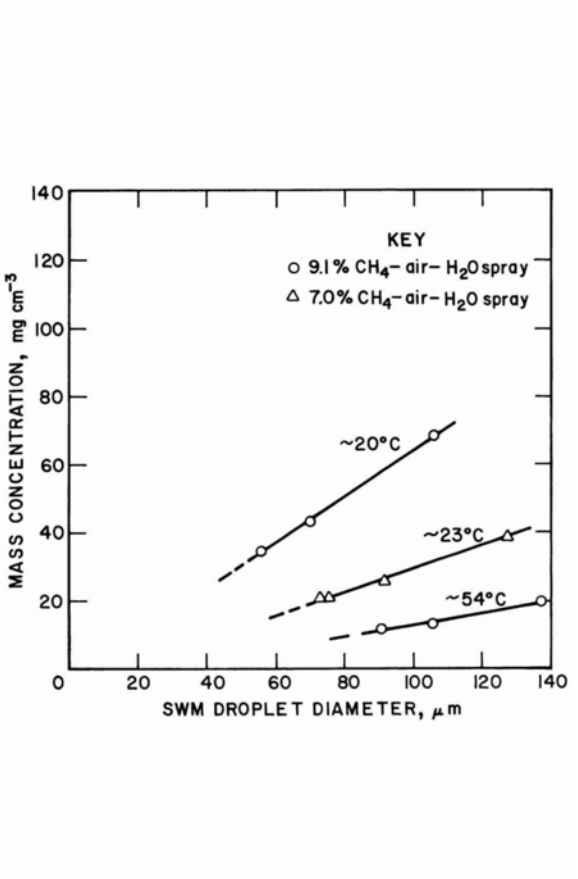
de flammes par un spray d'eau seront exposés.

Les premiers travaux dans ce domaine se sont principalement attelés à prouver la capacité d'un spray d'eau à éteindre une détonation ou une explosion ([43], [20]), ainsi qu'à effectuer une quantification du volume d'eau nécessaire à l'extinction de ces phénomènes dans un prémélange gazeux ([96], [134]).
Les résultats obtenus fournissent cependant plusieurs éléments intéressants. Gerstein et al. [43] ont remarqué dans le cas d'une détonation se propageant dans un tube contenant un prémélange de gaz naturel et d'air, qu'une grande quantité d'eau doit être utilisée afin de l'arrêter ($Y_{H_2O} = 0.23\text{-}0.56$), mais que cette concentration en eau liquide peut être seulement employée sur une portion finie du tube, si les injecteurs se situent au niveau de la zone de transition déflagration-détonation. Cette suggestion sera également confirmée au cours des années 2000 par les travaux de Thomas [113] et Boeck et al. [9], traitant respectivement de l'extinction d'explosions dans un mélange similaire et de l'étude de la transition déflagration-détonation.
Carlson et al. [20] montrent quant à eux la forte réduction de l'impulsion du choc précurseur d'une détonation dans un mélange hydrogène-air en présence d'un spray d'eau. Les auteurs notent parallèlement une accélération de la vitesse de propagation d'une flamme dans un même mélange contenant également le même spray d'eau. Ces derniers attribuent néanmoins cette accélération de flamme à la turbulence générée par l'injection du spray, une observation également confirmée par Eggleston et al. [33], et qui d'après ces derniers peut empêcher l'extinction d'une flamme ou d'une explosion.
La présence de gouttelettes d'eau au sein d'une combustion dans une flamme ou dans une explosion/détonation implique nécessairement l'apparition de processus de vaporisation, diluant ainsi la phase gazeuse. Cette spécificité du spray d'eau, permet ainsi d'après Watts [126] de réduire le domaine d'inflammabilité d'un prémélange gazeux, lors de la propagation d'une flamme dans un prémélange d'éthylène et d'air. Une étude effectuée par Sapko et al. [96] comparant l'influence d'un spray d'eau et de son équivalent massique en vapeur d'eau sur l'extinction de flammes et d'explosions dans un mélange méthane-air, montre qu'à densités identiques un spray d'eau contenant des gouttelettes de 10 µm est aussi efficace que la vapeur d'eau pour éteindre une explosion ou une flamme.

Une illustration de ce phénomène est exposée sur la Figure 2.21a. D'après la figure, une fraction massique en eau $Y_{H_2O} = 0.2$ est requise afin de rendre le prémélange complètement inerte, en accord relatif avec les résultats de Gerstein et al. [43] et Thomas [113]. Ces auteurs notent également la plus grande facilité d'extinction d'une flamme naissante, par rapport à une flamme établie, confirmant les suggestions de Gerstein et al. [43], même dans le cas de la propagation de flammes. Sapko et al. [96] ainsi que Zalosh et



(a) Évolution de l'inertage d'un prémélange par une phase vapeur et liquide d'eau. Les courbes représentent les conditions limites d'absence de flamme.



(b) Densités minimums de sprays d'eau nécessaires à l'arrêt de la propagation d'une flamme, en fonction du diamètre moyen de Sauter d_{32} (noté SWM).

FIGURE 2.21 – Graphes issus de SAPKO et al. [96], dans le cas de l'étude de la propagation d'une flamme ou d'une explosion dans un mélange méthane-air.

Bajpai [134] montrent l'intérêt de l'utilisation d'un spray de gouttelettes préchauffées, permettant d'arrêter plus facilement la propagation d'une flamme. En effet pour éteindre une flamme se propageant dans un prémélange méthane-air, des densités apparentes de spray de l'ordre de 60 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ sont requises avec un spray à 20°C, contre seulement 12 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ pour le même spray à 54°C (Figure 2.21b). Le spray utilisé a dans les deux cas un diamètre moyen de Sauter d_{32} de 90 µm. La réactivité du mélange considéré influe également sur la densité du spray à employer afin d'arrêter une flamme, comme il est visible en analysant les résultats de Zalosh et Bajpai [134]. En effet, dans le cas d'un mélange stœchiométrique d'hydrogène et d'air, des densités apparentes de spray de 1 $\mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ sont suffisantes pour observer une extinction, le spray ayant une granulométrie similaire à celui employé par Sapko et al., pour une température de 20°C.

Le début des années 90 voit l'arrivée de plusieurs travaux notables effectués par Thomas et al. [116]. Ces travaux traitent plus profondément des mécanismes relatifs à l'extinction des explosions et des détonations, par injection d'un spray d'eau dans divers mélanges d'hydrocarbures et d'air ainsi que d'hydrogène et d'air.
La plupart de leurs résultats ne considèrent pas une extinction du phénomène comme étant la disparition de toute flamme, a contrario de ce qui est sous-entendu dans les travaux cités précédemment. Ainsi les densités de spray nécessaires à la suppression du phénomène de détonation sont beaucoup plus faibles que celles déjà évoquées. En effet, 60 $\mathrm{g \cdot m^{-3}}$ sont nécessaires à l'extinction d'une explosion dans un mélange méthane-air avec un spray de gouttelettes de 10 µm et 4600 $\mathrm{g \cdot m^{-3}}$ dans le cas d'un spray de gouttelettes de 100 µm [114]. 20 à 360 $\mathrm{g \cdot m^{-3}}$ sont également suffisant pour éteindre une explosion, dans le cas d'un mélange éthylène-air, avec l'utilisation d'un spray de gouttelettes ayant des diamètres compris entre 150 et 350 µm [116].
Une comparaison de ses différents travaux montre également qu'une densité de spray plus faible en eau est nécessaire afin de supprimer une détonation par rapport à une explosion, de seulement 700 $\mathrm{g \cdot m^{-3}}$ pour les mélanges les plus réactifs $H_2/O_2/Ar$, et ce avec un spray de grosses gouttelettes de 150 à 350 µm [115]. De plus, la présence d'un spray diminue les niveaux de surpression ainsi que l'impulsion de l'onde de souffle plane (voir Figure 2.22). Une seconde étude effectuée dans le cas de la suppression d'une explosion dans un mélange éthylène-air évoque ainsi une réduction de l'impulsion spécifique d'un facteur 100 [116]. Thomas et al. notent également un abaissement prononcé de la célérité expérimentale D_{exp} par rapport à la célérité théorique D_{CJ}, d'un mélange équivalent sans eau. Ils considèrent de ce fait une détonation comme supprimée selon le critère suivant.

$$\frac{D_{\mathrm{exp}}}{D_{\mathrm{CJ}}} < 0.9 \tag{2.16}$$

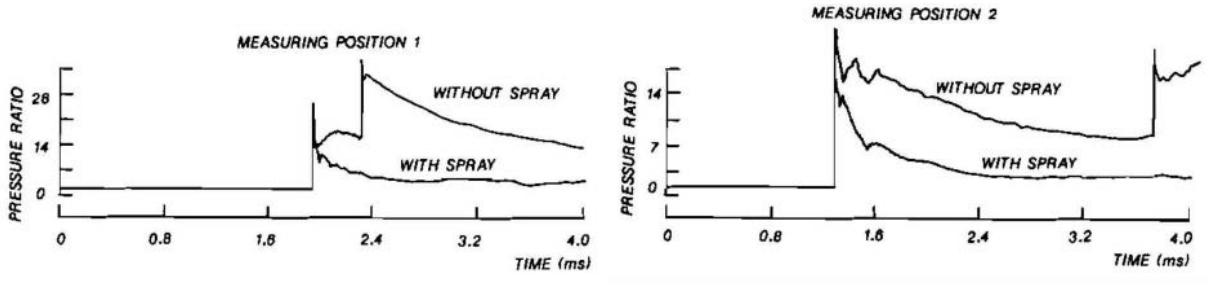


FIGURE 2.22 – Illustration de l'influence d'un spray d'eau sur les niveaux de pression en aval du choc d'une détonation dans un mélange C_2H_2-O_2-Ar, d'après THOMAS et al. [115].

Une analyse empirique de leur critère présenté dans l'équation 2.16 montre qu'une perte d'énergie d'environ 20% est suffisante pour supprimer la détonation. D'après les auteurs, ce transfert d'énergie est principalement effectué par l'évaporation des gouttelettes, à une distance comprise entre 0.2 λ et 1 λ en aval du choc précurseur.
Une granulométrie plus fine du spray peut également éteindre plus facilement une détonation par rapport à un spray plus grossier [115]. Les gouttelettes de 50 µm et en particulier $\leq$ 30 µm d'un spray polydisperse ont en effet un rôle prépondérant [113]. Cette étude confirme par ailleurs l'action de l'atomisation et de l'évaporation des gouttelettes, agissant de façon similaire à ce qui a été observé dans le cas de l'allumage des gouttelettes par choc. Toutefois, THOMAS n'exclut pas la participation des grosses gouttelettes, ayant une grande inertie et pouvant être un réservoir de très petites gouttelettes grâce à leur atomisation. Il suggère également qu'une détonation ayant une structure cellulaire initialement régulière en absence de spray serait plus facile à supprimer, en comparaison à une détonation à structure initialement irrégulière. Toutefois, cette suggestion n'est appuyée par aucune preuve expérimentale. De même, les auteurs ne fournissent pas d'informations sur la modification de la structure cellulaire liée à l'injection du spray.

JONES et THOMAS [56] mettent en avant les différents mécanismes intervenant dans l'extinction de la détonation et de l'explosion par injection d'un spray d'eau, scindant ces mécanismes entre grandes et petites échelles :

— Les macro-mécanismes du spray impliquent principalement l'utilisation de ce dernier comme rideau ou tampon, contenant un grand volume d'air et d'eau. Ils créent ainsi une barrière physique permettant d'arrêter la propagation par dilution et absorption de chaleur.

— Les micro-mécanismes quant à eux agissent à l'échelle de la gouttelette et des processus cinétiques. Ils jouent les rôles d'absorbeur d'énergie grâce aux processus diphasiques, et d'inhibiteur chimique.

Les auteurs mettent en exergue la combinaison possible de un ou plusieurs mécanismes, à la fois micro et macro, pouvant ainsi participer à l'extinction du phénomène.

L'utilisation d'additifs ajoutés à l'eau liquide a également été expérimentée. L'addition de chlorure de potassium KCl s'est révélée être plus efficace que l'eau seule dans la réduction de la vitesse de propagation d'une flamme au sein d'une atmosphère diphasique [113]. Cao et al. [19] ont quant à eux observé le même effet dans le cas d'une explosion dans un mélange méthane-air, contenant un spray d'eau et de chlorure de potassium NaCl. Thomas [113] suggère que l'action des sels est négative dans certains mécanismes cinétiques, réduisant ainsi la production de radicaux. Ces hypothèses sont corroborées par les observations de Cao et al., dont une séquence d'images issues de leur étude est exposée sur la Figure 2.23.

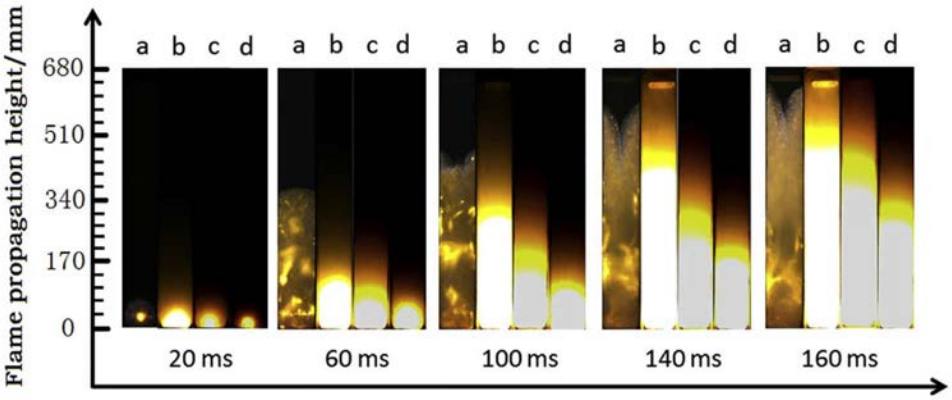


Figure 2.23 – Photographies de l'évolution de la propagation d'une flamme accélérée au sein de différents mélanges stœchiométriques de méthane-air, dilués ou non par un spray d'eau, ayant une densité de 37 $g \cdot m^{-3}$ et contenant du NaCl. Cas **a** : pas de spray, cas **b** : spray avec 5 % de NaCl, cas **c** : spray avec 8 % de NaCl, cas **d** : spray avec 15 % de NaCl.

Une étude récente effectuée par Boeck et al. [9] caractérise plus précisément l'évolution de la transition de la déflagration vers la détonation. Différents mélanges pauvres et stœchiométriques hydrogène-air sont utilisés, et sont ensemencés d'un spray d'eau ayant des caractéristiques analogues au nôtre ($d_{10} = 10$ µm, $LWC = 100 - 120$ $g \cdot m^{-3}$, voir également Chapitre 4). Les résultats obtenus sont en accord avec les différentes observations faites par rapport aux travaux précédents :

— L'addition d'un spray d'eau a un fort impact défavorable sur le régime transitoire déflagration-détonation, en comparaison à un régime de déflagration.

— Cette influence se caractérise par un retard dans l'apparition de la détonation.

— L'injection du spray génère un déficit en célérité par rapport à la célérité théorique D_{CJ} relativement faible, de l'ordre de 3 %. Une baisse de la célérité de propagation de la détonation d'environ 70 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ est également enregistrée.

Boeck et al. considèrent également l'ajout du spray d'eau comme diluant le mélange gazeux par la production de vapeur d'eau. Cette action serait visible grâce à la diminution des pics de surpression enregistrés.

Plusieurs auteurs se sont également penchés sur l'influence de la vapeur d'eau produite par la présence du spray. Les travaux mentionnés à ce sujet s'inscrivent dans le cadre d'une enquête concernant l'accident survenu à la centrale nucléaire de Three Miles Island aux États-Unis, suite à la fusion partielle d'un réacteur. Tieszen et al. [117] ainsi que Ciccarelli et al. [22] ont effectué deux études expérimentales sur l'influence de la vapeur d'eau lors d'une détonation dans un mélange d'hydrogène et d'air. L'addition de vapeur d'eau permet d'augmenter la taille des cellules, un élément en contradiction avec les observations de Thomas et al. [115]. Cette augmentation correspond à un facteur allant de 6 à 20, dans le cas d'un mélange stœchiométrique contenant de 9 à 27 % de vapeur d'eau en masse. Cet agrandissement de la structure cellulaire est également couplé à un déficit des célérités expérimentales par rapport aux célérités théoriques, de l'ordre de 4 à 10 % pour les mélanges précédemment cités [117]. Cet impact de la vapeur d'eau est toutefois fortement atténué par l'augmentation de la température initiale du mélange. Ainsi, l'injection de la vapeur d'eau n'a pratiquement plus aucune influence sur la détonation lorsque la température initiale du mélange dépasse les 650-700 K.
Dans la lignée des travaux précédemment cités, Shepherd [99] effectua une approche numérique afin de reproduire les résultats obtenus expérimentalement par ses confrère. Il utilise pour cela une cinétique détaillée incluant 23 espèces et 11 réactions. Shepherd évalua la taille caractéristique de la cellule grâce à la relation $\lambda = k \times l_i$ avec $k \in [10, 50]$, fonction de la richesse du mélange. Ses tendances sont en accord avec les résultats obtenus expérimentalement, mettant ainsi en avant la contribution à la fois thermique de la vapeur d'eau (par sa plus grande capacité calorifique), mais également chimique, par la modification des processus réactionnels.

2.3.2.2 Inventaire des mécanismes d'extinction de la détonation par des gouttelettes liquides

Grâce à l'utilisation des différents éléments exposés précédemment et par recoupage avec l'analyse des mécanismes d'extinctions effectuée par Jones et Thomas [56], plusieurs pistes possibles sur les mécanismes d'extinctions apparaissent (voir Tableau 2.8).

Ces mécanismes s'opèrent principalement à l'échelle de la gouttelette, et sont qualifiés de

Mécanismes communs	
- Atomisation pour former des gouttelettes plus petites, et ainsi augmenter la surface d'interaction liquide/gaz - Absorption de la chaleur par chauffage et vaporisation - Dilution du mélange gazeux initial par vaporisation	
Petites gouttelettes ($\leq$ 50 µm)	Grosses gouttelettes ($>$ 50 µm)
- Génération d'une phase vapeur agissant directement sur l'efficacité des processus cinétiques (si leur vaporisation est suffisamment rapide)	- Production importante de petites gouttelettes (si leur atomisation est suffisamment rapide)

TABLEAU 2.8 – Tableau récapitulatif des mécanismes d'extinction de la détonation/explosion par le spray liquide.

micro-mécanismes par JONES et THOMAS. Ces derniers induisent une perte de chaleur significative du front de détonation au profit de la phase dispersée, diluant le mélange par production de vapeur, ralentissant la détonation, diminuant l'efficacité de certains processus cinétiques et réduisant la température et la pression post-choc. Ces processus mènent à l'extinction de la détonation par découplage de la zone de réaction et du choc précurseur. L'augmentation de l'efficacité du spray à éteindre la détonation est également possible, et peut se faire soit par chauffage du spray, soit par l'adjonction d'additifs tels des sels alcalins.

2.3.3 Bilan sur l'extinction de la détonation par utilisation d'une phase dispersée

L'ensemble des processus mis en jeu dans l'extinction d'une détonation, par l'utilisation d'un nuage de particules solides ou d'un spray de gouttelettes liquides, sont similaires. L'avantage d'un spray d'eau est sa capacité à pouvoir se désintégrer, se vaporiser et agir sur les processus cinétiques. Cet avantage peut être néanmoins contrebalancé par la capacité accrue des particules solides à absorber la chaleur en aval du choc incident. Cette compétition des effets peut être illustrée par les deux exemples suivants :

— Le premier comparant les données de KAUFFMAN et al. [62] et THOMAS et al. [116]. Des densités similaires de nuage et de spray de 10 µm permettent d'observer des effets de suppression de phénomène, dans un mélange identique de 15 $g \cdot m^{-3}$ avec un nuage de particules [62] et de 60 $g \cdot m^{-3}$ avec un spray de gouttelettes [116].

— Le second comparant quant à lui les données de PINAEV et SYCHEV [86] et THOMAS et al. [116], dans le cas d'éléments ayant une taille caractéristique de 100 µm. Les densités employées sont de 2.2-3.5 $kg \cdot m^{-3}$ pour le nuage de particules et 4.2 kg $\cdot$

m^{-3} [86] pour le spray de gouttelettes [116]. Les mélanges dans cette configuration sont néanmoins légèrement différents, puisqu'un mélange plus réactif est utilisé par Pinaev et Sychev.

Il est important de noter que dans le cas de l'utilisation du spray les valeurs de densités sont surévaluées, puisqu'il s'agit d'une extinction d'explosions (les autres cas concernent l'extinction de détonations).

Malgré cela, ces deux exemples illustrent clairement la complexité des mécanismes à prendre en compte, afin de considérer les interactions entre la phase dispersée et la phase gazeuse.

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Sommaire

3.1 Introduction 64

3.2 Montage expérimental 64

3.2.1 Tube à détonation vertical 64

3.2.2 Générateur de spray 66

3.2.3 Métrologie sur le tube à détonation 71

3.3 Caractérisation du spray par interférométrie de phase Doppler (PDI) 73

3.3.1 Principe de la mesure 73

3.3.2 Détermination des grandeurs relatives au spray 77

3.3.3 Montage expérimental de la PDI 78

3.1 Introduction

Ce chapitre a pour but de décrire les composants du montage expérimental principal, incluant le tube à détonation vertical ainsi que le générateur de spray, conçu et développé à l'occasion de cette thèse. Les différentes méthodes de mesures expérimentales afin d'enregistrer les célérités, les niveaux de pression et les structures cellulaires de la détonation seront explicitées. De même, les méthodes expérimentales de caractérisation du spray produit par le générateur et d'estimation des grandeurs mesurées seront présentées.

3.2 Montage expérimental

3.2.1 Tube à détonation vertical

Les expériences ont été effectuées dans un tube vertical, auquel est connecté à sa base un tube auxiliaire appelé le "booster" (Figure 3.1).

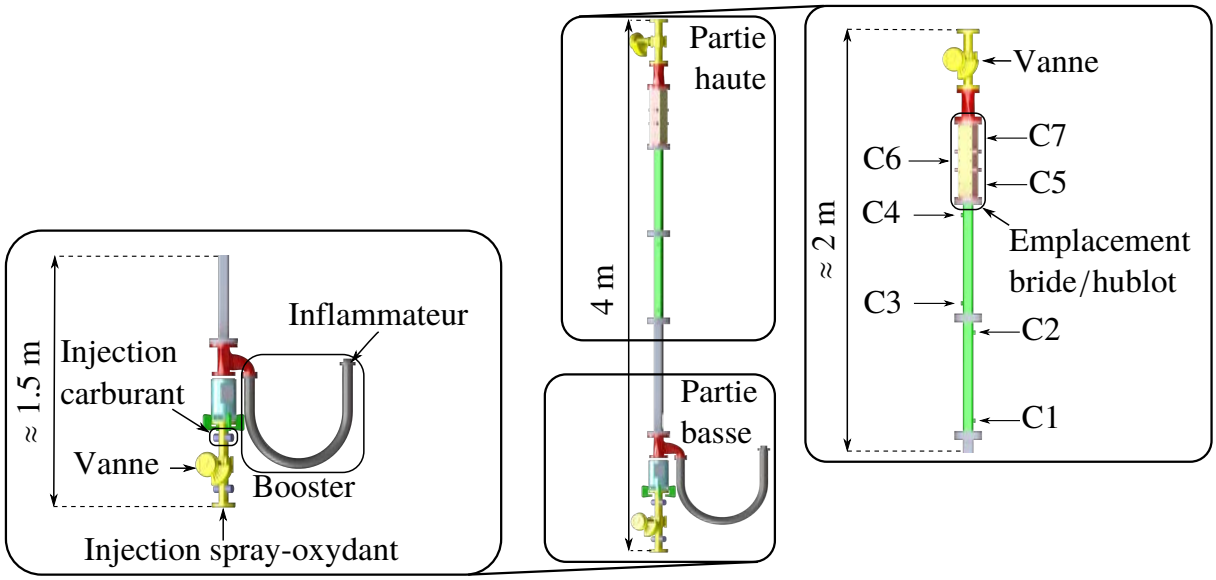


FIGURE 3.1 – Schématisation du montage expérimental.

Le tube principal mesure 4 m de haut et possède une section carrée de 52×52 mm^2. Deux vannes pneumatiques (KINETROL 07 ®) placées à ses deux extrémités permettent le confinement du prémélange réactif au moment de l'essai. Le générateur de spray, placé à la base du tube, est relié au circuit d'injection de l'oxydant, et permet un remplissage homogène du tube par balayage. Plusieurs capteurs de pression dynamique KISTLER 603B ® sont affleurants au tube et positionnés dans la partie haute du dispositif (voir Tableau 3.1 et Figure 3.1). Une protection thermique est apposée sur ces capteurs, afin de les protéger lors d'un essai de détonation. La partie supérieure du tube (> 2.5 m)

comprend l'emplacement pour un hublot de visualisation ou une plaque enfumée, afin de capturer la structure cellulaire. Le booster est rempli d'un prémélange stœchiométrique de $C_2H_4 - O_2$, à une pression initiale de 1 bar. Son rôle est d'amorcer la détonation dans le tube principal, en y transmettant un choc fort. La détonation dans le booster est quant à elle initiée par l'utilisation d'un inflammateur électrique de type DAVEY BICKFORD 2004A00 ®.

La génération d'un prémélange réactif dans le tube vertical est faite par l'injection en ligne à la base du tube du carburant gazeux, de l'oxydant et du spray. Les essais de détonation sont ainsi effectués à une pression initiale de 1 atm et une température égale à celle du hall expérimental ($\approx$ 300 K). Au cours des campagnes expérimentales, le combustible utilisé sera de l'éthylène, dilué par une phase oxydante d'air ou d'un mélange argon-oxygène. La régulation des débits de gaz est effectuée par trois débitmètres massiques BROOKS 585X ®. Les fluides proviennent de bouteilles de gaz purs ou du réseau d'air comprimé. Le schéma de ce dispositif conçu pour les besoins de l'étude est présenté sur la Figure 3.2. Les gammes de débits utilisés lors des différentes études sont rassemblées dans le Tableau 3.2 et les valeurs exactes relatives aux différents essais sont exposées dans l'Annexe A.2.

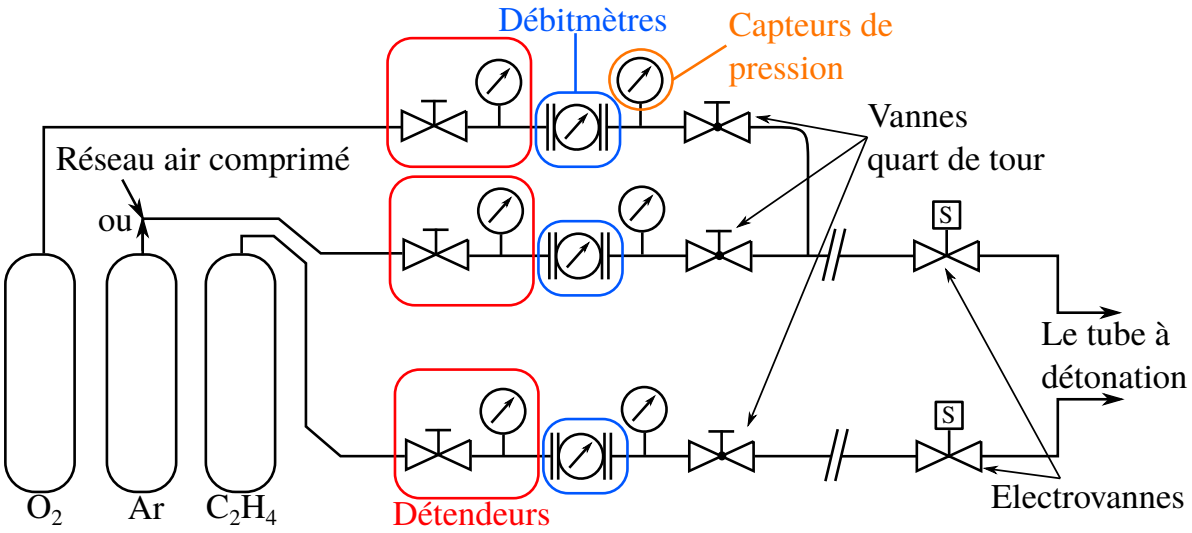


FIGURE 3.2 – Schéma de la platine de régulation des débits de gaz.

Capteur	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7
Position (mm)	1350	1850	2091	2591	2821	2956	3126

TABLEAU 3.1 – Positions des différents capteurs de pression par rapport au bas du tube vertical.

Deux électrovannes placées entre les têtes d'injections et les sorties des débitmètres per-

mettent de fermer chaque circuit lors du tir. Le pilotage des débitmètres, des électrovannes et des vannes pneumatiques est effectué à distance dans une salle de commande.

Gaz	Ar	O_2	Air	C_2H_4
$\dot{m}$ $(\mathrm{mg \cdot s^{-1}})$	220-1440	60-180	780-1000	15-50

TABLEAU 3.2 – Gammes des débits massiques $\dot{m}$ utilisés lors des différents essais.

3.2.2 Générateur de spray

Le spray utilisé au cours des différentes campagnes expérimentales est constitué uniquement d'eau liquide. Ce dernier est généré par deux atomiseurs ultrasoniques, dont le fonctionnement et les caractéristiques techniques sont explicités dans cette section. Les débits générés par ces atomiseurs sont estimés par mesure de la variation de masse au cours du temps, à l'aide d'une balance de type Kern ILS 50K-4C ® précise à 0.1 g. Les débits obtenus sont rassemblés dans l'Annexe A.2. Les distributions granulométriques correspondantes estimées par interférométrie de phase Doppler (PDI), dont le principe est exposé dans la Section 3.3, sont quant à elles exposées dans le Chapitre 4.

3.2.2.1 Principe de fonctionnement de l'atomisation ultrasonique

Historiquement, WOOD et LOOMIS [133] ont été les premiers au cours des années 1920 à s'intéresser à l'atomisation de films liquides soumis à une excitation verticale périodique. Leur montage employait une pièce piézoélectrique en quartz, placée au fond d'un bassin d'huile et résonnant à une fréquence de 300 kHz. Deux mécanismes physiques sont à l'origine de la génération d'un spray par cette méthode. La première repose sur la génération d'ondes capillaires, et la seconde sur le phénomène de cavitation. RAJAN et PANDIT [91] en résument les idées principales.

Le premier mécanisme s'appuie sur les instabilités de Taylor dues à l'excitation périodique du fluide, qui produisent des ondes capillaires sur la surface libre du liquide, donnant naissance aux gouttelettes du spray par rupture (Figure 3.3.a). L'augmentation de la fréquence d'excitation du système mécanique va raccourcir l'espace entre les ondes capillaires, produisant de ce fait des gouttelettes plus petites. En 1962, LANG [67] effectua une analyse photographique des perturbations générées. Il obtint une corrélation entre le diamètre des gouttelettes générées d_{goutte} et la longueur des ondes capillaires, caractérisée par la fréquence de vibration du matériau piézoélectrique F et dérivant des équations de Rayleigh [93] :

$$d_{goutte} = 0.34 \left(\frac{2\pi\sigma_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{liq}} F^2} \right)^{1/3} \tag{3.1}$$

avec σ_{liq} la tension de surface du liquide. Rajan et Pandit [91] exposent une corrélation intermédiaire basée sur les instabilités de Rayleigh. Ils considèrent qu'une gouttelette est produite sur un nœud d'interaction de deux ondes capillaires, générant ainsi une densité de gouttelettes $N \sim (1/d_{\text{jet}})^2$, avec d_{jet} le diamètre de la base d'une onde capillaire. Les auteurs montrent ainsi que le diamètre moyen des gouttelettes formées est :

$$d_{\text{goutte}} = 2.38 \left(\frac{2\pi\sigma_{\text{liq}}}{\rho_{\text{liq}} F^2} \right)^{1/3} \tag{3.2}$$

Peskin et Raco [83] prennent en compte la présence d'un film épais au-dessus de la pièce piézoélectrique et les instabilités de Rayleigh résultantes, ce qui permet d'obtenir :

$$d_{\text{goutte}} = 1.26 \left(\frac{2\pi\sigma_{\text{liq}}}{\rho_{\text{liq}} F^2} \right)^{1/3} \tag{3.3}$$

Les diamètres caractéristiques obtenus grâce à ces équations sont rassemblés dans le Tableau 3.3. Ces derniers tiennent compte de la fréquence de résonance de nos atomiseurs ultrasoniques ($1.6 - 1.7$ MHz, voir Section 3.2.2.2), ainsi que des paramètres de l'eau dans les conditions standard de laboratoire ($\sigma_{\text{liq}} = 70$ mN $\cdot$ m, $\rho_{\text{liq}} = 1000$ kg $\cdot$ m^{-3}).

Auteurs	d_{goutte} (µm)	Équation
Lang [67]	1.8	3.1
Rajan et Pandit [91]	8.1	3.2
Peskin et Raco [83]	6.8	3.3

Tableau 3.3 – Diamètres théoriques d_{goutte} des gouttelettes du spray.

Le second mécanisme est quant à lui basé sur la création de bulles au sein du liquide par cavitation, en particulier proche de la surface. Lorsque ces bulles implosent, de forts chocs hydrauliques sont générés, amorçant la désintégration de la surface du film de liquide, et ainsi la production de gouttelettes. Une représentation schématique de ce mécanisme est faite sur la Figure 3.3.b. La cavitation génère des gouttelettes de tailles aléatoires.

Bouguslavskii et Eknadiosyants [14] ont proposé une théorie à la croisée des deux précédentes, dans laquelle les gouttelettes du spray sont générées par l'interaction des chocs hydrauliques avec les ondes capillaires.

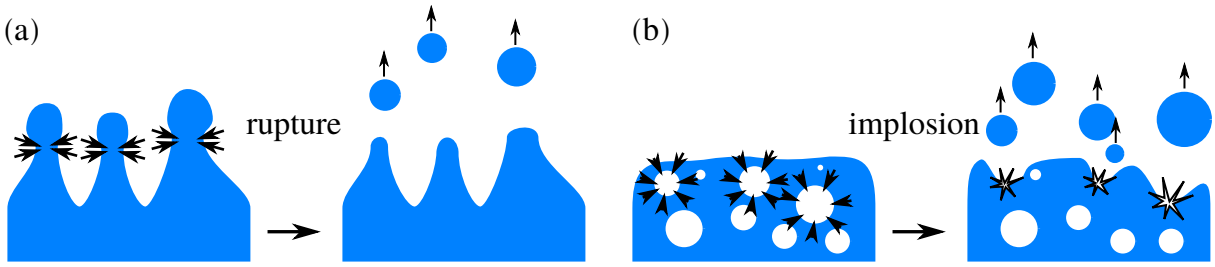


FIGURE 3.3 – Schéma des processus de formation des gouttelettes par atomisation ultrasonique grâce aux instabilités de Taylor (a) et au phénomène de cavitation (b).

3.2.2.2 Observations du spray généré

Grâce à l'avènement de caméras ayant de meilleures définitions, il est possible d'observer en détail la surface libre du film liquide. BARRERAS et al. [5] ont réalisé des observations micrométriques du cône de liquide formé par un disque piézocéramique similaire à celui que nous employons. La Figure 3.4 montre deux visualisations obtenues en champ très proche, du cône formé par le piézocéramique en fonctionnement. Grâce à un laser pulsé, ces derniers ont observé les irrégularités formées par les ondes capillaires à la surface du cône, ainsi que les gouttelettes produites par le piézocéramique. Du fait de la différence entre les dimensions caractéristiques des ondes capillaires (voir la zone rouge dans la Figure 3.4.b), et les gouttelettes visibles sur la même photo, les auteurs estiment que les gouttelettes sont formées par cavitation. Ce phénomène est en partie capturé dans la Figure 3.4.c, où une bulle et une gouttelette sont mises en évidence par les cercles rouges. BARRERAS et al. notent que le maintien d'un niveau constant d'eau au dessus du piézocéramique permet d'obtenir une distribution granulométrique stable dans le temps. Ils indiquent également sur leurs distributions granulométriques la présence d'un second pic de gouttelettes plus grosses, dont l'origine serait liée aux fortes amplitudes de déplacement du piézocéramique à haute tension. Cette explication est en partie corroborée par les observations faites par QI et al. [88], dans lesquelles l'augmentation de la puissance appliquée au piézocéramique génère la formation de gouttelettes de tailles plus grosses. La Figure 3.5 montre la formation d'un spray contenant des gouttelettes de 10 et 100 µm. La formation des grosses gouttelettes est issue de la déstabilisation du cône de liquide par les ondes capillaires, qui en détache un gros volume de liquide.

Ces deux travaux expérimentaux montrent la coexistence des deux mécanismes physiques (capillaire et cavitation) relative à la formation d'un spray de gouttelettes par atomisation ultrasonique, en accord avec le modèle développé par BOUGUSLAVSKII et EKNADIOSYANTS [14].

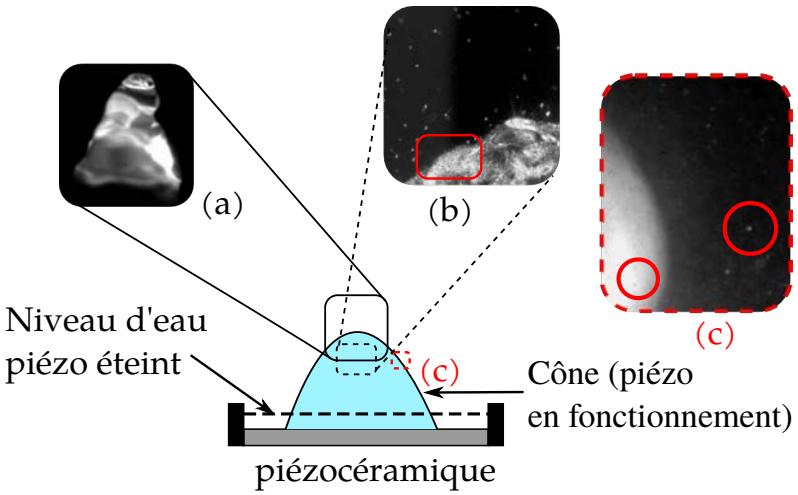


FIGURE 3.4 – Visualisation du cône formé par un disque piézocéramique d'après BARRERAS et al. [5]. En (a) le sommet du cône (résolution : 12 µm/pixel), en (b) un agrandissement du cône précédent (2 µm/pixel) et en (c) le côté du cône (2 µm/pixel).

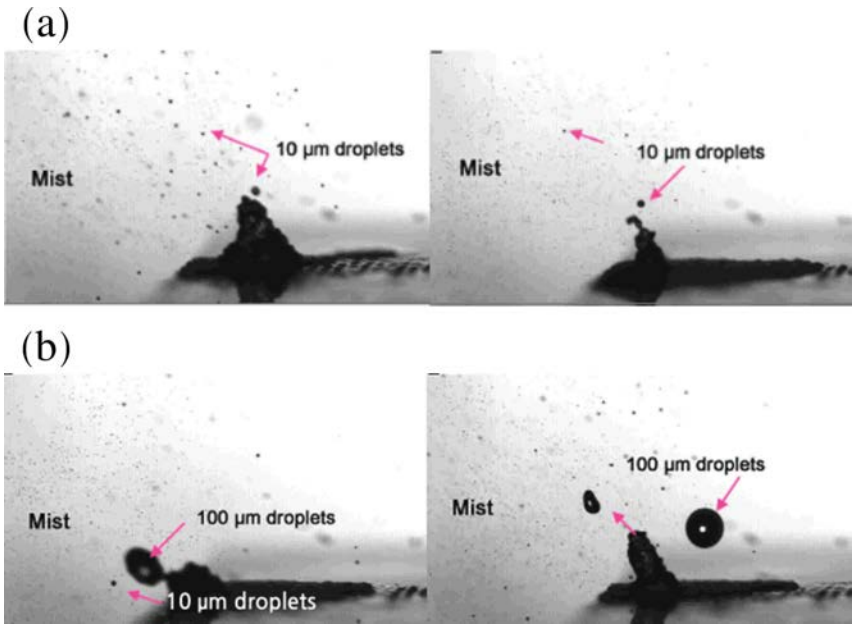


FIGURE 3.5 – Photographies du cône formé par le disque piézocéramique générant le spray, d'après [88]. Les images en (a) montrent la formation de gouttelettes d'environ 10 µm, et en (b) la génération de gouttelettes de 100 µm.

3.2.2.3 L'atomiseur de type G1-B et G1-4

Ces deux atomiseurs fonctionnent sur le principe suivant : le spray est produit par la mise en vibration d'un disque métallique jouant le rôle de convertisseur piézoélectrique, placé au fond d'un bassin rempli d'eau liquide. Un ou plusieurs disques peuvent être placés au fond du bassin, permettant la génération d'un spray plus ou moins dense. Le couplage du circuit électronique et du convertisseur piézoélectrique permet la résonance de l'ensemble à une fréquence propre de $1.6 - 1.7$ MHz.
L'atomiseur G1-B est une adaptation d'un appareil commercial (Air Naturel New Gota ®), équipé d'un seul convertisseur piézoélectrique (ou unité d'atomisation). Cet atomiseur possède un bassin d'environ 35 mm de haut pouvant contenir 2 L d'eau. Au cours de la phase d'injection dans le tube à détonation, la durée totale d'injection et la grande taille du bassin nous permettent d'y conserver un niveau stable, ainsi qu'une température de liquide constante, proche de celle du hall expérimental. Comme l'atteste Barreras et al. [5], garder un niveau de liquide constant au cours d'un essai est primordial, puisque la hauteur de liquide influe sur le débit massique de spray produit. De plus, maintenir une température du liquide constante et proche de la température ambiante limite l'évaporation des gouttelettes. Le débit maximal généré par cet atomiseur atteint 77 $mg \cdot s^{-1}$ ($277\ g \cdot h^{-1}$).

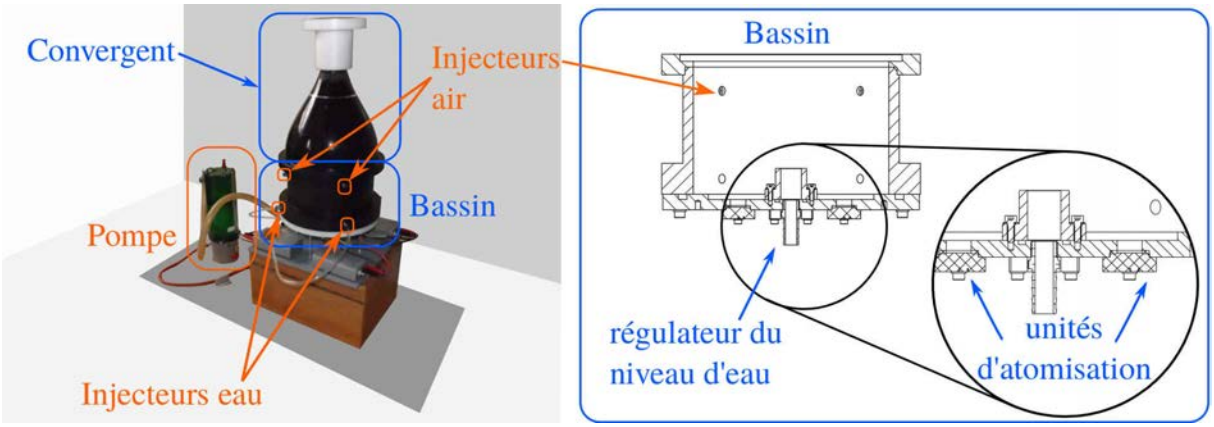


Figure 3.6 – Illustration de l'atomiseur G1-4, avec à gauche la vue d'ensemble du dispositif et à droite une vue agrandie sur le bassin générateur de spray.

L'atomiseur G1-4 a quant à lui été conçu afin d'atteindre des débits d'eau plus importants, tout en conservant une distribution granulométrique similaire. Dans cette configuration, illustrée sur la Figure 3.6, l'atomiseur est composé d'un bassin principal d'une hauteur de 14 cm au fond duquel 4 unités d'atomisation de type Tdk NB-59S-09S sont placées, permettant la génération du spray. L'eau du bassin est renouvelée grâce à 4 injecteurs placés en partie basse, connectés à une pompe à réservoir externe, ayant un débit de $2.5\ L \cdot min^{-1}$. Le niveau d'eau au sein du bassin est fixé à 35 mm de haut par un régulateur du niveau

d'eau jouant le rôle de déversoir. L'injection de la phase gazeuse se fait quant à elle en partie supérieure du bassin par 4 buses orientables. Cet atomiseur peut atteindre un débit d'eau de 135 $mg \cdot s^{-1}$ (486 $g \cdot h^{-1}$).
Le spray généré par les deux atomiseurs est ensuite transporté dans le tube, après avoir traversé un tube convergent (d'une hauteur d'environ 30 cm) dérivant de l'atomiseur G1-B.

Tout comme l'atomiseur G1-B, le design de l'atomiseur G1-4 permet d'obtenir une bonne reproductibilité des débits et des distributions granulométriques (voir l'Annexe A.2 et le Chapitre 4). Ses 4 unités d'atomisation lui permettent également de travailler sur une plus grande gamme de débits, en sollicitant les unités d'atomisation de la même façon.
L'utilisation d'une phase porteuse du spray semblable assure également la reproductibilité des débits générés au cours des essais.

3.2.3 Métrologie sur le tube à détonation

3.2.3.1 Enregistrement des cellules de détonation

Les fortes pressions au voisinage des points triples permettent d'imprimer sur des plaques enfumées la structure cellulaire de la détonation. Les plaques utilisées sont en verre feuilleté 44-1 de 8.1 mm d'épaisseur pour une dimension de 51×405 mm^2. L'enfumage de la plaque se fait par passages successifs d'une torche enflammée imprégnée d'acétone.

3.2.3.2 Mesure de la pression et de la célérité de détonation

La mesure de la pression se fait grâce aux capteurs de pression piézoélectriques KISTLER 603B ®. Ces capteurs ont une fréquence naturelle de résonance de l'ordre de 300 kHz et peuvent fonctionner à des pressions allant jusqu'à 200 bar. La chaîne d'acquisition est décrite sur la Figure 3.7. L'acquisition repose sur l'effet piézoélectrique : l'application d'une pression sur une céramique polarisée induit la génération de charges électriques qui sont converties en tension électrique par un amplificateur de charges. Cette tension est ensuite enregistrée par une centrale d'acquisition.

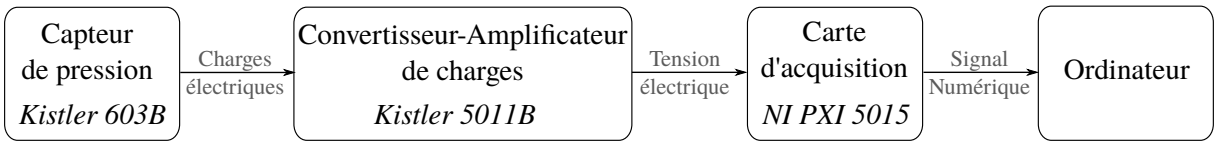


FIGURE 3.7 – Schéma de la chaîne d'acquisition des signaux de pression.

Grâce aux signaux de pressions, il est possible d'estimer le temps de déplacement de l'onde de détonation entre ces derniers. Les positions de chacun des capteurs fournies dans le

Tableau 3.1, permettent de calculer la vitesse moyenne de déplacement de la détonation entre chaque capteur. L'incertitude sur l'estimation de la vitesse de détonation δD est la suivante :

$$\delta D = \frac{\Delta x_{\text{capteur}}}{\Delta t_{\text{capteur}}^{\,2}} \delta t_{\text{capteur}} + \frac{1}{\Delta t_{\text{capteur}}} \delta x_{\text{capteur}} \tag{3.4}$$

avec $\Delta x_{\text{capteur}}$ et $\Delta t_{\text{capteur}}$ l'écart et le temps de déplacement de la détonation entre deux capteurs. $\delta t_{\text{capteur}}$ et $\delta x_{\text{capteur}}$ sont les incertitudes sur le temps d'acquisition et sur la mesure de chacune des distances intercapteurs. Ces incertitudes sont liées à la taille propre du capteur, ainsi qu'au temps de montée du capteur lorsqu'il est soumis à une sollicitation impulsionnelle. Elles sont respectivement évaluées par le constructeur à 5 mm et 1 µs, dans le cas de l'impact d'une onde de choc perpendiculaire au capteur.

3.2.3.3 Visualisation directe

L'installation d'un hublot de visualisation de 40×390 mm^2 à la place de la plaque enfumée permet de procéder à des observations directes de la propagation de la détonation. Un générateur d'impulsion de type DG535 (Stanford Research System ®), ainsi qu'une caméra Shimatzu HPV2 ® sont utilisés afin de réaliser ces visualisations. Les caractéristiques techniques de la caméra sont rassemblées dans le Tableau 3.4.

Type de caméra	HPV2
Résolution (pixels)	312×260
Fréquence d'acquisition (kHz)	250, 500, 1000
τ_{pose} (ns)	250, 500
Capacité de stockage (images)	100

Tableau 3.4 – Caractéristiques techniques de la caméra Shimatzu HPV2 ®.

Le schéma du montage employé pour faire la visualisation est présenté sur la Figure 3.8. Au passage de la détonation, le capteur de pression et son amplificateur de charges envoient un signal électrique à la centrale d'acquisition, transmettant à son tour un signal électrique au générateur d'impulsion. L'impulsion transmise à la caméra déclenche alors l'acquisition. Les capteurs de pression C5 ou C6 sont utilisés pour le déclenchement de la caméra. Ils sont positionnés à la base ou au centre du champ de la caméra. La synchronisation de l'ensemble de la chaîne d'acquisition, permet d'effectuer une acquisition de la totalité du phénomène passant dans le champ de visualisation.

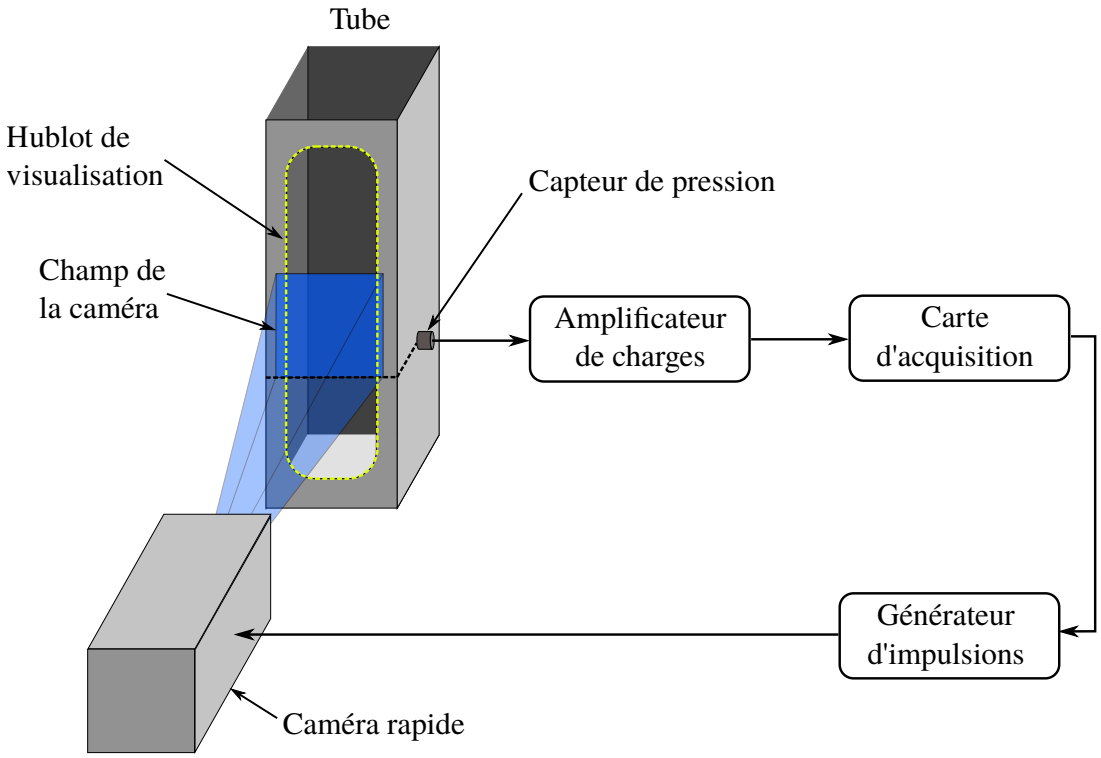


FIGURE 3.8 – Schématisation du montage d'acquisition vidéo.

3.3 Caractérisation du spray par interférométrie de phase Doppler (PDI)

3.3.1 Principe de la mesure

3.3.1.1 Génération des bouffées Doppler

La méthode de mesure utilisée afin d'estimer la distribution des gouttelettes du spray est l'interférométrie de phase Doppler (en anglais : Phase Doppler Interferometry, PDI). Cette technique repose sur l'analyse des bouffées Doppler générées lors du passage d'une gouttelette dans une série de franges d'interférences. Ces franges sont formées par l'intersection de deux faisceaux laser cohérents et sont contenues dans un espace appelé le volume de mesure, dont la forme s'apparente à celle d'un ellipsoïde allongé de révolution. Le grand axe de cet ellipsoïde est perpendiculaire à la direction du spray. Les paramètres du volume de mesure sont explicités dans la Section 3.3.3.3. La Figure 3.9 illustre la méthode de mesure.

La mesure repose sur la comparaison des phases des salves Doppler captées par au moins deux photodétecteurs, placés à des angles azimutaux ψ distincts. Les gouttelettes sont considérées comme des solides quasi sphériques. La détection de ces salves (illustrée dans la Figure 3.10) s'opère dans une direction privilégiée repérée par l'angle ζ sur la Figure 3.9,

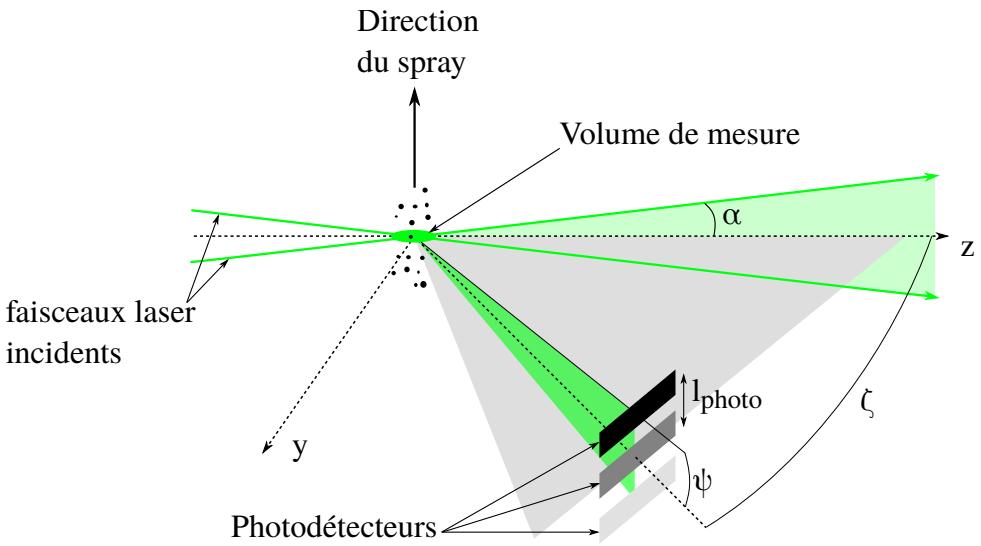


FIGURE 3.9 – Principe du montage optique utilisé pour l'interférométrie de phase Doppler, d'après BARBOSA et al. [4].

par rapport à l'axe principal du laser z. Cet angle, estimé par la théorie de Mie, est propre à la gamme des tailles de gouttelettes et à la longueur d'onde du faisceau laser incident.

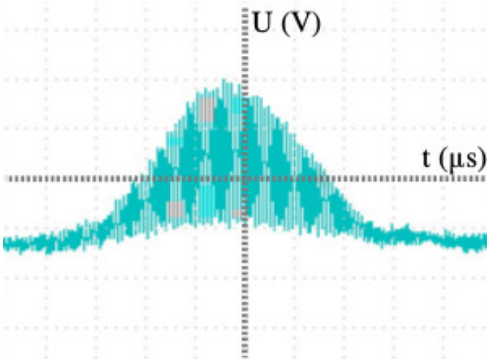


FIGURE 3.10 – Illustration de la forme des bouffées Doppler générées par le volume de mesure.

3.3.1.2 Détermination du diamètre de gouttelette

La collection et l'amplification de ces bouffées sont effectuées grâce à un ensemble de 3 photodétecteurs/photomultiplicateurs. Dans le cas de notre dispositif, ces derniers sont intégrés derrière une même lentille de collection.
Lors de la mesure, plusieurs gouttelettes peuvent passer par le volume de mesure, du fait de sa forme allongée. Afin d'éviter ce problème ainsi que ceux liés aux effets de bords, une fente est placée entre la lentille et les photodétecteurs, pour ne sélectionner que la partie du volume de mesure proche de l'axe x représenté sur la Figure 3.11.a.
La mesure de la phase de la bouffée Doppler ainsi effectuée sera différente d'un détecteur

à l'autre, du fait du décalage de position entre les différents photodétecteurs (Figure 3.9). Un déphasage $\Delta\phi_{\text{mes}}$ est calculé entre deux photodétecteurs.
Le diamètre de la gouttelette d_{mes} passant au travers du volume s'exprime alors en fonction du déphasage mesuré :

$$d_{\text{mes}} = \Delta\phi_{\text{mes}} \times \frac{d_{\text{theo}}}{\Delta\phi_{\text{theo}}} \tag{3.5}$$

Cette expression, issue de la théorie de Lorentz-Mie, s'appuie sur l'évaluation du déphasage théorique $\Delta\phi_{\text{theo}}$ associé au diamètre théorique d_{theo}, grâce aux modèles d'optique géométrique classique couplés au modèle des franges. Une illustration schématique de ces deux modèles est effectuée sur la Figure 3.11.

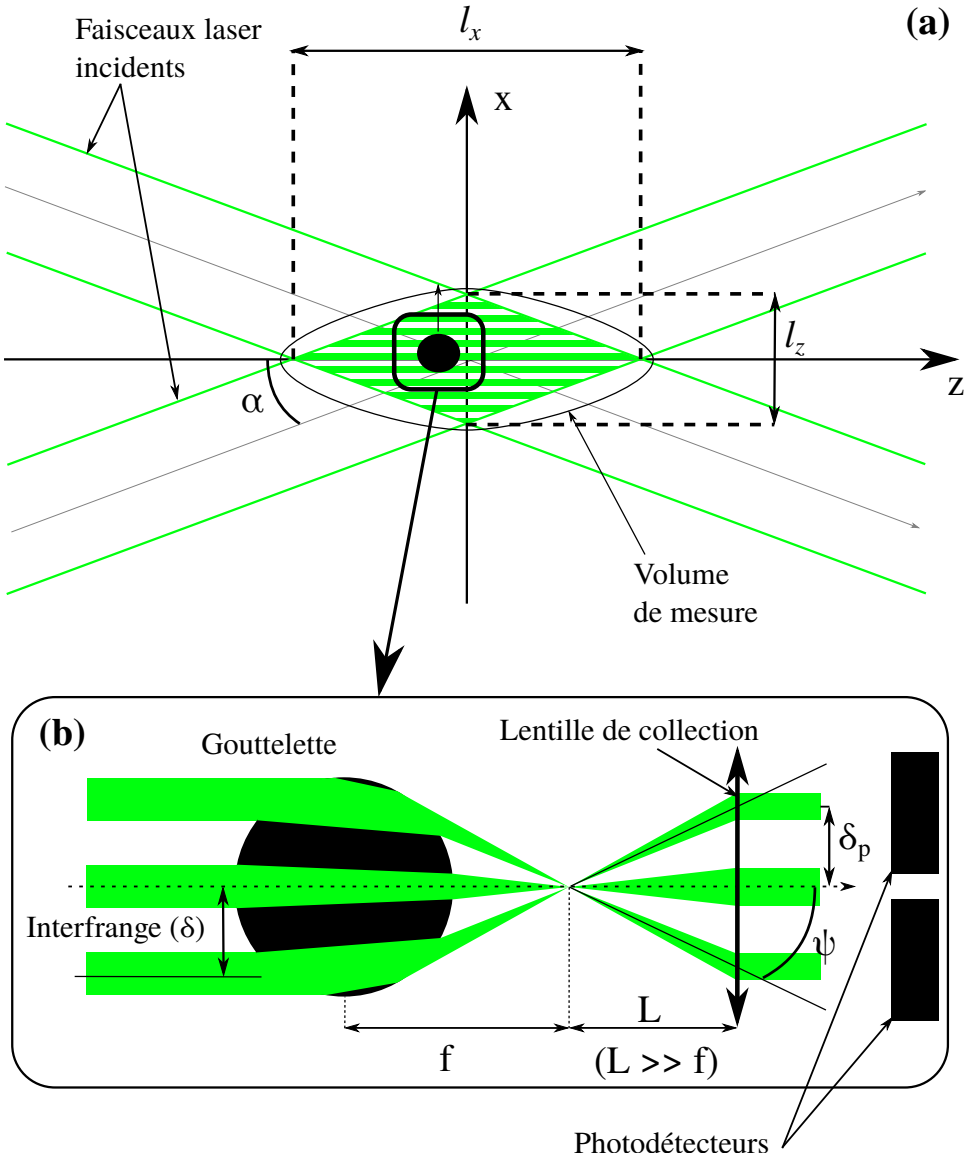


FIGURE 3.11 – En (a) : illustration du volume de mesure généré par les deux faisceaux laser incidents, d'après BARBOSA et al. [4]. En (b) : agrandissement de l'action schématique d'une gouttelette sur les franges projetées du volume de mesure, d'après [4].

Les deux modèles négligent les phénomènes de diffusion et de diffraction, et assimilent la gouttelette à une lentille convergente de distance focale f, ayant un indice de réfraction m. La distance L entre les photodétecteurs et la gouttelette est par ailleurs très importante ($L >> f$). La gouttelette projette les franges d'interférences incidentes vers l'avant, et modifie l'interfrange d'origine δ en une interfrange projetée δ_{p}. L'interfrange δ est fonction de la longueur d'onde λ_{laser} et du demi-angle α formé par les deux faisceaux laser incidents. L'interfrange projetée δ_{p} est fonction des paramètres du montage optique formé par la gouttelette et les photodétecteurs :

$$\delta = \frac{\lambda_{\mathrm{laser}}}{2\sin(\alpha)} \qquad \& \qquad \delta_{\mathrm{p}} = \delta \cdot \frac{L}{f} \tag{3.6}$$

Le modèle d'optique géométrique permet ainsi d'évaluer le diamètre théorique de la gouttelette d_{theo} :

$$d_{\mathrm{theo}} \approx \frac{2f}{m} \cdot 2(m-1) \tag{3.7}$$

Le modèle des franges permet quant à lui d'obtenir le déphasage théorique en fonction de l'interfrange projetée δ_{p}, ainsi qu'en fonction de la distance séparant chacun des photodétecteurs l_{photo} (voir Figure 3.9) :

$$\Delta\phi_{\mathrm{theo}} \;=\; 2\pi \cdot \frac{l_{\mathrm{photo}}}{\delta_{\mathrm{p}}} \tag{3.8}$$

Ainsi l'Équation 3.5 s'écrit en considérant un demi-angle α faible, et un angle ψ formé entre l'axe optique et les franges réfléchies tel que $l_{\mathrm{photo}} \;\approx\; 2L\psi$:

$$d_{\mathrm{mes}} \;\approx\; \Delta\phi_{\mathrm{mes}} \cdot \left[\frac{\pi}{\lambda_{\mathrm{laser}}} \cdot \frac{m}{m-1}\alpha\psi\right] \tag{3.9}$$

3.3.1.3 Mesure de la vitesse des gouttelettes

La mesure de la vitesse d'une gouttelette provient de l'analyse de la bouffée Doppler. Une bouffée idéale et sans bruit est la composition d'une haute fréquence appelée la fréquence hétérodyne, et d'une basse fréquence ayant la forme d'une gaussienne appelée le piédestal. La fréquence hétérodyne F_{Doppler} et l'interfrange renseignent directement sur la vitesse u_{goutte} :

$$u_{\mathrm{goutte}} \;=\; F_{\mathrm{Doppler}} \times \delta \tag{3.10}$$

Cette fréquence est généralement obtenue après l'application d'une série de filtres à la bouffée Doppler, afin d'éliminer le piédestal et le bruit de mesure.

3.3.1.4 Estimation du temps de transit

Le temps de transit τ_{transit} de chacune des particules peut également être estimé, en analysant l'évolution d'une bouffée Doppler au cours du temps. Ce temps est utilisé afin d'évaluer le nombre de densité N_{dens}, traduisant la densité particulaire du milieu étudié. Ceci permet notamment d'accéder à une estimation de la quantité de liquide présent au sein de ce milieu.

3.3.2 Détermination des grandeurs relatives au spray

3.3.2.1 Diamètres caractéristiques

La mesure en continu des diamètres de gouttelettes permet ainsi de générer la distribution granulométrique du spray étudié. Plusieurs diamètres caractérisant le spray peuvent alors être définis, grâce à l'expression générale suivante :

$$d_{pq} \;=\; \left(\frac{\sum_{\text{i}} n_{\text{i}}(d_{\text{i}}) d_{\text{i}}^{p}}{\sum_{\text{i}} n_{\text{i}}(d_{\text{i}}) d_{\text{i}}^{q}} \right)^{\frac{1}{p-q}} \tag{3.11}$$

avec p et q les ordres entiers tels que $p \neq q$ et $p > q > 0$, d_{i} les diamètres d'une classe i de gouttelettes et $n_{\text{i}}(d_{\text{i}})$ le nombre de gouttelettes incluses dans cette classe.
De l'équation 3.11, les 3 diamètres caractéristiques suivants peuvent être déterminés :

— **Le diamètre arithmétique** d_{10} correspond au diamètre moyen des gouttelettes.

— **Le diamètre volumique** d_{30} représente le diamètre d'une gouttelette dont le volume est égal au volume moyen des gouttelettes du spray. Ce dernier caractérise les effets de transport de masse et inertiel générés par une gouttelette.

— **Le diamètre de Sauter** d_{32} est le diamètre d'une gouttelette dont le rapport volume sur surface représente celui du spray. Ce diamètre permet de caractériser la surface d'échange entre phases, et est utile pour caractériser les phénomènes de transferts thermiques et d'évaporation.

3.3.2.2 Liquid Water Content (LWC)

Le Liquid Water Content (LWC) traduit la quantité de liquide présente dans un volume donné de phase gazeuse porteuse. Ce paramètre est notamment utilisé lors de la caractérisation du chargement en eau des nuages et peut être adapté à notre problématique, afin d'estimer la densité apparente du spray employé :

$$LWC \;=\; \frac{\pi}{6}\, \rho_{\text{liq}}\, d_{30}^{3}\, N_{\text{dens}} \tag{3.12}$$

avec N_{dens} le nombre de gouttelettes par unité de volume, d_{30} le diamètre volumique et ρ_{liq} la masse volumique du liquide.

3.3.2.3 Fraction volumique F_v

La fraction volumique F_{v} permet d'évaluer en termes de volume (et de masse) d'eau contenue, le poids de la classe de gouttelettes i considérée. Son expression en fonction de cette classe est :

$$F_{\text{vi}} = \frac{n_{\text{i}}(d_{\text{i}})d_{\text{i}}^3}{\sum_{\text{i}} n_{\text{i}}(d_{\text{i}})d_{\text{i}}^3} \tag{3.13}$$

La somme de toutes les fractions volumiques de la distribution obtenue doit être égale à 1 ($\sum_{\text{i}} F_{\text{vi}} = 1$).

3.3.3 Montage expérimental de la PDI

3.3.3.1 Description

L'interféromètre utilisé est produit par la société Artium Technology ® (PDI-200 MD) et exposé dans la Figure 3.12. Il est composé d'une tête d'émission laser (émetteur) permettant de produire 4 faisceaux laser : 2 verts (532 nm) et 2 bleus (491 nm), afin d'obtenir respectivement les composantes verticales et horizontales des vitesses des gouttelettes. L'appareil de réception (récepteur) contient 3 photodétecteurs et 3 photomultiplicateurs collectant les bouffées Doppler générées par le spray. Le point focal objet de la lentille collectrice du récepteur est positionné au niveau du volume de mesure. Une centrale d'analyse des données fournie par Artium, permet d'extraire les distributions des vitesses et granulométriques, ainsi que les diamètres caractéristiques du spray.

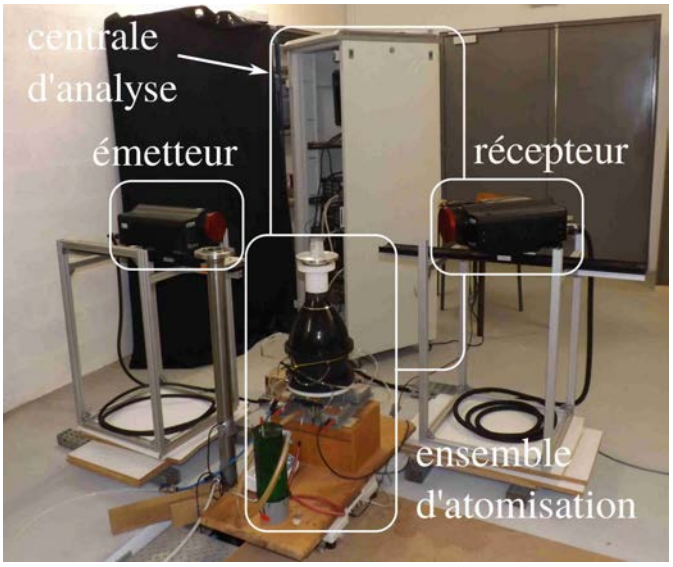


Figure 3.12 – Montage expérimental utilisé pour la campagne de granulométrie.

Afin d'évaluer les variations de la distribution de la taille des gouttelettes dans le tube vertical, les études de granulométrie sont effectuées à deux hauteurs différentes, en utilisant deux tubes de 50 mm de diamètre :

— 20 cm au-dessus de l'atomiseur (configuration "tube court").

— 5 m au-dessus de l'atomiseur (configuration "tube long").

L'interaction entre les faisceaux incidents et le spray génère une absorption conséquente des rayons incidents, provoquant ainsi une baisse de l'intensité des bouffées Doppler mesurées. Cette absorption est également couplée à la génération d'un halo de diffusion, perturbant les mesures.

De ce fait dans chacune des configurations adoptées, un convergent est placé au sommet du tube de mesure afin de réduire la section de sortie de 50 mm à 25 mm. L'augmentation de vitesse du spray résultante diminue ainsi les effets d'absorption et de diffusion. Afin d'améliorer la mesure, un décentrage du volume de mesure vers le récepteur est également effectué. Des tests de granulométrie montrent que ces opérations n'ont pas d'impact sur la distribution des gouttelettes enregistrées.

3.3.3.2 Limitations du montage

Cette technique de mesure granulométrique par interférométrie de phase Doppler possède toutefois quelques imperfections :

— Le signal reçu par l'ensemble de réception peut être perturbé par le rayonnement parasite, lié à la diffusion des faisceaux laser dans le spray. De plus, la bonne détection des gouttelettes est dépendante de leurs trajectoires. Bien que ces phénomènes soient pris en compte par le logiciel lors du traitement des données, la mesure peut être entachée de fortes incertitudes, suivant les configurations adoptées.

— De plus, afin d'effectuer une mesure précise du diamètre de chaque gouttelette, le volume de mesure ne peut contenir qu'une seule gouttelette à la fois, dont la taille ne doit pas excéder les dimensions caractéristiques de ce volume. La gouttelette doit également être plus grande que la longueur d'onde caractéristique des lasers employés. Ceci présélectionne de ce fait les diamètres de gouttelettes détectés par le montage, ainsi que les densités de spray utilisées, afin de ne pas surcharger le volume de mesure.

— Du fait de la grande sensibilité de la méthode aux contraintes précédemment citées, il est difficile de quantifier de façon précise la densité du spray étudié.

3.3.3.3 Calcul des paramètres de mesures

La fente

La fente permettant de restreindre le volume de mesure a une épaisseur de 50 µm dans

notre configuration.

Angle de collection et facteur gradient

L'angle de collection formé par le système émetteur/collecteur est de 40 ° . Cette valeur est déterminante pour l'estimation du facteur gradient, qui caractérise la facilité du système à détecter un signal lumineux en fonction de la taille des gouttelettes. Ces deux paramètres sont également utiles dans le choix des optiques du montage, dont des tables de sélections sont fournies par le constructeur. Pour notre configuration, le facteur gradient est estimé à 0.672.

Les optiques

Le choix des optiques du collecteur et de l'émetteur permet au système de cibler la gamme de gouttelettes potentiellement détectable. Dans le cas présent, des lentilles ayant une distance focale f de 500 mm sont utilisées, ce qui permet de détecter des gouttelettes ayant une taille de 1.5 à 160 µm. Un traitement complémentaire du signal par la centrale d'acquisition, permet au système d'étendre cette gamme de détection à des diamètres allant de 0.5 à 187 µm.

Le demi-angle α

Le demi-angle α formé par les faisceaux laser incidents est obtenu grâce aux relations de trigonométrie et vaut 3.45 ° .

L'interfrange δ

L'interfrange δ représentée dans la Figure 3.11 et formalisée par l'Équation 3.6, est estimée à 4.6 µm. Pour ce calcul, seuls les faisceaux laser verts sont considérés, du fait de l'injection verticale et unidirectionnelle du spray.

Les dimensions du volume de mesure

Le volume de mesure est caractérisé par son grand axe l_{x} et son petit axe l_{z} (voir Figure 3.11). Leurs expressions respectives dépendent du demi-angle α et du diamètre des faisceaux laser au niveau du volume de mesure d_{laser} (assimilé à un faisceau gaussien) :

$$d_{\mathrm{laser}} \;=\; 4 \cdot \frac{f \lambda_{\mathrm{laser}}}{\pi d_{\mathrm{init}}} \tag{3.14}$$

où d_{init} fait référence au diamètre du faisceau laser avant son passage dans le réseau optique et f à la distance focale des optiques utilisées. Les expressions des dimensions

caractéristiques sont alors :

$$l_{\mathrm{x}} = \frac{d_{\mathrm{laser}}}{\cos(\alpha)} \qquad\qquad l_{\mathrm{x}} = \frac{d_{\mathrm{laser}}}{\sin(\alpha)}$$

Le diamètre initial du faisceau d_{init} fourni par le constructeur est de 1 mm. Les optiques de l'émetteur employées (500 mm) confèrent ainsi au volume de mesure une longueur $l_{\mathrm{x}} = 5.79$ mm pour une hauteur $l_{\mathrm{z}} = 0.35$ mm.

Les tensions appliquées aux photomultiplicateurs

Comme le principe de détection des gouttelettes repose sur la conversion et l'amplification d'un signal lumineux reçu du volume de mesure par les photomultiplicateurs, le choix de la tension à appliquer à ces derniers est un facteur primordial. En effet, l'augmentation de la tension appliquée aux photomultiplicateurs facilite la détection des petites particules, générant ainsi une décroissance du diamètre arithmétique d_{10} (Moreau [77]). Néanmoins, l'augmentation de la tension s'accompagne également d'une augmentation du bruit détecté, qui ne peut pas être filtré par le système. Dans la pratique, la gamme de tension appliquée est choisie lorsque l'évolution du d_{10} devient quasi indépendante de la tension.

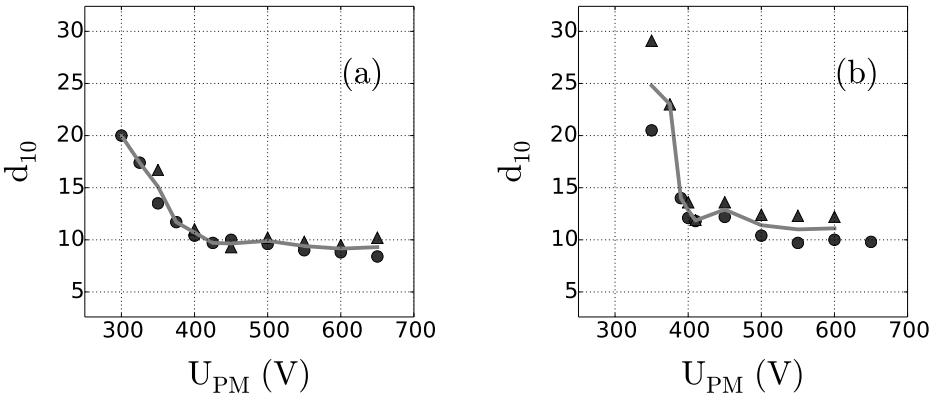


Figure 3.13 – Évolution des diamètres d_{10} en fonction de la tension appliquée aux photomultiplicateurs U_{PM}, avec en (a) la phase Ar+O_2 et en (b) l'air. Les symboles représentent les configurations suivantes : • : 2 unités d'atomisations en fonctionnement, ▲ : 4 unités en fonctionnement. La ligne pleine est la moyenne des deux configurations. Les mesures sont effectuées à la sortie de l'atomiseur G1-4 (en configuration "tube court").

Pour estimer cette tension, nous avons donc effectué une étude préliminaire sur le spray basée sur l'observation précédente (voir Figure 3.13). La gamme de tension ainsi choisie est $400 - 420$ V dans le cas de la phase porteuse Ar+O_2 et $430 - 450$ V dans le cas de l'air.

Chapitre 4

Caractérisation du spray

Sommaire

4.1 Les résultats de granulométrie 84

4.1.1 Les configurations de mesures employées 84

4.1.2 Granulométrie de l'atomiseur G1-4 84

4.1.3 Comparaison des distributions granulométriques des atomiseurs G1-4 et G1-B 89

4.2 Caractérisation du spray à l'injection 90

4.2.1 Turbulence et déformation à l'injection, et stationnarité du spray 90

4.2.2 Coalescence et dépôt des gouttelettes 91

4.2.3 Évaporation des gouttelettes 92

4.3 Conclusions 94

4.1 Les résultats de granulométrie

Cette étude granulométrique permet de caractériser la distribution du spray utilisée au cours des expériences, ainsi que les paramètres pouvant être extraits de cette dernière.

4.1.1 Les configurations de mesures employées

Au cours des différentes campagnes expérimentales de détonation, deux phases porteuses principales ont été utilisées : la première constituée d'un mélange d'argon et d'oxygène, et la seconde constituée uniquement d'air. De plus, afin d'évaluer le comportement du spray lors de l'injection entre la base et le haut du tube à détonation vertical, deux tubes ayant la même section (50 mm) ont été utilisés (voir Section 3.3.3.1). Le "tube court" permet d'évaluer les propriétés du spray à la sortie de l'atomiseur, à une hauteur d'environ 20 cm. Le "tube long" permet quant à lui d'évaluer les propriétés du spray après son passage dans le tube à détonation, à une hauteur de 5 m au-dessus de la sortie d'atomiseur.
Des différents éléments présentés, 4 configurations ont été testées :

- la configuration (I) : "tube court" avec Ar/O_2 en phase porteuse,
- la configuration (II) : "tube court" avec de l'air en phase porteuse,
- la configuration (III) : "tube long" avec Ar/O_2 en phase porteuse,
- la configuration (IV) : "tube long" avec de l'air en phase porteuse.

Les résultats de ces 4 configurations seront présentés, pour les débits de phase porteuse du Tableau 4.1, représentatifs de l'ensemble des expériences menées et issus des données de l'Annexe A.2. En effet, les distributions granulométriques restent similaires lors de l'utilisation de débits différents.

Phase	Ar	O_2	air
Débit massique ($mg \cdot s^{-1}$)	700-750	60-70	750-800

TABLEAU 4.1 – Gammes de débits massiques en Ar/O_2 et en air utilisées lors de l'analyse granulométrique.

4.1.2 Granulométrie de l'atomiseur G1-4

4.1.2.1 Distributions de diamètres

Les résultats granulométriques de l'atomiseur dans les 4 modes de fonctionnement (1,2,3 ou 4 unités d'atomisation en marche) sont exposés dans la Figure 4.1. Ces derniers

montrent une distribution granulométrique relativement homogène suivant les différents modes de fonctionnement. Une légère disparité est visible dans les Figures 4.1.a et 4.1.b, propre à la configuration de "tube court" lors de l'utilisation des phases porteuses Ar/O_2 et air.

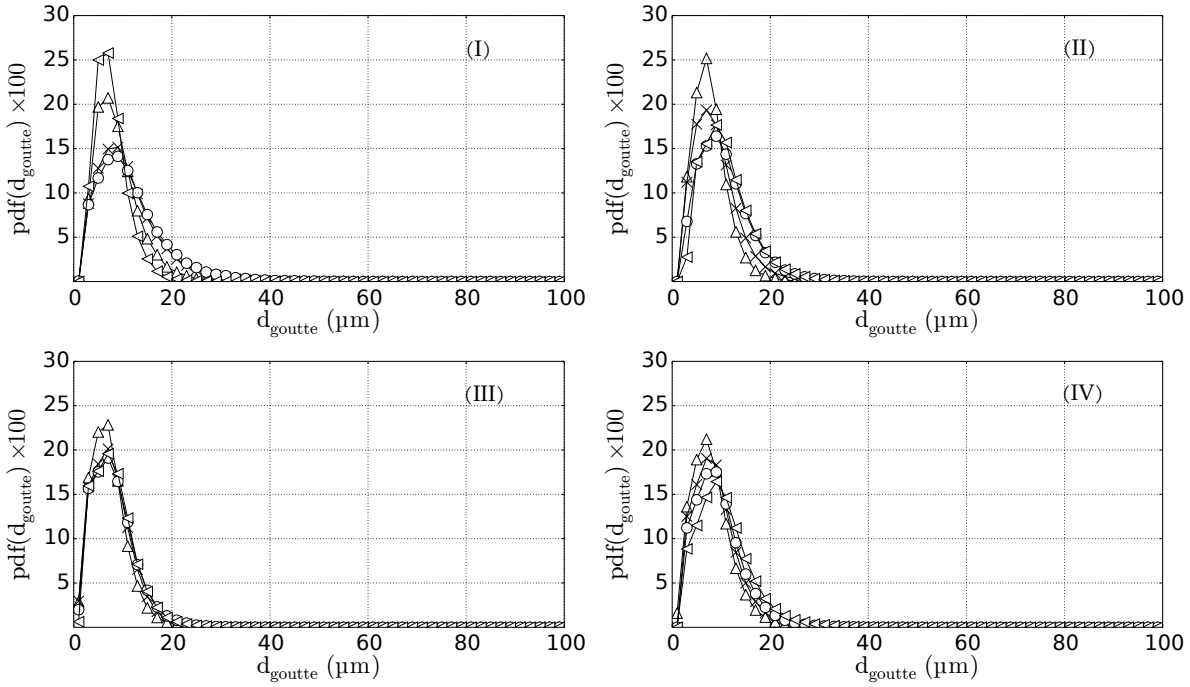


FIGURE 4.1 – Distributions granulométriques obtenues pour les configurations (I), (II), (III) et (IV). Les symboles △, x, ○ et ◁ représentent l'utilisation de 1,2,3 ou 4 unités d'atomisation en simultané.

Ainsi il est possible de considérer une distribution granulométrique moyenne pour chacune des configurations, indépendamment du mode de fonctionnement de l'atomiseur. Ces distributions moyennes sont représentées sur la Figure 4.2. Ces statistiques sont basées sur un comptage de 300×10^3 à 600×10^3 gouttelettes pour chaque configuration.

Les Figures 4.2.a et 4.2.b confirment ainsi la grande similarité des distributions granulométriques, malgré l'utilisation de phases porteuses différentes. Cette similarité se conserve également après la canalisation du spray par le tube de 5 m. De plus, l'ensemble de ces distributions est fidèlement représenté par une loi de type log-normale, dont l'expression et les paramètres caractéristiques sont représentés par les Équations 4.1 et 4.2, où $\mathrm{Var}(d)$ et $\mathrm{E}(d)$ expriment respectivement la variance et l'espérance de la distribution granulométrique.

$$\mathrm{pdf}(d) = \frac{1}{\kappa d\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(d)-\zeta)^2}{2\kappa^2}\right) \quad (\text{en } \mu\text{m}^{-1}) \tag{4.1}$$

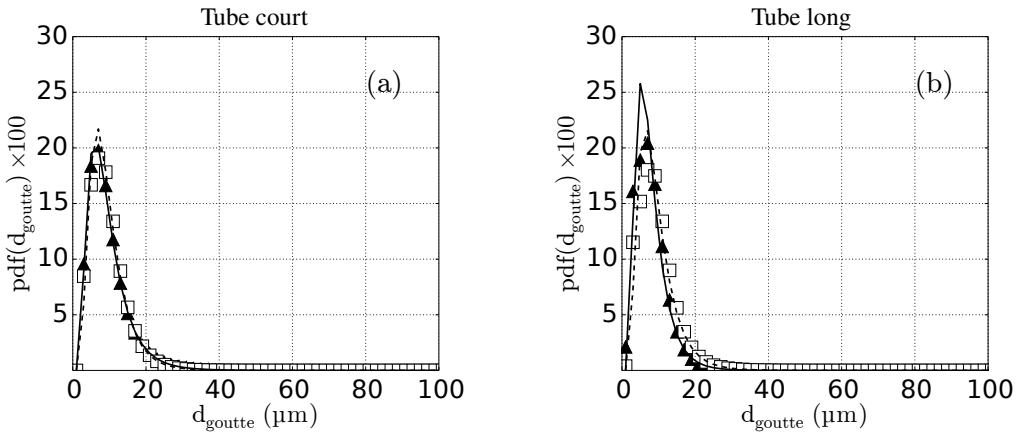


FIGURE 4.2 – Distributions granulométriques obtenues dans le cas de l'utilisation d'air (▲) et de Ar/O_2 (□). La figure (a) représente les résultats des configurations (I) et (II) et la figure (b) ceux des configurations (III) et (IV). Une loi de type log-normale s'appuyant sur les données expérimentales est également représentée dans chaque configuration, ainsi que pour chaque phase porteuse (air : trait plein, Ar/O_2 : trait pointillé).

$$\kappa^2 = \ln\left(\frac{\mathrm{Var}(d)}{E(d)}^2 + 1\right) \qquad , \qquad \zeta = \ln(\mathrm{E}(d)) - \frac{1}{2}\kappa^2 \tag{4.2}$$

Les paramètres obtenus pour chacune de ces lois sont rassemblés dans le Tableau 4.2. L'interpolation est effectuée grâce à l'utilisation de la méthode du diagramme Quantile-Quantile. Elle est réalisée sur une gamme de diamètres allant de 1 à 90 µm, dans laquelle plus de 99 % des gouttelettes comptées sont contenues.

Configurations	Gaz porteur	κ	ζ
(I) et (II)	Air	0.54	2.10
	$Ar + O_2$	0.49	2.13
(III) et (IV)	Air	0.51	1.93
	$Ar + O_2$	0.50	2.10

TABLEAU 4.2 – Paramètres obtenus par interpolation des distributions granulométriques avec une loi log-normale, via l'utilisation d'un diagramme Quantile-Quantile.

4.1.2.2 Distributions de fractions volumiques

Bien que la corrélation effectuée entre les données expérimentales et la loi log-normal représente la majeure partie des gouttelettes comptées (plus de 99%), la grande partie de la masse d'eau contenue dans le spray semble être incluse dans les gouttelettes ayant un diamètre supérieur à 90 µm. L'observation des Figures 4.3.a et 4.3.b, montrant l'évolution des fractions volumiques des gouttelettes supérieures à 90 µm, confirme cet argument. Ces dernières renferment plus de 90 % du volume d'eau du spray, pour un nombre de

gouttelettes comptées allant de 1500 à 3000 (soit moins de 1% du total). Par ailleurs, l'effet de la canalisation du spray et de l'évaporation semblent plus prononcés. Ces derniers sont matérialisés par l'aplatissement du profil des fractions volumiques observé sur la Figure 4.3.b.

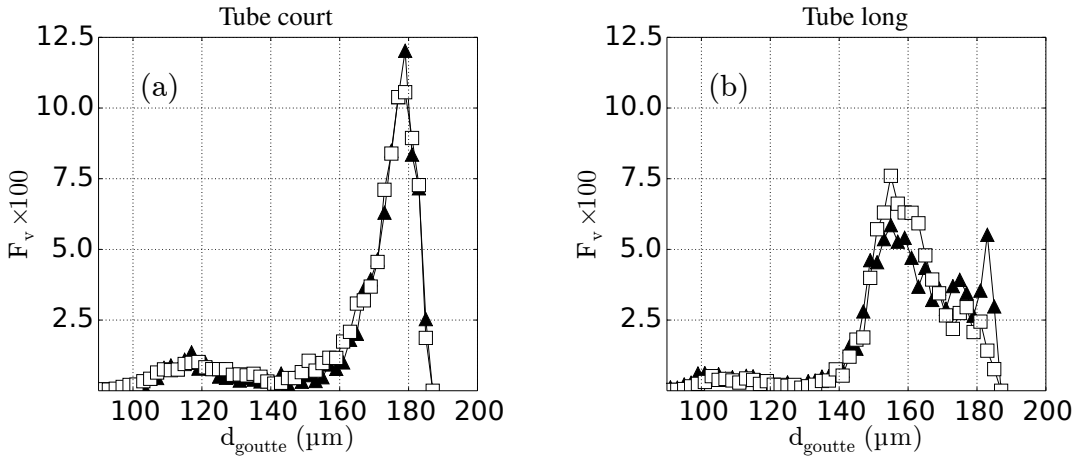


FIGURE 4.3 – Distributions des fractions volumiques obtenues dans le cas de l'utilisation d'air (▲) et de Ar/O_2 (□) comme phases porteuses. La figure (a) représente les résultats des configurations (I) et (II) et la figure (b) ceux des configurations (III) et (IV).

Les raisons de l'existence de ces grandes gouttelettes ne sont pas clairement établies. Un des arguments possibles est la génération d'un bruit de mesure récurrent lors des différentes phases d'essais, générant des gouttelettes "fantômes" supérieures à 90 µm. Néanmoins, comme souligné dans la Section 3.2.2.2, les unités d'atomisations utilisées dans notre atomiseur génèrent une distribution contenant des grosses gouttelettes, dont les tailles caractéristiques sont de l'ordre de la centaine de microns. Il est donc envisageable qu'un phénomène de coalescence de ces gouttelettes existe au sein même de l'atomiseur. Cette étude de coalescence spécifique n'a néanmoins pas été réalisée puisqu'elle dépasse le cadre de la thèse.
Ces grandes gouttelettes sont donc à considérer dans la suite de l'étude, dans l'établissement des paramètres caractéristiques du spray.

4.1.2.3 Diamètres caractéristiques

Grâce aux distributions granulométriques, il est possible d'extraire les diamètres caractéristiques d_{10}, d_{30} et d_{32}, dont les valeurs sont rassemblées dans le Tableau 4.3 pour chaque configuration.

Les diamètres caractéristiques ainsi obtenus sont semblables et peu affectés par la configuration adoptée. Une légère disparité dans l'évaluation du diamètre d_{32} est observable dans

Gaz porteur	Configurations	d_{10} (µm)	d_{30} (µm)	d_{32} (µm)
Air	(I)	11	27	81
$Ar + O_2$	(II)	11	30	98
Air	(III)	9	28	101
$Ar + O_2$	(IV)	10	26	83

TABLEAU 4.3 – Diamètres caractéristiques des distributions granulométriques obtenus dans les différentes configurations.

le Tableau 4.3, du fait des différences d'allures des distributions des fractions volumiques explicitées dans la sous-section 4.1.2.2. Le spray peut toutefois être caractérisé par les diamètres rassemblés dans le Tableau 4.4.

d_{10} (µm)	d_{30} (µm)	d_{32} (µm)
10	28	90

TABLEAU 4.4 – Diamètres caractéristiques représentant le spray d'eau généré par l'atomiseur G1-4.

Le diamètre d_{10} ainsi obtenu est globalement du même ordre de grandeur que celui prédit par les Équations 3.1-3.3 d'estimation du diamètre de la Section 3.2.2.1, oscillant théoriquement entre 2 et 8 µm.

4.1.2.4 Liquid Water Content

Les densités de spray obtenues avec l'atomiseur G1-4 ne nous ont pas permis d'évaluer de façon fiable les valeurs de Liquid Water Content (LWC) par la méthode de PDI. Il est toutefois possible d'estimer ces derniers, en considérant les débits massiques d'eau éjectés de l'atomiseur ainsi que le débit massique de la phase porteuse. Comme les débits de la phase porteuse oxydante varient en fonction des différentes études menées, chaque point de mesure possède sa propre valeur de LWC dont les valeurs sont données dans l'Annexe A.2. Les gammes de LWC atteintes avec l'atomiseur G1-4 sont toutefois rassemblées dans le Tableau 4.5. Il est à noter qu'aucune gamme n'est présente lors de l'utilisation de 3 unités d'atomisation pour une phase porteuse $Ar + O_2$, puisque ce cas n'a pas été utilisé lors des essais de détonation.

Du fait de la conservation des débits massiques lors de l'injection du spray dans les différents tubes employés, et de l'absence de dépôt d'eau notable sur les parois des tubes (voir Section 4.2.2), le LWC au sommet du tube est très peu affecté par la canalisation

	Unités d'atomisation en fonctionnement			
phase porteuse	1	2	3	4
$Ar + O_2$	65-100	105-150	/	180-250
air	40-50	90-110	150-160	200-210

TABLEAU 4.5 – Gammes de LWC (en $g \cdot m^{-3}$) obtenues dans le cas des deux phases porteuses oxydantes employées, pour les différents modes de fonctionnement de l'atomiseur.

du spray.

4.1.3 Comparaison des distributions granulométriques des atomiseurs G1-4 et G1-B

Les distributions granulométriques moyennes des atomiseurs G1-4 et G1-B, pour différentes unités d'atomisation en fonctionnement, ont été superposées sur les Figures 4.4.a et 4.4.b. Elles sont obtenues dans le cas de la configuration (III).

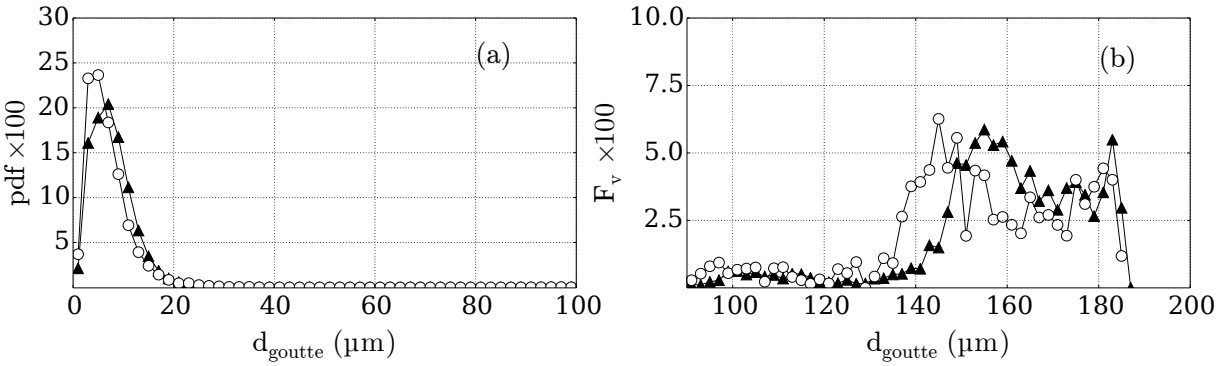


FIGURE 4.4 – Superpositions des distributions granulométriques (en (a)) et de fractions volumiques moyennes obtenues (en (b)) avec les atomiseurs G1-4 (▲) et G1-B (○), mesurées pour la configuration (III).

Les transducteurs piézoélectriques ayant des fréquences de résonances similaires ($\simeq 1.7$ MHz), les distributions sont de ce fait très semblables, sur une gamme de diamètres allant de 1 à 100 µm. Cette similarité se conserve également lors de l'analyse des fractions volumiques représentées dans la Figure 4.4.b. L'effet de canalisation du spray est identique sur les distributions des deux atomiseurs. Les légères disparités visibles sur la Figure 4.4.b entre les deux distributions sont en majeure partie imputables aux différences de réglages du montage entre les études. Ces disparités restent néanmoins négligeables sur la gamme de diamètres considérés ($100 - 200$ µm).

Les caractéristiques du spray généré par l'atomiseur G1-B sont identiques à celles de l'atomiseur G1-4. Dans la suite du manuscrit, aucune différence ne sera donc faite entre les deux atomiseurs.

4.2 Caractérisation du spray à l'injection

La détermination des propriétés du spray par la méthode de la PDI ne permet pas d'estimer l'intensité de la turbulence générée par le processus d'injection, ni d'évaluer le taux d'évaporation des gouttelettes pendant leur ascension. Ces caractéristiques sont évaluées dans cette section, notamment à l'aide des nombres de Weber, de Reynolds ou encore de Stokes.

4.2.1 Turbulence et déformation à l'injection, et stationnarité du spray

L'estimation des nombres de Reynolds et de Weber permet d'évaluer la turbulence générée lors de l'injection du spray et la déformation des gouttelettes. L'ensemble de ces nombres est rassemblé dans les Tableaux 4.6 et 4.7, pour les deux types de phases porteuses oxydantes employées. Le diamètre arithmétique d_{10} ($d_{10} = 10$ µm), représente le diamètre caractéristique des gouttelettes du spray. La vitesse à l'injection u_{inj} est considérée comme étant celle de la phase porteuse, estimée par conservation du débit massique lors de l'injection dans le tube ($d_{\text{tube}} = 50$ mm).

	ρ_{gaz} ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	u_{inj} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	μ_{gaz} ($\text{Pa} \cdot \text{s}$)	Re ($\times 10^3$)
O_2/Ar	1.5	0.4	2.2×10^{-5}	1.3
Air	1.2	0.5	1.98×10^{-5}	1.6

TABLEAU 4.6 – Paramètres caractéristiques de la phase porteuse lors de l'injection du spray.

	d_{10} (µm)	Re ($\times 10^{-1}$)	We ($\times 10^{-5}$)	Oh ($\times 10^{-2}$)
O_2/Ar	10	3	4.1	2
Air	10	3	2.3	2

TABLEAU 4.7 – Nombres caractéristiques de Reynolds, de Weber et d'Ohnesorge des gouttelettes du spray lors de leur injection dans le tube.

Deux débits représentatifs sont utilisés pour l'estimation de ces vitesses (voir Tableau 4.1). Les paramètres de masse volumique ρ_{gaz} et de viscosité μ_{gaz} sont quant à eux estimés pour

la phase porteuse oxydante, à pression et température ambiante (1 atm et 20°C).

Du fait de la faible vitesse à l'injection, l'écoulement de la phase porteuse lors de l'injection est peu turbulent (Re $\approx 10^3$, voir Tableau 4.6). De même, au regard des faibles nombres de Weber (We $\approx 10^{-5}$) et d'Ohnesorge (Oh $\approx 10^{-2}$) de la gouttelette (Tableau 4.7), les gouttelettes resteront sphériques et ne se déformeront pas lors du processus d'injection (voir Figure 2.6).

Des tests de vérification ont également démontré que le spray reste en suspension dans la configuration de "tube long" environ 5 à 10 s après l'arrêt de son injection. Ceci assure de ce fait qu'il ne retombe pas ni ne se stratifie pendant le temps de mise à feu lors des expériences de détonation.

4.2.2 Coalescence et dépôt des gouttelettes

Avec les LWC atteignables (voir Section 4.1.2.4), il est possible d'estimer l'espacement moyen Δl entre les gouttelettes du spray. Gel'Fand [41] dans son étude sur l'atomisation des gouttelettes soumises à diverses sollicitations, montre que l'espacement adimensionnel $\Delta l / d_{\text{goutte}}$ est :

$$\frac{\Delta l}{d_{\text{goutte}}} = \left[0.166\pi F_{\text{v}}\right]^{1/3} - 1 \tag{4.3}$$

Cet espacement est fonction de la fraction volumique en liquide contenu dans la phase porteuse oxydante F_{v} :

$$F_{\text{v}} = Y_{\text{liq}} \frac{\rho_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{liq}}} \left(1 - Y_{\text{liq}}\right) \tag{4.4}$$

Elle est elle-même dépendante de la fraction massique Y_{liq} de liquide contenu dans la phase porteuse oxydante, qu'il est possible d'exprimer en fonction du LWC ($LWC = \rho_{\text{gaz}} \times m_{\text{liq}}/m_{\text{gaz}}$) :

$$Y_{\text{liq}} = \frac{m_{\text{liq}}}{m_{\text{liq}} + m_{\text{gaz}}} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_{\text{gaz}}}{LWC}} \tag{4.5}$$

Les masses volumiques de phase porteuse ρ_{gaz} sont celles utilisées dans le Tableau 4.6, la masse volumique du liquide ρ_{liq} étant celle de l'eau à 20°C. L'ensemble des résultats sur l'espacement adimensionnel suivant les différentes gammes de LWC est rassemblé dans le Tableau 4.8.

Les résultats sur l'espacement moyen des gouttelettes du Tableau 4.8 révèlent une distance moyenne importante entre les gouttelettes, de l'ordre de 13 à 20 diamètres dans le cas de l'utilisation de la phase $Ar + O_2$, et 14 à 23 diamètres dans le cas de l'air.

De plus, l'évaluation du nombre de Stokes permet de caractériser la capacité des goutte-

	Unités d'atomisation en fonctionnement			
	1	2	3	4
$Ar + O_2$	20-17	17-15	/	14-13
air	23-22	18-17	15	14

TABLEAU 4.8 – Espacements adimensionnels $\Delta l/d_{\text{goutte}}$ obtenus dans le cas des deux phases porteuses oxydantes employées, pour différents modes de fonctionnement de l'atomiseur.

lettes à suivre l'écoulement. Son expression est la suivante :

$$\text{St} = \frac{\rho_{\text{liq}} d_{\text{goutte}}^2}{18\mu_{\text{gaz}}} \cdot \frac{u_{\text{inj}}}{l_{\text{c}}} \tag{4.6}$$

Les valeurs caractéristiques employées dans l'évaluation de ce nombre sont identiques à celles du Tableau 4.7, la longueur caractéristique l_c choisie étant quant à elle le diamètre du tube (50 mm). Les faibles valeurs du nombre de Stokes (St) (voir Tableau 4.9) confirment la grande capacité des gouttelettes à suivre l'écoulement. Ceci implique un faible dépôt des gouttelettes au niveau des parois lors du processus d'ascension du spray dans le tube.

	$Ar + O_2$	air
St ($\times 10^{-3}$)	2.0	3.1

TABLEAU 4.9 – Évaluation des nombres de Stokes dans le cas de chaque phase porteuse.

De plus, l'importance de l'espacement adimensionnel $\Delta l/d_{\text{goutte}}$, couplé à la capacité des gouttelettes à suivre l'écoulement et à la faible turbulence de l'écoulement lors de l'injection du spray, suggère ainsi une faible probabilité de coalescence des gouttelettes entre elles au cours de ce processus et de leur ascension dans le tube.

4.2.3 Évaporation des gouttelettes

Le temps caractéristique d'évaporation d'une gouttelette lors de son ascension a également été évalué, afin de s'assurer de la conservation des caractéristiques du spray au cours de ce processus. Ce temps peut être estimé par la loi en d^2 :

$$d_{\text{goutte}}^2(t) - d_{\text{goutte}}^2(t_0) = \lambda_{\text{évap}} \cdot \tau_{\text{évap}} \tag{4.7}$$

en considérant $d_{\text{goutte}}(t)$ le diamètre de la gouttelette à l'instant t et $d_{\text{goutte}}(t_0)$ le diamètre initial de la gouttelette. L'estimation de ce temps caractéristique est effectuée grâce au

diamètre moyen de Sauter d_{32} ($d_{32} = 90$ µm), représentatif des transferts thermiques entre la gouttelette et la phase gazeuse ainsi que de l'évaporation s'effectuant à la surface de la gouttelette. $\lambda_{\text{évap}}$ représente quant à lui le taux de régression de la surface de liquide :

$$\lambda_{\text{évap}} = \frac{8\lambda_{\text{th,moy}}}{\rho_{\text{liq}} C_{\text{p,moy}}} \cdot \ln(1+B) \tag{4.8}$$

avec $\lambda_{\text{th,moy}}$ et $C_{\text{p,moy}}$ les conductivités thermiques et capacités calorifiques du mélange phase porteuse/vapeur d'eau, généré autour de la gouttelette. Le taux de régression est également fonction du nombre de Spalding B, choisi comme étant le nombre de transfert B_{m} :

$$B_{\text{m}} = \frac{C_{\text{p,moy}} \cdot \Delta T}{L_v} \tag{4.9}$$

pour lequel ΔT représente l'écart de température entre la phase gazeuse porteuse et l'eau liquide, L_v étant la chaleur latente de vaporisation de l'eau liquide. Elle est considérée comme constante pour tous les calculs effectués ($L_v = 2.2 \times 10^6$ J $\cdot$ kg^{-1}). Le détail concernant l'obtention de ces différents paramètres et leurs valeurs caractéristiques sont présentés respectivement dans l'Annexe A.1 et le Tableau 4.10. Le diamètre d_{32} de 90 µm est choisi, conformément aux conclusions de la sous-Section 4.1.2.3.
Des mesures de températures de l'eau du bassin de l'atomiseur en fonctionnement et de la phase porteuse dans le tube révèlent un écart maximal de température ΔT de 3°C.

	B_{m} ($\times 10^{-3}$)	$\lambda_{\text{évap}}$ ($\times 10^{-10}$ m$^2 \cdot$ s^{-1})	$\tau_{\text{évap}}$ (s)
$Ar + O_2$	1	2.1	39
air	1	2.5	33

TABLEAU 4.10 – Paramètres obtenus lors de l'estimation du temps d'évaporation des gouttelettes du spray, pendant l'injection dans le tube, pour chaque phase porteuse.

Les résultats du Tableau 4.10 montrent un temps total d'évaporation de l'ordre de 30 à 40 s, bien supérieur au temps de parcours d'une gouttelette dans le tube expérimental d'environ 8 à 10 s (Tableau 4.11).

La loi en d^2 fournit pour ce temps de transit, un diamètre caractéristique final $d_{32\text{final}}$ des gouttelettes de 77 µm. Ceci correspond à une réduction de 15 % par rapport au diamètre initial.

Une telle réduction du diamètre arithmétique est observée dans les mesures de la Section 4.1.2.3. Il est en effet possible d'observer une diminution de d_{10} de 11 à 9.5 µm entre la sortie de l'atomiseur et après la canalisation du spray (Tableau 4.3). Les distributions

	τ_{transit} (s)	$d_{32\text{final}}$ (µm)
$Ar + O_2$	11	76
air	8	78

TABLEAU 4.11 – Temps de transit τ_{transit} et diamètre de Sauter final $d_{32\text{final}}$ des gouttelettes, à l'issue du passage dans le tube expérimental, pour chaque phase porteuse. Les vitesses caractéristiques de spray utilisées sont identiques à celles du Tableau 4.6.

des fractions volumiques semblent également être influencées par l'évaporation des grosses gouttelettes (voir Figure 4.3). Néanmoins, le phénomène d'évaporation affecte très peu les diamètres d_{30}. Les diamètres d_{32} ne suivent pas non plus l'évolution attendue.
De ce fait, bien que l'évaporation agisse sur les gouttelettes du spray, nous considérerons que cette dernière reste relativement faible. On peut ainsi également considérer que le spray conserve ses propriétés globales tout au long de son transit dans le tube expérimental.

4.3 Conclusions

Les mesures de granulométrie par la méthode de l'interférométrie de phase Doppler (PDI) ont ainsi permis de caractériser le spray généré par les atomiseurs G1-B et G1-4. Les propriétés principales de ce spray sont rassemblées dans le Tableau 4.12.

d_{10} (µm)	d_{30} (µm)	d_{32} (µm)
10	28	90

TABLEAU 4.12 – Diamètres caractéristiques représentant le spray d'eau.

De plus, les différentes analyses effectuées à la suite de l'étude conduisent aux considérations suivantes.

— La faible turbulence créée à l'injection du spray dans le tube permet l'obtention d'un écoulement quasi laminaire.

— Du fait des faibles taux de déformations, les gouttelettes conservent leur forme au cours de leur passage dans le tube expérimental.

— Il y a très peu de coalescence des gouttelettes lors de l'injection du spray et de son parcours dans le tube.

— Les faibles taux d'évaporation estimés influent peu sur les propriétés du spray lors de son ascension.

Ainsi pour la suite des travaux, les résultats et considérations exposés seront utilisés lors de l'analyse du comportement des gouttelettes du spray, soumises au phénomène de détonation.

Chapitre 5

Étude 1 : Interaction d'une détonation multicellulaire régulière avec un spray d'eau

Sommaire

5.1 Introduction 98

5.2 Résultats des essais de détonation 99

5.2.1 Célérités de détonation 99

5.2.2 La structure cellulaire 102

5.2.3 L'exploitation des signaux de pression 106

5.3 Détermination des longueurs caractéristiques 110

5.3.1 Longueur et régime de l'atomisation secondaire 110

5.3.2 Le régime d'atomisation 111

5.3.3 Longueur liée à la vaporisation 111

5.3.4 Longueurs d'induction et de réaction 113

5.4 Processus d'interaction de la détonation et du spray 113

5.4.1 Comparaison des longueurs de la détonation et du spray 113

5.4.2 Cas $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$ 118

5.4.3 Cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$ 121

5.5 Conclusions 125

5.1 Introduction

Ce chapitre a pour but d'évaluer l'influence de la présence initiale d'un spray d'eau liquide sur l'évolution des caractéristiques de la détonation. Cela nous amènera à comparer les grandeurs caractéristiques de la détonation avec celles des gouttelettes du spray.
Afin de réaliser cette étude, le mélange stœchiométrique d'éthylène et d'oxygène, dilué à l'argon ($C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$), dans lequel est injectée une quantité d'eau liquide $XH_2O(liq)$, est retenu. En l'absence de spray, le mélange réactif présente une structure multicellulaire régulière.
Lors de cette étude, nous ferons varier deux paramètres : la dilution en argon et la densité en spray.
La dilution en argon Z_{Ar}, permet de faire varier les longueurs caractéristiques de la détonation, comme la longueur d'induction l_i et la taille de cellule λ. Son évolution affectera également les états post-choc, modifiant ainsi les temps caractéristiques de l'atomisation secondaire. Dans le cadre de l'étude, la dilution sera comprise entre 3 et 28, ce qui correspond à une variation de la fraction massique en argon Y_{Ar} de 49 à 90%, dans le cas d'un mélange sans spray.
La quantité d'eau injectée X, permet de modifier la densité du spray, et ce afin d'évaluer l'influence globale des mécanismes diphasiques sur l'évolution de la détonation. Trois gammes de quantités d'eau sont ainsi considérées, relatives à trois points de fonctionnement de l'atomiseur G1-4 (voir Tableau 6.1). La caractérisation de cet atomiseur est effectuée dans la Section 3.2.2 et le Chapitre 4. Les gammes utilisées permettent d'obtenir une fraction massique en eau liquide relativement constante, lors de la variation de la dilution en argon.

Nombre d'unités d'atomisation	X	Y_{H_2O} (%)	Type de spray
1	0.9-3.5	5-6.7	peu dense
2	1.5-5.8	7.8-10.2	dense
4	2.4-10.5	13-15.1	très dense

TABLEAU 5.1 – Quantités et fractions massiques en eau, obtenues pour les différentes configurations de l'atomiseur G1-4 (voir Chapitre 4).

Les valeurs exactes des débits et fractions massiques employés sont rassemblées dans l'Annexe A.2.1. Des essais complémentaires de détonation dans des mélanges sans spray ont également été effectués sur un autre montage expérimental décrit dans l'Annexe A.3, dont les dimensions sont analogues à celles du montage principal. De plus, chaque point expérimental présenté au cours de ce chapitre est la moyenne de 2 à 3 essais réalisés dans les mêmes conditions.

Au cours de ce chapitre, l'indice d ("dry") représente les paramètres expérimentaux ou théoriques obtenus dans le cas d'un mélange ne contenant pas de spray d'eau liquide. L'indice w ("wet") fait référence à un mélange contenant un spray d'eau liquide ou l'équivalent en vapeur d'eau, la différence étant mentionnée à chaque fois.

5.2 Résultats des essais de détonation

5.2.1 Célérités de détonation

Les vitesses de détonation et leurs incertitudes collectées au cours des essais sont exposées sur la Figure 5.1. Les courbes théoriques des célérités de détonation y sont également représentées, calculées à partir du logiciel Tds développé par Victorov et al. [121]. Ce logiciel permet de calculer les paramètres CJ de la détonation dans les mélanges $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar + XH_2O(liq)$, contenant la quantité X d'eau initialement sous forme liquide. Au plan CJ, les différentes espèces sont à l'équilibre thermochimique. Les différentes étapes de transferts thermiques, de vaporisation et de participation de l'eau aux processus chimiques sont alors implicitement prises en compte. Dans les configurations étudiées, la célérité du son ainsi calculée au plan CJ est obtenue dans un mélange totalement gazeux, ne contenant plus d'eau liquide du spray. Les célérités de détonation obtenues seront nommées $D_{CJ,w}$ lorsque le mélange contient initialement de l'eau liquide, et $D_{CJ,d}$ pour un mélange purement gazeux.

La Figure 5.1 met en avant la décroissance des célérités théoriques et expérimentales liée à l'augmentation de la dilution en argon Z_{Ar}, et ce quelle que soit la densité du spray. De même, les célérités théoriques comme expérimentales diminuent avec l'augmentation de la densité du spray (i.e. Y_{H_2O}).
De grandes différences entre les célérités théoriques peuvent être constatées. Elles sont ainsi de l'ordre de 1900-2000 $m \cdot s^{-1}$ pour de faibles dilutions ($Z_{Ar} < 5$), pour chuter à 1200-1600 $m \cdot s^{-1}$ dans le cas des grandes dilutions ($Z_{Ar} > 20$). L'influence du spray est plus importante à grande dilution (jusqu'à 400 $m \cdot s^{-1}$ de baisse de célérité pour $Z_{Ar} = 28$ et $Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ %) qu'à faible dilution (100 $m \cdot s^{-1}$ pour $Z_{Ar} = 3$ avec le même spray). Pour toutes les dilutions, les célérités expérimentales sont en très bon accord avec les valeurs idéales CJ, pour les mélanges sans spray ou contenant un spray peu dense. Pour les mélanges contenant un spray dense à très dense, les célérités sont idéales uniquement pour les dilutions $Z_{Ar} \leq 17$ et 12, respectivement. Dans le cas des mélanges à spray très dense, aucune détonation n'a été obtenue pour une dilution $Z_{Ar} > 15 - 17$. En effet, la baisse en célérité dépasse les 50 %. Ceci sera confirmé par l'absence de structure cellulaire

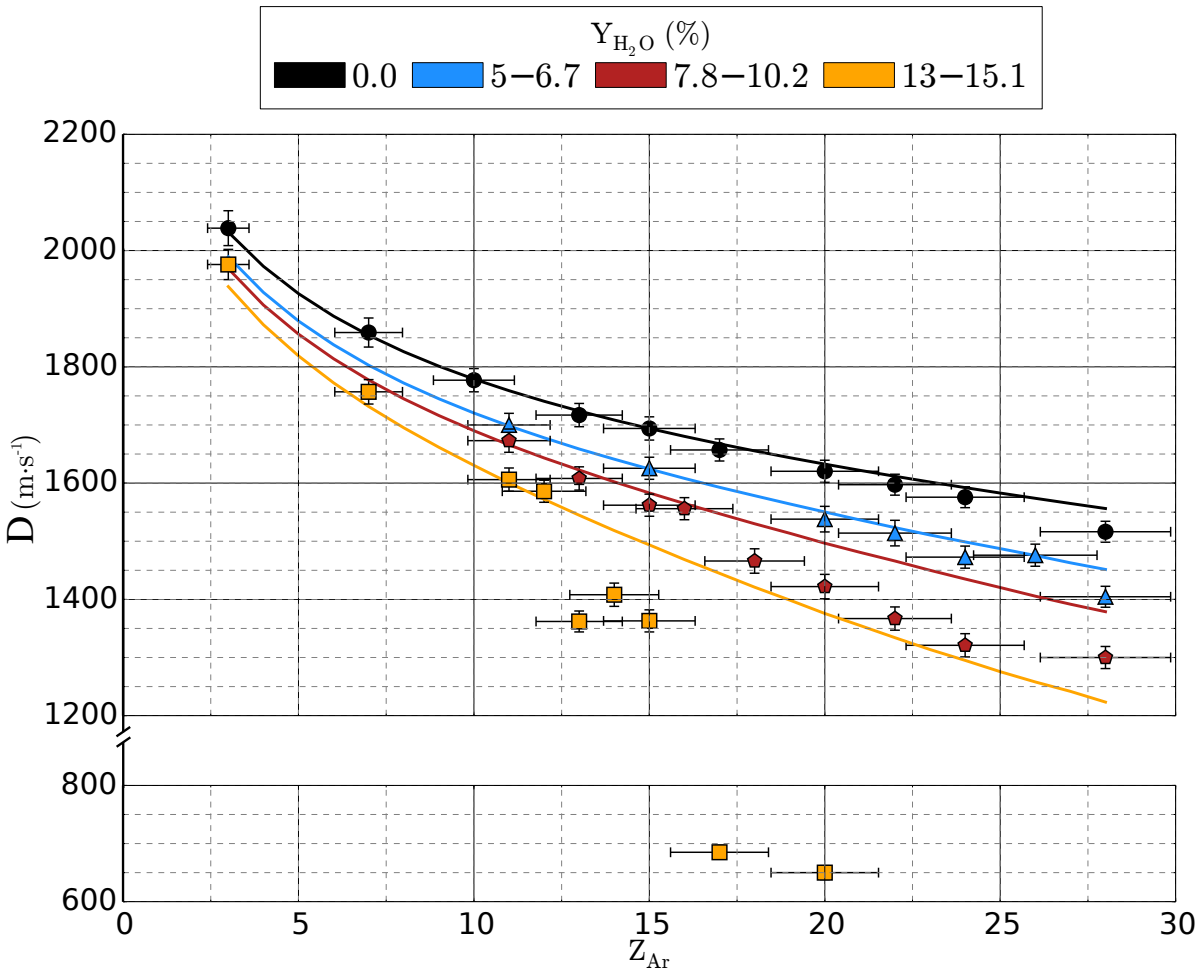


FIGURE 5.1 – Célérités de détonation D en fonction de la dilution en argon Z_{Ar}. Les symboles représentent les points expérimentaux avec leurs incertitudes, et les courbes les valeurs théoriques calculées avec TDS.

sur les plaques enfumées.

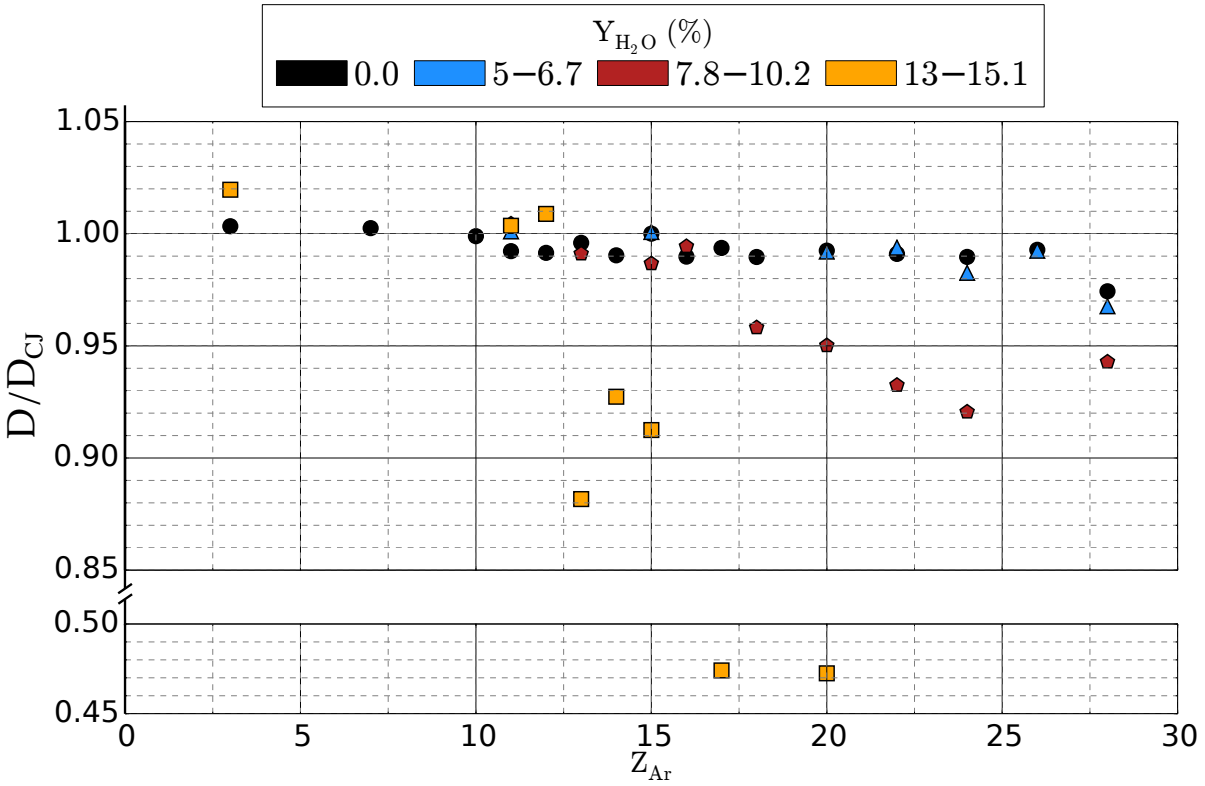


FIGURE 5.2 – Estimations des déficits de célérité $\alpha = D/D_{\mathrm{CJ}}$ mesurés entre les valeurs expérimentales (D) et les courbes théoriques (D_{CJ} : $D_{\mathrm{CJ},d}$ ou $D_{\mathrm{CJ},w}$) d'après la Figure 5.1, pour les différentes fractions massiques en eau, en fonction de la dilution Z_{Ar}.

Le déficit en célérité entre les données expérimentales et théoriques $\alpha = D/D_{\mathrm{CJ}}$ représenté sur la Figure 5.2 soutient les observations précédentes. Le déficit sera considéré comme négligeable pour $D/D_{\mathrm{CJ}} > 0.97$, car il se situe en deçà de l'incertitude de mesure liée à la célérité de détonation. On peut constater dans le cas des mélanges contenant un spray dense à très dense, une augmentation du déficit en célérité à partir d'un seuil $Z_{\mathrm{Ar}} = 17$ (mélange à spray dense) et $Z_{\mathrm{Ar}} = 12$ (mélange à spray très dense). De plus, ce déficit est d'autant plus important que la dilution et la densité du spray augmentent. Ce comportement diffère néanmoins des mélanges proches des limites de détonabilité, puisqu'une remontée du déficit est observée, notamment lors de l'utilisation d'un spray très dense ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ %) et d'une dilution intermédiaire ($Z_{\mathrm{Ar}} = 14 - 15$).

5.2.2 La structure cellulaire

5.2.2.1 Tailles moyennes des cellules

L'estimation de la taille moyenne de cellule λ se fait par la synthèse des différentes mesures des tailles individuelles des cellules sur les plaques enfumées. L'ensemble de ces données est rassemblé sur la Figure 5.3, en fonction de la dilution en argon Z_{Ar}.

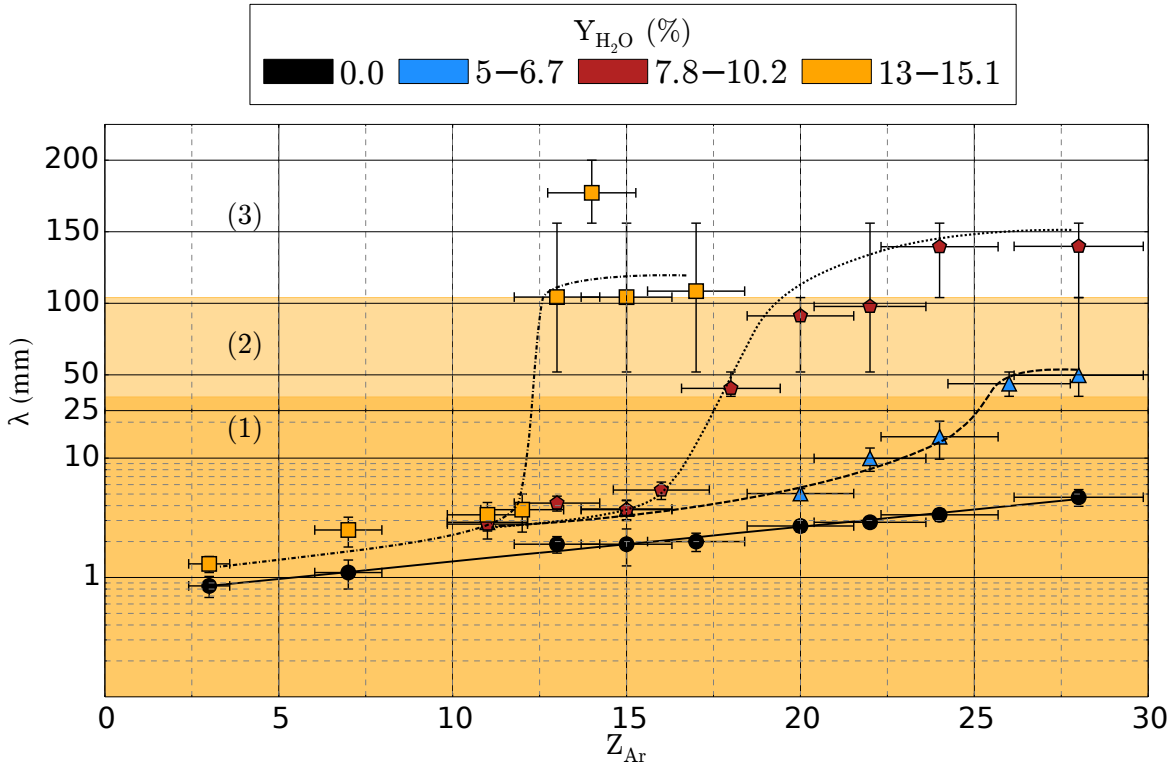


FIGURE 5.3 – Tailles moyennes des cellules λ (symboles) de détonation mesurées associées à leurs incertitudes respectives, en fonction de la dilution en argon Z_{Ar}. Les zones (1), (2) et (3) délimitent trois domaines : (1) : 0 mm $< \lambda <$ 34.67 mm ($\approx \frac{2}{3}\, d_{\mathrm{tube}}$) ; (2) : 34.67 mm ($\approx \frac{2}{3}\, d_{\mathrm{tube}}$) $< \lambda <$ 104 mm ($\approx 2\, d_{\mathrm{tube}}$) et (3) : $\lambda >$ 104 mm ($\approx 2\, d_{\mathrm{tube}}$). L'ordonnée est en échelle logarithmique pour $\lambda < 25$ mm et linéaire le cas échéant.

Dans le cas d'un mélange sans spray, la taille de cellule augmente exponentiellement avec la dilution en argon. Cette augmentation est corrélée à la loi $\lambda = k \times l_i$ (voir Section 1.2.1.1), pour $k \approx 29$. Le calcul des longueurs d'induction est explicité dans la sous-Section 5.3.4. L'addition d'un spray d'eau au mélange fait apparaître un domaine de transition en dilution d'argon, pour lequel l'augmentation de la taille de cellule devient beaucoup plus marquée que précédemment. Les domaines de transition pour les différentes densités de spray utilisées sont répertoriés dans le Tableau 5.2, et associés à leur dilution critique $Z_{\mathrm{Ar},c}$ respective. Cette transition critique est d'autant plus brutale que la densité du spray est

importante, et s'effectue à des dilutions d'autant moins élevées. À la suite de cette brusque augmentation, la taille de cellule atteint un palier.

Y_{H_2O} (%)	$5-6.7$	$7.8-10.2$	$13-15.1$
Domaines de transition (Z_{Ar})	20-26	15-20	12-13
$Z_{Ar,c}$	22	17.5	12.5

TABLEAU 5.2 – Domaines de transition et dilutions critiques en argon $Z_{Ar,c}$ traduisant l'augmentation brusque de la taille moyenne de cellule, en fonction de la fraction massique en eau du spray Y_{H_2O} utilisé.

Pour des dilutions inférieures à $Z_{Ar,c}$, les cellules ont une taille relativement semblable, quel que soit le chargement en eau du spray. Pour des dilutions supérieures à $Z_{Ar,c}$ et dans le cas d'un spray peu dense ($Y_{H_2O} = 5-6.7$ %), la taille de cellule atteint 50 mm, soit l'ordre de grandeur du tube (d_{tube}). L'utilisation de sprays denses et très denses génère une augmentation supplémentaire de la taille de cellule, atteignant alors 100 à 150 mm, c'est-à-dire 2 à 3 d_{tube}. Cette observation montre que la cellule s'adapte à son confinement. Les zones (2) et (3) soulignent cette adaptation, et correspondent aux domaines de "mode locking" et d'"acoustic coupling" explicités dans la Section 1.2.1.3. Ces phénomènes s'accompagnent d'une augmentation de l'incertitude de mesure. La cellule peut alors adopter une taille de 35 mm ($\simeq \frac{2}{3} d_{tube}$), 52 mm ($d_{tube}$) ou 104-150 mm ($2-3$ d_{tube}). On peut également noter l'enregistrement d'une détonation hélicoïdale, pour un mélange contenant un spray très dense à $Z_{Ar} = 14$, et dont le pas de l'hélice est retranscrit sur la Figure 5.3 (seul essai pour ce point de mesure).

5.2.2.2 Structures cellulaires

L'illustration des différentes structures cellulaires observées est exposée sur la Figure 5.4, relative à deux dilutions en argon ($Z_{Ar} = 11$ et 28), pour toutes les densités de spray expérimentées. Ces deux dilutions illustrent les différentes évolutions de la structure cellulaire. Pour $Z_{Ar} = 11$ (colonne de gauche de la Figure 5.4), aucune transition brutale de la taille de cellule n'a été observée, suite à l'adjonction du spray. Pour une grande dilution $Z_{Ar} = 28$ (colonne de droite de la Figure 5.4), une topologie plus riche est présente.

Dans ces deux configurations, la structure cellulaire est initialement multicellulaire et régulière (voir Figs.5.4.a et 5.4.b). Ce caractère est préservé dans le cas d'une faible dilution, quel que soit l'ajout d'eau liquide. Cependant à grande dilution, l'ajout du spray d'eau augmente considérablement la taille de cellule, et est également associé à une perte de régularité de la structure cellulaire. Ceci peut mener à la disparition de la structure

suite à son extinction. L'apparition d'une sous-structure au sein même de la cellule, est également visible dans le cas de l'existence d'une cellule principale ou d'une demi-cellule (voir Figures 5.4.f et 5.4.g). La taille locale des cellules de cette sous-structure s'agrandit à mesure que l'on s'éloigne du sommet et du point de naissance de la cellule principale.

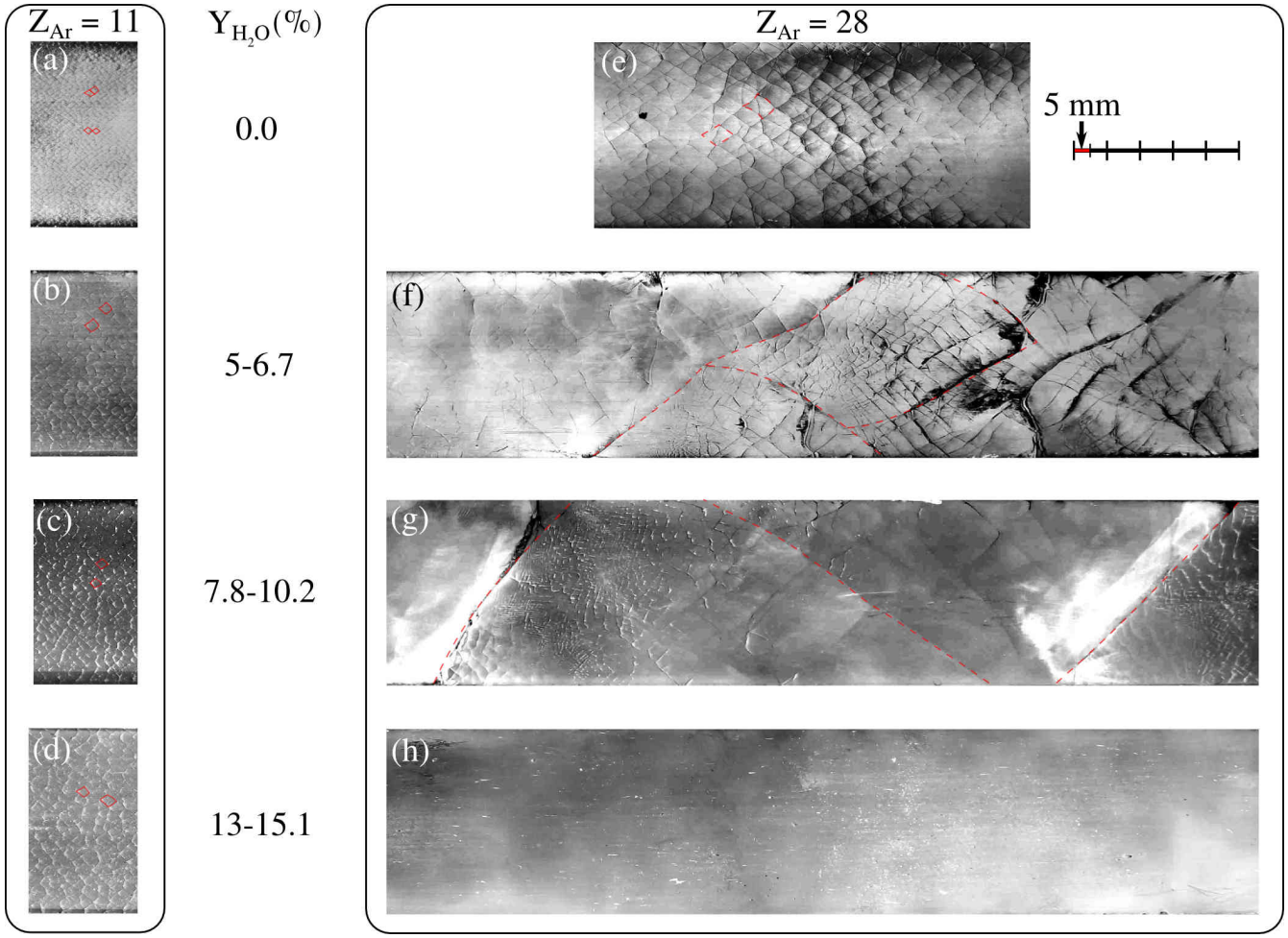


FIGURE 5.4 – Illustrations des structures cellulaires, avec mise en valeur des structures principales. Les colonnes de gauche font référence aux essais avec une dilution en argon $Z_{\mathrm{Ar}} = 11$ ((a), (b), (c), (d)), celles de droite à $Z_{\mathrm{Ar}} = 28$ ((e), (f), (g), (h)). L'échelle est commune aux deux colonnes. Chaque ligne d'images fait référence à une fraction massique en eau du spray. L'image (h) est un cas particulier sélectionné à une dilution plus faible ($Z_{\mathrm{Ar}} = 18$).

5.2.3 L'exploitation des signaux de pression

5.2.3.1 Les pressions expérimentales

Les pressions expérimentales peuvent être estimées à partir des signaux de pression récoltés à chaque essai. La méthode d'estimation détaillée dans l'Annexe A.4 est inspirée des travaux de Desbordes et al. [30]. L'ensemble des pressions expérimentales estimées est rassemblé dans la Figure 5.5, avec les pressions CJ théoriques associées. Les pressions CJ sont calculées par Tds, en utilisant les mêmes hypothèses que celles présentées dans l'analyse des célérités (Section 5.2.1). Ainsi, $P_{\mathrm{CJ},w}$ fait référence à un mélange contenant initialement de l'eau liquide et $P_{\mathrm{CJ},d}$ considère un mélange initialement sec.

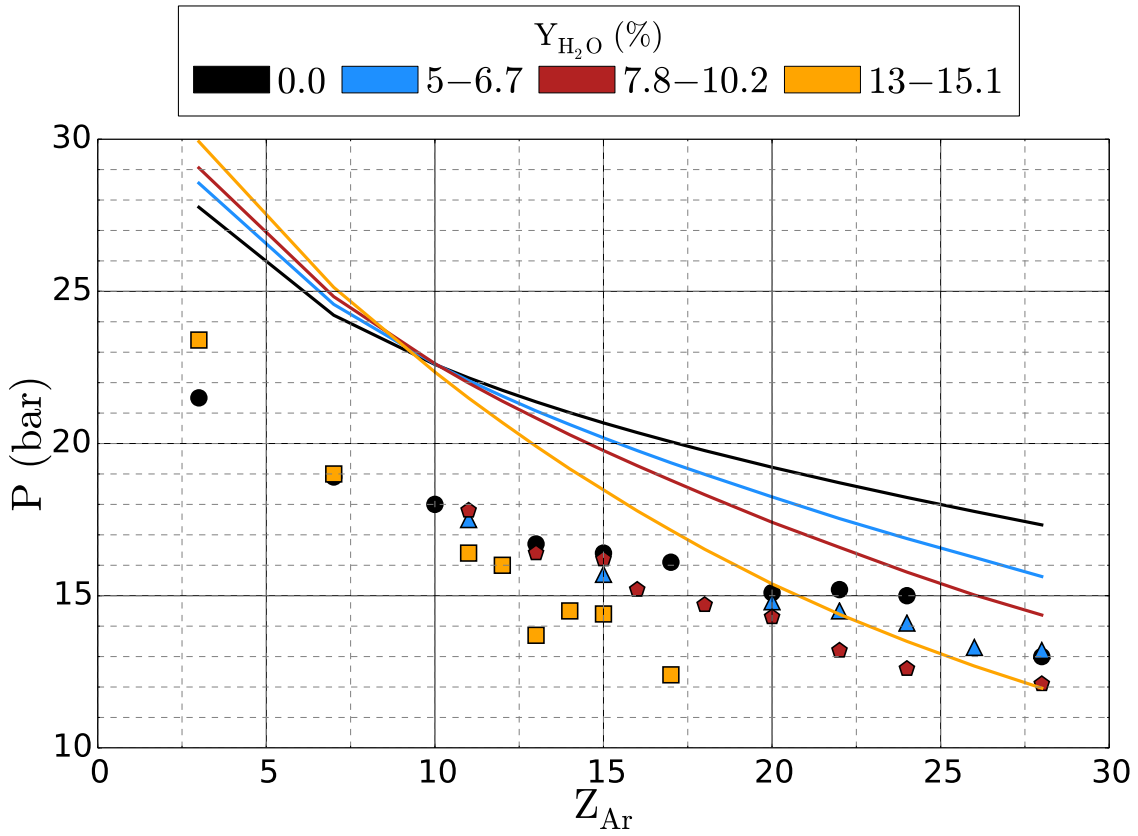


Figure 5.5 – Pressions expérimentales moyennes P_{exp} (symboles) et théoriques $P_{\mathrm{CJ},d}$ et $P_{\mathrm{CJ},w}$ (courbes), obtenues respectivement à l'issue des essais ou calculées avec Tds.

Les courbes théoriques exposées dans la Figure 5.5 montrent comme dans le cas des célérités de détonation, une décroissance des pressions théoriques liée à l'augmentation de la densité du spray et de la dilution en argon, ceci dans le cas où $Z_{\mathrm{Ar}} > 10$. En effet, la pression P_{CJ} a la même évolution que D_{CJ}. À dilution en argon plus faible, l'ajout du spray augmente la pression théorique, dépendant alors principalement de la masse volumique initiale. Ce changement de comportement s'effectue aux alentours de $Z_{\mathrm{Ar}} = 8 - 9$. L'analyse de l'Annexe A.6 appuie ces observations précédentes, révélant que $P/\rho_0 \approx D^2$.

Une grande différence de P_{CJ} entre les mélanges peu dilués ($Z_{\mathrm{Ar}} = 3$) et très dilués ($Z_{\mathrm{Ar}} = 28$) est toutefois notée, avec des gammes de l'ordre de 28-30 bar et 12-17 bar respectivement. De même à grande dilution ($Z_{\mathrm{Ar}} > 20$), l'utilisation d'un spray de différentes densités augmente l'écart théorique de pression entre chaque configuration, atteignant 5 bar à $Z_{\mathrm{Ar}} = 28$, entre deux mélanges sans spray et avec un spray très dense ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ %), contre seulement 2 bar à $Z_{\mathrm{Ar}} = 3$ pour les mêmes mélanges.

Les valeurs expérimentales P_{exp} suivent quant à elles les mêmes évolutions que les courbes théoriques, lorsque la dilution en argon est augmentée et que la densité du spray est accrue. Il est toutefois moins évident de constater le changement de comportement vers $Z_{\mathrm{Ar}} = 8 - 9$. De plus, pour des sprays très denses ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ %) et une dilution $Z_{\mathrm{Ar}} > 12$, les niveaux de pression ne permettent pas d'établir si la détonation est présente, a contrario des observations sur les célérités de détonation et les plaques enfumées.

Avec les résultats expérimentaux P_{exp}, il est possible d'estimer le ratio $P_{\mathrm{exp}}/P_{\mathrm{CJ},i}$ ($i : w$ ou d suivant le mélange initial) dans le cas des différentes configurations testées. Les moyennes calculées pour chaque densité de spray utilisée sont exposées dans le Tableau 5.3. Ce tableau révèle que ce ratio varie peu en fonction de la dilution en argon.

$Y_{\mathrm{H_2O}}$ (%)	0	$5 - 6.7$	$7.8 - 10.2$	$13 - 15.1$
$P_{\mathrm{exp}}/P_{\mathrm{CJ},i}$ ($i : w$ ou d)	0.79	0.82	0.81	0.75

TABLEAU 5.3 – Ratios $P_{\mathrm{exp}}/P_{\mathrm{CJ},i}$ calculés pour les différentes densités de spray injectées dans le mélange initial, dans le cas où la détonation est observée.

Les différents ratios du Tableau 5.3 révèlent également un déficit relativement constant des pressions expérimentales P_{exp} face aux pressions théoriques $P_{\mathrm{CJ},i}$ ($i : w$ ou d), de l'ordre de 20 %. Ce déficit atteint les 25 % en moyenne dans le cas de l'injection d'un spray très dense ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ %).

5.2.3.2 Les épaisseurs hydrodynamiques

À partir des signaux de pression expérimentaux, il est également possible d'estimer l'épaisseur hydrodynamique l_{TH} décrite dans la Section 1.2.2. Sa méthode d'estimation est présentée dans l'Annexe A.4.
Pour évaluer ces épaisseurs hydrodynamiques, il est nécessaire que les longueurs associées aux fluctuations de pression soient plus grandes que la taille du capteur (5.5 mm). Ces fluctuations de pression sont illustrées dans la Figure 5.6, pour deux configurations

différentes. Sur la première sous-figure, les fluctuations en aval du choc incident sont principalement dues aux vibrations propres du capteur. Sur le second, les fluctuations sont représentatives des instabilités de l'écoulement. Du point de vue de la structure cellulaire, ces dernières s'observent lorsque la taille de cellule dépasse 20 mm, soit quatre fois la taille caractéristique des capteurs de pression.

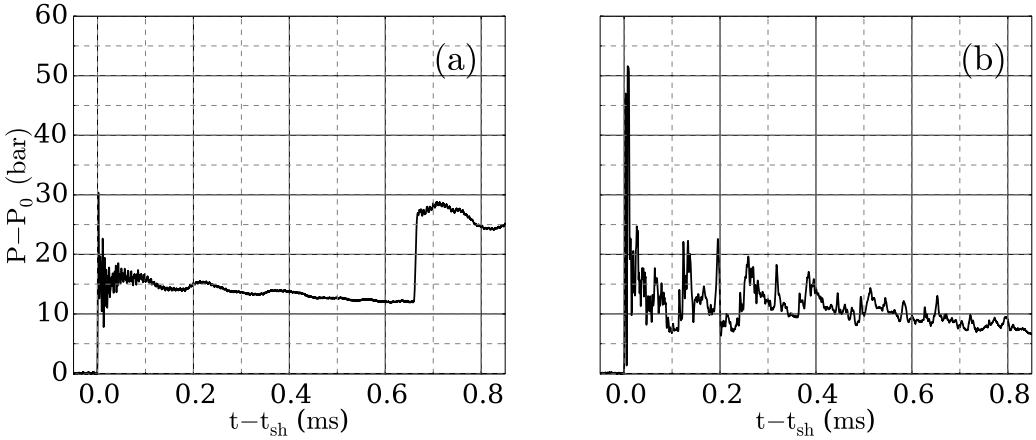


FIGURE 5.6 – Illustrations des surpressions $P - P_0$ mesurées en aval du choc incident, au niveau du capteur C1 du montage secondaire dans le graphe (a) (voir l'Annexe A.3) et au niveau du capteur C7 du montage principal dans le graphe (b). Ces signaux sont obtenus dans le cas de deux mélanges $C_2H_4 + 3O_2 + 13Ar$: en l'absence de spray (a), avec l'injection d'un spray tel que $Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ % (b). L'échelle de temps est adaptée par rapport à l'instant de passage du choc t_{sh}.

L'estimation de l'épaisseur hydrodynamique ne peut donc se faire que dans le cas de mélanges $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$ et contenant un spray. L'ensemble des valeurs obtenues est rassemblé dans le Tableau 5.4.

Z_{Ar}	13	14	15	18	20	22	24	26	28
$Y_{H_2O} = 5 - 6.7$ %	-	-	-	-	-	-	-	64	73
$Y_{H_2O} = 7.8 - 10.2$ %	-	-	-	56	68	69	80	-	81
$Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ %	97	71	86	-	-	-	-	-	-

TABLEAU 5.4 – Épaisseurs hydrodynamiques l_{TH} (en cm) en fonction de la dilution en argon Z_{Ar} et de la fraction massique d'eau Y_{H_2O} contenue dans le spray injecté.

D'après le Tableau 5.4, cette épaisseur s'agrandit lorsque la densité du spray est accrue, ou lorsque la dilution en argon est augmentée. Cette évolution est néanmoins atténuée voir absente dans le cas du spray très dense ($Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ %) ou dans des mélanges

très dilués ($Z_{Ar} > 24$, $Y_{H_2O} = 7.8 - 10.2$ %), du fait du couplage fort de la détonation avec les dimensions du tube ("acoustic coupling", voir Section 5.2.2.1). L'épaisseur hydrodynamique est également bien plus importante que la taille de cellule, d'un facteur 4 à plus de 15 (voir Tableau 5.5).

Z_{Ar}	13	14	15	18	20	22	24	26	28
$Y_{H_2O} = 5 - 6.7$ %	-	-	-	-	-	-	-	15	13
$Y_{H_2O} = 7.8 - 10.2$ %	-	-	-	14	7	7	6	-	6
$Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ %	9	4	8	-	-	-	-	-	-

TABLEAU 5.5 – Épaisseurs hydrodynamiques adimensionnées par la taille de cellule mesurées dans les mêmes conditions l_{TH}/λ, en fonction de la dilution en argon Z_{Ar} ainsi que de la fraction massique d'eau contenue dans le spray injecté Y_{H_2O}.

Le Tableau 5.5 montre néanmoins un comportement opposé de l'évolution de l'épaisseur hydrodynamique adimensionnelle l_{TH}/λ, à savoir une diminution globale lors de l'augmentation de la dilution ou de la fraction massique en eau du spray.

Y_{H_2O} (%)	Z_{Ar}	l_{TH}/λ
5-6.7	>24	14
7.8-10.2	>18	8
13-15.1	>13	7

TABLEAU 5.6 – Moyennes des épaisseurs hydrodynamiques adimensionnelles mesurées.

Les données de la littérature présentée dans la Section 1.2.2 estiment expérimentalement l'épaisseur hydrodynamique entre 0.6 et 2.0 λ dans le cas des mélanges générant une structure cellulaire régulière, et à environ 6 λ pour des mélanges à détonation irrégulière. Les ordres de grandeur que nous avons obtenus correspondent donc aux mélanges à détonation irrégulière, et seraient donc dans tous les cas supérieurs à ceux de la littérature. Une possible explication de cette surévaluation provient de l'amplitude des fluctuations de pression en aval du choc, pouvant être parfois trop faibles et donc plus difficiles à post-traiter (voir la méthode de l'Annexe A.4).
Dans la suite de l'étude, nous considérerons néanmoins ces ordres de grandeur obtenus valables pour toute dilution, du fait du manque de données concernant les mélanges étudiés.

5.3 Détermination des longueurs caractéristiques

Dans cette section, la longueur nécessaire à l'atomisation secondaire des gouttelettes ainsi que la longueur d'évaporation, seront comparées aux longueurs d'induction et de réaction, propres au phénomène de détonation.

5.3.1 Longueur et régime de l'atomisation secondaire

L'analyse bibliographique de la Section 2.2 met en avant l'existence du temps adimensionnel d'atomisation d'une gouttelette T_{br}. Ce temps adimensionnel a pour expression :

$$T_{\mathrm{br}} = \frac{\tau_{\mathrm{br}}}{\tau_{\mathrm{br,RN}}} \qquad \text{avec} \qquad \tau_{\mathrm{br,RN}} = \frac{d_{\mathrm{goutte}}}{u_{\mathrm{gaz}}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{gaz}}} \right)^{1/2} \tag{5.1}$$

Dans le cadre de cette étude, le logiciel GASEQ [78] sera utilisé afin d'évaluer les conditions post-choc des mélanges considérés, nécessaires à l'estimation de ce temps caractéristique d'atomisation $\tau_{\mathrm{br,RN}}$.
À ce temps caractéristique, il est possible d'associer une longueur caractéristique, représentant la distance entre le front de choc et le lieu de fin de désintégration de la gouttelette :

$$l_{\mathrm{br,RN}} = D_{\mathrm{CJ},w} \times \tau_{\mathrm{br,RN}} \tag{5.2}$$

Les hypothèses afin d'estimer cette longueur $l_{\mathrm{br,RN}}$ sont les suivantes :

1. Le choc se propage à la célérité $D_{\mathrm{CJ},w}$, calculée à partir de TDS pour un mélange $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar} + X\mathrm{H_2O(liq)}$.
2. On considère que la gouttelette ne s'évapore pas immédiatement suite au passage du choc. La masse volumique post-choc ρ_{gaz} est donc celle du mélange $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar}$. En première approximation, le temps de mise en mouvement de la gouttelette liquide est supérieur à celui de l'atomisation. La gouttelette reste donc immobile, ce qui permet de déterminer u_{gaz} comme étant la vitesse des gaz post-choc.
3. Le diamètre moyen des gouttelettes est $d_{\mathrm{goutte}} = 10$ µm, déterminé à l'issue de la caractérisation du spray (voir Chapitre 4). La masse volumique de l'eau liquide est $\rho_{\mathrm{liq}} = 1000\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$.

Les ordres de grandeur des paramètres post-choc évalués sont rassemblés dans le Tableau 5.7, pour l'ensemble des dilutions.
L'expression de la longueur d'atomisation sera la suivante :

$$l_{\mathrm{br}} = \beta \times l_{\mathrm{br,RN}} = \beta \times D_{\mathrm{CJ},w} \frac{d_{\mathrm{goutte}}}{u_{\mathrm{gaz}}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{liq}}}{\rho_{\mathrm{gaz}}} \right)^{1/2} \tag{5.3}$$

Y_{H_2O} (%)	$5-6.7$	$7.8-10.2$	$13-15.1$
$D_{CJ,w}$ $(m \cdot s^{-1})$	1452-1989	1379-1969	1223-1938
u_{gaz} $(m \cdot s^{-1})$	1100-1700	1037-1682	903-1653
ρ_{gaz} $(kg \cdot m^{-3})$	6.5-9.8	6.4-9.7	6-9.6
μ_{gaz} $(kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1})$		$8 \cdot 10^{-5}$	

TABLEAU 5.7 – Ordres de grandeur des masses volumiques ρ_{gaz}, vitesses u_{gaz} et viscosités μ_{gaz} des gaz suite au passage d'un choc incident se propageant à $D_{CJ,w}$, dans des mélanges $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$, avec $3 < Z_{Ar} < 28$.

avec β le facteur de proportionnalité qui sera propre à notre étude, pouvant également désigner le temps adimensionnel T_{br}.

5.3.2 Le régime d'atomisation

Les hypothèses précédentes permettent ainsi de calculer les nombres de Reynolds Re, de Weber We et d'Ohnesorge Oh de la gouttelette (voir Tableau 5.8). La tension de surface de la gouttelette est de 0.07 $kg \cdot s^{-2}$ soit celle de l'eau liquide à 20°C.

Y_{H_2O} (%)	5-6.7	7.8-10.2	13-15.1
Re $(\times 10^3)$	0.9-2.2	0.9-2.1	0.8-2.1
We $(\times 10^3)$	1.1-3.9	0.9-3.8	0.7-3.6
Oh $(\times 10^{-2})$	3-3.7	3-3.6	3-3.2

TABLEAU 5.8 – Ordres de grandeur des nombres de Reynolds, de Weber et d'Ohnesorge des gouttelettes, en aval du choc incident se propageant dans un mélange $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$ (propriétés du mélange dans le Tableau 5.7).

D'après les ordres de grandeur du Tableau 5.8 et d'après les régimes d'atomisation classique (voir Section 2.2.1.2), les gouttelettes subissent une atomisation par pelage ("shear breakup" ou "sheet stripping"). Ce régime correspond d'après THEOFANOUS au mécanisme SIE ("Shear Induced Entrainment", voir Section 2.2.1.3). Les estimations des diamètres des gouttelettes produites par atomisation et de leurs vitesses seront ainsi choisies en conséquence, par rapport à ce régime.

5.3.3 Longueur liée à la vaporisation

L'atomisation des gouttelettes principales génère ainsi un ensemble de gouttelettes filles, dont le diamètre est évalué grâce à la relation de PILCH et ERDMAN [85] :

$$d_{max} = We_c \frac{\sigma_{liq}}{\rho_{gaz} u_{gaz}^2} \left(1 - \frac{u_{goutte}}{u_{gaz}}\right)^{-2} \tag{5.4}$$

L'évaluation de la vitesse des gouttelettes à l'issue de l'atomisation est obtenue grâce à la loi de Hsiang et Faeth [52] :

$$\frac{u_{\text{gaz}}}{u_{\text{goutte}}} = 1 + 2.7 \left[\left(\frac{\rho_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{liq}}} \right)^{1/2} \cdot \frac{d_{\text{mère}}}{d_{\text{fille}}} \right]^{2/3} \tag{5.5}$$

Ces deux relations sont sélectionnées en fonction du régime d'atomisation précédemment identifié. En effet, l'Équation 5.4 fournie des tailles de diamètres compatibles avec les observations de Theofanous. De plus, l'estimation de la vitesse par Hsiang et Faeth est la plus représentative des conditions de détonation. Les gammes de diamètres et vitesses des gouttelettes filles sont rassemblées dans le Tableau 5.9.

Y_{H_2O} (%)	5-6.7	7.8-10.2	13-15.1
d_{fille} (µm)	0.04-0.2	0.04-0.23	0.05-0.4
u_{fille} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	230-260	230-270	230-290

Tableau 5.9 – Diamètres et vitesses caractéristiques des gouttelettes filles, en considérant une gouttelette initiale de 10 µm, en fonction de la fraction massique en eau du spray utilisé Y_{H_2O}.

De plus, les vitesses et diamètres des gouttelettes à l'issue du processus d'atomisation sont estimés de façon à ce qu'elles ne subissent pas d'autre atomisation ($We_{\text{gouttefille}} < 12$).

Tout comme la longueur d'atomisation, la longueur d'évaporation est relative au passage du choc incident, et désigne la distance au bout de laquelle la gouttelette fille s'est évaporée :

$$l_{\text{évap}} = D_{\text{CJ},w} \times \tau_{\text{évap}} \tag{5.6}$$

L'estimation du temps d'évaporation $\tau_{\text{évap}}$ est explicitée dans la méthode de l'Annexe A.1. Elle se base sur les hypothèses suivantes.

Hypothèses de calcul de la longueur $l_{\text{évap}}$

1. Les conditions thermodynamiques environnant la gouttelette sont celles évaluées à l'état post-choc.
2. Les gouttelettes à évaporer sont produites par l'atomisation secondaire des gouttelettes initiales de 10 µm, dont la taille est obtenue par l'Équation 5.4 de Pilch et Erdman [85].
3. Ces gouttelettes se déplacent à la vitesse u_{goutte}, estimée par la relation de Hsiang et Faeth [52].

5.3.4 Longueurs d'induction et de réaction

Les longueurs d'inductions sont estimées à partir du code de calcul ZND-Toolbox développé par Browne et Shepherd [16], [99]. Ce code 1-D multi-espèces est basé sur la librairie Cantera [45] et le mécanisme de cinétique détaillé GRI-MECH 3.0 [102]. Les détails sur cet outil sont fournis dans l'Annexe A.5.
Ce code de calcul fonctionne à partir d'une célérité de choc ainsi qu'une composition initiale gazeuse à pression et température données. Il est alors possible de déterminer l'évolution des paramètres thermodynamiques et de la composition des espèces chimiques, grâce à une cinétique donnée. Les longueurs d'induction et de réaction sont déterminées à partir des profils ZND de la thermicité (voir Chapitre 1).
Les mélanges considérés lors des calculs des longueurs d'induction et de réaction sont constitués de $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$ ou $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar + XH_2O(vap)$, avec X étant la quantité d'eau présente dans le spray sous forme de vapeur. Les célérités de propagation de la détonation utilisées sont quant à elles $\alpha D_{CJ,w}$, avec $D_{CJ,w}$ calculé via Tds en considérant un mélange initial de type $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar + XH_2O(liq)$, où X est la quantité d'eau liquide injectée par le spray. α fait ici référence au déficit de célérité ($\alpha \leq 1$) provenant des mesures expérimentales.

5.4 Processus d'interaction de la détonation et du spray

5.4.1 Comparaison des longueurs de la détonation et du spray

La Figure 5.7 rassemble les longueurs caractéristiques de la détonation (longueur d'induction l_i et taille de cellule λ) ainsi que les longueurs d'atomisation l_{br} et d'évaporation $l_{évap}$, en fonction de la dilution en argon Z_{Ar} et de la fraction massique en eau du spray Y_{H_2O}. Dans cette figure, le mélange utilisé pour le calcul des longueurs de la détonation est seulement composé de $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$. La célérité de détonation est $D_{CJ,w}$, ne prenant aucun déficit en compte ($\alpha = 1$, voir Section 5.3.4).

D'après la Figure 5.7, la longueur d'évaporation $l_{évap}$ des gouttelettes filles varie de façon importante, mais reste inférieure devant la longueur d'induction ($l_{évap} \leq l_i$), du fait de leur petite taille. Les longueurs d'induction peuvent quant à elle varier d'un facteur 10 (Figures 5.7.a et 5.7.b) à 16 (Figure 5.7.c) en fonction de la dilution. En comparaison, la longueur d'atomisation reste stable.
Une intersection apparaît alors entre l_{br} et l_i, pour les dilutions correspondant aux dilutions critiques $Z_{Ar,c}$, incluse dans les domaines de transitions (zones grisées dans les

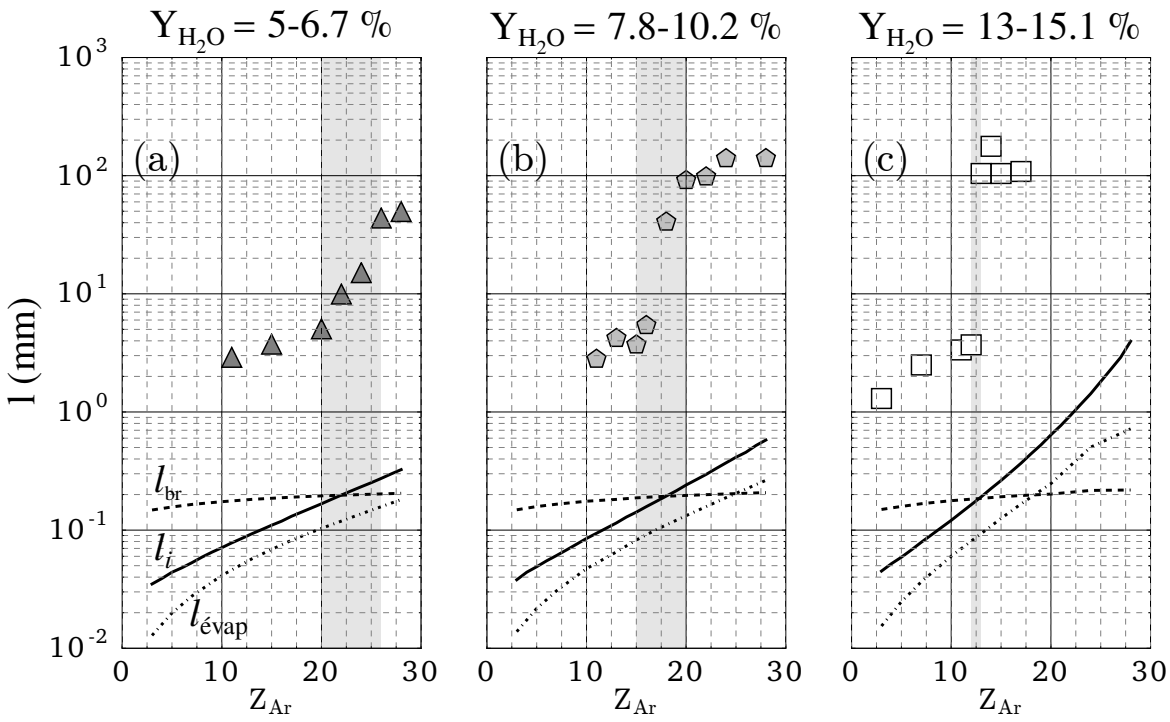


FIGURE 5.7 – Comparaison des longueurs d'inductions l_i (——) et des tailles de cellules λ (▲, ⬟, □), avec les longueurs d'atomisation des gouttelettes initiales de 10 µm l_{br} (- - - -) et d'évaporation des gouttelettes filles $l_{\text{évap}}$ (– · – ·), évaluées dans les configurations suivantes : (a) avec $Y_{\text{H}_2\text{O}} = 5 - 6.7$ %, (b) avec $Y_{\text{H}_2\text{O}} = 7.8 - 10.2$ % et (c) $Y_{\text{H}_2\text{O}} = 13 - 15.1$ % respectivement. Les zones grisées représentent les domaines de transition évoqués dans le Tableau 5.2 (voir sous-Section 5.2.2.1).

graphes de la Figure 5.7). Ces domaines marquent la transition plus ou moins brusque de l'accroissement de la taille de cellule.
De cette analyse, nous avons ainsi estimé β tel que :

$$l_{\mathrm{br}} = \beta \cdot l_{\mathrm{br,RN}} \qquad \text{avec} \qquad \beta = 0.25 \tag{5.7}$$

Les quantifications du temps adimensionnel d'atomisation T_{br} de la Section 2.2 permettent d'accéder aux longueurs d'atomisation adimensionnelles $L_{\mathrm{br}} = l_{\mathrm{br}}/l_{\mathrm{br,RN}}$ (voir Tableau 5.10).

Ref.	Sollicitation	gouttelette	M_{choc}	d_{goutte} (µm)	L_{br}	$L_{\mathrm{br,col}}$
[112], [92]	Choc	eau, huiles de silicone	1.1-3.5	750-4400	0.6-5	0.4-3.5
[61], [86]	Choc	DECH, kérosène	1.4-6.0	900-3500	3.3-5	2.3-3.5
[25]	Détonation	DECH	>3.5	2600	2	1.4

TABLEAU 5.10 – Longueurs adimensionnelles d'atomisation d'une gouttelette isolée L_{br} et d'une gouttelette présente au sein d'un spray $L_{\mathrm{br,col}}$, issues de l'analyse bibliographique. M_{choc} est le nombre de Mach des chocs incidents et d_{goutte} la gamme des diamètres initiaux des gouttelettes étudiées.

L'étude des effets collectifs liés à la proximité des autres gouttelettes a également mis en évidence l'accélération du processus d'atomisation, lorsque les gouttelettes sont présentes au sein d'un spray. La caractérisation effectuée sur notre spray dans le Chapitre 4, a permis d'évaluer l'espacement moyen entre les gouttelettes Δl à 10-20 d_{goutte}. Cette proximité réduit le temps et la longueur d'atomisation de L_{br} à $L_{\mathrm{br,col}}$, soit de 20 à 40 % (voir Figure 2.3 dans la Section 2.2.1.1), donnant ainsi les valeurs rassemblées dans le Tableau 5.10).

Dans l'ensemble de ces données présentées dans le Tableau 5.10, notre longueur caractéristique d'atomisation L_{br} (issue de l'Équation 5.7) est en dessous des estimations précédentes pour le cas d'une gouttelette seule, avec une valeur de 0.25. La valeur la plus proche, de 0.6, est fournie par THEOFANOUS et al. [112] sur l'atomisation d'une gouttelette inerte par un choc inerte. L'adjonction des effets collectifs réduirait néanmoins cette longueur adimensionnelle à 0.35. Notre longueur adimensionnelle L_{br} devient donc comparable aux valeurs de la littérature avec l'incorporation des effets collectifs, et permet ainsi de caractériser la transition brutale du comportement de la détonation liée à la présence du spray. Les différences observées entre la littérature et nos résultats expérimentaux peuvent tou-

tefois être imputées à différentes raisons.
Dans le cas d'un choc impactant une gouttelette inerte ou réactive, les conditions en aval du choc incident en température sont moins importantes par rapport à celles d'une détonation. De ce fait, les flux thermiques plus importants sur la face avant de la gouttelette générés par la détonation, peuvent ainsi participer à l'accélération du processus d'atomisation.
Dans le cas d'une détonation avec un combustible liquide, les phénomènes d'atomisation, de vaporisation, de mélange de la vapeur avec le comburant et l'auto-inflammation du mélange, rendent l'estimation plus approximative. Le front de détonation présente de plus des ondes de choc transverses, qui peuvent accélérer le processus d'atomisation.

On peut également constater que les longueurs d'induction ont une évolution similaire à celle des tailles de cellules lorsque $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$, mais diffèrent de façon importante pour des dilutions supérieures. Ce comportement est confirmé par la Figure 5.8, montrant que le ratio des tailles de cellules λ_w/λ_d est corrélé à l'évolution des longueurs d'induction l_{iw}/l_{id}, pour $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$.
Ceci montre également que la relation phénoménologique $\lambda_w = k \times l_{iw}$ ($k \approx 29$) reste valable dans ce domaine de dilution (Section 5.2.2.1).

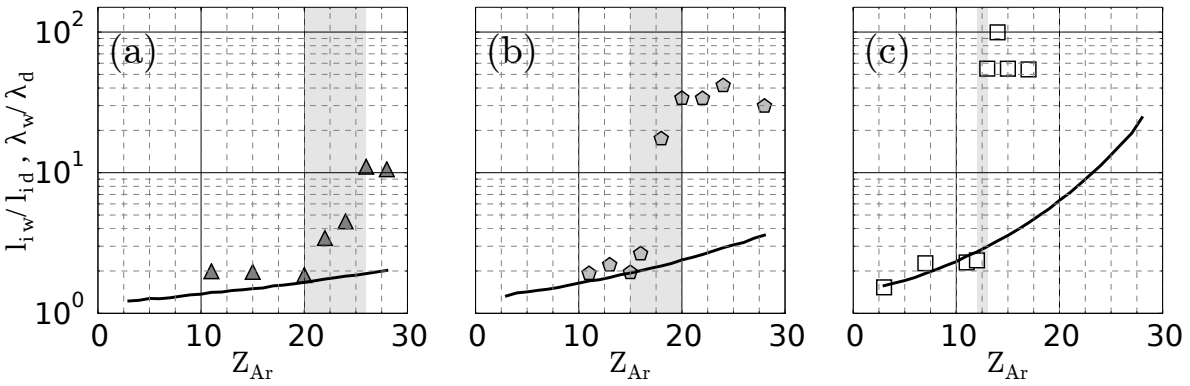


FIGURE 5.8 – Comparaison des ratios des longueurs caractéristiques entre des mélanges sans spray (d) et contenant un spray (w). Les symboles représentent les ratios des tailles des cellules λ_w/λ_d et les courbes les ratios des longueurs d'inductions l_{iw}/l_{id}. Les figures (a), (b), (c) sont relatives aux cas $Y_{\mathrm{H_2O}} = 5 - 6.7$ %, $Y_{\mathrm{H_2O}} = 7.8 - 10.2$ % et $Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ % respectivement. Les zones grisées représentent les domaines de transition évoqués dans le Tableau 5.2.

Dans cette gamme de dilution, l'ajout du spray génère un accroissement constant, d'un facteur 2 à 3 de la taille de cellule et de la longueur d'induction, par rapport aux mélanges

équivalents sans spray. Comme le révèle la Figure 5.9, dans le cas $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$ on observe :

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_d} \simeq \frac{l_{iw}}{l_{id}} \tag{5.8}$$

Ce facteur d'accroissement dépasse largement 10 lorsque $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$.

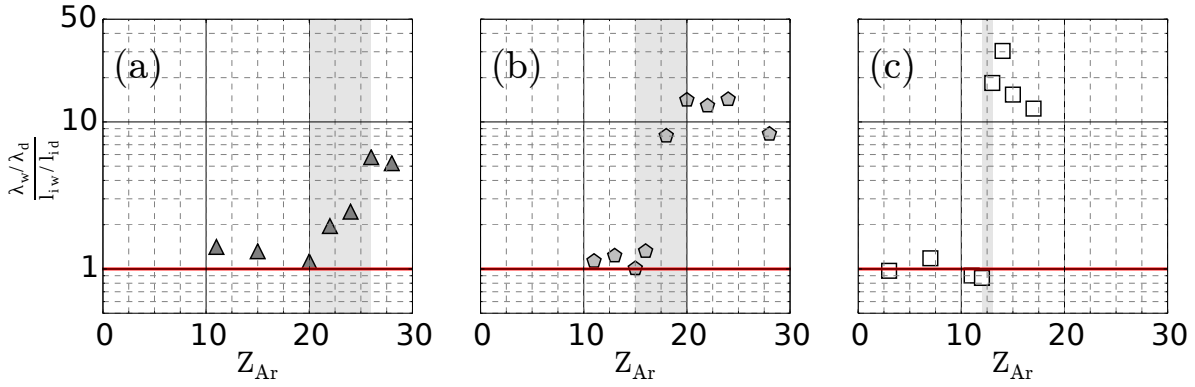


FIGURE 5.9 – Évolutions du rapport des longueurs d'induction et des tailles des cellules, issues de la Figure 5.8. L'indice d désigne un mélange sans spray et w un mélange avec spray. Les figures (a), (b) et (c) sont relatives aux cas $Y_{\mathrm{H_2O}} = 5{-}6.7$ %, $Y_{\mathrm{H_2O}} = 7.8{-}10.2$ % et $Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ % respectivement. Les zones grisées représentent les domaines de transition évoqués dans le Tableau 5.2.

De cette analyse, trois comportements caractéristiques se dégagent.

— Pour $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$, l'augmentation de la taille de cellule coïncide avec l'augmentation de la longueur d'induction. La longueur d'induction est plus courte que la longueur d'atomisation, mais systématiquement plus importante que la longueur d'évaporation des gouttelettes filles.

$$l_{\mathrm{évap}} < l_i < l_{\mathrm{br}} \tag{5.9}$$

— Pour $Z_{\mathrm{Ar}} \approx Z_{\mathrm{Ar},c}$, l'augmentation de la taille de cellule devient plus rapide face à celle de la longueur d'induction. Les longueurs d'induction et d'atomisation sont comparables. La vaporisation est toujours plus courte.

$$l_{\mathrm{évap}} < l_i \approx l_{\mathrm{br}} \tag{5.10}$$

— Pour $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$, l'évolution de la taille de cellule est beaucoup plus importante que celle de l_i, la taille de cellule devenant par ailleurs comparable à celle du tube.

$$l_i > l_{\mathrm{br}} > l_{\mathrm{évap}} \tag{5.11}$$

Un cas particulier apparaît lors de l'utilisation d'un spray très dense dans un milieu

dilué ($Z_{\mathrm{Ar}} > 17$). La longueur d'évaporation devient en effet semblable à la longueur d'atomisation. Cette longueur d'évaporation reste toutefois plus petite que la longueur d'induction. De plus, aucune détonation n'a été observée à de telles dilutions.

Pour les dilutions inférieures à $Z_{\mathrm{Ar},c}$, la détonation se propage à des célérités proches de $D_{\mathrm{CJ},w}$, plus faible que les célérités dans les mélanges sans spray $D_{\mathrm{CJ},d}$. Cela signifie que la phase dispersée entre le choc et le plan CJ s'est échauffée, vaporisée et a participé aux différents mécanismes cinétiques. En effet, l'épaisseur hydrodynamique, représentant la distance moyenne entre le choc incident et la surface sonique, est au moins supérieure à 7 λ et inclut donc la longueur d'atomisation. La vapeur d'eau produite grâce au spray agit donc dans l'épaisseur hydrodynamique, au-delà de la zone d'induction ($l_i < l_{\mathrm{br}}$). C'est la raison pour laquelle la célérité de détonation, qui est le reflet de tous les processus se déroulant au sein de l'épaisseur hydrodynamique, baisse de $D_{\mathrm{CJ},d}$ à $D_{\mathrm{CJ},w}$. Néanmoins, les instabilités cellulaires, dont l'origine provient en grande partie de la sensibilité de la longueur d'induction face aux fluctuations des grandeurs thermodynamiques, ne sont pas influencées par la production de vapeur d'eau.

5.4.2 Cas $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$

5.4.2.1 Évolution de la taille de cellule λ

Les observations suivantes ont ainsi été effectuées :

— La longueur d'induction l_i est plus petite que la longueur de désintégration caractéristique l_{br}, qui elle même est plus courte que la taille de cellule λ. La taille de cellule est quant à elle plus petite que l'épaisseur hydrodynamique l_{TH}, soit :

$$l_i < l_{\mathrm{br}} < \lambda < l_{\mathrm{TH}}$$

— Les gouttelettes atomisées s'évaporent rapidement, d'où :

$$l_{\mathrm{évap}} < l_i < l_{\mathrm{br}}$$

— La détonation se déplace à la célérité idéale $D_{\mathrm{CJ},w}$.

Lorsque la dilution en argon est plus faible que la dilution critique $Z_{\mathrm{Ar},c}$, le processus de mise en place des mécanismes de libération d'énergie, représenté par la longueur d'induction, est plus rapide que celui atomisant les gouttelettes du spray (voir Figure 5.10).La zone de réaction est également peu affectée par la présence du spray pour les mêmes raisons.

Les profils de température de la Figure 5.10 montrent également que le processus de libération d'énergie s'apparente à un mécanisme à une étape (voir Section 1.1.2.4). Par

ailleurs, cette figure souligne la taille conséquente de la longueur de réaction par rapport à la longueur d'induction :

$$l_{\text{réac}} \gg l_i \tag{5.12}$$

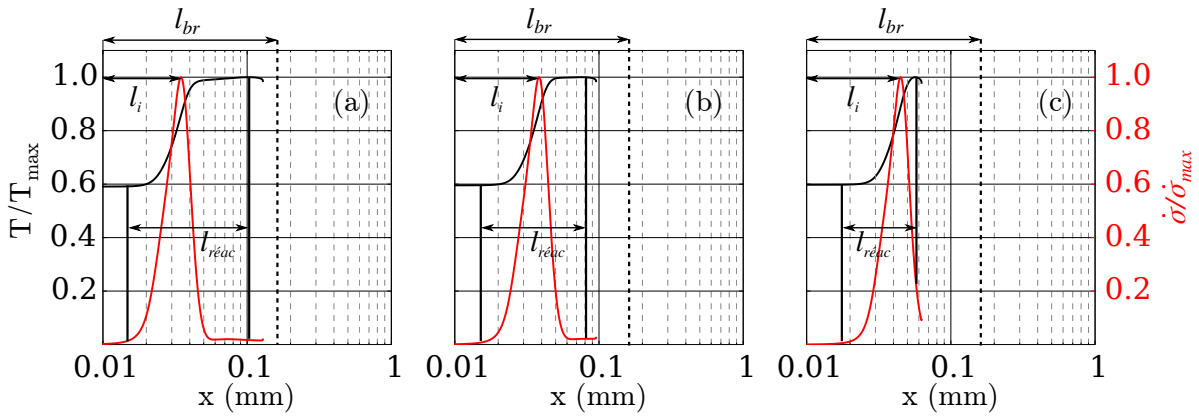


FIGURE 5.10 – Évolutions spatiales de température T (en noir) et de thermicité $\dot{\sigma}$ (en rouge) en aval du choc incident, adimensionnées par leurs extrema respectifs et pour des mélanges $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$ avec $Z_{Ar} = 3$. (a), (b) et (c) sont obtenus à partir de trois célérités de détonation différentes $D_{CJ,w}$, pour $Y_{H_2O} = 5 - 6.7$ %, $Y_{H_2O} = 7.8 - 10.2$ % et $Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ % respectivement.

Les observations précédentes ont montré que les ratios de taille de cellules λ_w/λ_d sont proches des ratios théoriques de longueurs d'induction l_{iw}/l_{id}, pour un mélange initial $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar$. À la lumière des évolutions des profils ZND de la Figure 5.10, la production de vapeur n'est donc pas suffisante pour influer sur la zone induction-réaction couplée au front de choc, et ce bien que les processus d'atomisation secondaire et de production de vapeur soient des phénomènes continus, pour les nombres de Mach du choc relatifs à la détonation.

L'observation précédente est à nuancer dans le cas limite de la dilution critique $Z_{Ar} = Z_{Ar,c}$ (Figure 5.11). En effet, la longueur d'atomisation y devient comparable à la longueur d'induction, situant ainsi l'atomisation du spray au sein de la zone de réaction. L'utilisation d'une dilution de cette gamme ou plus importante nécessitera de considérer la présence de la vapeur d'eau produite, lors du calcul des profils ZND.

De plus, l'allure des profils de température sur la Figure 5.11 est légèrement modifiée, par rapport à ceux exposés sur la Figure 5.10. Le processus de libération d'énergie pourrait s'apparenter désormais à celui d'un mécanisme à deux étapes hybrides.

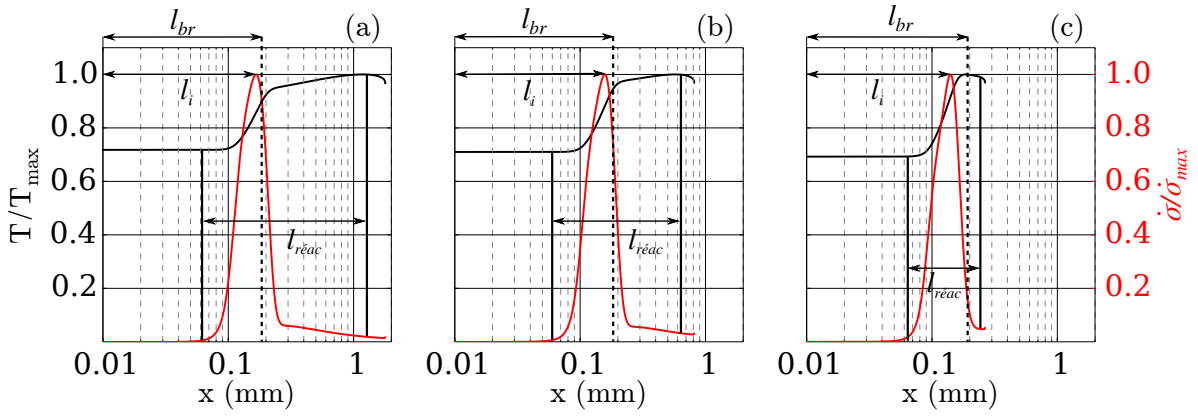


FIGURE 5.11 – Évolutions spatiales de température T (en noir) et de thermicité $\dot{\sigma}$ (en rouge) en aval du choc incident, adimensionnées par leurs extrema respectifs et pour des mélanges $C_2H_4+3O_2+Z_{Ar}Ar$ avec $Z_{Ar} \approx Z_{Ar,c}$. (a), (b) et (c) sont obtenus à partir de trois célérités de détonation différentes $D_{CJ,w}$, calculées pour $Y_{H_2O} = 5 - 6.7$ % et $Z_{Ar} = 20$; $Y_{H_2O} = 7.8 - 10.2$ % et $Z_{Ar} = 16$; $Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ % et $Z_{Ar} = 11$ respectivement.

5.4.2.2 Discussion avec l'auto-inflammation des gouttelettes par choc

Les résultats expérimentaux sur l'évaluation de la vitesse de détonation ont montré que cette dernière se propage à $D_{CJ,w}$, soit la célérité idéale de détonation. Cette décroissance par rapport à $D_{CJ,d}$ est le reflet de l'ensemble des phénomènes se produisant entre le front de choc et la surface sonique. L'épaisseur hydrodynamique associée à cette zone, de l'ordre de 7 λ ($\approx$ 200 l_i), contient les longueurs d'induction et de réaction ainsi que celles d'atomisation secondaire, des forces de traînées, des transferts thermiques et de vaporisation.

Cette baisse de célérité est par ailleurs responsable de l'augmentation de la longueur d'induction et donc par voie de conséquence, de la taille de cellule.

Les comparaisons des longueurs d'induction et du spray, mettent en avant la faible production de vapeur d'eau lorsque $Z_{Ar} < Z_{Ar,c}$, et l'influence potentielle de cette production lorsque $Z_{Ar} \approx Z_{Ar,c}$.

Par conséquent, il est possible de définir une longueur $l_{H_2O(vap)}$ nécessaire à l'intervention effective de la vapeur d'eau provenant du spray. Cette longueur doit être plus grande que la longueur d'atomisation du spray ($l_{H_2O(vap)} > l_{br}$).

Ainsi dans le cas d'un spray réactif, cette longueur effective d'action de la phase vapeur devrait être inférieure à la longueur d'auto-inflammation d'un combustible liquide sous forme dispersée. Les temps caractéristiques relatifs à cette longueur sont rassemblés dans le Tableau 2.5 (Section 2.2.2). Le délai d'auto-inflammation est compris entre 0.35 et 1.5 T_{br}, ce qui est supérieur au critère minimal d'action effective que nous pouvons établir, correspondant à 0.25 T_{br}. Cet ordre de grandeur de $l_{H_2O(vap)}$ est toutefois en accord avec les valeurs minimales de la littérature.

5.4.3 Cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$

5.4.3.1 Influence de l'atomisation et de la vaporisation

Lorsque la dilution en argon dépasse la dilution critique $Z_{\mathrm{Ar},c}$, les interprétations précédentes ne suffisent plus à expliquer le comportement de la détonation. On observe en effet :

— Une longueur d'atomisation plus courte que la longueur d'induction estimée :

$$l_{\mathrm{br}} < l_i \quad \text{(d'après la Figure 5.7)}$$

— Une augmentation de la taille de cellule plus importante que celle de la longueur d'induction calculée avec les hypothèses précédemment évoquées :

$$\lambda_w/\lambda_d > l_{iw}/l_{id} \quad \text{(d'après la Figure 5.8)}$$

— Une vaporisation des gouttelettes atomisées toujours rapide :

$$l_{\mathrm{évap}} < l_{\mathrm{br}} < l_i \quad \text{(d'après la Figure 5.7)}$$

— Un déficit de célérité α de la détonation, par rapport à la vitesse théorique $D_{\mathrm{CJ},w}$.

L'allongement du processus de mise en place des mécanismes cinétiques par l'augmentation de la dilution en argon, génère une interaction plus importante du spray avec la détonation. L'atomisation des gouttelettes du spray dans la zone d'induction (voir Figure 5.12) y génère la production conséquente de vapeur d'eau, qui va intervenir lors de la libération d'énergie. Afin de prendre cette influence en compte, les calculs ZND seront donc effectués en prenant le mélange initial $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar} + X\mathrm{H_2O(vap)}$.

L'ajout de la vapeur d'eau issue de la vaporisation du spray au mélange gazeux initial, va de ce fait entraîner une augmentation importante de la longueur d'induction ainsi que de la longueur de réaction (voir Figures 5.12 et 5.13).

Cet agrandissement des zones d'induction et de réaction entraîne ainsi une augmentation de la taille de cellule, qui devient alors comparable au diamètre du tube. Les pertes pariétales (développement de couches limites dynamiques et thermiques), vont alors provoquer un déficit de la célérité expérimentale de détonation. Les valeurs moyennes de ce déficit α, observé d'après l'analyse de la Figure 5.2 (voir Section 5.2.1) sont rassemblées dans le Tableau 5.11. Ces déficits sont estimés par rapport aux célérités $D_{\mathrm{CJ},w}$.

D'après le Tableau 5.11, le déficit en célérité moyen α augmente avec l'augmentation de la densité du spray, diminuant ainsi de façon notable la célérité de propagation de la

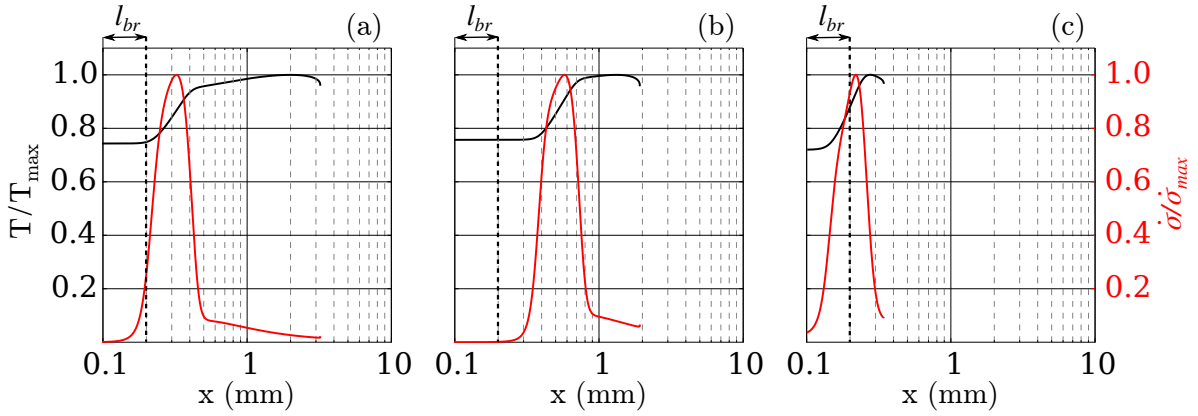


FIGURE 5.12 – Évolutions spatiales de température T (en noir) et de thermicité $\dot{\sigma}$ (en rouge) en aval du choc incident, adimensionnées par leurs extrema respectifs et pour des mélanges $C_2H_4+3O_2+Z_{Ar}Ar$ avec $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$. (a), (b) et (c) sont obtenus à partir de trois célérités de détonation différentes $D_{CJ,w}$, calculées pour $Y_{H_2O} = 5-6.7$ % et $Z_{Ar} = 28$; $Y_{H_2O} = 7.8-10.2$ % et $Z_{Ar} = 28$; $Y_{H_2O} = 13-15.1$ % et $Z_{Ar} = 14$ respectivement.

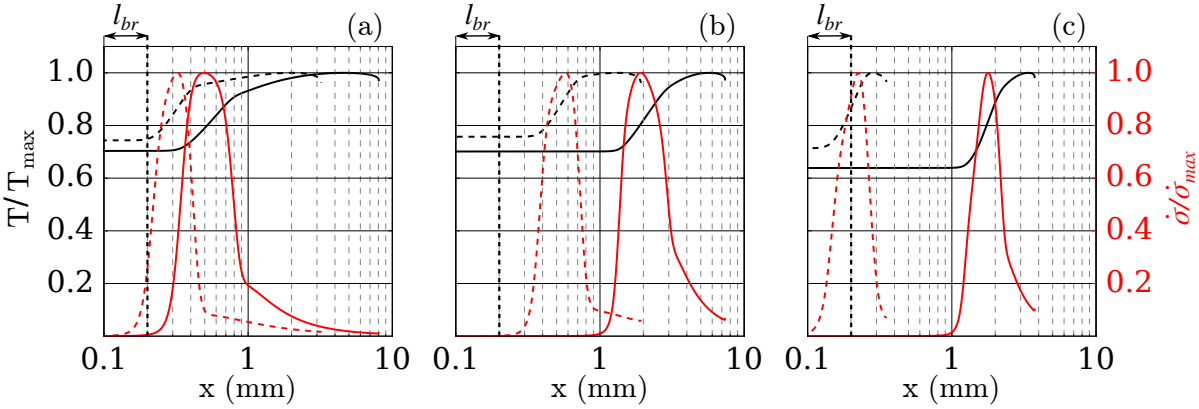


FIGURE 5.13 – Évolutions spatiales de température T (en noir) et de thermicité $\dot{\sigma}$ (en rouge) en aval du choc incident, adimensionnées par leurs extrema respectifs et pour les mélanges : $C_2H_4+3O_2+Z_{Ar}Ar$ (·····) et $C_2H_4+3O_2+Z_{Ar}Ar+XH_2O(vap)$ (——), avec $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$. (a), (b) et (c) sont obtenus à partir de trois célérités de détonation différentes $D_{CJ,w}$, calculées pour $Y_{H_2O} = 5-6.7$ % et $Z_{Ar} = 28$; $Y_{H_2O} = 7.8-10.2$ % et $Z_{Ar} = 28$; $Y_{H_2O} = 13-15.1$ % et $Z_{Ar} = 14$ respectivement.

Y_{H_2O} (%)	Z_{Ar}	$D_{exp}/D_{CJ,w}$	$D_{exp}/D_{CJ,d}$
5-6.7	22-28	0.98	0.94
7.8-10.2	18-28	0.94	0.86
13-15.1	13-15	0.91	0.81

TABLEAU 5.11 – Déficits en célérité moyens $\alpha = D_{exp}/D_{CJ}$ enregistrés dans le cas $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$, avec les gammes de dilution en argon sur lesquelles les estimations sont faites. $D_{exp}/D_{CJ,d}$ représente le déficit de célérité d'après le critère de THOMAS et al. [115].

détonation. Les données du Tableau 5.11 montrent également que la différence entre les célérités expérimentales D_{exp} et idéales $D_{\text{CJ},d}$ obtenues pour les mélanges sans spray peut excéder 10 %. Cela infirme le critère défini par THOMAS et al. [115], qui considère que la détonation ne peut se propager en présence d'un spray d'eau si la baisse en célérité dépasse les 10 % de la célérité idéale $D_{\text{CJ},d}$. Le critère d'extinction propre à notre mélange dans ces conditions serait plutôt $D_{\text{exp}}/D_{\text{CJ},d} < 0.8$. Toutefois afin de formaliser un critère d'extinction plus précis, il est possible qu'il faille prendre en compte le diamètre des gouttelettes ainsi que la densité du spray.

Les profils ZND exposés sur la Figure 5.14 sont calculés à partir de l'ensemble des éléments évoqués :

— Célérité de détonation D telle que $D = \alpha \cdot D_{\text{CJ},w}$

— Composition du mélange : $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\text{Ar}}\text{Ar} + X\text{H}_2\text{O(vap)}$

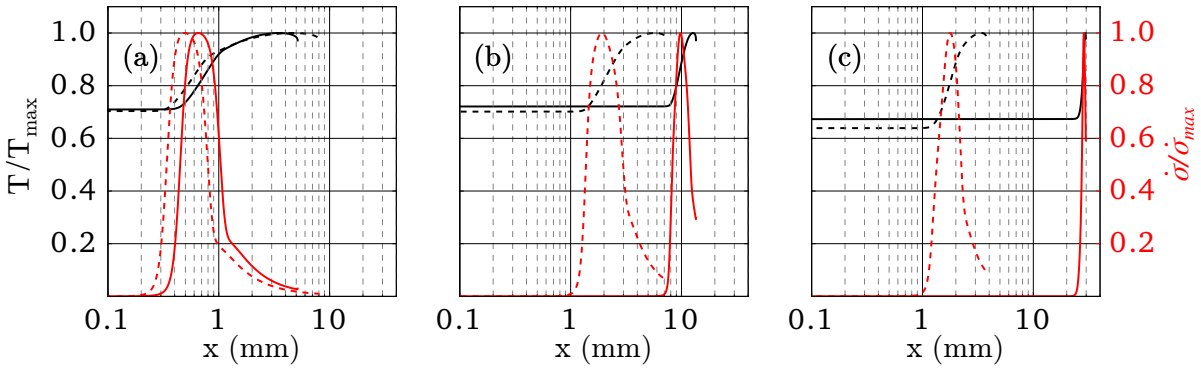


FIGURE 5.14 – Évolutions spatiales de température T (en noir) et de thermicité $\dot{\sigma}$ (en rouge) en aval du choc incident, adimensionnées par leurs extrema respectifs, pour des mélanges $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\text{Ar}}\text{Ar} + X\text{H}_2\text{O(vap)}$ avec $Z_{\text{Ar}} > Z_{\text{Ar},c}$. Les mélanges utilisés en (a), (b) et (c) sont les suivants : $Y_{\text{H}_2\text{O}} = 5 - 6.7$ % et $Z_{\text{Ar}} = 28$ $Y_{\text{H}_2\text{O}} = 7.8 - 10.2$ % et $Z_{\text{Ar}} = 28$; $Y_{\text{H}_2\text{O}} = 13 - 15.1$ % et $Z_{\text{Ar}} = 14$ respectivement. Les courbes pleines considèrent une célérité $\alpha D_{\text{CJ},w}$, avec α d'après le Tableau 5.11, et les courbes en pointillés considèrent une célérité $D_{\text{CJ},w}$.

Ces profils sont comparés à ceux obtenus sans déficit en célérité. La Figure 5.14 montre que l'ajout de ce déficit en célérité accroît d'un facteur supplémentaire la longueur d'induction.

Avec l'ensemble des éléments présentés, il est maintenant possible de comparer l'accroissement de la taille de cellule avec celui de la longueur d'induction, pour une dilution Z_{Ar} supérieure à $Z_{\text{Ar},c}$ (voir Figure 5.15).
Plusieurs déficits en célérités dans la Figure 5.15 sont considérés lors des calculs de longueurs d'induction, dont les fourchettes d'amplitudes incluent les déficits moyens du Ta-

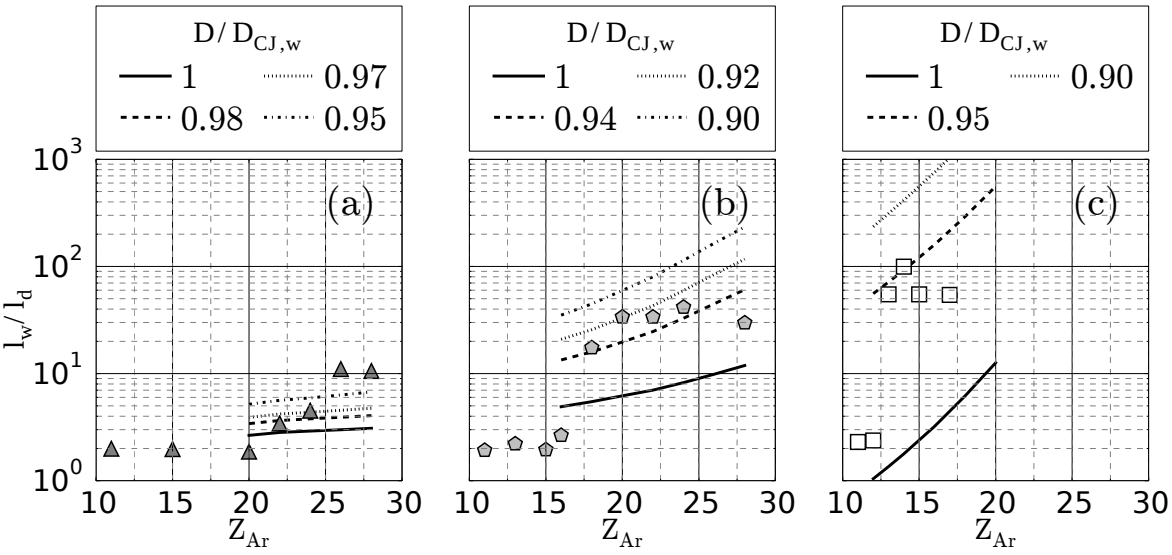


FIGURE 5.15 – Comparaison des accroissements des tailles de cellules moyens λ_w/λ_d (symboles) et des longueurs d'induction l_{iw}/l_{id} dans le cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$. Les calculs de longueurs d'induction sont effectués en considérant plusieurs déficits de célérité $\alpha = D/D_{\mathrm{CJ},w}$, pour des mélanges $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar} + X\mathrm{H_2O(vap)}$ tels que : en (a) $X = 0.9 - 3.5$ ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 5 - 6.7$ %) ; en (b) $X = 1.5 - 5.8$ ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 7.8 - 10.2$ %) ; en (c) $X = 2.4 - 10.5$ ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 13 - 15.1$ %).

bleau 5.11.
L'ordre de grandeur entre les calculs de longueur d'induction et les tailles de cellules est restitué globalement. Cependant de l'observation des différentes figures, seule la sous-Figure 5.15.b semble corréler l'accroissement de la taille de cellule avec celui de la longueur d'induction, dans le cas où un déficit de 6 % est appliqué ($\alpha = D/D_{\mathrm{CJ},w} = 0.94$). Dans le cas des autres figures, les déficits trop faibles (Figure 5.15.a), ou trop importants (Figure 5.15.c), ne permettent pas d'obtenir une correspondance exacte entre l'accroissement de la taille de cellule et celui de la longueur d'induction. De plus, les considérations actuelles ne permettent pas d'expliquer la modification de la structure cellulaire observée. Des éléments de réponse concernant la modification de cette structure cellulaire seront toutefois apportés dans le chapitre suivant.

5.4.3.2 Éléments sur la déviation expérience-théorie

Le manque de correspondance entre l'accroissement expérimental de la taille de cellule et de l'évolution de la longueur d'induction peut trouver sa source dans l'intervention de plusieurs facteurs.

Le premier facteur est lié aux hypothèses mêmes formulées dans chacun des cas ($Z_{\mathrm{Ar}} <$

$Z_{\mathrm{Ar},c}$ et $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$). Ces dernières sont bien adaptées à des dilutions plus éloignées de la dilution critique, mais sont plus discutables lorsque $Z_{\mathrm{Ar}} \approx Z_{\mathrm{Ar},c}$. En effet, l'équivalence des longueurs d'atomisation et d'induction, génère la production d'une quantité de vapeur d'eau difficilement quantifiable expérimentalement. Cette vapeur n'agit pas de façon homogène dans la zone d'induction. Ce type de configuration ne peut être pris en compte avec le code de calcul actuellement utilisé.

Le second de ces facteurs est lié au confinement de la détonation au sein du montage expérimental (abordé dans la Section 5.2.2.1). Ce confinement bloque l'évolution de la taille de la cellule. La Figure 5.3 permet d'isoler les essais subissant l'influence de ce confinement. Les points expérimentaux se situant ainsi dans la zone du "mode locking" peuvent restituer les tendances générales du phénomène observé. Ces tendances sont toutefois totalement masquées si le point expérimental se situe dans la zone de couplage acoustique, où le confinement va fortement influer sur la taille de cellule.

Le dernier facteur provoquant un manque de correspondance est lié à la relation empirique $\lambda = k \times l_i$. Les différentes hypothèses effectuées considèrent un facteur k constant et identique pour tous les mélanges. Or ce facteur est propre au mélange. L'addition de la vapeur d'eau du spray modifie la composition initiale du mélange, modifiant ainsi le facteur k. Ce phénomène peut donc également générer une incertitude supplémentaire, sur la comparaison des λ_w/λ_d face aux l_{iw}/l_{id}, notamment pour de très fortes dilutions.

5.5 Conclusions

L'étude de la propagation d'une détonation dans une atmosphère diphasique éthylène-oxygène diluée par de l'argon et contenant un spray d'eau liquide, a permis de mettre en évidence l'influence du spray sur l'évolution des processus de la détonation.
Nous avons ainsi pu observer l'existence de deux régimes distincts, selon la valeur de la dilution Z_{Ar}, par rapport à une dilution critique $Z_{\mathrm{Ar},c}$. Cette dilution critique est telle que la longueur caractéristique associée à l'atomisation secondaire l_{br}, soit plus grande que la longueur d'induction l_i des processus cinétiques, et ce dans les conditions de la détonation.
Afin d'observer l'interaction du spray avec la détonation, il est nécessaire que les étapes d'atomisation, de transferts thermiques et de vaporisation, se produisent au sein de la zone subsonique, entre le front de choc et la surface sonique moyenne. Cette condition est remplie dans les expériences menées, du fait de l'importance de l'épaisseur hydrodynamique l_{TH}, au moins supérieure à 7λ. Ainsi, la détonation se propage à $D_{\mathrm{CJ},w}$ qui est inférieure à $D_{\mathrm{CJ},d}$, $D_{\mathrm{CJ},w}$ étant le reflet de l'ensemble des processus se produisant sur la

longueur l_{TH}.
Une condition nécessaire à un couplage plus important entre le spray et la détonation, est la nécessité d'atomiser les gouttelettes du spray avant la mise en place des mécanismes de libération d'énergie ($l_{\mathrm{br}} < l_i$). Si cette condition est respectée, la vapeur d'eau produite agit alors directement sur les processus réactionnels, en modifiant et en allongeant les longueurs d'induction et de réaction.
Bien que l'atomisation et la vaporisation soient des phénomènes continus apparaissant dès le passage du choc, les gouttelettes les plus à même d'interagir avec le front de détonation sont celles issues de la rupture de l'intégrité des gouttelettes initiales, qui vont alors avoir les temps d'évaporation les plus courts ($l_{\mathrm{évap}} < l_i$ & $l_{\mathrm{évap}} < l_{\mathrm{br}}$).

À la suite de ces observations, les considérations suivantes ont été utilisées pour décrire l'évolution de la taille de cellule dans les deux régimes.

Cas $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$

— Le mélange initial utilisé dans les calculs des longueurs d'induction est uniquement constitué d'une phase gazeuse réactive : $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar}$. À noter que cette hypothèse néglige la production de vapeur, bien que les processus d'atomisation et de vaporisation des gouttelettes soient en réalité continus, s'initiant très rapidement en aval du choc.

— La détonation se propage à la vitesse théorique $D_{\mathrm{CJ},w}$, calculée pour un mélange $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar} + X\mathrm{H_2O(liq)}$ et contenant une quantité X d'eau liquide à vaporiser.

La Figure 5.16 représente les différentes longueurs caractéristiques de la détonation (l_i, $l_{\mathrm{réac}}$, λ, l_{TH}) et du spray (l_{br} $l_{\mathrm{H_2O(vap)}}$). $l_{\mathrm{H_2O(vap)}}$ représente la distance à partir de laquelle l'influence de la vapeur d'eau devient effective, ici supérieure à $l_{\mathrm{réac}}$.

Cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$

— La totalité du spray s'est évaporée dans le mélange initial. On considère alors le mélange $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{\mathrm{Ar}}\mathrm{Ar} + X\mathrm{H_2O(vap)}$ en première approximation, bien que les processus d'atomisation et de vaporisation ne soient pas instantanés.

— La détonation se propage à la vitesse théorique $\alpha \cdot D_{\mathrm{CJ},w}$, α étant le déficit de célérité expérimental, provenant des effets liés aux pertes pariétales dues au développement des couches limites dynamique et thermique. Ces effets n'ont cependant pas été inclus dans la formulation des équations de conservation du code de calcul décrit dans l'Annexe A.5.

La Figure 5.17 représente l'ensemble des longueurs caractéristiques dans le cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$.

Ces hypothèses permettent d'expliquer correctement le comportement de la détonation à faible dilution en argon ($Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$), mais ne sont pas totalement validées à grande dilution ($Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$), du fait du confinement de la détonation par le montage expérimental. En effet, la taille de cellule s'adapte dans ce cas de façon préférentielle à la taille du tube. Toutefois, les tendances globales dans le cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$ ont été reproduites à l'aide d'outils 0D et 1D, ainsi que par l'utilisation de corrélations expérimentales.

Illustration du cas $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$

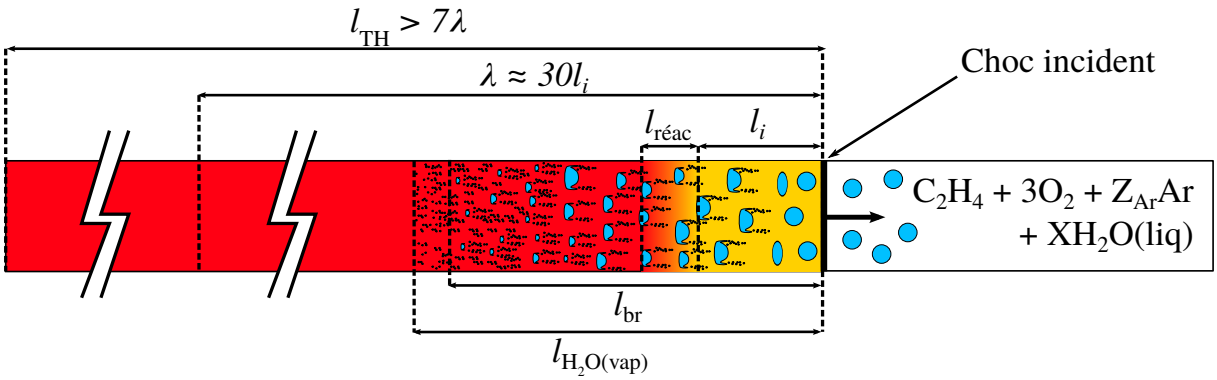


FIGURE 5.16 – Représentation schématique du cas $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$, avec les longueurs caractéristiques de la détonation (l_i, $l_{\mathrm{réac}}$, λ, l_{TH}) et du spray (l_{br}, $l_{\mathrm{H_2O(vap)}}$) par rapport au choc incident. $l_{\mathrm{H_2O(vap)}}$ représente la zone d'action effective de la vapeur d'eau.

Illustration du cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$

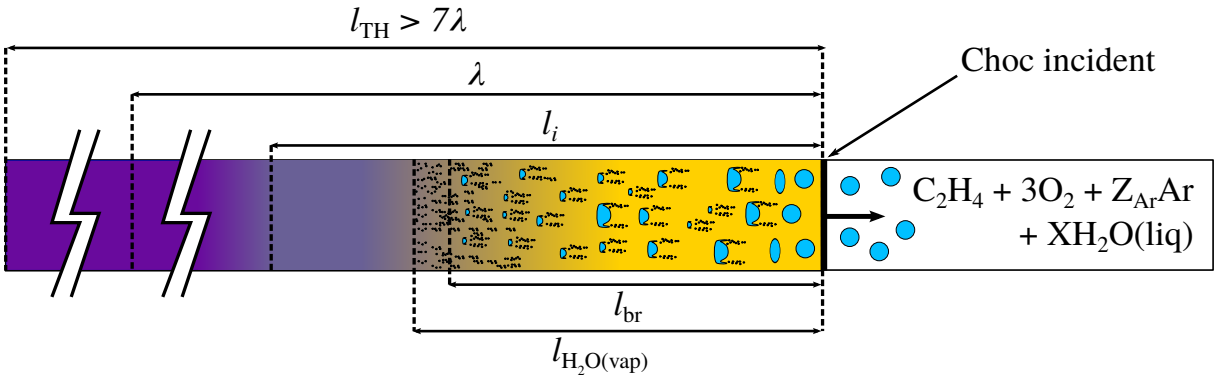


FIGURE 5.17 – Représentation schématique du cas $Z_{\mathrm{Ar}} > Z_{\mathrm{Ar},c}$, avec les longueurs caractéristiques de la détonation (l_i, λ, l_{TH}) et du spray (l_{br}, $l_{\mathrm{H_2O(vap)}}$) par rapport au choc incident. $l_{\mathrm{H_2O(vap)}}$ représente la zone d'action effective de la vapeur d'eau.

Chapitre 6

Étude 2 : Influence du spray sur deux mélanges à structures différentes

Sommaire

6.1 Introduction 130

6.2 Résultats expérimentaux 131

6.2.1 Célérités de détonation 131

6.2.2 Les cellules de détonation 133

6.2.3 Analyse de la pression 140

6.3 Interprétations 144

6.3.1 Comparaison des longueurs théoriques et expérimentales 144

6.3.2 Structure et stabilité des mélanges face au spray 147

6.3.3 Influence de la vapeur d'eau sur la détonation 151

6.3.4 Longueurs d'induction et d'atomisation dans la cellule 152

6.4 Conclusions de l'étude 153

6.1 Introduction

Cette seconde étude vise à analyser le comportement de deux détonations à structures cellulaires différentes suite à l'injection d'un spray. Un mélange gazeux éthylène-oxygène-argon est utilisé pour générer une structure cellulaire régulière, et éthylène-air pour générer une structure irrégulière. La composition du mélange type est la suivante :

$$\Phi C_2H_4 + 3O_2 + ZI + XH_2O(liq)$$

avec $Z = 28$ lorsque l'inerte I est de l'argon et $Z = 11.286$ lorsque I est de l'azote (représentatif de la composition de l'air). La richesse Φ varie de 0.8 à 1.1, pour une pression initiale de 1 atm et une température initiale égale à celle du hall expérimental. Pour ces mélanges, la longueur d'induction chimique est plus grande que les longueurs d'atomisation secondaire et de vaporisation des gouttelettes filles. Le spray utilisé dans cette étude est le même que celui présenté dans le Chapitre 4 et que celui utilisé dans l'étude 1 (voir Chapitre 5). Il est produit par l'atomiseur G1-B ou G1-4. Les quantités X d'eau injectées et fractions massiques Y_{H_2O} associées sont rassemblées dans le Tableau 6.1. Les gammes Y_{H_2O} également présentes dans le Tableau 6.1 représenteront les sprays utilisés au cours de l'étude. L'ensemble des débits et fractions massiques exacts utilisés au cours de cette étude est rassemblé dans l'Annexe A.2.2.

Ar | N_2				Gamme Y_{H_2O} (%)	Type de spray
X		Y_{H_2O} (×100)			
2.5	*0.8*	3.2	*3.4*	**3.3**	peu dense
4.8	*1.9*	6.4	*7.1*	**6.8**	dense
7.0	*2.9*	9.2	*10.6*	**10.0**	très dense
/	*4.0*	/	*13.9*	**13.9**	très dense

TABLEAU 6.1 – Quantités et fractions massiques en eau obtenues dans chaque configuration adoptée, pour les deux mélanges.

La production du spray peut atteindre différentes densités, de peu dense ($Y_{H_2O} = 3.3$ %) à très dense ($Y_{H_2O} \geq 10$ %).

Tout comme dans le cas du chapitre précédent, l'indice d (pour "dry") fera référence à un mélange purement gazeux, et l'indice w (pour "wet") à un mélange contenant de l'eau liquide. De plus, afin de s'assurer des tendances observées, chaque point expérimental représenté est issu de la moyenne de 2 à 3 essais effectués dans les mêmes conditions, où la détonation est observée.

6.2 Résultats expérimentaux

6.2.1 Célérités de détonation

Les célérités moyennes de détonation obtenues au cours des essais sont rassemblées sur la Figure 6.1. Les courbes représentent les célérités théoriques D_{CJ} calculées via Tds, en considérant les mêmes hypothèses que celles évoquées dans la Section 5.2.1. La Figure 6.1.a représente les mélanges dilués à l'argon et la Figure 6.1.b les mélanges dilués à l'azote.

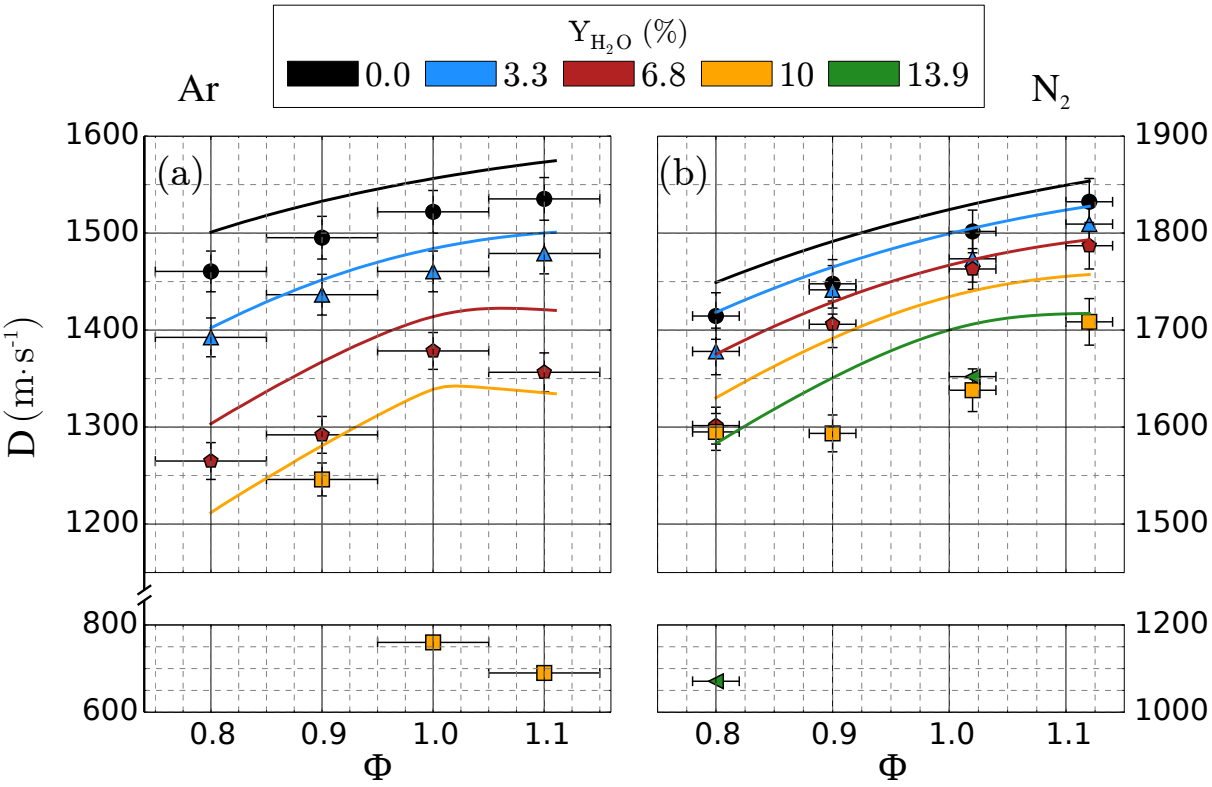


Figure 6.1 – Célérités de détonations expérimentales et théoriques (D) en fonction de la richesse du mélange Φ. La figure (a) représente les résultats obtenus avec une dilution à l'argon, la figure (b) ceux avec une dilution à l'azote. Les symboles représentent les points expérimentaux avec leurs incertitudes et les courbes les valeurs théoriques calculées avec Tds.

L'ordre de grandeur des célérités exposées est fonction de la dilution. Pour les mélanges dilués à l'azote, ces célérités varient entre 1600 et 1850 $m \cdot s^{-1}$, contre seulement 1200 à 1600 $m \cdot s^{-1}$ dans le cas des mélanges dilués à l'argon, et ce pour l'ensemble des densités de spray étudiées.

L'augmentation de la densité du spray diminue la célérité idéale de détonation. Cette célérité reste globalement croissante avec la richesse Φ. Néanmoins, un léger extremum est visible pour les mélanges légèrement riches ($1 < \Phi < 1.1$), dans le cas d'un spray dense

($Y_{H_2O} = 6.8\%$) et très dense ($Y_{H_2O} = 10 - 13.9\%$).
Les célérités expérimentales suivent les mêmes évolutions que les célérités idéales. De plus, les différences entre les célérités idéales et expérimentales sont relativement faibles ($< 50\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$), dans le cas des deux types de diluant pour un spray peu dense, et jusqu'à l'utilisation d'un spray dense dans les mélanges dilués à l'azote. Aucune détonation n'a été observée lors de l'utilisation d'un spray très dense ($Y_{H_2O} = 13.9\%$) dans le cas des mélanges dilués à l'argon. De plus, un seul point de fonctionnement a été obtenu pour un mélange pauvre dilué à l'argon ($\Phi = 0.9$), contenant un spray très dense ($Y_{H_2O} = 10.0\%$). Dans les mélanges dilués à l'azote, un point de fonctionnement similaire est obtenu, avec $Y_{H_2O} = 13.9\%$ et $\Phi = 1.0$.

Les estimations des déficits moyens des célérités expérimentales par rapport aux valeurs théoriques correspondantes $\alpha = D_{\mathrm{exp}}/D_{\mathrm{CJ}}$ sont rassemblées sur la Figure 6.2.

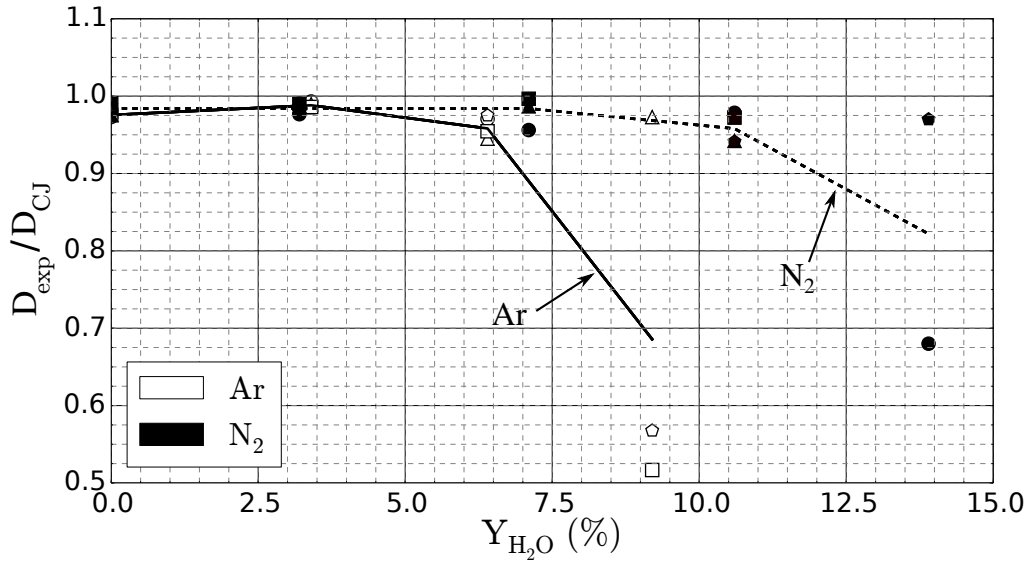


FIGURE 6.2 – Résultats des déficits des célérités expérimentales par rapport aux valeurs théoriques $\alpha = D_{\mathrm{exp}}/D_{\mathrm{CJ}}$, en fonction de la fraction massique en eau injectée Y_{H_2O}. Les courbes correspondent aux tendances moyennes et les symboles aux richesses suivantes : ○ : $\Phi = 0.8$, △ : $\Phi = 0.9$, ⬠ : $\Phi = 1.0$, □ : $\Phi = 1.1$.

Ce déficit augmente avec la densité du spray. L'ajout d'eau va avoir une influence plus importante sur le déficit de célérité pour un mélange dilué à l'argon, par rapport à un mélange dilué à l'azote. Ainsi dans le cas de l'argon, il devient significatif dès $Y_{H_2O} \geq 6.8$ %, contre $Y_{H_2O} \geq 10.0$ % pour les mélanges dilués à l'azote. Il est à noter que nous n'observons pas de différence de déficit de célérité sur la gamme de richesses étudiées, lorsque le même spray est employé.
Dans certains cas particuliers, lors de l'utilisation d'un spray très dense ($Y_{H_2O} \geq 10\%$)

dans les mélanges pauvres dilués à l'argon ($\Phi = 0.8$) et stœchiométriques dilués à l'azote, certains déficits sont très faibles par rapport aux déficits attendus ($D_{\text{exp}} > 0.97 D_{\text{CJ}}$). Ces faibles déficits sont signe d'une détonation non établie, révélant la plus grande difficulté à amorcer une détonation dans ce type de mélange.

Une première conclusion relative à cette analyse est l'existence d'une densité critique de spray nécessaire à l'extinction de la détonation. Le spray doit ainsi dépasser une fraction massique en eau liquide de 10 % dans le cas d'un mélange dilué à l'argon, et 14 % dans le cas d'un mélange dilué à l'azote. De plus, loin du domaine d'extinction, le déficit ne dépend pas de la richesse du mélange.

6.2.2 Les cellules de détonation

6.2.2.1 Les valeurs moyennes

Les tailles moyennes des cellules sont rassemblées dans la Figure 6.3, dans laquelle la loi empirique $\lambda = kl_i$ corrèle dans une bonne mesure l'évolution de la taille de cellule pour les mélanges secs ($Y_{\text{H}_2\text{O}} = 0.0$ %). Le facteur k vaut respectivement 37 pour les mélanges dilués à l'argon (voir Figure 6.3.a) et 43 pour les mélanges dilués à l'azote (voir Figure 6.3.b), sur la gamme de richesses étudiées.

D'après l'analyse de la Figure 6.3, la taille de cellule diminue avec la richesse et augmente avec la densité du spray, et ce pour les deux types de mélanges. De plus, dans le cas des mélanges dilués à l'argon, un palier est présent pour les mélanges riches et secs, ou contenant un spray peu dense.

Les cellules sont initialement plus petites dans le cas des mélanges dilués à l'argon, par rapport à ceux dilués à l'azote (voir Figures 6.3.a et 6.3.b). Cependant, l'addition d'eau liquide aura un impact différent : la taille de cellule augmente beaucoup plus rapidement dans le cas d'une dilution à l'argon. Ainsi, la taille est multipliée par un facteur 4 à 5 pour un spray peu dense, et par un facteur 11 à 13 si un spray dense est utilisé ($Y_{\text{H}_2\text{O}} = 6.8$ %). Dans le cas des mélanges dilués à l'azote, l'augmentation de la taille de cellule n'est que d'un facteur 2 et 4 à 5 lors de l'utilisation des mêmes sprays. Ces évolutions différentes, associées au couplage acoustique, vont permettre aux mélanges d'atteindre des tailles de cellules comparables (pour $Y_{\text{H}_2\text{O}} \geq 6.8$ % avec l'argon et $Y_{\text{H}_2\text{O}} \geq 10$ % avec l'azote).

L'accroissement de la taille de cellule lié à l'augmentation de la densité du spray, est donc contraint par la taille du tube (d_{tube}), entraînant le couplage acoustique de la détonation. Ce couplage concerne principalement les mélanges pauvres ($\Phi \leq 0.9$) contenant un spray

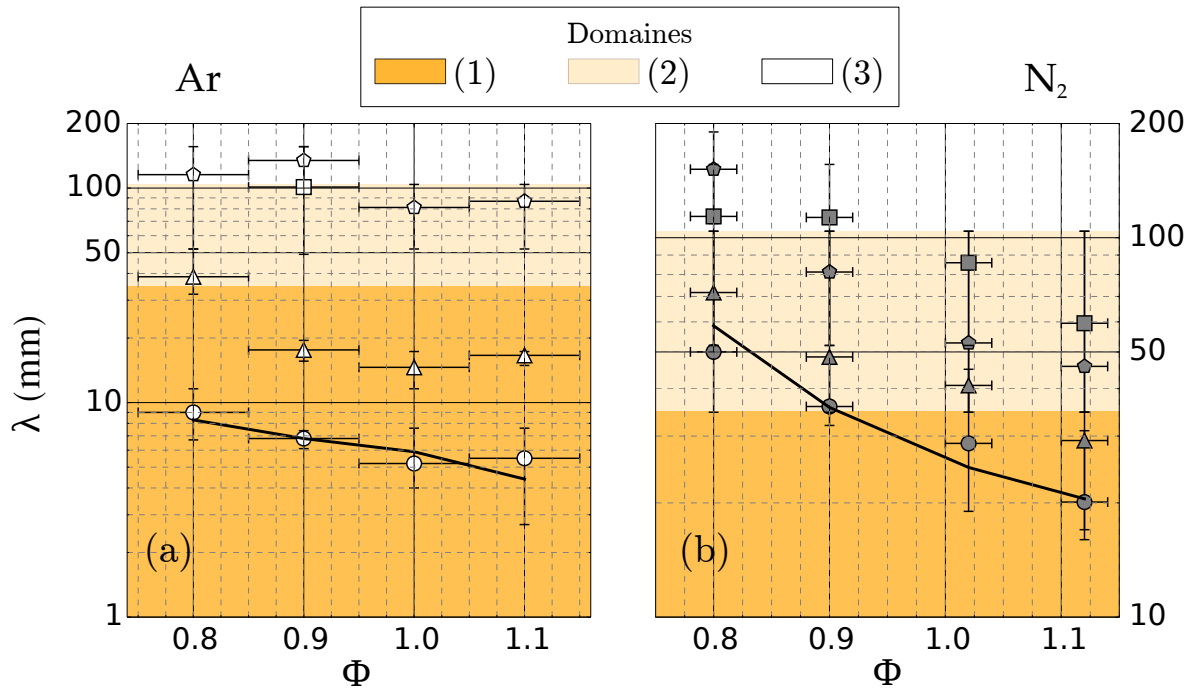


FIGURE 6.3 – Valeurs moyennes des tailles des cellules de détonation λ en fonction de la richesse Φ, avec en (a) les valeurs pour les mélanges dilués à l'argon et en (b) les valeurs pour les mélanges dilués à l'azote. Les symboles représentent les configurations suivantes : ○ : $Y_{H_2O} = 0.0$ % ; △ : $Y_{H_2O} = 3.3$ % ; ⬠ : $Y_{H_2O} = 6.8$ % ; □ : $Y_{H_2O} = 10$ %. Les courbes représentent la loi empirique $\lambda = kl_i$, et les domaines (2) et (3) matérialisent respectivement les zones d'influence du "mode locking" ($\frac{2}{3}\ d_{\text{tube}}$) et du couplage acoustique ($2\ d_{\text{tube}}$).

dense ($Y_{H_2O} = 6.8$ %) à très dense ($Y_{H_2O} = 10$ %), et ce pour les deux types de diluants. Le "mode locking" quant à lui affecte dans une moindre mesure les mélanges riches dilués à l'argon contenant un spray dense ($Y_{H_2O} = 6.8$ %), ainsi que la plupart des mélanges contenant un spray peu dense ($Y_{H_2O} \geq 3.3$ % pour $\Phi \leq 1.0$) et dense ($Y_{H_2O} \geq 6.8$ % pour $\Phi = 1.1$), dans le cas des mélanges dilués à l'azote. Son action principale tend à restreindre la taille de cellule à des dimensions propres au tube ($\frac{2}{3}\ d_{\text{tube}}$ ou d_{tube}).

6.2.2.2 Les structures rencontrées

Les structures cellulaires observées sont illustrées sur la Figure 6.4. Cette figure rassemble les résultats de deux mélanges stœchiométriques dilués à l'argon et à l'azote, pour lesquels différentes densités de sprays sont utilisées.

Les structures cellulaires de la Figure 6.4 illustrent les tailles moyennes des cellules (Section 6.2.2.1). Les cellules de détonation pour les mélanges secs dilués à l'azote sont plus grandes que celles obtenues pour les mélanges dilués à l'argon (Figures 6.4.a et 6.4.f). De plus, augmenter la densité du spray d'eau agrandit la taille moyenne de la cellule, jusqu'à l'extinction de la détonation (Figure 6.4.i). L'augmentation plus importante de la structure cellulaire pour les mélanges à l'argon est mise en évidence (comparaison des Figures 6.4.f et 6.4.h) par rapport aux mélanges dilués à l'azote (comparaison des Figures 6.4.a et 6.4.c). Un défaut d'enfumage des plaques des Figures 6.4.a et 6.4.b est toutefois à noter, menant à une lecture plus difficile de la structure cellulaire.
La structure cellulaire obtenue dans le cas d'une détonation non établie ($\Phi = 1.0$, $Y_{H_2O} = 13.6$ %) est également représentée sur la Figure 6.4.e, à titre purement indicatif.

L'ensemble des figures (excepté les Figures 6.4.f, 6.4.g et 6.4.i) révèle la présence d'une sous-structure au sein de la structure principale de détonation. Cette sous-structure, présente sur l'ensemble de la cellule, voit sa taille augmenter au fur et à mesure de l'avancée dans la cellule principale. Ce phénomène est surtout visible lorsque la cellule principale dépasse 50 mm de hauteur (voir Figure 6.4.c). Le fait que cette sous-structure soit plus ou moins nette est en partie dû au caractère "artisanal" de l'enfumage, ne permettant pas un contrôle uniforme de la quantité de suie déposée. La présence d'une sous-structure est également attestée sur la Figure 6.4.g, dont l'évolution n'est pas aussi marquée.

Une autre configuration de sous-structure cellulaire a également été observée, avec la présence de la "slapping wave" [48]. La Figure 6.5 représente sa formation. Des lignes de points triples se déplacent orthogonalement entre elles, et par rapport au front de détonation. Elles délimitent des surfaces d'ondes de choc incidentes et d'ondes de Mach.

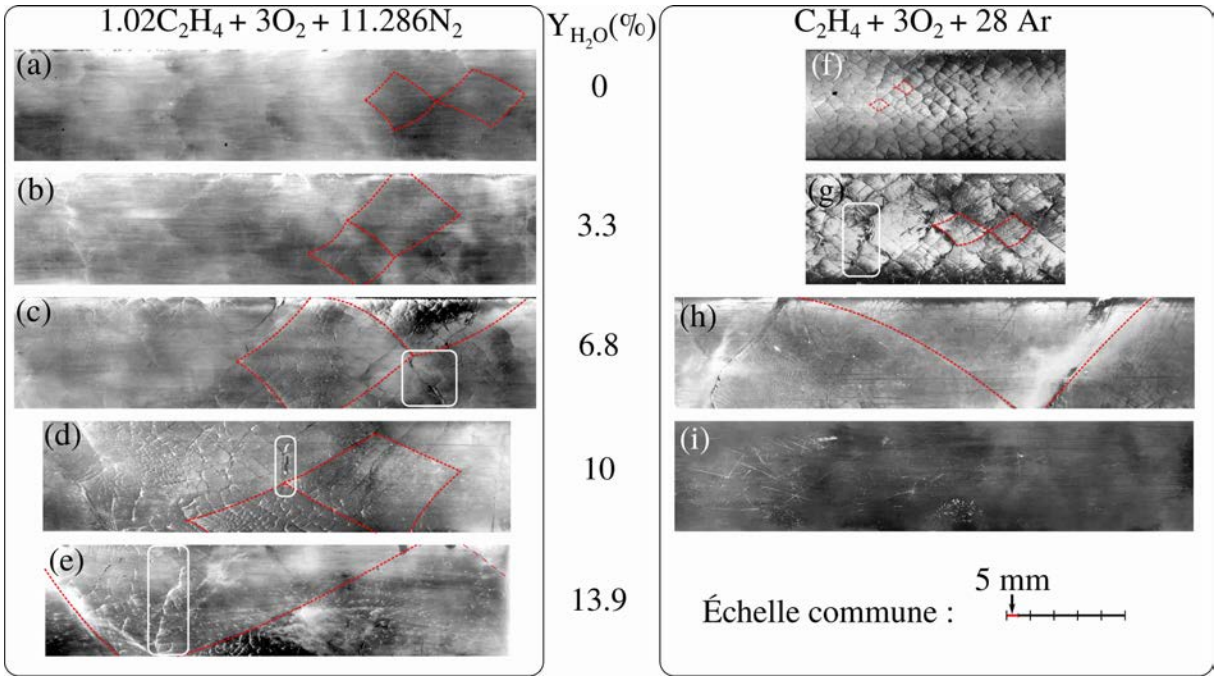


FIGURE 6.4 – Illustration des structures cellulaires observées dans le cas de deux mélanges dilués à l'azote et à l'argon, pour les différentes gammes de densités de spray. Les cellules représentatives de la structure sont en rouge, et la "slapping wave" est indiquée par un encadré blanc.

La slapping wave est alors une ligne de points triples qui va se rapprocher de la plaque (instant t_2 de la Figure 6.5) et impacter le plan de la plaque enfumée. Cet impact engendre alors des surpressions locales au sein de la cellule principale, et par voie de conséquence une sous-structure aval, qui sera plus fine si elle est initialement présente (Figure 6.4.e).

6.2.2.3 Description de la sous-structure

L'utilisation de la caméra ultra-rapide SHIMATZU HPV-2 (fréquence d'acquisition = 1 MHz, 312 × 260 pixels) a permis d'observer la naissance de la sous-structure au sein d'une cellule (voir la Figure 6.6). La mise au point de la caméra est effectuée dans le demi-espace avant de la section du tube, les phénomènes évoluant en champ proche du hublot sont donc nets.

La trajectoire du point triple (en rouge) et le contour du front de détonation (en bleu) sont représentés sur chacune des images, et reportés sur la plaque enfumée, sur laquelle est imprimée la structure cellulaire. La plaque utilisée dans cette figure provient d'un essai réalisé dans les mêmes conditions.
Sur l'ensemble des images, le point triple se déplace du haut vers le bas et est accompagné d'une onde transverse. La forte luminosité de cette onde transverse dans les images (b) à (g) souligne une zone de réaction intense, où des gaz frais choqués (venant de passer la

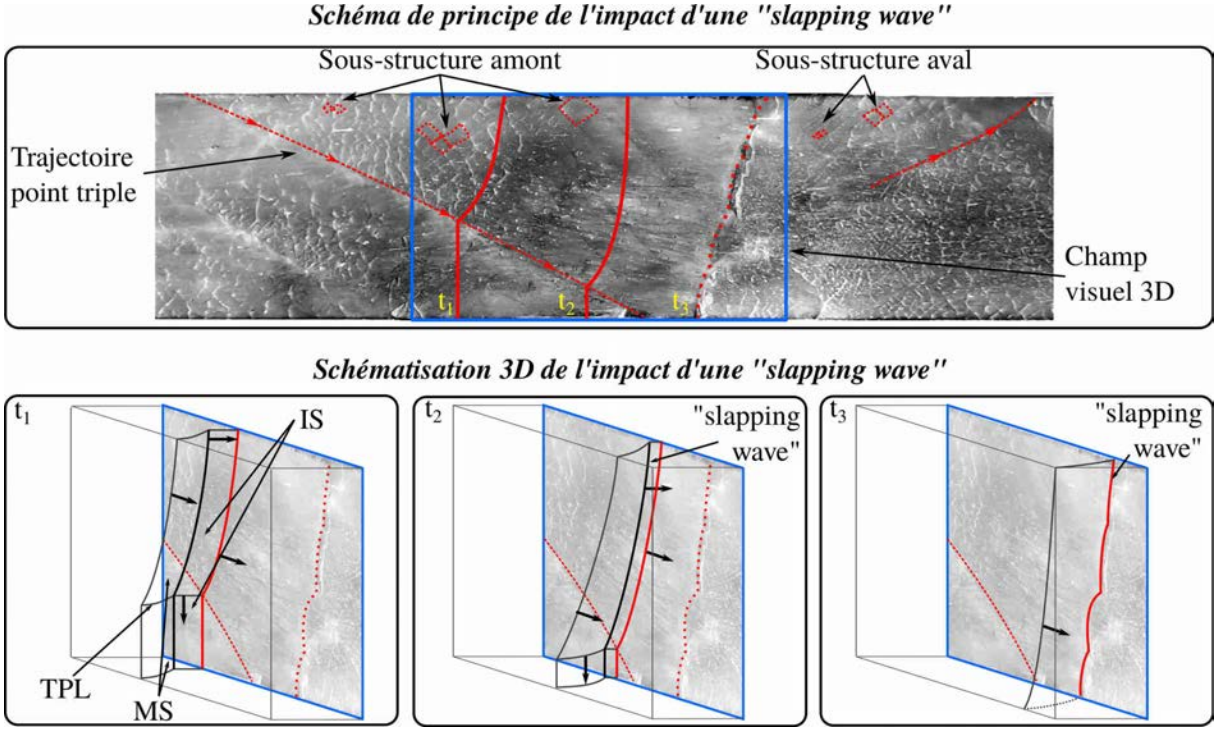


FIGURE 6.5 – Schémas 2D et 3D de l'interaction d'une slapping wave avec le plan de la détonation. t_1, t_2 et t_3 représentent trois temps relatifs aux positions successives du front de détonation. Les flèches représentent les directions de propagations des ondes. Les acronymes font référence à : IS : onde incidente, MS : onde de Mach, TPL : ligne de points triples. Le mélange utilisé est $C_2H_4 + 3O_2 + 13Ar + XH_2O(liq)$ avec $Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ %, représentatif du phénomène décrit.

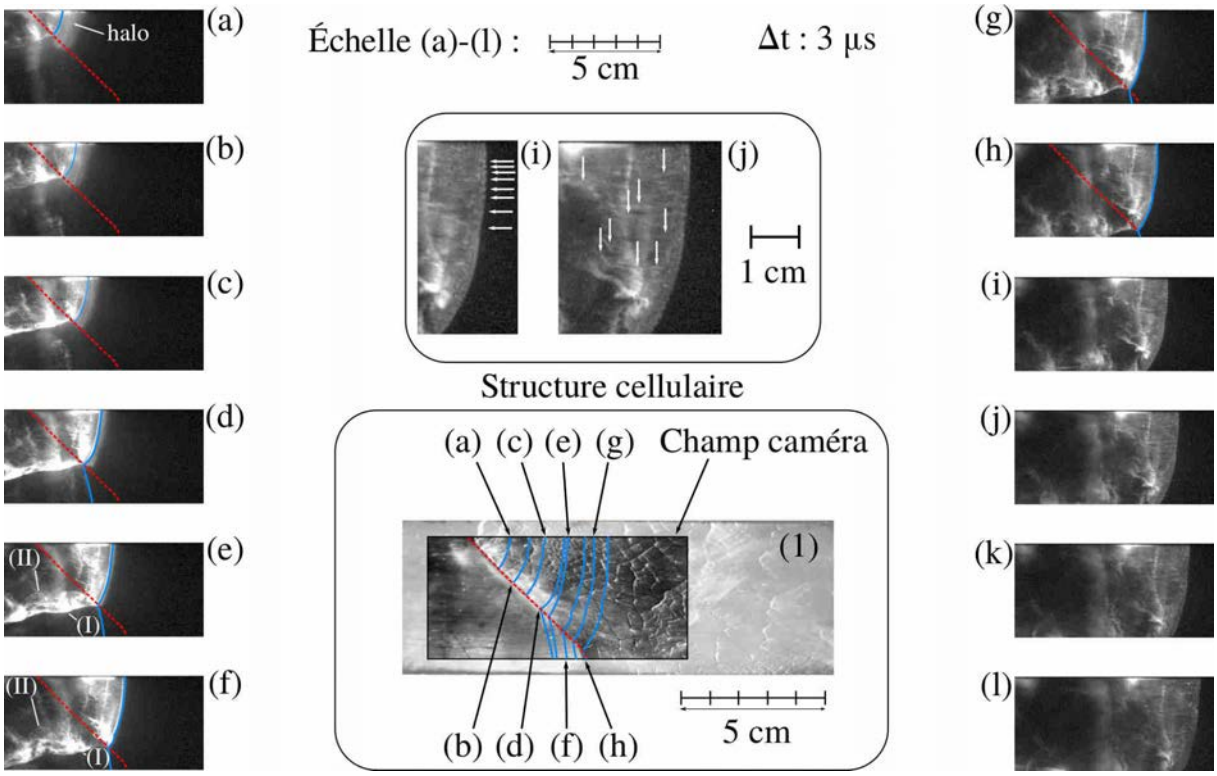


FIGURE 6.6 – Séquence d'images sur la naissance de la sous-structure (a)-(l). La position du front sur chacune des images est corrélée à la structure cellulaire sur la plaque enfumée d'un essai réalisé dans les mêmes conditions. L'essai est effectué avec un mélange $C_2H_4 + 3O_2 + 28Ar + XH_2O(liq)$ avec $Y_{H_2O} = 6.8$ %.

partie inférieure du front de détonation) sont consommés. De plus, les images (e) et (f) montrent les instants de l'interaction de cette onde transverse (indicée (I)) avec une onde transverse venant du bas de l'image (indicée (II)), ce qui ravive la luminosité en aval de cette dernière.

Le déplacement du point triple et de l'onde transverse hors du champ de la caméra permet d'observer la sous-structure, moins lumineuse, à partir de l'image (g). Un agrandissement de l'image (i) permet d'isoler l'apparition de points triples secondaires très proches et repérés par des flèches blanches. Le déplacement de ces points triples et de leurs ondes transverses génère en aval du front de détonation des traces parallèles entre elles (flèches sur l'agrandissement de l'image (j)). Bien que ces traces soient probablement liées au rayonnement des gaz brûlés par compression, elles sont similaires aux traînées de particules observées par Fedorov et Kratova [35]. Ces traînées apparaissent en aval du front de détonation, suite à la ségrégation préférentielle des particules (voir Figure 2.20 dans la Section 2.3).

Le halo en amont du repère du front de détonation dans les images (a)-(e) est dû à la structure tridimensionnelle de la détonation, dont l'illustration est représentée sur la Figure 6.7.

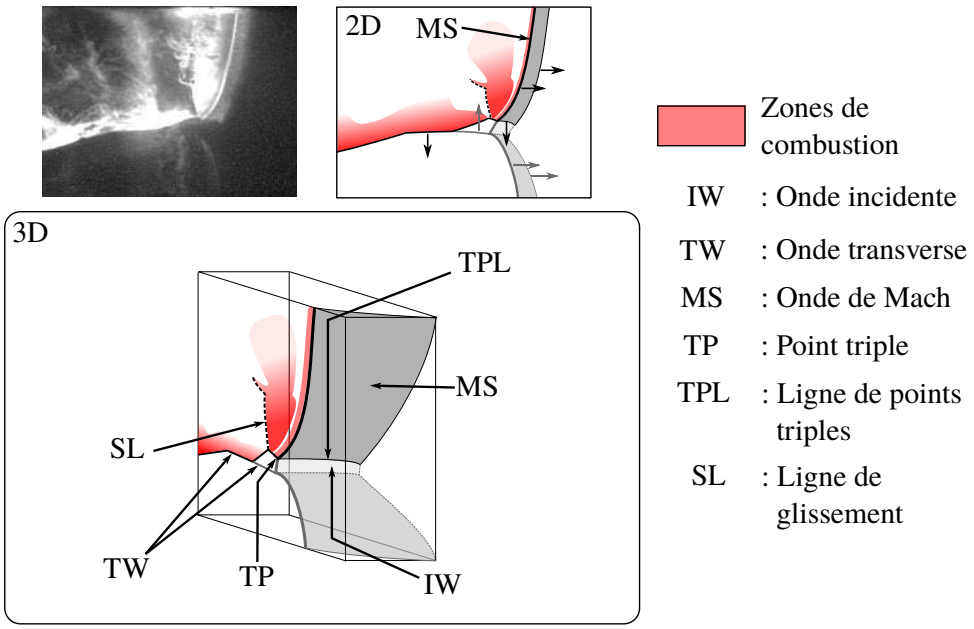


Figure 6.7 – Représentations schématiques 2D et 3D de la structure de la détonation, capturée par visualisation ultra-rapide. Un agrandissement de l'image (d) de la Figure 6.6 sert d'illustration. Les flèches sur la représentation 2D montrent les directions de propagation des ondes.

Les schémas 2D et 3D de la Figure 6.7 permettent d'analyser en détail la structure de la détonation intervenant autour du point triple. Sur l'agrandissement de l'image, l'onde de

Mach (notée MS dans le schéma 2D) est très nette et proche du hublot. Cette schématisation est analogue à celle effectuée par KIYANDA et HIGGINS [63], dans le cas d'une détonation ayant un seul point triple se propageant dans un canal rectangulaire.
Par ailleurs, les images (e) et (f) de la Figure 6.6 ont mis en évidence l'interaction de l'onde transverse attachée au point triple principal avec une seconde onde transverse, moins importante, se déplaçant du bas vers le haut. Cette seconde onde transverse représentée sur la Figure 6.7, est générée par un point triple plus faible.

Le schéma 3D du front de détonation de la Figure 6.7 inclut ces différents éléments, en représentant les deux plans de fronts incidents ainsi que le plan de Mach, délimités par deux lignes de points triples. L'interaction des ondes transverses en aval du front incident est discernable sur l'image (d). La ligne de glissement liée à la progression du point triple est également visible et représentée sur le schéma 3D. Par ailleurs, plusieurs zones de combustion sont présentes. La première est très fine et attachée au front incident supérieur. La seconde, entre la ligne de glissement et le front incident supérieur, est bien plus importante et plus lumineuse, tout comme celle présente au-dessus de l'onde transverse. Il est probable que ces zones de combustion aient également une structure 3D, mais il est difficile de la discerner du fait du rayonnement des gaz brûlés.

6.2.3 Analyse de la pression

6.2.3.1 Évaluation des pressions expérimentales

La Figure 6.8 rassemble les pressions expérimentales P_{exp} évaluées pour chacun des essais, ainsi que les valeurs théoriques P_{CJ} correspondantes.

Les pressions théoriques P_{CJ} représentées par les courbes dans la Figure 6.8 ont un comportement similaire aux célérités théoriques présentées précédemment. L'ajout du spray au mélange initial et l'augmentation de sa densité diminuent les niveaux de pression théoriques calculés, dans le cas des mélanges dilués à l'argon, et des mélanges pauvres dilués à l'azote ($\Phi \leq 0.95$). Les pressions théoriques sont également plus importantes dans le cas des mélanges dilués à l'azote (Figure 6.8.b) par rapport à ceux dilués à l'argon (Figure 6.8.a). De plus, elles augmentent avec la richesse Φ, lorsque le mélange ne contient pas de spray ou un spray peu dense ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 3.3$ % dans la Figure 6.8.a) à dense ($Y_{\mathrm{H_2O}} = 6.8$ % dans la Figure 6.8.b). La pression atteint un maximum pour des mélanges riches ($\Phi \approx 1.05$), lorsque la densité du spray est encore accrue, et ce pour les deux types de diluant. Les variations de pressions théoriques suivant la densité du spray sont plus importantes avec les mélanges dilués à l'argon (Figure 6.8.a), atteignant 4 à 5 bar, contre

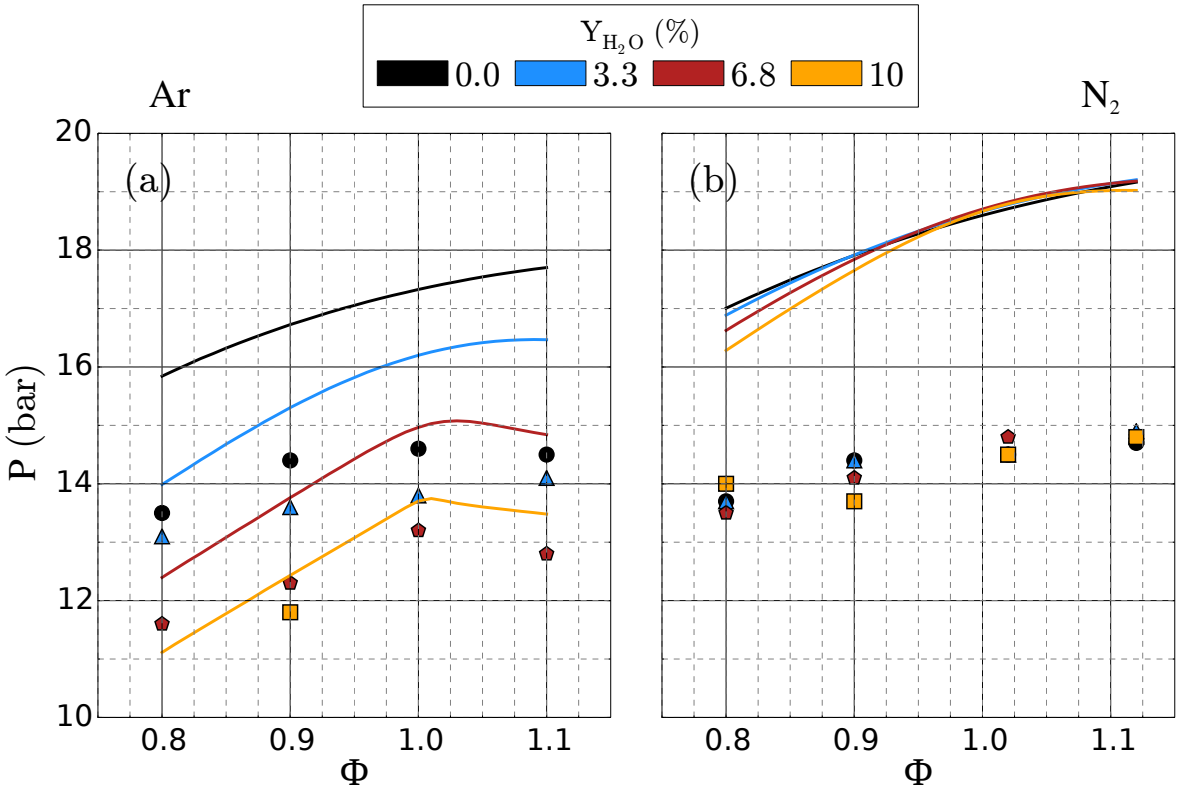


FIGURE 6.8 – Résultats des pressions expérimentales et théoriques P en fonction de la richesse Φ du mélange considéré. La sous-figure (a) représente les résultats des mélanges dilués à l'argon, la sous-figure (b) celle des mélanges dilués à l'azote. Les symboles représentent les points expérimentaux avec leurs incertitudes, et les courbes les valeurs théoriques calculées avec TDS. L'axe des ordonnées est commun aux deux sous-figures.

moins de 1 bar dans le cas des mélanges dilués à l'azote (Figure 6.8.b).

Les pressions expérimentales ont un comportement analogue aux pressions théoriques. En effet, les pressions expérimentales relevées augmentent avec la richesse, mais dans une moindre mesure que les pressions théoriques. Le comportement des mélanges dilués par de l'argon est également différent, par rapport à celui des mélanges dilués par de l'azote. Les variations en fonction de la richesse sont de seulement 1 à 2 bar entre $\Phi = 0.8$ et $\Phi = 1.1$, contre 2.5-3 bar pour les pressions théoriques, et ce pour tous les mélanges étudiés. L'addition d'un spray d'eau diminue également les niveaux de pression, principalement pour les mélanges dilués à l'argon (Figure 6.8.a). À richesse fixée, la variation des pressions expérimentales est de l'ordre de 2 bar, entre les deux fractions massiques en eau extrémales ($Y_{H_2O} = 0.0$ % et $Y_{H_2O} = 6.4$ %). Ces variations sont quasiment absentes dans le cas des mélanges dilués à l'azote, pour lesquels les pressions expérimentales suivent le même comportement que celui des pressions théoriques.

Y_{H_2O} (%)	0.0	3.3	6.8	10
Argon	0.84	0.88	0.89	/
Azote	0.79	0.79	0.79	0.8

TABLEAU 6.2 – Déficits de pression P_{exp}/P_{CJ} entre les données expérimentales et théoriques, dans le cas des différentes fractions massiques en eau Y_{H_2O}, pour les deux diluants.

Les Figures 6.8.a et 6.8.b montrent également l'écart notable entre les pressions expérimentales et théoriques. Ce comportement tranche avec les tendances évoquées pour les célérités (Section 6.2.1). Cet écart entre la théorie et l'expérience est souligné par le calcul des déficits P_{exp}/P_{CJ}, rassemblés dans le Tableau 6.2, pour chaque mélange et pour différentes fractions massiques en eau Y_{H_2O}. Ce déficit est constant et indépendant de la densité du spray, dans le cas des mélanges dilués à l'azote. Il devient légèrement croissant avec l'augmentation de la densité du spray, dans le cas des mélanges dilués à l'argon. Ces résultats confirment partiellement l'observation effectuée par DESBORDES et al. [30], considérant le déficit P_{exp}/P_{CJ} comme propre à la géométrie du tube. Les essais effectués dans le cadre de cette étude montrent que ce ratio est également dépendant du diluant utilisé.
Par ailleurs, les figures de l'Annexe A.6 révèlent également la validité de la relation $P/\rho_0 \approx D^2$, et ce indépendamment du mélange utilisé.

6.2.3.2 Évaluation de l'épaisseur hydrodynamique

Les évaluations de l'épaisseur hydrodynamique pour chaque cas étudié sont rassemblées dans le Tableau 6.3. La méthode employée (utilisée dans le chapitre précédent) est présentée dans l'Annexe A.4.

Argon			
Y_{H_2O} (%)	3.3	6.8	10
$\Phi = 0.8$	86	100	/
$\Phi = 0.9$	77	134	111
$\Phi = 1.0$	65	107	/
$\Phi = 1.1$	63	104	/

Azote				
Y_{H_2O} (%)	0.0	3.3	6.8	10
$\Phi = 0.8$	61	69	123	84
$\Phi = 0.9$	45	64	54	65
$\Phi = 1.0$	42	50	45	72
$\Phi = 1.1$	57	54	57	79

TABLEAU 6.3 – Épaisseurs hydrodynamiques l_{TH} (en cm) obtenues dans le cas des différentes richesses Φ étudiées, pour les mélanges dilués à l'argon et à l'azote, en fonction de la densité du spray Y_{H_2O}.

Cette méthode diffère légèrement de celle présentée par JARSALÉ et al. [55], surestimant dans notre cas les épaisseurs hydrodynamiques pour les mélanges dilués à l'azote. Néanmoins, ces dernières sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans le cas de l'étude précédente (voir Section 5.2.3.2). De même que dans le chapitre précédent, il n'est pas possible de déterminer cette épaisseur pour les mélanges à petite structure cellulaire ($\lambda < 20$ mm). L'épaisseur hydrodynamique n'est donc pas évaluée dans le cas des mélanges dilués à l'argon sans spray.
Les mesures du Tableau 6.3 montrent des épaisseurs hydrodynamiques de 40 à 60 cm pour les mélanges dilués à l'azote, et 60 à 90 cm pour les mélanges dilués à l'argon. Ces dernières s'agrandissent avec l'addition du spray d'eau et l'augmentation de sa densité. L'épaisseur hydrodynamique peut alors dépasser le mètre de longueur dans le cas des mélanges contenant un spray dense.
L'impact de la richesse est moins marqué. Son augmentation génère une légère décroissance de l'épaisseur hydrodynamique suivi d'un accroissement, pour les mélanges dilués à l'azote. L'augmentation de la richesse génère une décroissance monotone dans le cas des mélanges dilués à l'argon.

Avec l'évaluation des tailles moyennes de cellules exposée dans la Section 6.2.2.1, il est possible d'évaluer l'épaisseur hydrodynamique adimensionnée par la taille de cellule l_{TH}/λ. Les valeurs sont rassemblées dans le Tableau 6.4.

L'épaisseur hydrodynamique mesure alors 10 à 20 λ dans le cas des mélanges secs dilués à

Argon			
Y_{H_2O} (%)	3.3	6.8	10
$\Phi = 0.8$	22	9	/
$\Phi = 0.9$	44	10	11
$\Phi = 1.0$	44	13	/
$\Phi = 1.1$	38	12	/

Azote				
Y_{H_2O} (%)	0.0	3.3	6.8	10
$\Phi = 0.8$	12	10	8	7
$\Phi = 0.9$	13	13	7	6
$\Phi = 1.0$	15	12	9	8
$\Phi = 1.1$	28	19	12	13

TABLEAU 6.4 – Épaisseurs hydrodynamiques adimensionnées par la taille de cellule l_{TH}/λ, obtenues dans le cas des différentes richesses Φ étudiées, pour les mélanges dilués à l'argon et à l'azote, en fonction de la densité du spray Y_{H_2O}.

l'azote, et jusqu'à 44 λ dans le cas des mélanges dilués à l'argon. L'ajout du spray et l'augmentation de sa densité génèrent néanmoins une réduction du ratio l_{TH}/λ, ne mesurant plus que 6 à 13 λ et ≈ 10 λ pour les mélanges contenant un spray dense ($Y_{H_2O} = 10$ %), dilués à l'azote et à l'argon respectivement.

L'évaluation du ratio l_{TH}/λ est du même ordre de grandeur que les valeurs exposées dans la Section 5.2.3.2 dans le chapitre précédent. Ces dernières restent toutefois supérieures aux ordres de grandeur de la littérature, faisant état d'épaisseurs hydrodynamiques ne dépassant pas 10 λ [32].

6.3 Interprétations

6.3.1 Comparaison des longueurs théoriques et expérimentales

6.3.1.1 Comparaison des longueurs d'atomisation secondaire et d'induction

À la suite du passage du front incident, les gouttelettes du spray vont subir le processus d'atomisation secondaire. Afin d'estimer la longueur associée l_{br} ainsi que la longueur d'évaporation $l_{évap}$, le choc est considéré comme se propageant à $D_{CJ,w}$. Les ordres de grandeur de ces longueurs pour une richesse Φ allant de 0.8 à 1.1 sont rassemblés dans le Tableau 6.5, pour les trois densités de spray et les deux dilutions à l'argon et à l'azote.

La longueur d'atomisation est globalement constante pour les deux types de dilutions. De plus, la longueur d'induction l_i calculée dans les mélanges secs pour $D = D_{CJ,w}$, est plus grande que la longueur d'atomisation moyenne $l_{br,moy}$ et la longueur d'évaporation moyenne $l_{évap,moy}$. La longueur d'évaporation devient plus importante que la longueur d'atomisation pour les mélanges dilués à l'argon, mais reste plus petite que la longueur d'induction. La totalité du spray sera donc évaporée au sein de la zone d'induction. On a

Diluant	Argon			Azote			
Y_{H_2O} (%)	3.3	6.8	10	3.3	6.8	10	13.9
$l_{br,moy}$ (mm)		0.21			0.18		
$l_{évap,moy}$ (mm)	0.2	0.4	0.7	0.07	0.08	0.1	0.1
l_i (mm)	0.3-0.7	0.8-5.5	6-108	0.8-3.0	1.7-8.7	4-25	9-70

TABLEAU 6.5 – Longueurs caractéristiques du spray ($l_{br,moy}$, $l_{évap,moy}$) et d'induction l_i, calculées pour les différentes densités de spray Y_{H_2O} dans les mélanges dilués à l'argon et à l'azote, sur toute la gamme de richesse $\Phi \in [0.8; 1.1]$.

de ce fait :

$$l_i > l_{br} > l_{évap} \quad \text{pour } N_2 \tag{6.1}$$

$$l_i > l_{br} \ \& \ l_{évap} \quad \text{pour Ar} \tag{6.2}$$

6.3.1.2 Évolution de la taille de cellule avec l'addition d'eau

Les éléments afin d'estimer les longueurs d'induction en présence de vapeur d'eau l_{iw} à partir des profils ZND sont décrits ci-dessous.

- La célérité de détonation est $D = \alpha \times D_{CJ,w}$ avec $\alpha = (D_{exp}/D_{CJ,w})_{moy}$, le déficit de célérité moyen observé entre les célérités expérimentales et théoriques, à densité de spray fixée et sur toute la gamme de richesse étudiée.
- Le mélange initial est : $\Phi C_2H_4 + 3O_2 + ZI + XH_2O(vap)$ avec I le diluant (soit l'argon avec $Z = 28$ ou l'azote avec $Z = 11.286$), et X la quantité d'eau contenue dans le spray.

Les déficits moyens de célérité $1-\alpha$ sont rassemblés dans le Tableau 6.6. Ces derniers sont dans l'ensemble plus importants dans le cas des mélanges dilués à l'argon par rapport à ceux dilués à l'azote. Sur la même gamme de densité de spray d'eau ($Y_{H_2O} = 0.0$ à 6.8 %), les déficits en célérité augmentent pour les mélanges dilués à l'argon et restent faibles et constants dans le cas des mélanges dilués à l'azote.

Y_{H_2O} (%)	0.0	3.3	6.8	10
Argon	2.4	1.2	4.0	/
Azote	1.6	1.6	1.6	4.2

TABLEAU 6.6 – Déficits des célérités expérimentales $1-\alpha$ (en %) issus des données de la Figure 6.2, pour les deux diluants utilisés et en fonction de la densité du spray Y_{H_2O}.

Les ratios l_{iw}/l_{id} sont représentés dans la Figure 6.9, pour les mélanges dilués à l'argon (6.9.a) et à l'azote (6.9.b). Les domaines du "mode locking" (domaine 2) et de l'"acoustic

coupling" (domaine 3) y sont également représentés.

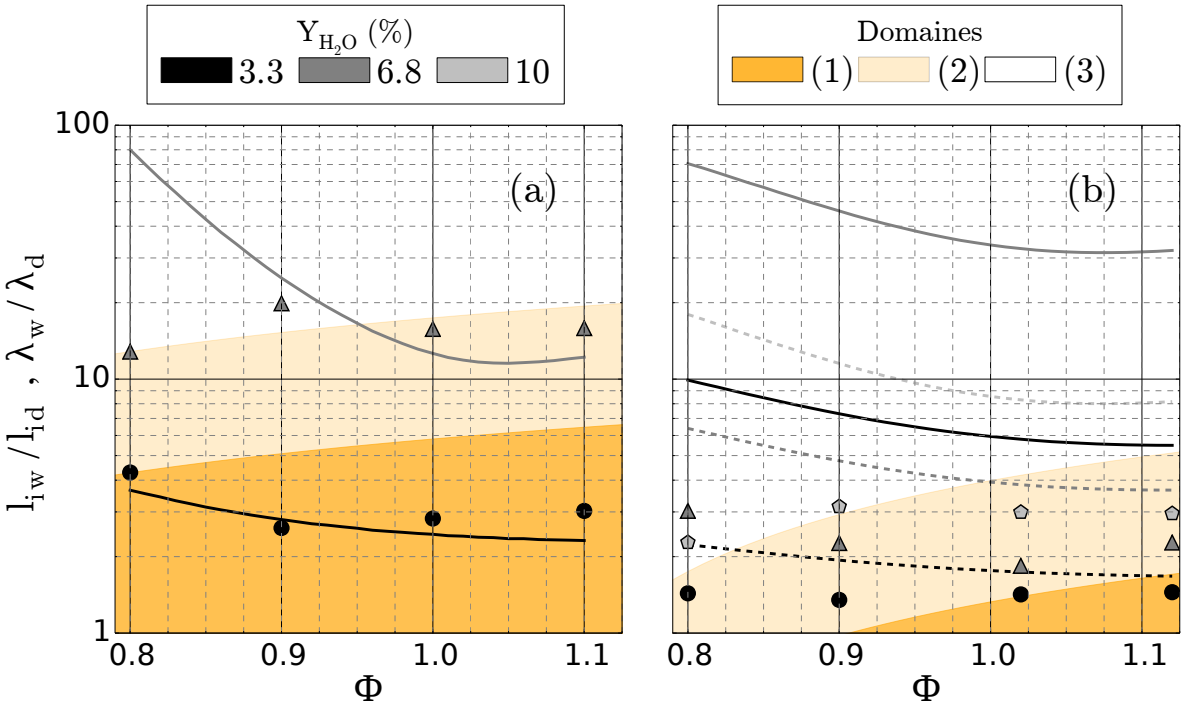


FIGURE 6.9 – Comparaison de l'évolution de la taille de cellule λ et de la longueur d'induction l_i, liée à l'ajout du spray, en fonction de la richesse Φ, pour les mélanges dilués à l'argon (a) et à l'azote (b). Les courbes représentent les ratios des longueurs d'induction l_{iw}/l_{id} et les symboles les ratios λ_w/λ_d. Le domaine (3) est lié au fort couplage acoustique de la détonation avec son confinement, et le domaine (2) au "mode locking". Les courbes en pointillés dans (b) ne considèrent pas de déficit de célérité dans l'estimation des longueurs d'induction.

D'après la Figure 6.9.a, les rapports l_{iw}/l_{id} et λ_w/λ_d concordent pour les mélanges dilués à l'argon, dans le cas où le déficit en célérité est pris en compte dans le calcul de l_{iw}. Cependant, la spécificité du "mode locking" et du couplage acoustique (domaines 2 et 3) de la détonation avec le tube, ne permet pas de rendre compte de l'évolution de la taille des cellules (voir $Y_{H_2O} = 6.8$ %), qui reste ici limitée, voire bridée par la taille du tube.

Les observations précédentes sont également valables dans la Figure 6.9.b, pour les mélanges dilués à l'azote. En effet, les rapports l_{iw}/l_{id} et λ_w/λ_d concordent dans le domaine (1) (voir $\Phi \geq 1.0$, $Y_{H_2O} = 3.3$ %), pour une célérité de détonation égale à celle de l'état CJ diphasique $D_{CJ,w}$. Aucun déficit n'a été pris en compte ($\alpha = 1$, voir Figure 6.2). Cet accord se dégrade dans les domaines (2) et (3) relatifs à l'influence du "mode locking" et du couplage acoustique.

6.3.2 Structure et stabilité des mélanges face au spray

6.3.2.1 Caractérisation de la régularité des mélanges

La régularité de la structure cellulaire est caractérisée par l'énergie d'activation E_a/RT_{VN} évaluée à l'état post-choc ainsi que par le facteur de stabilité χ [79]. Le facteur χ est de la forme suivante :

$$\chi = \frac{E_a}{RT_{VN}} \times \frac{l_{réac}}{l_i} \tag{6.3}$$

Il est fonction de l'énergie d'activation réduite, de la longueur de réaction $l_{réac}$ et d'induction l_i.

La longueur de réaction est évaluée à partir des profils de thermicité $\dot{\sigma}$ (Section 1.1.2.3), tel que $\dot{\sigma}/\dot{\sigma}_{max}$ dépasse 0.01, $\dot{\sigma}_{max}$ étant le maximum de thermicité. L'énergie d'activation réduite est quant à elle estimée grâce à la méthode exposée par Ng et Zhang [79]. Elle consiste à déterminer les températures post-choc et temps d'induction dans le cas d'une détonation se propageant à $(1.00 \pm 0.01)\, D_{CJ}$ (indicé 1 et 2), afin d'estimer l'énergie d'activation réduite avec l'expression :

$$\frac{E_a}{RT_{VN}} = \frac{1}{T_{VN}} \times \frac{\ln(\tau_2) - \ln(\tau_1)}{1/T_1 - 1/T_2} \tag{6.4}$$

Les temps d'inductions peuvent être déterminés à partir des longueurs d'inductions : $\tau_i = l_i/(D_{CJ} - u_{CJ})$.

L'emploi de célérités variant de 1 % par rapport à D_{CJ} permet d'après Ng et Zhang d'obtenir une bonne évaluation des énergies d'activation, dans le cas des mélanges dilués à l'argon. Cette méthode sera appliquée à l'identique pour les mélanges dilués à l'azote.

Les Figures 6.10 et 6.11 rassemblent les énergies d'activation réduites et les facteurs de stabilité en fonction de la richesse, pour différentes fractions massiques d'eau sous forme de vapeur.

Les énergies d'activation réduites de la Figure 6.10 pour les mélanges dilués à l'argon sans spray sont inférieures à 6.5 (7.5 d'après [98]). Les évaluations de l'énergie d'activation des mélanges dilués à l'azote ne contenant pas de spray sont comprises entre 12 et 17.5, légèrement supérieures aux valeurs de la littérature (10-12.5 pour $0.8 < \Phi < 1.2$ d'après [98]). L'ensemble de ces valeurs sont en accord avec le critère de Manzhalei [75], définissant une énergie d'activation réduite minimale ($E_a/RT_{VN} \approx 6.5$) nécessaire à l'existence d'une sous-structure. Cette sous-structure est constatée pour les mélanges dilués à l'azote (voir Section 6.2.2.2) et pour les mélanges contenant un spray d'eau (voir $Y_{H_2O} = 6.8$ % Figures 6.10.a et 6.10.b). De plus, elle est bien absente dans les mélanges secs dilués à l'argon.

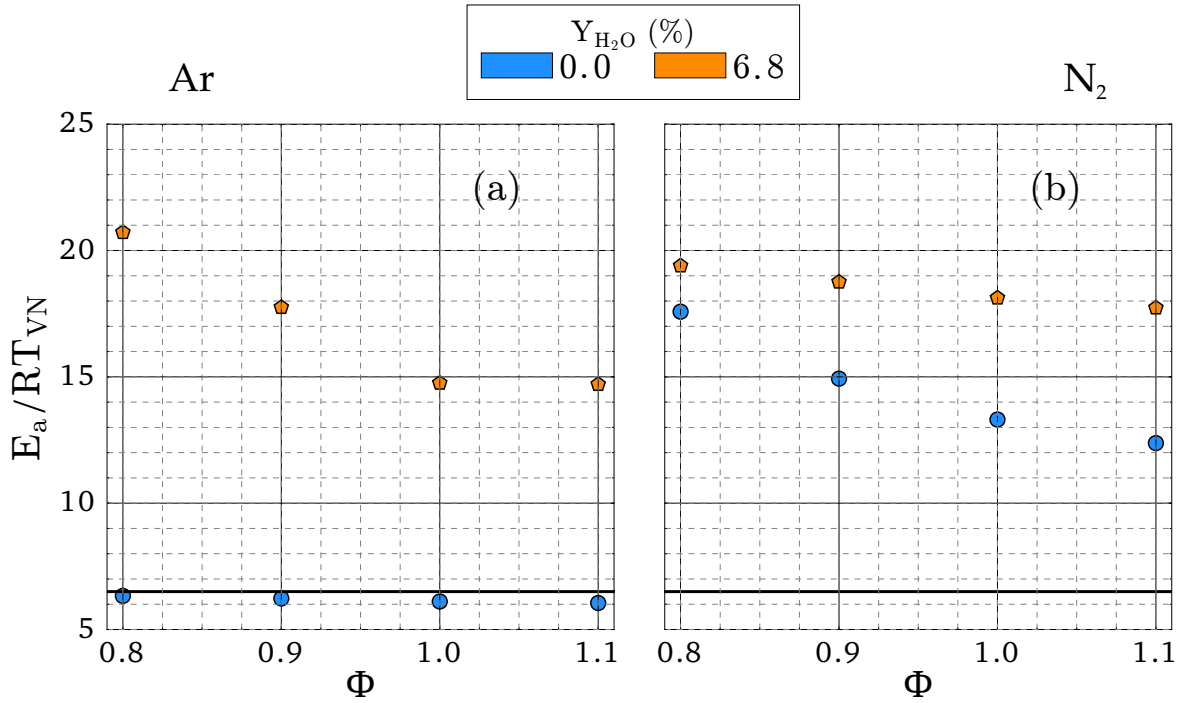


FIGURE 6.10 – Comparaison des énergies d'activation réduites E_a/RT_{VN} en fonction de la richesse Φ, pour les mélanges dilués à l'argon (a) et à l'azote (b). La droite représente la valeur critique $E_a/RT_{VN} = 6.5$ définie par MANZHALEI [75].

Les valeurs des énergies d'activation réduites sont similaires ($\approx 15-20$) pour des mélanges contenant un spray, et ce quelque soit la dilution. Ceci est en accord avec la similitude des sous-structures dans les Figures 6.4.c et 6.4.h, où la sous-structure initialement fine et de petite taille au début, s'agrandit au fur et à mesure du tracé de la cellule principale.

La Figure 6.11 quantifie le facteur de stabilité χ pour les différents mélanges, en fonction de la richesse Φ. Une transition nette du comportement de la détonation dans les mélanges dilués à l'argon est observable. En effet, les mélanges initialement sans spray sont en dessous du domaine (1), marquant le domaine de stabilité neutre. Cette position signifie que la détonation n'exhibe pas d'instabilités longitudinales lors de calculs 1D.
Les mélanges dont le facteur de stabilité est situé sous ce domaine sont dits réguliers. Ainsi seuls les mélanges dilués à l'argon initialement secs sont réguliers. L'addition du spray d'eau change alors leur nature pour les rendre fortement irréguliers ($\chi > 15$), provoquant une augmentation du facteur de stabilité de l'ordre de 15 à 80. Expérimentalement, cette modification importante de la stabilité est observée par la forte perte de régularité de la structure cellulaire (voir Figures 6.4.f, 6.4.g, 6.4.h).
Ce changement de comportement n'est pas observé dans le cas des mélanges dilués à l'azote, dont la structure cellulaire est déjà irrégulière dans les mélanges secs. Le facteur de stabilité augmente seulement d'un facteur 3 à 5 lors de l'ajout du spray d'eau.

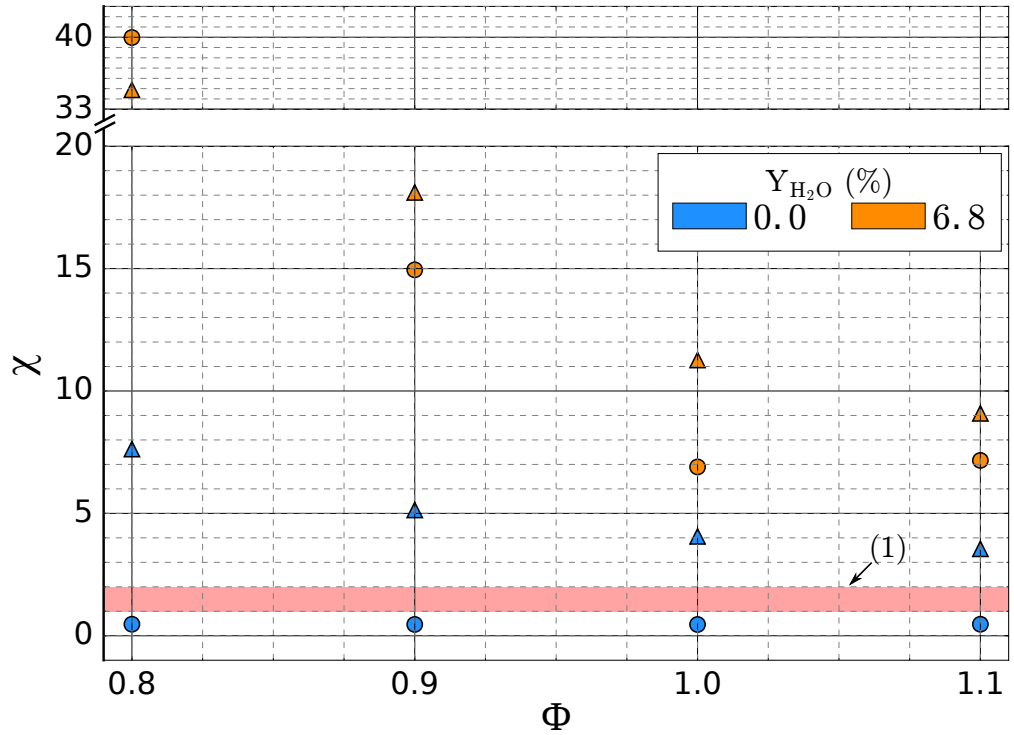


FIGURE 6.11 – Comparaison des facteurs de stabilité χ en fonction de la richesse Φ, pour les mélanges dilués à l'argon (○) et à l'azote (△). La zone (1) représente le domaine neutre de stabilité (d'après [79]).

Cette analyse des énergies d'activation réduites et des résultats expérimentaux montre bien la présence d'une sous-structure pour des énergies d'activations $E_a/RT_{VN} > 6.5$ (d'après le critère de MANZHALEI [75]). De plus, cette dernière corrèle également l'augmentation de l'irrégularité cellulaire au facteur de stabilité χ, comme suggéré par RADULESCU [89] dans le cas des détonations gazeuses.

6.3.2.2 Influence de la structure cellulaire sur les pertes

Synthèse des comportements Dans cette étude, la longueur liée aux phénomènes d'atomisation secondaire et de vaporisation des gouttelettes filles est courte devant les longueurs d'induction et de réaction. L'ensemble des interactions entre la phase gazeuse réactive et la phase dispersée liquide inerte, qui sont des processus endothermiques, va induire une baisse de célérité de détonation, de $D_{CJ,d}$ à $D_{CJ,w}$. Pour les calculs de profils ZND, l'eau est donc considérée sous forme vapeur uniquement. Les différences entre les deux dilutions sont rappelées ci-après.

$$\textbf{Mélange } \Phi C_2H_4 + 3O_2 + 28Ar + XH_2O(liq)$$

— La limite de détonabilité est atteinte avec un spray de densité $Y_{H_2O} \approx 10$ %.

— Les déficits de célérité augmentent avec la densité du spray.

— La prise en compte de ce déficit permet de corréler l'évolution de la longueur d'induction l_{iw} avec celle de la taille de cellule λ_w, lors de l'augmentation de la densité du spray $Y_{\mathrm{H_2O}}$.

— Le mélange sec est régulier. Sa structure cellulaire devient irrégulière, avec l'apparition d'une sous-structure, suite à l'adjonction d'eau liquide.

$$\textbf{Mélange } \Phi \mathrm{C_2H_4} + 3\mathrm{O_2} + 11.286\mathrm{Ar} + X\mathrm{H_2O(liq)}$$

— La limite de détonabilité est plus élevée et atteinte avec une densité de spray $Y_{\mathrm{H_2O}} \approx 14$ %.

— Aucun déficit en célérité n'est à noter et la longueur l_{iw} idéale corrèle λ_w.

— Le mélange sec présente une structure cellulaire irrégulière et contient une sous-structure. L'ajout d'eau ne la modifie pas.

Interprétation D'après Lee [69] et Radulescu [89], les détonations gazeuses à structure cellulaire irrégulière présentent une plus grande résilience face aux pertes, avec des déficits de célérité moindre et un domaine de détonabilité plus étendu. Les pertes observées par Radulescu étaient d'origine surfacique, liées à l'utilisation de murs poreux atténuant les ondes transverses. Cette même phénoménologie est observée lors du développement de couches limites [69].
De même dans notre étude, le domaine de détonabilité augmente lorsque l'argon est remplacé par de l'azote (de $Y_{\mathrm{H_2O}} \leq 10$ % à 14 % respectivement). Ce fait, initialement suggéré par Thomas [113] (voir Section 2.3.2), a été confirmé expérimentalement.
Néanmoins, pour des fractions massiques en eau liquide plus faible et pour les mélanges générant la structure cellulaire la plus irrégulière, la célérité de détonation expérimentale est égale à la célérité CJ diphasique $D_{\mathrm{CJ},w}$. Cela signifie que les interactions entre la phase dispersée et le gaz réactif porteur (transferts de quantité de mouvement, transferts thermiques, vaporisation) agissent sur le phénomène de détonation. De ce fait, la célérité de détonation subit la baisse de $D_{\mathrm{CJ},d}$ à $D_{\mathrm{CJ},w}$.
Les détonations initialement irrégulières des mélanges à l'azote restent néanmoins capable de résister aux pertes pariétales. Par ailleurs, il est nécessaire de prendre en compte un déficit de célérité par rapport à $D_{\mathrm{CJ},w}$ pour les mélanges initialement réguliers (c'est-à-dire dilués à l'argon), afin de pouvoir expliquer l'évolution de la taille de cellule.

Ce comportement n'est toutefois pas observable pour toutes les densités de spray, notamment lorsque la taille de cellule devient comparable aux dimensions du tube. Ce sera alors le "mode locking" et le couplage acoustique entre le front de détonation et son confinement qui vont conditionner la taille de cellule.

6.3.3 Influence de la vapeur d'eau sur la détonation

L'objectif de cette sous-section est de déterminer si la vapeur d'eau influe sur les mécanismes cinétiques et/ou sur les propriétés thermodynamiques du mélange, en aval du choc incident.

Plusieurs calculs de profils ZND de température et de thermicités adimensionnelle $\dot{\sigma}/\dot{\sigma}_{max}$ sont effectués (voir Figure 6.12). Les mélanges choisis sont C_2H_4+3O_2+28Ar+$X$$H_2O$(vap) (Figures 6.12.a et 6.12.c) et C_2H_4 + 3O_2 + 11.286N_2 + $X$$H_2O$(vap) (Figures 6.12.b et 6.12.d). La dénomination "inerte" fait référence à un élément ayant les mêmes propriétés thermodynamiques que la vapeur d'eau, mais qui ne participe à aucun processus cinétique. On rappelle dans le cas des Figures 6.12.a et 6.12.c que la célérité de détonation considérée est $\alpha \cdot D_{\mathrm{CJ},w}$ pour les mélanges contenant un spray et $D_{\mathrm{CJ},d}$ pour le mélange purement gazeux. La célérité considérée dans les Figures 6.12.b et 6.12.d est $D_{\mathrm{CJ},w}$ sans déficit ($\alpha = 1$) pour les mélanges avec spray, et $D_{\mathrm{CJ},d}$ pour le mélange sec.

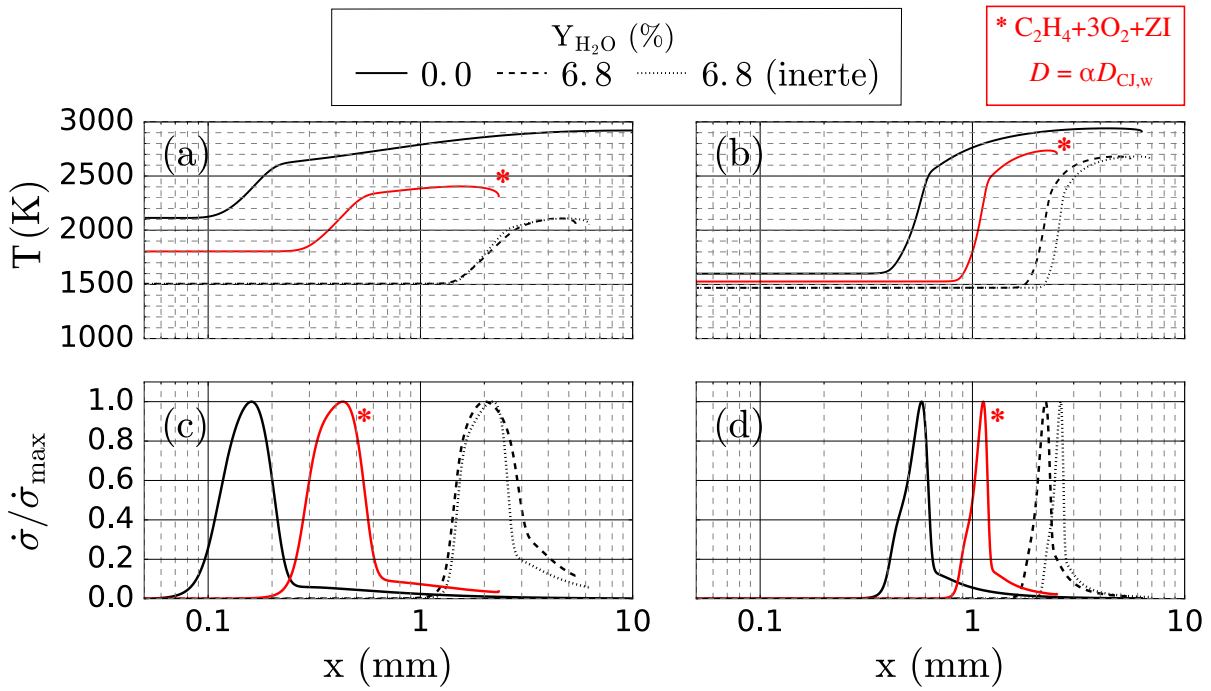


FIGURE 6.12 – Comparaison des profils de température T et de thermicité $\dot{\sigma}/\dot{\sigma}_{\mathrm{max}}$ des mélanges stœchiométriques dilués à l'argon (a et c) et à l'azote (b et d). Les thermicités sont adimensionnées par leur maximum respectifs.

La comparaison des profils de température des mélanges révèle la très faible influence de la vapeur d'eau sur les processus cinétiques. Les profils de température sont en effet quasiment superposés dans les Figures 6.12.a et 6.12.b, pour les deux diluants. Cette observation est également confirmée par l'analyse des profils de thermicité des Figures 6.12.b

et 6.12.d. Les longueurs d'induction caractérisées par les maximums des profils de thermicité sont en effet similaires.
Ainsi, la vapeur d'eau dans les mélanges à base d'éthylène dilués par un composant mono ou diatomique ne joue qu'un rôle d'agent inerte, diluant le mélange réactif en aval du choc. La participation de la vapeur d'eau au mécanisme de cinétique chimique est ici bien moindre, en comparaison des mélanges H_2-air ([99], [22]).

L'analyse des profils de température révèle également que l'augmentation de la longueur d'induction provient des effets conjugués de la baisse et du déficit de célérité de détonation (qui vont diminuer la température post-choc, voir les profils rouge sur la Figure 6.12), et de l'addition de vapeur d'eau, en tant qu'agent inerte.

6.3.4 Longueurs d'induction et d'atomisation dans la cellule

La variation de la célérité du choc au sein d'une cellule de détonation est grande (voir Section 1.2.1.1). Afin d'observer la zone d'action du spray au sein de cette dernière, il est possible de comparer les longueurs locales d'induction l_i et d'atomisation l_{br} en aval du choc. Les cas (1), (2) et (3) considérés sont les suivants :

- (1) : $C_2H_4 + 3O_2 + 28Ar$ purement gazeux, dans lequel une détonation se propage à $\alpha D_{\mathrm{CJ},w}$ avec α et $D_{\mathrm{CJ},w}$ le déficit moyen et la célérité théorique du mélange pour $Y_{H_2O} = 6.8$ %.
- (2) : $C_2H_4 + 3O_2 + 11.286N_2$ purement gazeux, dans lequel une détonation se propage à $D_{\mathrm{CJ},w}$ avec $Y_{H_2O} = 6.8$ %.
- (3) : $C_2H_4 + 3O_2 + 3Ar$ purement gazeux, dans lequel la détonation se propage à $D_{\mathrm{CJ},w}$ avec $Y_{H_2O} = 13 - 15.1$ %. Ce mélange représente les détonations peu affectées par le spray, étudiées dans le Chapitre 5.

Le calcul des longueurs d'inductions de la Figure 6.13 met en avant l'importance de leurs variations locales face à la longueur d'atomisation. Dans le cas des mélanges très dilués (cas (1) et (2)), la représentation schématique des positions dans la cellule, en fonction de la célérité locale, révèle le peu d'impact du spray sur la détonation ($l_{\mathrm{br}} > l_i$) dans le premier cinquième de la cellule ($1.4 > D/D_{\mathrm{CJ}} > 1.1$). L'action du spray s'accélère ensuite très rapidement, passé le premier tiers de la cellule ($D/D_{\mathrm{CJ}} < 1.0$), lorsque le processus d'atomisation devient beaucoup plus rapide par rapport à la mise en place des processus cinétiques ($l_{\mathrm{br}} < l_i$).

L'évolution de la longueur d'induction des détonations peu affectées par le spray (cas (3)) confirme le plus faible impact du spray au niveau de la cellule et de sa structure. Le spray semble agir néanmoins dès la première moitié de la cellule ($D/D_{\mathrm{CJ}} < 0.9$), avec une action

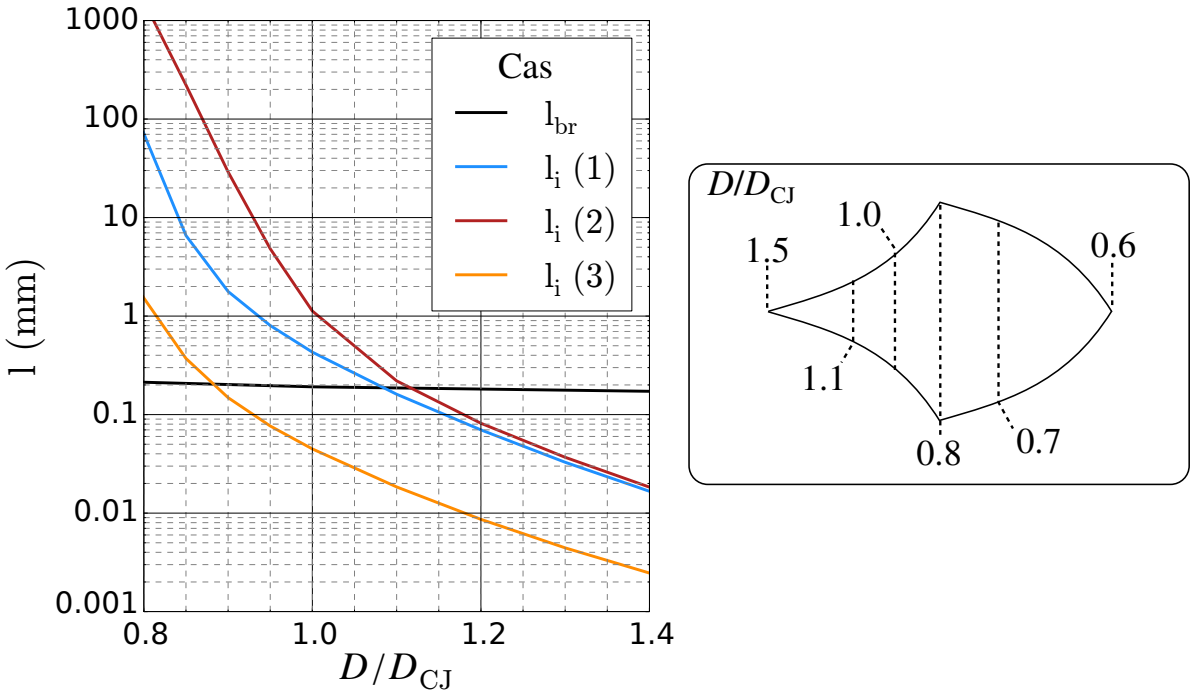


FIGURE 6.13 – Comparaison des longueurs d'induction locales de détonation l_i avec la longueur d'atomisation l_{br}, au sein de la cellule de détonation. Le schéma de droite représente la position approximative dans la cellule (voir Section 1.2.1.1), d'après STREHLOW et CROOKER [106].

effective sur la seconde moitié ($D/D_{\text{CJ}} < 0.8$) de la cellule.

Il semble ainsi nécessaire de prendre en compte la structure cellulaire, et notamment l'importance des ondes transverses agissant sur le spray, afin de restituer les valeurs moyennes obtenues à la suite de l'analyse du Chapitre 5, qui nous a permis d'obtenir la relation 5.7 ($l_{\text{br}} = \beta l_{\text{br,RN}}$, $\beta = 0.25$).

6.4 Conclusions de l'étude

L'action du spray sur la détonation dans des mélanges $\Phi C_2H_4 + 3O_2 + 11.286N_2$ et $\Phi C_2H_4 + 3O_2 + 28Ar$ est ici conséquente. En effet, l'atomisation et l'ensemble des processus d'interactions diphasiques s'effectuent au sein de la zone d'induction, pour les tailles de gouttelettes considérées dans l'étude. On observe ainsi la baisse de la célérité de détonation de $D_{\text{CJ},d}$ à $D_{\text{CJ},w}$. Ces phénomènes participent alors à l'accroissement de la taille de cellule (voir le cas $Z_{Ar} > Z_{Ar,c}$ du Chapitre 5).

Les détonations à structure cellulaire initialement régulière et sans sous-structure deviennent irrégulières lors de l'addition d'un spray d'eau. Une sous-structure apparaît

également suite à cette addition. Les détonations à structure cellulaire initialement irrégulières et possédant une sous-structure sont quant à elles peu affectées par l'ajout d'un spray d'eau. L'estimation de l'énergie réduite d'activation ainsi que du facteur de stabilité permet de prédire, suivant les mélanges utilisés, l'évolution de la régularité de la détonation lors de l'ajout d'un spray d'eau.
Ces conclusions suggèrent également qu'il n'y a donc pas de modification significative de l'énergie d'activation réduite et du facteur de stabilité χ, dans le cas des mélanges $Z_{\mathrm{Ar}} < Z_{\mathrm{Ar},c}$ (voir Chapitre 5), lors de l'ajout du spray d'eau.

Les détonations dont la structure cellulaire est initialement régulière sont plus sensibles aux pertes pariétales. Cela se traduit par un déficit de célérité supplémentaire indépendant de la richesse (dans la gamme étudiée), et par l'agrandissement conséquent de la taille de cellule.

L'action de la vapeur d'eau, produite par l'ensemble des phénomènes d'atomisation secondaire, des transferts thermiques et de vaporisation, est principalement celle d'un agent inerte. Sa participation dans les mécanismes cinétiques est ainsi limitée, dans les mélanges d'éthylène et d'oxygène.

Afin d'étoffer cette étude, il serait intéressant de discerner comment se produisent ces différents phénomènes au sein de la structure cellulaire.

Conclusion générale

Le cadre de cette thèse a permis la mise en place d'un montage expérimental rendant possible l'étude quantitative de l'interaction entre une détonation gazeuse et un spray d'eau.

Ce montage expérimental autorise l'injection d'un mélange homogène d'une phase gazeuse et d'une phase liquide dispersée, aux propriétés constantes à n'importe quelle hauteur de tube. L'injection de la phase gazeuse se fait en séparé. Elle est composée du carburant, l'éthylène, et de la phase porteuse de spray composée d'oxygène et d'un diluant (argon ou azote). L'utilisation de l'ensemble de débitmétrie et des atomiseurs, spécialement conçus pour l'étude, permet le réglage de la richesse et de la dilution de la phase gazeuse injectée, ainsi que de la quantité d'eau injectée. L'utilisation d'un seul type d'unité d'atomisation assure la production d'une granulométrie identique pour tous les essais.

L'étude de la granulométrie révèle un diamètre arithmétique des gouttelettes d_{10} de 10 µm et un diamètre moyen de Sauter d_{32} de 90 µm. La distribution granulométrique est bimodale et suit une loi de type log-normale, sur une gamme de diamètres allant de 1 à 90 µm. De plus, les densités apparentes de spray LWC générées par l'atomiseur, atteignent 200 à 250 grammes d'eau par mètre cube de phase porteuse injectée.

L'étude globale de l'impact du spray sur la détonation se scinde en deux parties.

— **Étude 1**
L'analyse et la comparaison des longueurs caractéristiques de la détonation gazeuse matérialisée par la longueur d'induction, la taille de cellule et l'épaisseur hydrodynamique, sont effectuées par rapport aux longueurs du spray représenté par la longueur d'atomisation et de vaporisation des gouttelettes, ainsi que par la longueur d'action effective de la vapeur d'eau produite. Afin de réaliser cette étude, une étude paramétrique est effectuée sur un mélange stœchiométrique de type $C_2H_4 + 3O_2 + Z_{Ar}Ar + XH_2O(liq)$. La variation de la dilution en argon Z_{Ar} entre 3 et 28 permet l'obtention d'une grande amplitude des longueurs de la déto-

nation (plus d'un ordre de grandeur), sur lesquelles l'influence de la quantité d'eau liquide X (tel que Y_{H_2O} varie de 5 à 15 %) contenue dans le spray est analysée.

— **Étude 2**
La comparaison du comportement d'une structure cellulaire régulière et irrégulière face au spray est entreprise. Une seconde étude paramétrique est de ce fait effectuée, considérant un mélange de type $\Phi C_2H_4 + 3O_2 + ZI + XH_2O(liq)$, avec I de l'argon ($Z = 28$) ou de l'azote ($Z = 11.286$), en quantité fixe. Dans cette configuration, la variation de la richesse Φ de 0.8 à 1.1 et de la quantité d'eau X permettent de quantifier l'impact du spray sur la structure cellulaire, en accord avec les conclusions de la première étude.

Les résultats de la première étude ont mis en évidence l'évaporation totale du spray entre le choc et le plan sonique expérimental, matérialisé par l'épaisseur hydrodynamique l_{TH}. La détonation se propage alors à la célérité idéale $D_{CJ,w}$, qui est le reflet des processus exothermiques et des interactions diphasiques, parmi lesquels les transferts thermiques et l'évaporation sont endothermiques. Cette célérité pour laquelle le mélange initial se retrouve alors à l'équilibre est inférieure à $D_{CJ,d}$, célérité du prémélange sec. De plus, afin d'observer un impact encore plus significatif du spray sur la détonation, la désintégration des gouttelettes doit se faire dans la zone de mise en place des processus cinétiques (l_i). Cela implique une longueur d'atomisation de la gouttelette l_{br} plus courte que la longueur d'induction l_i. Dans le cas du premier régime ($l_{br} > l_i$), l'évolution de la taille de cellule est déterminée par la baisse de la célérité, la vapeur d'eau produite ne participant pas aux processus cinétiques exothermiques.
L'impact significatif du spray ($l_{br} < l_i$) est observé pour une dilution en argon supérieure à une dilution critique $Z_{Ar,c}$ et propre à chaque densité du spray utilisée Y_{H_2O}, car indépendante de $D_{CJ,d}$. Cela a permis d'identifier la longueur d'atomisation à l'expression $l_{br} = 0.25 l_{br,RN}$ dans les conditions de détonation. Ainsi dans le cas du second régime, l'évaporation rapide des gouttelettes atomisées dans la zone d'induction, génère un accroissement notable de la structure cellulaire ainsi qu'un déficit α par rapport à la célérité théorique $D_{CJ,w}$. Cette évolution est corrélée dans une bonne mesure aux évolutions de la longueur d'induction, en considérant le déficit en célérité mesuré et l'ajout de la quantité d'eau contenue dans le spray sous forme vapeur.

Les prémélanges de la deuxième étude sont choisis de telle façon à se placer dans le second régime (i.e. $l_{br} < l_i$), pour lesquels le spray a un impact plus important sur la détonation. Des prémélanges générant une détonation régulière (dilués à l'argon) et irrégulière (dilués à l'azote) ont été sélectionnés, afin de déterminer l'origine du déficit de célérité. Les résultats sur les détonations dans les prémélanges irréguliers, plus résilientes face aux pertes, nous ont permis d'identifier la baisse en célérité et la production de vapeur comme acteurs

principaux dans l'évolution de la taille de cellule. La vapeur d'eau dans cette configuration participe alors aux processus cinétiques exothermiques. Le déficit de célérité observé provient quant à lui des pertes pariétales, la taille de cellule se rapprochant de celle du tube. Ceci est un deuxième facteur participant à l'augmentation de la taille de cellule.
Les détonations à structure initialement régulière perdent également leur régularité lors de l'injection du spray d'eau, les amenant à adopter une structure irrégulière, avec apparition d'une sous-structure similaire à celle des mélanges initialement irréguliers. Ceci s'explique par la similarité des énergies d'activation réduites et des facteurs de stabilité, à la suite de l'adjonction de vapeur d'eau. De plus, de l'analyse de l'impact local de la vapeur d'eau, il apparaît également nécessaire de déterminer comment les différents phénomènes d'atomisation et d'évaporation se produisent au sein de la structure cellulaire, afin de restituer les valeurs moyennes obtenues.
Enfin, l'analyse de l'action de la vapeur d'eau générée par vaporisation des gouttelettes atomisées met en avant sa nature principalement thermique, la chaleur de réaction servant à chauffer et évaporer l'eau, qui est ici globalement inerte chimiquement. Ce mode d'action, propre aux mélanges éthylène-oxygène fortement dilués, n'est pas universel à tous les mélanges.

Cette étude expérimentale vient caractériser une configuration peu étudiée. Cela a permis de mettre en évidence deux régimes possibles d'interaction entre une phase dispersée liquide et une détonation gazeuse.
Dans l'optique d'une meilleure maîtrise de ce phénomène, plusieurs perspectives d'études futures sont possibles. La première est l'extension du modèle ZND aux mélanges contenant une phase dispersée (Williams [130]). La seconde perspective est la simulation numérique du phénomène, afin d'analyser la structure cellulaire avec une phase dispersée s'atomisant. La simulation numérique pourrait alors permettre de restituer l'épaisseur hydrodynamique. La troisième piste serait d'effectuer des expériences avec un spray combustible dans une atmosphère oxydante, dont la dilution peut varier. Enfin, une dernière perspective envisageable serait d'effectuer des expériences de détonation dites hybrides, avec un spray réactif et une atmosphère gazeuse également réactive. Ce type d'étude permettrait ainsi de faire le lien entre les détonations au sein d'un spray réactif et les détonations analysées au cours de cette thèse.

Bibliographie

[1] S.K. Aggarwal, W.A. Sirignano et A.Y. Tong. "A comparison of vaporization models in spray calculations". *AIAA Journal* 22.10 (1984), p. 1448–1457.

[2] R. Bar-Or, M. Sichel et J.A. Nicholls. "The propagation of cylindrical detonations in monodisperse sprays". In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 18. 1. Elsevier. 1981, p. 1599–1606.

[3] R. Bar-Or, M. Sichel et J.A. Nicholls. "The reaction zone structure of cylindrical detonations in monodisperse sprays". In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 19. 1. Elsevier. 1982, p. 665–673.

[4] S. Barbosa, A. Bouitier, F. Grisch, M. Lefebvre, M. Lemoine, A. Mohamed, J.M. Most et F. Onofri. *Métrologie laser pour la mécanique des fluides*. Sous la dir. d'Hermes Science. Lavoisier, 2012.

[5] F. Barreras, H. Amaveda et A. Lozano. "Transient high-frequency ultrasonic water atomization". *Experiments in Fluids* 33.3 (2002), p. 405–413.

[6] M. Benmahammed. "Détonations dans les aérosols de gouttelettes liquides réactives. Etude de l'influence des propriétés physicochimiques de la phase liquide et de l'oxydant gazeux". Thèse de Doctorat. ISAE-ENSMA, 2013.

[7] M. Berthelot et P. Vieille. "Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz". *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris* 93 (1881), p. 18–22.

[8] L. Boeck. "Deflagration-to-detonation transition and detonation propagation in H_2-air mixtures with transverse concentration gradients". Thèse de Doctorat. München : Technische Universität München, 2015.

[9] L.R. Boeck, A. Kink, D. Oezdin, J. Hasslberger et T. Sattelmayer. "Influence of water mist on flame acceleration, DDT and detonation in H_2-air mixtures". *International Journal of Hydrogen Energy* 40.21 (2015), p. 6995–7004.

[10] V.M. Boiko et S.V. Poplavski. "Experimental study of two types of stripping breakup of the drop in the flow behind the shock wave". *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 48.4 (2012), p. 440–445.

[11] V.M. Boiko, V.V. Lotov et A.N. Papyrin. "Ignition of liquid fuel drops in shock waves". *Progress in Astronautics and Aeronautics* 132 (1991), p. 205–219.

[12] A.A. Borisov, B.E. Gel'fand, S.A. Gubin et S.M. Kogarko. "Effect of inert solid particles on detonation of a combustible gas mixture". *Combustion, Explosion and Shock Waves* 11.6 (1975), p. 774–778.

[13] A.A. Borisov, B.E. Gelfand, S.M. Frolov, A.N. Polenov et S.A. Tsyganov. "Self-ignition of an atomized liquid fuel in shock waves with variable gas temperature". *Combustion, Explosion and Shock Waves* 22.4 (1986), p. 33–39.

[14] Y.Y. Bouguslavskii et O.K. Eknadiosyants. "Physical mechanism of the acoustic atomization of a liquid". *Soviet Phys. Acoust* 15.14 (1969), p. 1122.

[15] C. Brophy, D. Netzer et D. Forster. "Detonation studies of JP-10 with oxygen and air for pulse detonation engine development". In : *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. 1998, p. 4003.

[16] S. Browne, J. Ziegler et J.E. Shepherd. *Numerical solution methods for shock and detonation jump conditions*. Rapport technique. Aeronautics et Mechanical Engineering California Institute of Technology, 2004. URL : http://shepherd.caltech.edu/EDL/public/cantera/doc/tex/morgue/stanjan.pdf.

[17] D.C. Bull, J.E. Elsworth, P.J. Shuff et E. Metcalfe. "Detonation cell structures in fuel/air mixtures". *Combustion and Flame* 45 (1982), p. 7–22.

[18] C. Campbell et D.W. Woodhead. "The ignition of gases by an explosion-wave. Part I. Carbon monoxide and hydrogen mixtures". *Journal of the Chemical Society* 129 (1926), p. 3010–3021.

[19] X. Cao, J. Ren, M. Bi, Y. Zhou et Y. Li. "Experimental research on the characteristics of methane/air explosion affected by ultrafine water mist". *Journal of Hazardous Materials* 324 (2017), p. 489–497.

[20] L.W. Carlson, R.M. Knight et J.O. Henrie. *Flame and detonation initiation and propagation in various hydrogen-air mixtures, with and without water spray*. Rapport technique AI–73-29. Atomics International Division, Canoga Park, California (USA), 1973.

[21] D. L. Chapman. "On the rate of explosion in gases". *Philosophical Magazine* 47 (1899), p. 90–104.

[22] G. Ciccarelli, T. Ginsberg, J. Boccio, C. Economos, K. Sato et M. Kinoshita. "Detonation cell size measurements and predictions in hydrogen-air-steam mixtures at elevated temperatures". *Combustion and Flame* 99.2 (1994), p. 212–220.

[23] F. B. Cramer. “The onset of detonation in a droplet combustion field”. In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 9. 1. Elsevier. 1963, p. 482–487.

[24] E.K. Dabora et G.E. Fox. “The breakup of liquid droplet columns by shock waves”. *Acta Astronautica* 17.4-5 (1972), p. 669.

[25] E.K. Dabora, K.W. Ragland et J.A. Nicholls. “Drop-size effects in spray detonations”. In : *12th Symposium International on Combustion*. 1969, p. 19–26.

[26] N. Dechy, T. Bourdeaux, N. Ayrault, M. Kordek et J. Le Coze. “First lessons of the Toulouse ammonium nitrate disaster, 21st September 2001, AZF plant, France”. *Journal of Hazardous Materials* 111.1 (2004), p. 131–138.

[27] J.P. Delplanque et W.A. Sirignano. “Boundary-layer stripping effects on droplet transcritical convective vaporization”. *Atomization and Sprays* 4.3 (1994), p. 325–349.

[28] Y.N. Denisov et Y.K. Troshin. “On the mechanism of detonative combustion”. In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 8. 1. 1961, p. 600–610.

[29] D. Desbordes et H.-N. Presles. “Multi-scaled cellular detonation”. In : *Shock Waves Science and Technology Library*. Sous la dir. de F. Zhang. T. 6. Springer, 2012. Chap. 5, p. 281–338.

[30] D. Desbordes, N. Manson et J. Brossard. “Influence of walls on pressure behind self-sustained expanding cylindrical and plane detonations in gases”. *Progress in Astronautics and Aeronautics* 87 (1983), p. 302–317.

[31] W. Döring. “Über den detonationsvorgang in gasen”. *Annalen der Physik* 435.67 (1943), p. 421–436.

[32] D.H. Edwards, A.T. Jones et D.E. Phillips. “The location of the Chapman-Jouguet surface in a multiheaded detonation wave”. *Journal of Physics D : Applied Physics* 9.9 (1976), p. 1331–1342.

[33] L.A. Eggleston, W.R. Herrera et M.D. Pish. “Water spray to reduce vapor cloud”. In : *Proceedings of the AIChE Loss Prevention Symposium*. T. 10. 1976, p. 31–42.

[34] J.A. Fay. “A mechanical theory of spinning detonation”. *The Journal of Chemical Physics* 20.6 (1952), p. 942–950.

[35] A.V. Fedorov et Y.V. Kratova. “Analysis of the influence of inert particles on the propagation of a cellular heterogeneous detonation”. *Shock Waves* 25.3 (2015), p. 255–265.

[36] A.V. Fedorov, D.A. Tropin et I.A. Bedarev. "Mathematical modeling of detonation suppression in a hydrogen-oxygen mixture by inert particles". *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 46.3 (2010), p. 332–343.

[37] W. Fickett et W.C. Davis. *Detonation. Berkeley*. Sous la dir. de Dover. Berkeley, California : University of California Press, 1979.

[38] P.A. Fomin et J.R. Chen. "Effect of chemically inert particles on parameters and suppression of detonation in gases". *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 45.3 (2009), p. 303–313.

[39] G.E. Fox et E.K. Dabora. "Breakup of liquid drops due to convective flow in shocked sprays". In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 14. 1. Elsevier. 1973, p. 1365–1373.

[40] S.M. Frolov, F.S. Frolov et B. Basara. "Simple model of transient drop vaporization". *Journal of Russian Laser Research* 27.6 (2006), p. 562–574.

[41] B.E. Gel'Fand. "Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag". *Progress in Energy and Combustion Science* 22.3 (1996), p. 201–265.

[42] B.E. Gel'Fand, S.A. Gubin, S.M. Kogarko et S.P. Komar. "Singularities of the breakup of viscous liquid droplets in shock waves". *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 25.3 (1973), p. 1140–1142.

[43] Melvin Gerstein, Edward R Carlson et Francis U Hill. "Natural Gas-Air Explosions at Reduced Pressure". *Industrial & Engineering Chemistry* 46.12 (1954), p. 2558–2562.

[44] G.A.E. Godsave. "Studies of the combustion of drops in a fuel spray—the burning of single drops of fuel". In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 4. 1. Elsevier. 1953, p. 818–830.

[45] D. Goodwin. *Cantera : Object-oriented software for reacting flows*. URL : http://www.cantera.org.

[46] V. Guilly. "Etude de la diffraction de la détonation des mélanges C_2H_2/O_2 stoechiometriques dilues par l'argon". Thèse de Doctorat. Université de Poitiers, 2007.

[47] M. Hanana et M.H. Lefebvre. "Pressure profiles in detonation cells with rectangular and diagonal structures". *Shock Waves* 11.2 (2001), p. 77–88.

[48] M. Hanana, M.H. Lefebvre et P.J. Van Tiggelen. "On rectangular and diagonal three-dimensional structures of detonation waves". In : *Gaseous and heterogeneous detonations : science to applications*. Sous la dir. de G. Roy, S. Frolov, K. Kailasanath et N. Smirnov. T. 2. ENAS, 1999, p. 121–130.

[49] A.R. Hanson, E.G. Domich et H.S. Adams. "Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts". *Physics of Fluids* 6.8 (1963), p. 1070–1080.

[50] J.O. Hinze. "Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes". *AIChE Journal* 1.3 (1955), p. 289–295.

[51] L.P. Hsiang et G.M. Faeth. "Near-limit drop deformation and secondary breakup". *International Journal of Multiphase Flow* 18.5 (1992), p. 635–652.

[52] L.P. Hsiang et G.M. Faeth. "Drop properties after secondary breakup". *International Journal of Multiphase Flow* 19.5 (1993), p. 721–735.

[53] L.P. Hsiang et G.M. Faeth. "Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances". *International Journal of Multiphase Flow* 21.4 (1995), p. 545–560.

[54] Ro.D. Ingebo et H.H. Foster. *Drop-size Distribution for Cross Current Breakup of Liquid Jets in Airstreams*. Rapport technique 4087. NACA, 1957.

[55] G. Jarsalé, F. Virot et A. Chinnayya. "Ethylene–air detonation in water spray". *Shock Waves* 26.5 (2016), p. 561–572.

[56] A. Jones et G.O. Thomas. "The action of water sprays on fires and explosions : a review of experimental work". *Process Safety and Environmental Protection* 71.B1 (1993), p. 41–49.

[57] F. Joubert, D. Desbordes et H.N. Presles. "Structure cellulaire de la détonation des mélanges H_2-NO_2/N_2O_4". *Comptes Rendus Mécanique* 331.5 (2003), p. 365–372.

[58] E. Jouguet. "Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz". *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées* 1 (1905), p. 347–425.

[59] K. Kailasanath, P.A. Tatem et J. Mawhinney. *Blast Mitigation Using Water-A Status Report*. Rapport technique NRL/MR/6410-02-8606. DTIC Document, 2002.

[60] C.W. Kauffman et J.A. Nicholls. "Shock-wave ignition of liquid fuel drops". *AIAA Journal* 9.5 (1971), p. 880–885.

[61] CW Kauffman, JA Nicholls et KA Olzmann. "The interaction of an incident shock wave with liquid fuel drops". *Combustion Science and Technology* 3.4 (1971), p. 165–178.

[62] C.W. Kauffman, P. Wolanski, A. Arisoy, P.R. Adams, B.N. Maker et J.A. Nicholls. "Dust, hybrid, and dusty detonations". *Progress in Astronautics and Aeronautics* 94 (1984), p. 221–240.

[63] C.B. Kiyanda et A.J. Higgins. “Photographic investigation into the mechanism of combustion in irregular detonation waves”. *Shock Waves* (2013), p. 1–16.

[64] M. Kuznetsov, J. Yanez, J. Grune, A. Friedrich et T. Jordan. “Hydrogen combustion in a flat semi-confined layer with respect to the Fukushima Daiichi accident”. *Nuclear Engineering and Design* 286 (2015), p. 36–48.

[65] P. Laffitte et R. Bouchet. “Suppression of explosion waves in gaseous mixtures by means of fine powders”. In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 7. 1. Elsevier. 1958, p. 504–508.

[66] W.R. Lane. “Shatter of drops in streams of air”. *Industrial & Engineering Chemistry* 43.6 (1951), p. 1312–1317.

[67] R.J. Lang. “Ultrasonic atomization of liquids”. *The Journal of the Acoustical Society of America* 34.1 (1962), p. 6–8.

[68] C.K. Law. “Recent advances in droplet vaporization and combustion”. *Progress in Energy and Combustion Science* 8.3 (1982), p. 171–201.

[69] J.H.S. Lee. *The detonation phenomenon*. Sous la dir. de Cambridge. T. 2. Cambridge : Cambridge University Press, 2008.

[70] J.H.S. Lee et M.I. Radulescu. “On the hydrodynamic thickness of cellular detonations”. *Combustion, Explosion and Shock Waves* 41.6 (2005), p. 745–765.

[71] A. Lefebvre. *Atomization and sprays*. Sous la dir. de Routledge. T. 1040. 2756. CRC press, 1988.

[72] J.C. Libouton, A. Jacques et P.J. Van Tiggelen. “Cinétique, structure et entretien des ondes de détonation”. In : *Actes du Colloque International Berthelot-Vieille-Mallard-Le Chatelier*. T. 2. 1981, p. 437–442.

[73] Y.K. Liu, J.H. Lee et R. Knystautas. “Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice”. *Combustion and Flame* 56.2 (1984), p. 215–225.

[74] N. Manson. *On the structure of so-called helical detonation waves in gaseous mixtures*. Compte Rendu Hebdomadaire 222 :46–51. Académie des Sciences, 1946, p. 46–51.

[75] VI.. Manzhalei. “Fine structure of the leading front of a gas detonation”. *Combustion, Explosion and Shock Waves* 13.3 (1977), p. 402–404.

[76] M. Mar. “Détonations dans les aérosols de gouttelettes de carburants liquides : étude de l’influence de la granulométrie des gouttelettes”. Thèse de Doctorat. ISAE-ENSMA, 2012.

[77] F. Moreau. “Évaporation et dispersion d’un spray bi-composant dans un écoulement de canal chauffé fortement turbulent : une approche expérimentale”. Thèse de Doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2010.

[78] C. Morley. *Gaseq : a chemical equilibrium program for Windows*. 2005. url : http://www.gaseq.co.uk.

[79] H.D. Ng et F. Zhang. “Detonation instability”. In : *Shock Waves Science and Technology Library*. Sous la dir. de F. Zhang. T. 6. Springer, 2012. Chap. 3, p. 107–212.

[80] Y.A. Nikolaev, A.A. Vasil’ev et B.Y. Ul’yanitskii. “Gas detonation and its application in engineering and technologies (review)”. *Combustion, Explosion and Shock Waves* 39.4 (2003), p. 382–410.

[81] NIST. *NIST Chemistry WebBook SRD69 : Water*. 2017. url : http://webbook.nist.gov/chemistry/.

[82] M.V. Papalexandris. “Numerical simulation of detonations in mixtures of gases and solid particles”. *Journal of Fluid Mechanics* 507 (2004), p. 95–142.

[83] R.L. Peskin et R.J. Raco. “Ultrasonic atomization of liquids”. *The Journal of the Acoustical Society of America* 35.9 (1963), p. 1378–1381.

[84] T. H. Pierce et J. Nicholls. “Two-phase detonations with bimodal drop distributions”. *Acta Astronautica* 17.4–5 (1972), p. 703–713.

[85] M. Pilch et C.A. Erdman. “Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop”. *International Journal of Multiphase Flow* 13.6 (1987), p. 741–757.

[86] A.V. Pinaev et A.I. Sychev. “Ignition of fuel droplets behind a shock wave front”. *Combustion, Explosion and Shock Waves* 18.6 (1982), p. 682–689.

[87] H.N. Presles, D. Desbordes et P. Bauer. “An optical method for the study of the detonation front structure in gaseous explosive mixtures”. *Combustion and Flame* 70.2 (1987), p. 207–213.

[88] A. Qi, J.R. Friend, L.Y. Yeo, D.A.V. Morton, M.P. McIntosh et L. Spiccia. “Miniature inhalation therapy platform using surface acoustic wave microfluidic atomization”. *Lab on a Chip* 9.15 (2009), p. 2184–2193.

[89] M.I. Radulescu. “The propagation and failure mechanism of gaseous detonations : experiments in porous-walled tubes”. Thèse de Doctorat. McGill University, 2003.

[90] K.W. Raglands, E.K. Dabora et J.A. Nicholls. "Observed structure of spray detonations". *Physics of Fluids* 11.11 (1968), p. 2377–2388.

[91] R. Rajan et A.B. Pandit. "Correlations to predict droplet size in ultrasonic atomisation". *Ultrasonics* 39.4 (2001), p. 235–255.

[92] A.A. Ranger et J.A. Nicholls. "Aerodynamic shattering of liquid drops." *AIAA Journal* 7.2 (1969), p. 285–290.

[93] Lord Rayleigh. "VII. On the crispations of fluid resting upon a vibrating support". *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 16.97 (1883), p. 50–58.

[94] W. Reinecke et G. Waldman. "Shock layer shattering of cloud drops in reentry flight". In : *13th Aerospace Sciences Meeting*. 1975, p. 152.

[95] M. Reynaud, F. Virot et A. Chinnayya. "A computational study of the interaction of gaseous detonations with a compressible layer". *Physics of Fluids* 29.5 (2017), p. 056101.

[96] M.J. Sapko, A.L. Furno et J.M. Kuchta. *Quenching methane-air ignitions with water sprays*. Rapport technique R 8214. Department of the Interior, Bureau of Mines, 1977.

[97] K.I. Shchelkin et Y.K. Troshin. "Gas-dynamics of combustion". *Izdatelstvo AN SSSR* (1964), p. 256.

[98] J. Shepherd. *Detonation Properties Spreadsheet : Ethylene*. Consulté le 30 juin 2017. EDL Caltech. 2016. url : http://shepherd.caltech.edu/EDL/publicresources.html.

[99] J.E. Shepherd. "Chemical kinetics of hydrogen-air-diluent detonations". *Dynamics of Explosions* 106 (1986), p. 263–293.

[100] A.A. Shraiber, A.M. Podvysotsky et V.V. Dubrovsky. "Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces". *Atomization and Sprays* 6.6 (1996), p. 667–692.

[101] W.A. Sirignano. "Fuel droplet vaporization and spray combustion theory". *Progress in Energy and Combustion Science* 9.4 (1983), p. 291–322.

[102] G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C.T. Bowman, R.K. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner Jr et al. *GRI-Mech 3.0*. 1999. url : http://www.me.berkeley.edu/gri_mech.

[103] R.I. Soloukhin. "Multiheaded structure of gaseous detonation". *Combustion and Flame* 10.1 (1966), p. 51–58.

[104] R.I. Soloukhin. “Nonstationary phenomena in gaseous detonation”. In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 12. 1. Elsevier. 1969, p. 799–807.

[105] R.A. Strehlow. “Gas pase detonations : recent developments”. *Combustion and Flame* 12.2 (1968), p. 81–101.

[106] R.A. Strehlow et A.J. Crooker. “The structure of marginal detonation waves”. *Acta Astronautica* 1.3-4 (1974), p. 303–315.

[107] R. Takai, K. Yoneda et T. Hikita. “Study of detonation wave structure”. In : *Symposium (International) on Combustion*. T. 15. 1. Elsevier. 1975, p. 69–78.

[108] B.D. Taylor, D.A. Kessler, V.N. Gamezo et E.S. Oran. “Numerical simulations of hydrogen detonations with detailed chemical kinetics”. In : *Proceedings of the Combustion Institute*. T. 34. 2. Elsevier, 2013, p. 2009–2016.

[109] G.I. Taylor. *The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor : Volume 4, Mechanics of Fluids : Miscellaneous Papers*. T. 4. Cambridge University Press, 1971.

[110] T.G. Theofanous et G.J. Li. “On the physics of aerobreakup”. *Physics of Fluids* 20.5 (2008), p. 052103.

[111] T.G. Theofanous, G.J. Li et T.N. Dinh. “Aerobreakup in rarefied supersonic gas flows”. In : *ASME/JSME 2003 4th Joint Fluids Summer Engineering Conference*. T. 1. American Society Mechanical Engineers, 2004, p. 1685–1703.

[112] T.G. Theofanous, V.V. Mitkin, C.L. Ng, C.H. Chang, X. Deng et S. Sushchikh. “The physics of aerobreakup. II. Viscous liquids”. *Physics of Fluids* 24.2 (2012), p. 022104.

[113] G.O. Thomas. “On the conditions required for explosion mitigation by water sprays”. *Trans IChemE* 78 (2000), p. 339–354.

[114] G.O. Thomas. “The quenching of laminar methane-air flames by water mists”. *Combustion and Flame* 130.1 (2002), p. 147–160.

[115] G.O. Thomas, M.J. Edwards et D.H. Edwards. “Studies of detonation quenching by water sprays”. *Combustion Science and Technology* 71.4-6 (1990), p. 233–245.

[116] G.O. Thomas, A. Jones et M.J. Edwards. “Influence of water sprays on explosion development in fuel-air mixtures”. *Combustion Science and Technology* 80.1-3 (1991), p. 47–61.

[117] S. Tieszen, M.P. Sherman et W.B. Benedick. “Detonation cell size measurements in H_2-air-H_2O mixtures”. In : *10th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems*. 1986.

[118] N. Tsuboi, S. Katoh et A.K. Hayashi. "Three-dimensional numerical simulation for hydrogen/air detonation : Rectangular and diagonal structures". In : *Proceedings of the Combustion Institute*. T. 29. 2. Elsevier, 2002, p. 2783–2788.

[119] A.A. Vasil'ev, T.P. Gavrilenko, V.V. Mitrofanov, V.A. Subbotin et M.E. Topchiyan. "Location of the sonic transition behind a detonation front". *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 8.1 (1972), p. 80–84.

[120] A.A. Vasil'ev, T.P. Gavrilenko et M.E. Topchyan. "On the Chapman-Jouguet surface in multi-headed gaseous detonations". *Astronautica Acta* 17.4 (1972), p. 499–502.

[121] S.B. Victorov, S.A. Gubin, I.V. Maklashova et I.I. Revyakin. "Thermodynamic TDS code : Application to detonation properties of condensed explosives". In : *32nd Annual Conference of ICT. Energetic Materials. Ignition, Combustion and Detonation*. Karlsruhe, 2001, p. 69.1–69.15.

[122] M. Vieille. "Étude sur le role des discontinuités dans les phénomènes de propagation". *Journal de Physique Theorique Appliqué* 9.1 (1900), p. 621–644.

[123] F. Virot. "Contribution à l'étude éxpérimentale et numérique du régime hélicoïdal de détonation dans les systémes H_2, CH_4, C_2H_6-O_2 dilués ou non par N_2 ou Ar". Thèse de Doctorat. ISAE-ENSMA, mar. 2009.

[124] B.V. Voitsekhovskii, V.V. Mitrofanov et M.E. Topchiyan. "Structure of the detonation front in gases". *Combustion, Explosion and Shock Waves* 5.3 (1969), p. 267–273.

[125] J. Von Neuman. *Theory of detonation waves*. Rapport technique 549. DTIC Document, 1942.

[126] J.W. Watts. "Effects of water spray on unconfined flammable gases". *Journal of Loss Prevention* 10 (1976), p. 48.

[127] M. Weber et H. Olivier. "The thickness of detonation waves visualised by slight obstacles". *Shock Waves* 13.5 (2003), p. 351–365.

[128] D.R. White. "Turbulent structure of gaseous detonation". *Physics of Fluids* 4.4 (1961), p. 465–480.

[129] A.S. Wierzba, C.W. Kauffman et J.A. Nicholls. "Ignition of partially shattered liquid fuel drops in a reflected shock wave environment". *Combustion Science and Technology* 9.5-6 (1974), p. 233–245.

[130] F.A. Williams. "Structure of detonations in dilute sprays". *Physics of Fluids* 4.11 (1961), p. 1434–1443.

[131] P. Wolanski, J.C. Liu, C.W. Kauffmann, J.A. Nicholls et M. Sichel. "The effects of inert particles on methane-air detonations". *Archivium Combustionis* 8.1 (1988), p. 15–32.

[132] M. Wolinski et P. Wolanski. "Gaseous detonation processes in presence of inert particles". *Archivum Combustionis* 7.3/4 (1987), p. 353–370.

[133] R.W. Wood et A.L. Loomis. "XXXVIII. The physical and biological effects of high-frequency sound-waves of great intensity". *The London, Edinburgh, and Dublin philosophical magazine and journal of science* 4.22 (1927), p. 417–436.

[134] R.G. Zalosh et S.N. Bajpai. "Water fog inerting of hydrogen-air mixtures". In : *Proceedings of the workshop on the impact of hydrogen on water reactor*. 1982.

[135] Y.B. Zel'dovich. "To the question of energy use of detonation combustion". *Journal of Technical Physics* 10.17 (1940), p. 1453–1461.

Annexe A

Annexes

A.1 Évaluation adaptée du temps d'évaporation d'après Lefebvre

La méthode de calcul du taux d'évaporation d'après la loi en d^2 explicité par LEFEBVRE [71] se base sur l'égalisation du nombre de Spalding de transfert thermique B_{th} avec celui de masse B_{m}, en itérant sur la température de surface de la gouttelette $T_{\text{goutte,s}}$ (exprimée en degré Celcius d'après l'ouvrage). Cette méthode est adaptée aux cas des carburants liquides dans une atmosphère oxydante au repos, mais peut également être utilisée dans le cas d'une gouttelette d'eau en aval du choc incident de la détonation. L'estimation de ces deux nombres se fait de la façon suivante :

Détermination du nombre de Spalding de masse B_{m} :

1. Calcul de la pression de vapeur saturante à la surface de la gouttelette grâce à la relation d'Antoine (dérivant de celle de Clausius-Clapeyron) :

$$P_{\text{vap,s}} = 10^{\beta} \qquad \text{avec} \qquad \beta = a - \frac{b}{c + T_{\text{goutte,s}}} \tag{A.1}$$

   avec $a = 6.21$, $b = 2354.7$ et $c = 7.56$, des constantes issues de la littérature [81].

2. Calcul de la fraction massique de vapeur produite à la surface de la gouttelette :

$$Y_{\text{vap,s}} = \left[1 + \left(\frac{P}{P_{\text{vap,s}}} - 1\right) \times \frac{M_{\text{gaz}}}{M_{\text{liq}}}\right]^{-1} \tag{A.2}$$

   M_{gaz} et M_{liq} représentant respectivement les masses molaires de la phase gazeuse pure et de la phase liquide.

3. Calcul du nombre B_{m} :

$$B_{\text{m}} = \frac{Y_{\text{vap,s}}}{1 - Y_{\text{vap,s}}} \tag{A.3}$$

Détermination du nombre de Spalding de transfert thermique B_{th} :

1. Calcul de la fraction massique de vapeur de liquide hors de la surface de la gouttelette :
$$Y_{\text{vap}} = Y_{\text{vap,s}} + \frac{Y_{\text{vap},\infty} - Y_{\text{vap,s}}}{3} \tag{A.4}$$
avec dans le cas présent $Y_{\text{vap},\infty} = 0$.

2. Calcul de la fraction massique en gaz :
$$Y_{\text{gaz}} = 1 - Y_{\text{vap}} \tag{A.5}$$

3. Calcul de la capacité thermique moyenne de la phase gazeuse contenant le gaz et la vapeur de liquide :
$$C_{\text{p,moy}} = Y_{\text{vap}} \times C_{\text{p,vap}} + Y_{\text{gaz}} \times C_{\text{p,gaz}} \tag{A.6}$$
avec les capacités thermiques de la phase gazeuse $C_{\text{p,gaz}}$ et de la vapeur de liquide $C_{\text{p,vap}}$ estimées grâce aux valeurs fournies par la littérature [81]. Les conditions de pression et température considérées sont celles de l'état post-choc (loin de la gouttelette).

4. Calcul du nombre de Spalding de transfert B_{th} :
$$B_{\text{th}} = \frac{C_{\text{p,moy}} \times (T_{\text{gaz},\infty} - T_{\text{goutte,s}})}{L_v} \tag{A.7}$$
avec la chaleur latente d'évaporation du liquide L_v, obtenue de la littérature. Dans le cas de l'utilisation d'eau liquide, nous avons également considéré sa variation potentielle en fonction de la pression post-choc des gaz.

Calcul de la constante d'évaporation $\lambda_{\text{évap}}$:
Les itérations successives sur la température de surface de la gouttelette $T_{\text{goutte,s}}$ permettent ainsi d'obtenir l'égalité $B_{\text{m}} = B_{\text{th}} = B$, nécessaire à l'obtention de la température de surface de la gouttelette. Lorsque cette condition est établie, la constante d'évaporation $\lambda_{\text{évap}}$ se calcule de la façon suivante :

$$\lambda_{\text{évap}} = \frac{4\lambda_{\text{th,moy}}}{C_{\text{p,moy}} \cdot \rho_{\text{liq}}} \times Sh \times \ln(1 + B) \tag{A.8}$$

avec ρ_{liq} la masse volumique du liquide considéré à la température et à la pression initiale. $\lambda_{\text{th,moy}}$ est la conductivité thermique moyenne du mélange gazeux environnant la gouttelette, aux conditions de pression et température post-choc, $T_{\text{gaz},\infty}$ et $P_{\text{gaz},\infty}$. Son expression est :

$$\lambda_{\text{th,moy}} = Y_{\text{vap}} \cdot \lambda_{\text{th,vap}} + Y_{\text{gaz}} \cdot \lambda_{\text{th,gaz}} \tag{A.9}$$

Sh est le nombre de Sherwood défini par l'équation :

$$\mathrm{Sh} = 2 + 0.6\mathrm{Re}^{1/2}\mathrm{Sc}^{1/3} \tag{A.10}$$

Ce dernier est fonction du nombre de Reynolds de la gouttelette fille, ainsi que du nombre de Schmidt $\mathrm{Sc} = \mu_{\mathrm{gaz}} / (\rho_{\mathrm{gaz}} D_{\mathrm{masse}})$ dans lequel intervient la viscosité du gaz μ_{gaz} et la diffusion massique de la vapeur d'eau dans le gaz D_{masse}.

Le temps total d'évaporation de la gouttelette peut ainsi se calculer de la façon suivante :

$$\tau_{\mathrm{évap}} = \frac{d^2_{\mathrm{goutte}}}{\lambda_{\mathrm{évap}}} \tag{A.11}$$

A.2 Paramètres d'injection des phases gazeuses et liquides

A.2.1 Cas du Chapitre 5

A.2.1.1 Débits massiques estimés

Voir le Tableau A.1.

A.2.1.2 Fractions massiques et LWC calculés

Voir les Tableaux A.2 et A.3.

A.2.2 Cas du Chapitre 6

A.2.2.1 Débits massiques estimés

Voir les Tableaux A.6 et A.7.

A.2.2.2 Fractions massiques et LWC calculées

Voir les Tableaux A.8 et A.9.

Z_{Ar}	$\dot{m}_{\mathrm{Ar}}$ ($\mathrm{mg \cdot s^{-1}}$)	$\dot{m}_{\mathrm{O_2}}$ ($\mathrm{mg \cdot s^{-1}}$)	$\dot{m}_{\mathrm{C_2H_4}}$ ($\mathrm{mg \cdot s^{-1}}$)	$\dot{m}_{\mathrm{H_2O}}$ ($\mathrm{mg \cdot s^{-1}}$)
3 ± 0.6	223 ± 7	179 ± 2	52 ± 1	33 ± 2 (1) 51 ± 3 (2) 81 ± 4 (4)
7 ± 1.0	372 ± 8	127 ± 2	37 ± 1	34 ± 2 57 ± 3 102 ± 4
11 ± 1.2	446 ± 8	97 ± 2	28 ± 1	/ 59 ± 3 102 ± 6
12 ± 1.2	461 ± 8	92 ± 2	27 ± 1	/
13 ± 1.2	476 ± 9	88 ± 2	26 ± 1	/
14 ± 1.3	491 ± 9	84 ± 2	25 ± 1	/
15 ± 1.3	506 ± 9	81 ± 2	24 ± 1	41 ± 2 61 ± 3 106 ± 6
16 ± 1.4	536 ± 9	80 ± 2	23 ± 1	/
17 ± 1.4	542 ± 9	76 ± 2	22 ± 1	/
18 ± 1.4	550 ± 9	73 ± 2	21 ± 1	/
20 ± 1.5	595 ± 10	71 ± 2	21 ± 1	42 ± 3 / /
22 ± 1.6	625 ± 10	68 ± 2	20 ± 1	34 ± 2 66 ± 4 117 ± 7
24 ± 1.7	655 ± 10	65 ± 2	19 ± 1	/
26 ± 1.8	684 ± 11	63 ± 2	18 ± 1	/
28 ± 1.9	723 ± 11	62 ± 2	18 ± 1	42 ± 3 68 ± 4 120 ± 7

TABLEAU A.1 – Débits massiques mesurés lors de l'utilisation de l'atomiseur G1-4 avec 1 unité (1), 2 unités (2) et 4 unités (4) en fonctionnement. Cette dénomination est valable pour chaque dilution Z_{Ar}.

Z_{Ar}	Y_{Ar} ($\times 100$)	$Y_{\mathrm{O_2}}$ ($\times 100$)	$Y_{\mathrm{C_2H_4}}$ ($\times 100$)
3	49.2 ± 3.5	39.3 ± 1.3	11.5 ± 0.6
7	69.2 ± 3.9	23.8 ± 0.8	6.9 ± 0.5
11	78.0 ± 4.1	17.0 ± 0.6	5.0 ± 0.4
12	79.5 ± 4.2	15.9 ± 0.6	4.6 ± 0.4
13	80.8 ± 4.2	14.9 ± 0.6	4.3 ± 0.4
14	81.9 ± 4.2	14.0 ± 0.6	4.1 ± 0.4
15	82.9 ± 4.2	13.3 ± 0.6	3.9 ± 0.3
16	83.8 ± 4.2	12.6 ± 0.5	3.7 ± 0.4
17	84.6 ± 4.2	11.9 ± 0.5	3.5 ± 0.4
18	85.3 ± 4.2	11.4 ± 0.5	3.3 ± 0.3
20	86.6 ± 4.2	10.4 ± 0.4	3.0 ± 0.3
22	87.6 ± 4.2	9.6 ± 0.4	2.8 ± 0.3
24	88.6 ± 4.2	8.9 ± 0.4	2.6 ± 0.3
26	89.3 ± 4.2	8.2 ± 0.4	2.4 ± 0.3
28	90.0 ± 4.1	7.7 ± 0.3	2.3 ± 0.3

TABLEAU A.2 – Fractions massiques et LWC calculés d'après les débits mesurés **sans injection de spray**.

Z_{Ar}	Y_{Ar} ($\times 100$)	$Y_{\mathrm{O_2}}$ ($\times 100$)	$Y_{\mathrm{C_2H_4}}$ ($\times 100$)	$\mathrm{Y_{H_2O}}$ ($\times 100$)	LWC ($\mathrm{g \cdot m^{-3}}$)	Int
3	45.9 ± 2.6	36.7 ± 1.0	10.7 ± 0.6	6.7 ± 0.5	98 ± 8	n
7	65.2 ± 2.8	22.3 ± 1.3	6.5 ± 0.4	5.9 ± 0.4	82 ± 6	n
11	69.8	15.2	4.4	5.8	/	o
12	71.6	14.3	4.2	5.7	/	o
13	73.3	13.5	3.9	5.6	/	o
14	74.9	12.8	3.7	5.6	/	o
15	77.6 ± 3.1	12.4 ± 1.5	3.6 ± 0.3	6.3 ± 0.4	85 ± 6	n
16	77.9	11.7	3.4	5.5	/	o
17	79.3	11.2	3.3	5.5	/	o
18	80.6	10.8	2.9	5.4	/	o
20	81.6 ± 3.0	9.8 ± 1.5	2.9 ± 0.2	5.8 ± 0.4	76 ± 6	n
22	83.7 ± 3.0	9.1 ± 1.5	2.7 ± 0.2	4.5 ± 0.3	59 ± 5	n
24	87.7	8.8	2.6	5.2	/	o
26	89.8	8.3	2.4	5.2	/	o
28	85.5 ± 2.9	7.3 ± 1.5	2.1 ± 0.2	5.0 ± 0.4	65 ± 5	n

TABLEAU A.3 – Fractions massiques et LWC calculés d'après les débits mesurés avec **1 unité d'atomisation** en fonctionnement. "o" dans la colonne "Int" fait référence aux données obtenues à partir de l'interpolation des différents points expérimentaux.

Z_{Ar}	Y_{Ar} (×100)	$Y_{\mathrm{O_2}}$ (×100)	$Y_{\mathrm{C_2H_4}}$ (×100)	$\mathrm{Y_{H_2O}}$ (×100)	LWC ($\mathrm{g \cdot m^{-3}}$)	Int
3	44.2 ± 2.6	35.3 ± 1.0	10.3 ± 0.6	10.2 ± 0.8	154 ± 11	n
7	62.7 ± 2.8	21.5 ± 1.3	6.3 ± 0.4	9.6 ± 0.6	138 ± 9	n
11	70.8 ± 3.0	15.4 ± 1.5	4.5 ± 0.3	9.3 ± 0.6	130 ± 8	n
12	70.1	14.0	4.1	9.1	/	o
13	71.8	13.3	3.9	9.1	/	o
14	73.4	12.6	3.7	9.0	/	o
15	75.3 ± 3.1	12.1 ± 1.5	3.5 ± 0.3	9.1 ± 0.6	126 ± 8	n
16	76.5	11.5	3.3	8.9	/	o
17	77.9	11.0	3.2	8.9	/	o
18	79.2	10.6	3.1	8.8	/	o
20	81.8	9.8	2.9	8.7	/	o
22	80.8 ± 3.0	8.8 ± 1.5	2.6 ± 0.2	8.5 ± 0.6	115 ± 7	n
24	86.4	8.6	2.5	8.6	/	o
26	88.6	8.2	2.4	8.5	/	o
28	83.0 ± 2.9	7.1 ± 1.5	2.1 ± 0.2	7.8 ± 0.5	105 ± 7	n

TABLEAU A.4 – Fractions massiques et LWC calculés d'après les débits mesurés avec **2 unités d'atomisation** en fonctionnement. "o" dans la colonne "Int" fait référence aux données obtenues à partir de l'interpolation des différents points expérimentaux.

Z_{Ar}	Y_{Ar} (×100)	$Y_{\mathrm{O_2}}$ (×100)	$Y_{\mathrm{C_2H_4}}$ (×100)	$\mathrm{Y_{H_2O}}$ (×100)	LWC ($\mathrm{g \cdot m^{-3}}$)	Int
3	41.7 ± 2.5	33.4 ± 1.0	9.7 ± 0.5	15.1 ± 1.0	243 ± 15	n
7	58.2 ± 2.7	20.0 ± 1.4	5.8 ± 0.4	16.0 ± 1.0	247 ± 15	n
11	66.2 ± 2.9	14.4 ± 1.5	4.2 ± 0.3	15.1 ± 1.0	227 ± 14	n
12	65.7	13.1	3.8	14.9	/	o
13	67.3	12.4	3.6	14.8	/	o
14	68.8	11.8	3.4	14.8	/	o
15	70.6 ± 3.0	11.3 ± 1.6	3.3 ± 0.3	14.8 ± 0.9	219 ± 13	n
16	71.6	10.7	3.1	14.7	/	o
17	72.9	10.3	3.0	14.7	/	o
18	74.2	9.9	2.9	14.7	/	o
20	76.5	9.2	2.7	14.6	/	o
22	75.3 ± 3.0	8.2 ± 1.6	2.4 ± 0.2	14.1 ± 0.9	204 ± 12	n
24	80.8	8.1	2.4	14.5	/	o
26	82.8	7.6	2.2	14.5	/	o
28	78.3 ± 2.9	6.7 ± 1.6	2.0 ± 0.2	13.0 ± 0.8	185 ± 11	n

TABLEAU A.5 – Fractions massiques et LWC calculés d'après les débits mesurés avec **4 unités d'atomisation** en fonctionnement. "o" dans la colonne "Int" fait référence aux données obtenues à partir de l'interpolation des différents points expérimentaux.

Φ	$\dot{m}_{Ar}$ $(mg \cdot s^{-1})$	$\dot{m}_{O_2}$ $(mg \cdot s^{-1})$	$\dot{m}_{C_2H_4}$ $(mg \cdot s^{-1})$	$\dot{m}_{H_2O}$ $(mg \cdot s^{-1})$
0.8 ± 0.05	1446 ± 11	124 ± 2	29 ± 1	57 ± 3
	723 ± 11	62 ± 2	14 ± 1	55 ± 3 82 ± 4
0.9 ± 0.05	1446 ± 11	124 ± 2	33 ± 1	57 ± 3
	723 ± 11	62 ± 2	16 ± 1	55 ± 3 82 ± 4
1.0 ± 0.05	1446 ± 11	124 ± 2	36 ± 1	57 ± 3
	723 ± 11	62 ± 2	18 ± 1	55 ± 3 82 ± 4
1.1 ± 0.05	1446 ± 11	124 ± 2	40 ± 1	57 ± 3
	723 ± 11	62 ± 2	20 ± 1	55 ± 3 82 ± 4

TABLEAU A.6 – Débits massiques gazeux injectés et débits massiques en eau mesurés, lors de l'utilisation de la phase oxydante Ar/O_2, en fonction de la richesse Φ.

Φ	$\dot{m}_{Air}$ $(mg \cdot s^{-1})$	$\dot{m}_{C_2H_4}$ $(mg \cdot s^{-1})$	$\dot{m}_{H_2O}$ $(mg \cdot s^{-1})$
0.8 ± 0.02	782 ± 9	43 ± 1	25 ± 2 61 ± 3
	782 ± 9	43 ± 1	99 ± 6 135 ± 7
0.9 ± 0.02	934 ± 9	56 ± 2	33 ± 3 74 ± 4
	782 ± 9	48 ± 2	99 ± 6 135 ± 7
1.02 ± 0.02	994 ± 9	67 ± 2	33 ± 3 77 ± 4
	782 ± 9	54 ± 2	99 ± 6 135 ± 7
1.12 ± 0.02	854 ± 9	67 ± 2	33 ± 3 76 ± 4
	782 ± 9	60 ± 2	99 ± 6 135 ± 7

TABLEAU A.7 – Débits massiques gazeux injectés et débits massiques en eau mesurés, lors de l'utilisation d'air dans la phase oxydante, en fonction de la richesse Φ.

Φ	Y_{Ar} $\times 100$	$Y_{\mathrm{O_2}}$ $\times 100$	$Y_{\mathrm{C_2H_4}}$ $\times 100$	$\mathrm{Y_{H_2O}}$ $\times 100$	LWC $(\mathrm{g \cdot m^{-3}})$
0.8	90.4 ± 4.2	7.8 ± 0.3	1.7 ± 0.2	/	/
	87.3 ± 2.1	7.5 ± 1.0	1.7 ± 0.1	3.4 ± 0.2	44 ± 3
	84.6 ± 2.9	7.3 ± 1.5	1.8 ± 0.3	6.5 ± 0.4	85 ± 5
	82.1 ± 2.9	7.0 ± 1.5	1.6 ± 0.2	9.3 ± 0.6	125 ± 7
0.9	90.2 ± 4.2	7.7 ± 0.3	2.0 ± 0.3	/	/
	87.2 ± 2.1	7.5 ± 1.0	2.0 ± 0.1	3.4 ± 0.2	44 ± 3
	84.4 ± 2.9	7.2 ± 1.5	1.9 ± 0.3	6.4 ± 0.4	85 ± 5
	81.9 ± 2.9	7.0 ± 1.5	1.8 ± 0.2	9.2 ± 0.6	125 ± 7
1.0	90.0 ± 4.1	7.7 ± 0.3	2.3 ± 0.3	/	/
	87.0 ± 2.1	7.5 ± 1.0	2.2 ± 0.1	3.4 ± 0.2	44 ± 3
	84.3 ± 2.1	7.2 ± 1.5	2.1 ± 0.2	6.4 ± 0.4	85 ± 5
	81.7 ± 2.9	7.0 ± 1.5	2.0 ± 0.2	9.2 ± 0.6	125 ± 7
1.1	89.8 ± 4.1	7.7 ± 0.3	2.5 ± 0.3	/	/
	86.8 ± 2.1	7.4 ± 1.0	2.4 ± 0.1	3.4 ± 0.2	44 ± 3
	84.1 ± 2.1	7.2 ± 1.5	2.3 ± 0.2	6.4 ± 0.4	85 ± 5
	81.6 ± 2.9	7.0 ± 1.5	2.2 ± 0.2	9.2 ± 0.6	125 ± 7

TABLEAU A.8 – Fractions massiques gazeuses injectées et LWC en eau mesurés, lors de l'utilisation de la phase oxydante $\mathrm{Ar/O_2}$, en fonction de la richesse Φ.

Φ	Y_{Air} $\times 100$	$Y_{\mathrm{C_2H_4}}$ $\times 100$	$\mathrm{Y_{H_2O}}$ $\times 100$	LWC $(\mathrm{g \cdot m^{-3}})$
0.8	94.8 ± 1.0	5.2 ± 0.4	/	/
	92.0 ± 2.2	5.0 ± 0.4	3.0 ± 0.3	39 ± 3
	88.3 ± 2.2	4.8 ± 0.3	6.9 ± 0.4	94 ± 3
	84.7 ± 2.1	4.6 ± 0.4	10.7 ± 0.7	152 ± 9
	81.5 ± 2.1	4.4 ± 0.4	14.1 ± 0.8	208 ± 10
0.9	94.4 ± 1.0	5.6 ± 0.4	/	/
	91.4 ± 2.2	5.4 ± 0.4	3.2 ± 0.3	42 ± 4
	87.8 ± 2.2	5.2 ± 0.3	7.0 ± 0.4	96 ± 5
	83.7 ± 2.1	5.8 ± 0.4	10.5 ± 0.7	152 ± 9
	81.0 ± 2.1	5.0 ± 0.4	14.0 ± 0.8	208 ± 10
1.02	93.7 ± 1.0	6.3 ± 0.4	/	/
	90.9 ± 2.0	6.1 ± 0.4	3.0 ± 0.3	40 ± 4
	87.3 ± 2.0	5.9 ± 0.3	6.8 ± 0.4	94 ± 5
	83.7 ± 2.1	5.8 ± 0.4	10.5 ± 0.7	152 ± 9
	80.5 ± 2.2	5.6 ± 0.4	13.9 ± 0.8	208 ± 10
1.12	92.8 ± 1.0	7.2 ± 0.4	/	/
	89.6 ± 2.0	7.0 ± 0.4	3.4 ± 0.3	46 ± 4
	85.7 ± 2.0	6.7 ± 0.3	7.6 ± 0.4	107 ± 5
	83.2 ± 2.1	6.3 ± 0.4	10.5 ± 0.7	152 ± 9
	80.1 ± 2.2	6.1 ± 0.4	13.8 ± 0.8	208 ± 10

TABLEAU A.9 – Fractions massiques gazeuses injectées et LWC en eau mesurés, lors de l'utilisation de l'air en phase oxydante, en fonction de la richesse Φ.

A.3 Montage expérimental secondaire

A.3.1 Présentation du montage

Le montage représenté dans la Figure A.1 est constitué d'un tube horizontal de 6.8 m de long ayant une section cylindrique de 50 mm de diamètre.

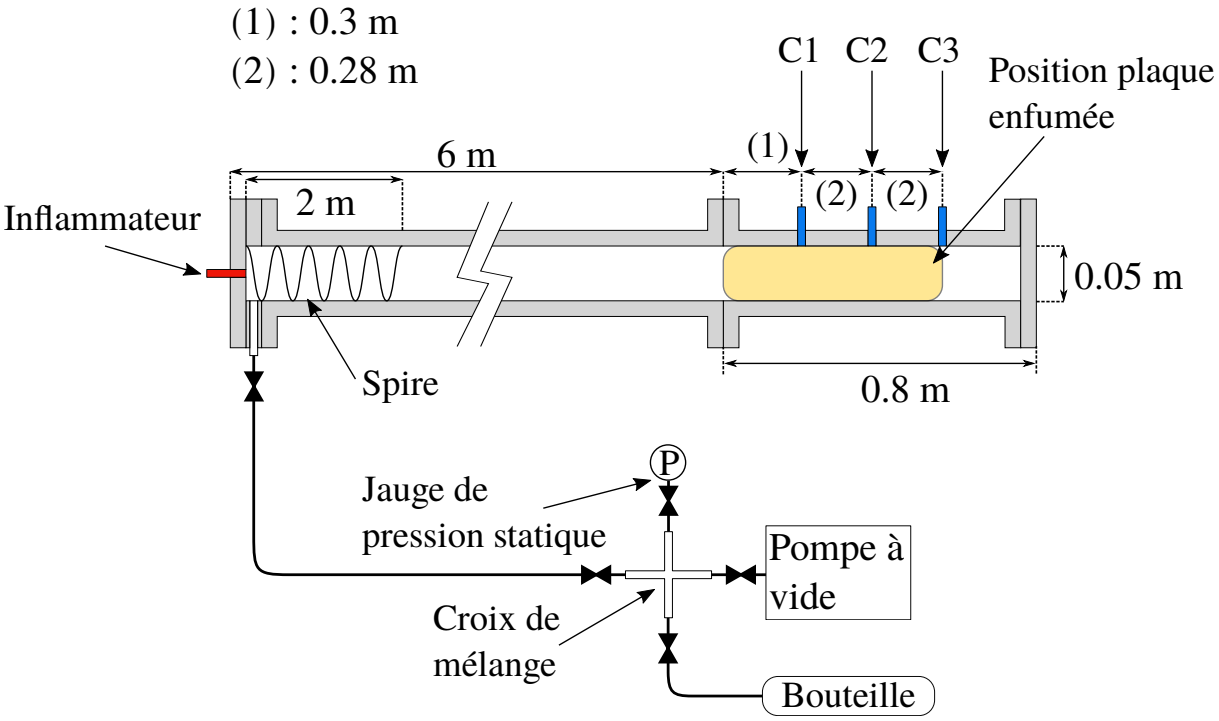


FIGURE A.1 – Présentation du montage expérimental secondaire.

Ce dispositif étanche au vide, permet l'injection à la pression désirée d'un prémélange, préparé dans une bouteille connectée à une croix de mélange. L'initiation de la détonation dans le prémélange est effectuée grâce à un inflammateur (du même type que ceux utilisés sur le montage principal), générant une flamme transitant rapidement vers le régime de détonation, grâce à une spirale de Shchelkin d'environ 2 m de long.
Trois capteurs de pressions KISTLER 603B ® nommés C1,C2 et C3 sont positionnés à l'extrémité opposée à l'initiation, ainsi qu'une plaque enfumée en polymiroir, afin de récupérer les célérités, pressions et la structure cellulaire de la détonation. Les amplificateurs de charges et la centrale d'acquisition sont identiques à ceux utilisés sur le montage principal.

A.3.2 Protocole d'essai

À la suite de l'insertion de la plaque enfumée, du montage de l'inflammateur et de la fermeture du tube, les étapes suivantes sont effectuées :

1. Connexion de la bouteille, de la pompe à vide, de la jauge de pression statique et du tube à la croix de mélange.
2. Mise en route de la pompe à vide jusqu'à l'obtention d'un vide primaire dans le tube. La bouteille reste fermée au cours de cette opération.
3. Lorsque le vide est réalisé, ouverture de la bouteille et remplissage du tube à la pression désirée. La jauge de pression statique permet de vérifier la montée en pression du dispositif.
4. Fermeture de la bouteille, déconnexion de la croix de mélange et de la bouteille du tube.
5. Armement des amplificateurs de charge et de la centrale d'acquisition, une opération qui s'effectue en moins d'une minute.
6. Armement de l'inflammateur, évacuation de la salle et mise à feu.
7. À l'issue de l'essai, reconnexion de la croix de mélange et utilisation de la pompe à vide pour purger le tube des gaz brûlés.

A.4 Analyse des signaux de pressions

A.4.1 Traitement primaire des signaux de pression bruts

Les signaux de pression contiennent deux informations essentielles dans le cas de nos études : la pression expérimentale et l'épaisseur hydrodynamique.

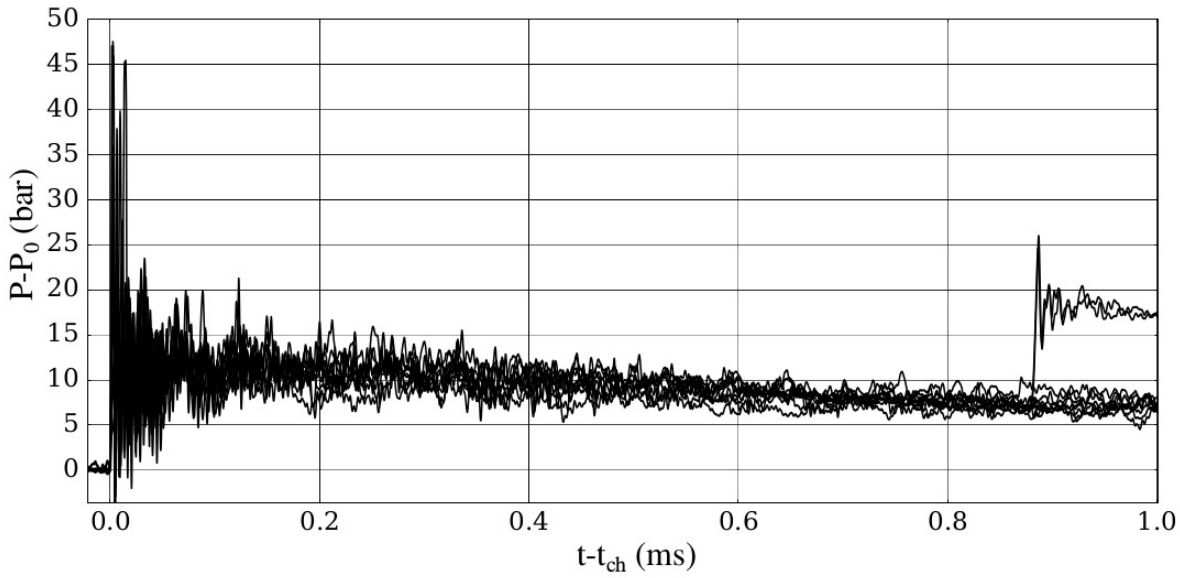


FIGURE A.2 – Superposition des signaux de surpression bruts, provenant des capteurs C2, C3, C4, C6 et C7 du montage principal dans le cas de deux essais effectués aux conditions suivantes : $C_2H_4 + 3O_2 + 28Ar + 3.5H_2O(liq)$ avec $Y_{H_2O} = 5 - 6.7$ %. Les signaux sont décalés temporellement par rapport au moment du passage du choc incident : $t - t_{ch}$.

La Figure A.2 montre un exemple de superposition des signaux de pression obtenus de plusieurs capteurs, pour des essais effectués dans les mêmes conditions. Ces essais sont repérés par rapport au passage du front de choc t_{ch}. L'intérêt d'effectuer cette superposition est d'atténuer les effets isolés liés au montage expérimental, tel l'arrachement de la protection thermique apposée sur le capteur, ainsi que les problèmes de vibration ou de résonance d'un capteur lors de l'essai.
L'analyse des signaux de pression non filtrés peut s'avérer néanmoins délicate lors de l'extraction des informations désirées, c'est pourquoi deux procédés développés au cours de cette thèse et explicités par la suite vont nous permettre de traiter ces signaux.
Le traitement primaire des signaux consiste à supprimer le front de choc enregistré par les capteurs de pression, en enlevant les impulsions contenues dans une plage de 11 µs après la détection du choc. Les signaux de pression ainsi obtenus sont exposés dans la Figure A.3.

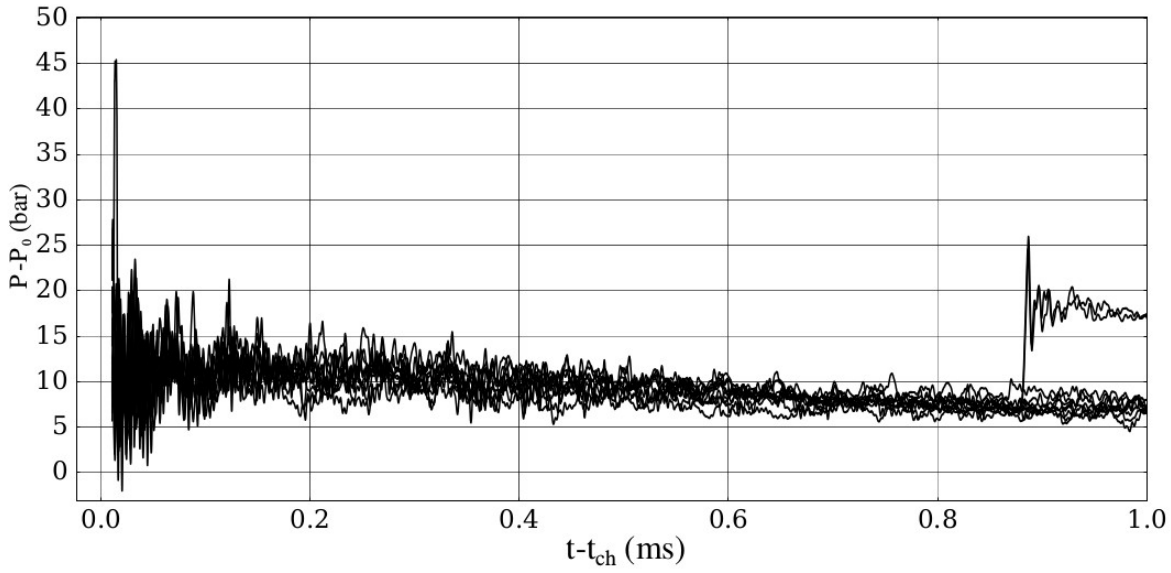


FIGURE A.3 – Superposition des signaux de surpression bruts sans le choc principal, issus des signaux de surpression bruts de la Figure A.2.

A.4.2 Détermination de la pression expérimentale

Les étapes employées dans l'obtention de la pression expérimentale à partir des signaux de surpressions bruts sans le choc principal sont les suivantes :

1. Un filtre passe-bas ayant une fréquence de coupure de 5 kHz est appliqué à chacun des signaux de surpression de la Figure A.3. Cette basse fréquence permet de conserver seulement la décroissance moyenne de la pression en aval du choc principal.
2. À partir de la superposition de ces signaux filtrés (voir Figure A.4), trois extrapolations linéaires sont tracées, caractérisant les décroissances moyenne, minimale et maximale de l'ensemble des signaux de surpression.
3. L'interpolation des droites avec l'axe des ordonnées ($t - t_{\mathrm{ch}} = 0$ ms) permet d'estimer trois surpressions, dont la surpression expérimentale moyenne $(\mathrm{P_{exp}} - \mathrm{P_0})_{\mathrm{moy}}$ pour le mélange étudié.

A.4.3 Détermination de l'épaisseur hydrodynamique

La méthode d'obtention de l'épaisseur hydrodynamique repose également sur l'utilisation d'un filtre fréquentiel sur les signaux de surpressions. Elle s'inspire de la méthode exposée dans la Partie 1.2.2 de LEE et RADULESCU [70] et s'effectue grâce aux étapes suivantes :

1. Un filtre passe-bande aux fréquences de coupures de 20 et 100 kHz est employé. L'intérêt de la fréquence de coupure basse du filtre est d'éliminer la décroissance moyenne en pression observée dans le cas de l'utilisation du filtre précédent, mais

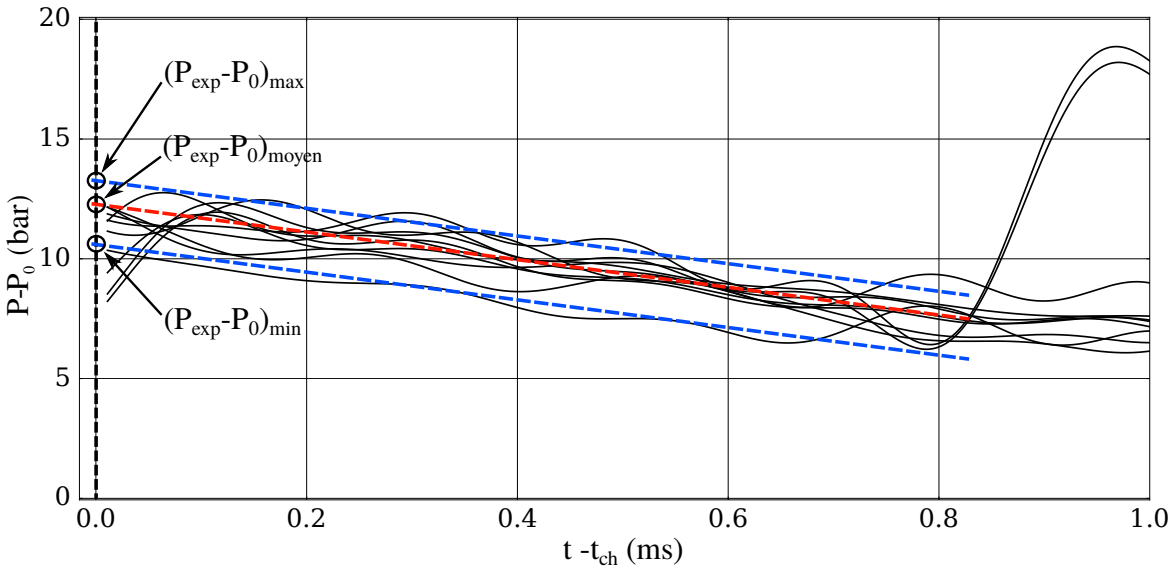


FIGURE A.4 – Superposition des signaux de surpression filtrés pour la détermination de la pression expérimentale, issus des signaux bruts exposés en Figure A.2.

également d'effacer les oscillations de pression liées au passage de l'onde transverse. La fréquence de coupure haute permet quant à elle de supprimer les fréquences parasites de résonance du capteur, apparaissant généralement à partir de 30 % de la fréquence de résonance naturelle de ce dernier (qui dans notre cas est de 300 kHz) [8].

2. Plusieurs interpolations linéaires de la décroissance des fluctuations de pression sont effectuées (voir Figure A.5), fournissant ainsi une zone globale de la fin des fluctuations de pressions.

3. Le temps moyen de fin des fluctuations de pression $\tau_{\mathrm{TH}} = (t - t_{\mathrm{ch}})_{\mathrm{TH}}$ donne ainsi directement l'épaisseur hydrodynamique l_{TH} :

$$l_{\mathrm{TH}} = \tau_{\mathrm{TH}} \times D_{\mathrm{CJ}} \tag{A.12}$$

avec D_{CJ} la vitesse théorique de détonation pour le mélange initial considéré.

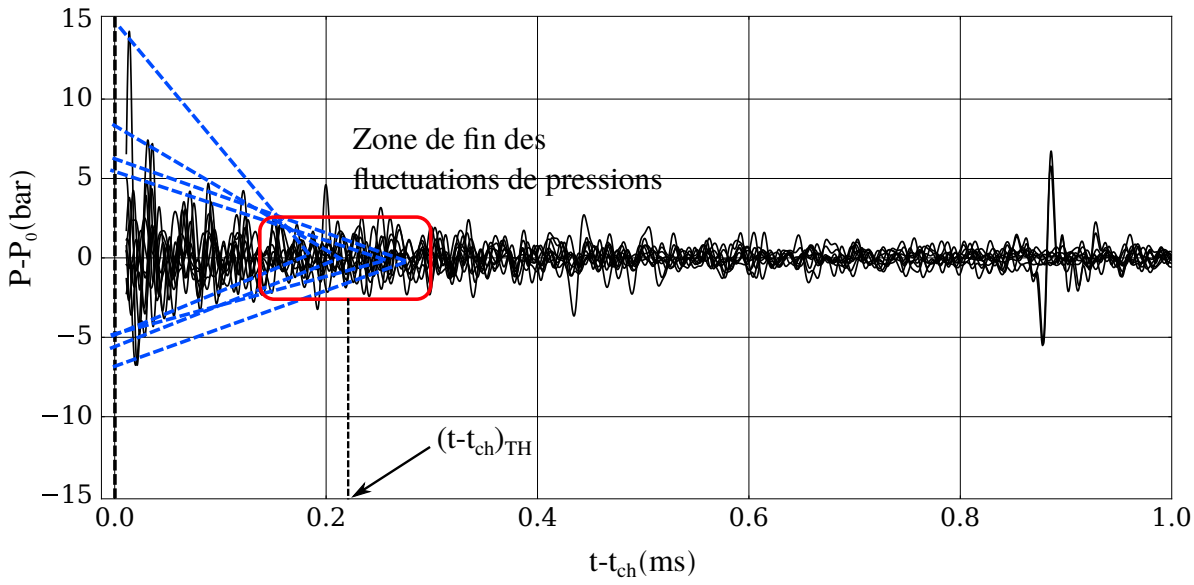


FIGURE A.5 – Superposition des signaux de surpression filtrés pour la détermination de l'épaisseur hydrodynamique, issus des signaux bruts exposés sur la Figure A.2.

A.5 Code de calcul 1D ZND

Ce code provient de la "ZND-Toolbox" développée par Browne et Shepherd ([16], [99]) et se base sur l'utilisation de la libraire Cantera (version 2.2.1) [45], ainsi que sur le mécanisme de cinétique détaillé multi-espèces GRI-MECH 3.0 [102].
Le code de calcul est utilisé pour calculer les paramètres de l'écoulement gazeux en aval de l'onde de choc incidente dans le cas d'une détonation, suivant le modèle ZND. Il permet ainsi d'obtenir les évolutions de température, pression, masse volumique, célérités du son et des gaz ou encore les fractions massiques des différents composants et radicaux produits. Les équations principales du modèle sont présentées dans la Section 1.1.2.2.

A.5.1 Les paramètres thermodynamiques

Le fichier GRI-MECH 3.0 fournit les paramètres thermodynamiques de chaque espèce i considérée dans le processus cinétique. Ces derniers sont basés sur les polynômes JANAF de la NASA, dont les expressions type pour C_p et H pour l'espèce i sont :

$$\left(\frac{C_\mathrm{p}}{R}\right)_i = \sum_0^4 a_k T^k \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{H}{RT}\right)_i = \sum_0^4 a_k \frac{T^k}{k+1} + \frac{a_5}{T} \tag{A.13}$$

avec a_k les coefficients propres à chaque espèce i, pour une gamme de température allant de 200 à 1000 K ou 1000 à 6000 K.

A.5.2 La résolution

La résolution des équations maîtresses à chaque itération est effectuée grâce à un solveur de type CVODE inclus dans la librairie Sundials (version 2.5.0-3).
Dans notre cas d'application, la célérité de détonation D_CJ est fixée grâce aux calculs fournis par Tds. Un seul critère est utilisé pour déterminer la convergence. Il s'agit du critère de sonicité, considérant l'écoulement comme sonique à la fin de la zone de calcul : $1 - M^2 < \epsilon_1$, avec ϵ_1 valant 10^{-5}. Un second critère de sécurité stoppe le calcul au-delà de 10 000 itérations.

L'algorithme général de résolution pour une itération i d'un calcul est le suivant :

1. Utilisation des propriétés thermodynamiques et cinétiques du mélange de l'itération précédente.
2. Résolution des équations maîtresses.
3. Calcul des propriétés cinétiques et thermodynamiques du mélange.

4. Calcul du critère de sonicité. Si lui ou le critère de sécurité ne sont pas atteints, passage à l'itération i+1, sinon arrêt du calcul.
5. Écriture des résultats de l'itération i dans le fichier de sortie.

A.6 Représentation alternative des pressions et célérités expérimentales

Les Figures A.6 et A.7 relatives aux Chapitres 5 et 6 permettent de comparer la variation d'énergie obtenue par l'estimation de la pression et par l'estimation de la célérité, entre un mélange sans spray (d) et un mélange avec spray (w).

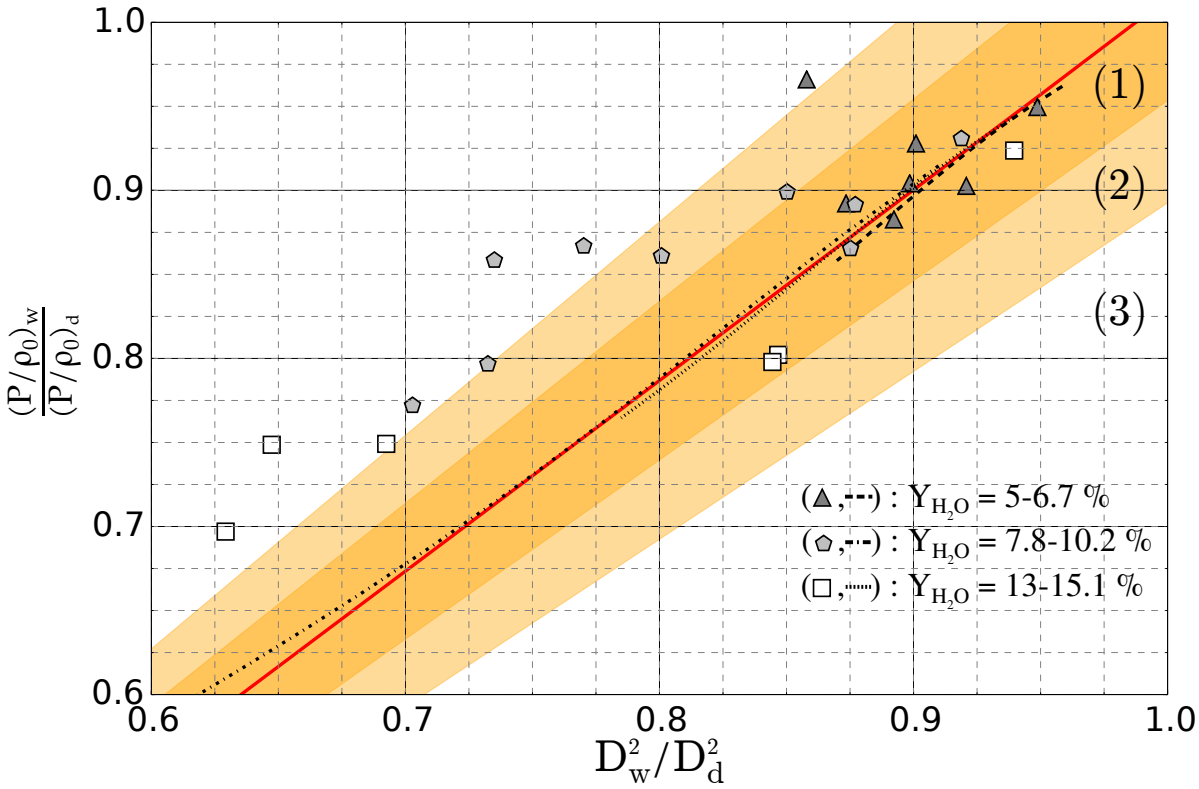


FIGURE A.6 – Comparaison adimensionnelle des pertes d'énergie représentée par la décroissance en pression $(P/\rho_0)_w/(P/\rho_0)_d$ générées par la présence du spray, face à celles représentées par la décroissance en célérité D_w^2/D_d^2, dans le cadre du Chapitre 5. Les symboles et courbes représentent respectivement les données expérimentales et théoriques (calculées via TDS). La courbe rouge représente la corrélation de l'ensemble des données théoriques et les domaines (1), (2) et (3) marquent l'écart par rapport à cette dernière de : moins de 6 % (1), 6 à 12 % (2) et plus de 12 %.

Cette comparaison est possible grâce à la théorie Chapman-Jouguet, définissant les relations suivantes sur la pression et la célérité :

$$\frac{P}{\rho_0} \approx \frac{\gamma}{\gamma+1} \times \frac{2\left(\gamma^2-1\right)P_0}{\gamma\rho_0} q \qquad \text{et} \qquad D^2 \approx 2(\gamma^2-1)q \tag{A.14}$$

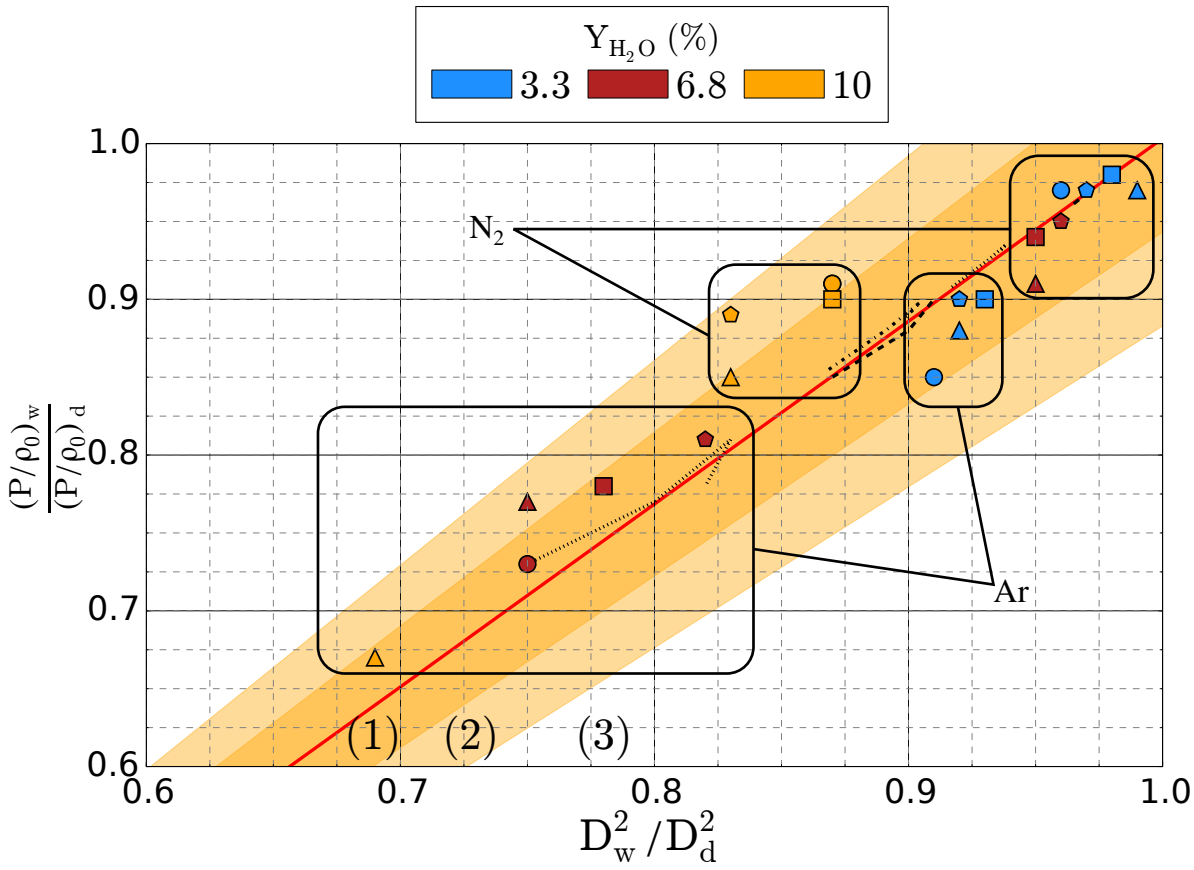


FIGURE A.7 – Comparaison adimensionnelle des pertes d'énergie représentée par la décroissance en pression $(P/\rho_0)_w/(P/\rho_0)_d$ générées par la présence du spray, face à celles représentées par la décroissance en célérité D_w^2/D_d^2, dans le cadre du Chapitre 6. Les symboles et courbes représentent respectivement les données expérimentales et théoriques (calculées via TDS). La courbe rouge représente la corrélation de l'ensemble des données théoriques et les domaines (1), (2) et (3) marquent l'écart par rapport à cette dernière de : moins de 6 % (1), 6 à 12 % (2) et plus de 12 %.

Ainsi :

$$\frac{P}{\rho_0} \approx \frac{\gamma}{(\gamma+1)} \times D^2 \tag{A.15}$$

Les Figures A.6 et A.7 montrent que le ratio $(P_{\mathrm{CJ}}/\rho_0)_w/(P_{\mathrm{CJ}}/\rho_0)_d$ est équivalent au ratio $D^2_{\mathrm{CJ},w}/D^2_{\mathrm{CJ},d}$, et ce indépendamment du mélange utilisé, contenant un spray ou non :

$$\frac{(P_{\mathrm{CJ}}/\rho_0)_w}{(P_{\mathrm{CJ}}/\rho_0)_d} \approx \frac{D^2_{\mathrm{CJ},w}}{D^2_{\mathrm{CJ},d}} \tag{A.16}$$

Ces figures révèlent également que ce comportement est observé expérimentalement, et ce pour la plupart des mélanges étudiés, hors de la zone d'influence du couplage acoustique et hors du limite de domaine détonabilité.

Une utilisation possible de ce type de représentation est d'identifier et de quantifier les pertes d'énergies intervenant lors de la propagation de la détonation.

Résumé : Ce projet de thèse expérimentale vise à étudier l'interaction d'une détonation se propageant dans une atmosphère gazeuse réactive ensemencée d'un spray d'eau, au sein d'un tube vertical de 4 m de haut ayant une section carré (52×52 mm^2). Le dispositif permet de mesurer les célérités de propagation de la détonation et les niveaux de pression associés, ainsi que d'analyser la structure cellulaire. La caractérisation du spray d'eau par la méthode PDI a permis d'évaluer le diamètre moyen des gouttelettes à 10 µm, pour des densités apparentes de spray pouvant atteindre 200 à 250 g $\cdot$ m^{-3}.
La première étude a consisté à faire varier la dilution Z en argon de 3 à 28, ainsi que la quantité X d'eau injectée (Y_{H_2O} pouvant atteindre 15 %), dans des mélanges stœchiométriques $C_2H_4 - O_2 - Z\mathrm{Ar} - X H_2O(\mathrm{liq})$. Cette étude a permis de faire varier les longueurs caractéristiques de la détonation par rapport à celles du spray. Deux comportements très différents ont été mis en évidence, suivant la taille plus petite (premier comportement) ou plus grande (deuxième comportement) de la longueur d'induction chimique par rapport à celle de l'atomisation secondaire des gouttelettes, dans les conditions de détonation. Ainsi dans le cas idéal où l'épaisseur hydrodynamique – distance moyenne entre le choc et la surface sonique – englobe l'ensemble des interactions diphasiques, la célérité de détonation sera celle de Chapman-Jouguet diphasique, inférieure au cas purement gazeux. Dans le cas du premier comportement, la vapeur issue de la phase dispersée ne participera pas l'agrandissement de la structure cellulaire, a contrario du second.
Afin de préciser les mécanismes du deuxième comportement, la seconde étude s'est quant à elle attachée à l'analyse de l'influence du spray par rapport à la régularité de la structure cellulaire de la détonation. Deux mélanges sont ainsi considérés, générant une détonation à structure régulière ($C_2H_4 - O_2 - 28\mathrm{Ar} - X H_2O(\mathrm{liq})$) ou irrégulière ($C_2H_4 - O_2 - 11.286N_2 - X H_2O(\mathrm{liq})$). Cette étude a confirmé que dans cette configuration, la vapeur d'eau issue de la phase dispersée liquide participe alors à l'agrandissement de la structure cellulaire. Elle a également permis de montrer la plus grande résilience des détonations irrégulières par rapport aux détonations régulières vis-à-vis des pertes pariétales. Il a de plus été constaté que la perte de régularité de la structure cellulaire liée à l'ajout d'eau est associée à l'augmentation de l'énergie d'activation réduite E_a/RT_{VN} et du facteur de stabilité χ expliquant par ailleurs l'apparition d'une sous-structure cellulaire, semblable à celle observée dans les détonations initialement irrégulières. La vapeur d'eau ainsi produite par l'évaporation du spray agit alors comme un diluant inerte en aval du choc incident.

Mots clefs : Onde de détonation, Écoulement diphasique, Atomisation, Cinétique chimique, Instabilités hydrodynamiques, Structure cellulaire de détonation

Abstract : The interaction between a gaseous detonation and a water spray was experimentally studied in a 4 m high vertical detonation tube with a square section (52×52 mm^2). Detonation pressure signals, average velocities and cellular patterns were recorded. The spray, produced by an ultrasonic generator and injected at the bottom of the tube, was characterized with the Phase Doppler Interferometry (PDI) method. The spray analysis revealed an average droplet diameter of 10 µm, and a Liquid Water Content (LWC) up to 200-250 g $\cdot$ m^{-3}.
The first study compared the detonation and spray lengths in stoichiometric $C_2H_4 - O_2 - Z\mathrm{Ar} - X H_2O(\mathrm{liq})$ mixtures, with an argon dilution Z ranging from 3 to 28 and a water mass fraction up to $Y_{H_2O} = 15$ %. Two distinct behaviors were identified, driven by the length of the induction zone compared to the secondary breakup length of the spray droplets. It was found that in the ideal case where the hydrodynamic thickness (representing the average length between the shock and the sonic surface) encompass the endothermic multiphase processes, the experimental detonation velocity is equivalent to the ideal Chapman-Jouguet multiphase velocity, which is lower than the ideal detonation velocity in a dry mixture. Moreover, when the induction length is shorter than the secondary breakup length, the water vapor produced by the droplets breakup and vaporization is not involved in the cellular structure enlargement.
To analyze in detail the second behavior, the second investigation focused on the influence of the water spray on the cellular structure regularity, by using mixtures of $C_2H_4 - O_2 - 28\mathrm{Ar} - X H_2O(\mathrm{liq})$ and $C_2H_4 - O_2 - 11.286N_2 - X H_2O(\mathrm{liq})$ with various equivalence ratio. The experiments revealed that the irregular detonations are more resilient compared to regular ones. Moreover, the loss of the detonation regularity generated by the water spray addition, and the increase in both the reduced activation energy E_a/RT_{VN} and the stability factor χ are responsible of the sub-structure generation, similar to the observations in initially irregular detonations. Furthermore, ZND computations indicated that water mainly played a thermal role, by diluting the reactive gaseous mixture, and seemed to have a limited impact on the kinetic processes.

Keywords : Detonation wave, Two-phase flow, Atomization, Chemical Kinetics, Hydrodynamic instabilities, Detonation cellular structure