



Université
de Lille



Contribution à l'analyse de l'imagerie LIF sur l'aluminium à l'aide d'outils numériques pour la caractérisation de flammes de propergols solides aluminisés

Thèse de doctorat de l'Université de Lille
préparée à l'ONERA

École doctorale n°104 Sciences de la Matière, du Rayonnement et de
l'Environnement (SMRE)
Spécialité de doctorat: Énergétique, Thermique, Combustion (Sciences pour l'Ingénieur)

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le Lundi 19 Février 2024, par

PIER-HENRI CHEVALIER

Composition du Jury :

Bruno RENOUE Professeur, INSA de ROUEN (CORIA)	Président
Christine ROUSSELLE Professeure, Université d'Orléans (PRISME)	Rapporteuse
Fabien HALTER Professeur, Université d'Orléans (ICARE)	Rapporteur
Olivier ORLANDI Ingénieur de recherche, ARIANEGROUP	Examineur
Xavier MERCIER Directeur de recherche, Université de Lille (PC2A)	Directeur de thèse
Nelly DORVAL Ingénieure de recherche, ONERA Palaiseau (DPHY/SLM)	Co-encadrante de thèse
Robin DEVILLERS Ingénieur de recherche, ONERA Palaiseau (DMPE/MPF)	Co-encadrant de thèse
Achraf DYANI Ingénieur de recherche, CNES (Transport spatial)	Invité

Thèse de doctorat

Remerciements

Dimanche soir à la fin de la 5ème année, 22h, le manuscrit est en grande partie terminé. Il est grand temps de penser aux remerciements! Ce projet de thèse fut une sacrée épreuve de vie à laquelle je n'étais clairement pas préparé. En rédigeant ces quelques lignes, je visualise les 6 années qui viennent de s'écouler, tantôt très lentement, tantôt à la vitesse de la lumière. Il est maintenant temps de remercier les personnes qui ont compté et ont permis l'accomplissement de ce projet.

En premier lieu j'ai une pensée toute particulière à ma chère et tendre Cassandra qui m'a porté, supporté et aimé tout au long de cette épreuve. Merci à nos deux tigres, Pichu & Floki pour leur amour inconditionnel. Ensuite merci à mes parents et ma famille qui, même s'ils ne comprenaient pas toujours les tenants et aboutissants de l'imagerie LIF sur l'atome Al savaient m'encourager dans les moments difficiles et me montrer leur fierté. Je pense en particulier à mon cousin, Alexis, et feus mon cousin Fred et mon oncle Jacques à qui je dédie ce travail.

Je remercie mon directeur de thèse, Xavier Mercier qui m'a encadré tout au long de ce projet et qui m'a partagé ses brillantes intuitions. Qu'il soit aussi remercié pour sa gentillesse, sa disponibilité permanente et pour les nombreux encouragements qu'il m'a prodigué. Je tiens à remercier grandement mes encadrants Nelly Dorval et Robin Devillers pour toute leur aide, leur écoute et leur disponibilité à toute épreuve. A ce titre, je remercie aussi tous les anciens collègues de l'ONERA Palaiseau avec lesquels j'ai pris beaucoup de plaisir à échanger. Je remercie particulièrement tous les membres de mon jury de thèse pour leur disponibilité et pour leur intérêt manifeste pour ce projet.

Je remercie le CNES pour le cofinancement de ce projet de thèse ainsi que Julien Pichillou et Nathalie Cesco pour leur soutien.

Un autre grand merci à Franck, Olivier et Stany avec lesquels j'ai pris beaucoup de plaisir à discuter en congrès ou au Hellfest. En revanche, je maintiens que BabyMetal ce n'est pas de la musique.

Merci à tous les copains qui m'ont permis de lever la tête du guidon, Gaetan & Sandra, Nico, JB, Miti, William, Basile, Lulu, Vince, John, Mathieu, Zac, Chouchou & Camille, Fédé, Greg, Toto Klamm, Gurvan & Cat, Wilfried & Anaïs, Remy, Pierre, le ptit Nico, Paddy & Lola, Yvan, Petrouch, Roxane, Hanna & Joey, Nino, Martin, Antoine, Aurore, Triffof & Gaetane, Morgane & Camille, Geek, Valentin, Maialen, Sam, Bastien, Jess & Bryan, Charles, Kael & Chloé, Maxence, Vincente et tant d'autres que je ne peux citer ici tant la liste serait longue.

J'ai une pensée particulière pour tous les copains artificiers de Lux Factory et notamment à mon Nono à qui je dédie aussi ce manuscrit. Je vous remercie d'avoir été ma bouffé

d'oxygène pendant ces deux dernières années.
Finalement, je remercie tous mes collègues de KNDS pour leur soutien et leur intérêt pour ce projet.

Abstract

Solid rocket motors are used in the propulsion of space launchers such as Ariane 6. Aluminum is used as a flame catalyst to improve the engine's specific impulse. Its combustion forms alumina residues in the internal channel, generating pressure instabilities and two-phase flow losses. These can lead to the degradation of on-board systems. To understand them, we need to take better account of aluminum combustion in numerical flow simulation. Validation of aluminum combustion models requires experimental data representative of current operating conditions on a solid rocket motor. However, obtaining such data using in situ diagnostics is difficult because of the very hostile environment. Thanks to new laser technologies coupled with fast detectors featuring high spatio-temporal resolution, this is now possible. ONERA has developed the method of laser-induced fluorescence imaging of the Al atom in the gas phase at high acquisition rates, applying it to small sample flames of solid aluminized propellants at 1.0 MPa. However, analysis of the fluorescence images obtained in this complex environment requires knowledge of the thermochemical data of the combustion products of the gaseous propellant in which the droplets evolve in order to determine their influence on the intensity and shape of the fluorescence signal. In this thesis project, one of the scientific approaches taken to analyze the measured images was to implement a suitable automatic drop detection and tracking algorithm. Statistics on drop dynamics and on the evolution of the LIF signal in the flame were thus obtained. In order to estimate the thermodynamic conditions of the gaseous environment in which the combustion droplets evolve, three-dimensional stationary single-phase and unsteady multi-phase simulations of the combustion of a sample of solid aluminized propellant in a pressurized nitrogen medium were carried out. They showed that the droplet trajectory was uniformly rectilinear in the jet, and that combustion was not complete when the droplets left the imaging field. The calculated velocities are consistent with those measured for similar drop sizes. The simulations also enabled us to estimate the influence of the surrounding nitrogen on drop combustion, and to define a region of interest for image analysis where its influence is not critical. The other approach consists in comparing the measured images with images simulated on the basis of temperature and Al atom concentration fields calculated using a combustion model of isolated aluminum droplets in a solid propellant environment developed at ONERA. New PLIF-Al imaging experiments in solid propellant flames up to 1.5 MPa have been carried out to improve the contrast and spatio-temporal resolutions of the images. The coupling of PLIF-Al and visible emission imaging using a high-speed camera has enabled us to observe the evolution of droplets from the surface. The combination of these two images provides a richer set of observations for analysis methods. A PLIF-Al image simulation has been developed based on aluminum vapor concentrations and temperatures estimated using stationary 2D simulations of an isolated burning drop under experimental conditions. The LIF simulation takes into account laser absorption and fluorescence reabsorption by Al atoms. The simulated images thus obtained show a certain degree of agreement with the measured images. An initial comparison between

the two is discussed, leading to promising results that open up future avenues of consolidation.

Résumé

Les moteurs à propergol solide sont utilisés dans la propulsion des lanceurs spatiaux comme Ariane 6. L'aluminium est utilisé comme catalyseur de flamme afin d'améliorer l'impulsion spécifique du moteur. Sa combustion forme des résidus d'alumine dans le canal interne générant des instabilités de pression et des pertes d'écoulement diphasiques. Elles peuvent conduire à la dégradation des systèmes embarqués. Leur compréhension passe par l'amélioration de la prise en compte de la combustion de l'aluminium dans la simulation numérique de l'écoulement. La validation de modèles de combustion de l'aluminium requiert des données expérimentales représentatives des conditions réelles de fonctionnement d'un moteur à propergol solide. Or, l'obtention de ces données à l'aide de diagnostics in situ est ardue à cause de l'ambiance qui est très hostile. Grâce aux nouvelles technologies laser couplées à des détecteurs rapides dotés de hautes résolutions spatio-temporelles, cela devient possible. L'ONERA a développé la méthode d'imagerie de fluorescence induite par laser sur l'atome Al en phase gazeuse à haute cadence d'acquisition en l'appliquant à des flammes de petits échantillons de propergols solides aluminisés à 1,0 MPa. L'analyse des images de fluorescence obtenues dans cet environnement complexe nécessite cependant de connaître les données thermo-chimiques des produits de combustion du propergol gazeux dans lequel évolue les gouttes pour déterminer leurs influences sur l'intensité et la forme du signal de fluorescence. Dans ce projet de thèse, une des démarches scientifiques suivie pour analyser les images mesurées a consisté à mettre en place un algorithme de détection et de suivi automatique des gouttes adapté. Des statistiques sur la dynamique des gouttes et sur l'évolution du signal LIF dans la flamme ont ainsi pu être obtenues. Afin d'estimer les conditions thermodynamiques de l'ambiance gazeuse dans laquelle évolue les gouttes en combustion, des simulations tridimensionnelles stationnaires monophasiques et instationnaires multiphasiques de la combustion d'un échantillon de propergol solide aluminisé dans un milieu pressurisé à l'azote ont été réalisées. Elles ont permis de montrer que la trajectoire des gouttes était rectiligne uniforme dans le jet et que leur combustion n'était pas complète lorsqu'elles sortaient du champ d'imagerie. Les vitesses calculées sont concordantes avec les vitesses mesurées pour des tailles de gouttes semblables. Les simulations ont aussi permis d'estimer l'influence de l'azote environnant sur la combustion des gouttes et de définir une région d'intérêt à privilégier pour l'analyse des images où son influence n'est pas critique. L'autre démarche consiste à confronter les images mesurées à des images simulées à partir des champs de température et de concentration des atomes Al calculés à l'aide d'un modèle de combustion de gouttes d'aluminium isolées en ambiance propergol solide développé à l'ONERA. De nouvelles expérimentations d'imagerie PLIF-Al en flammes de propergols solides jusqu'à 1,5 MPa ont été réalisées afin de perfectionner le contraste et les résolutions spatio-temporelles des images. Le couplage des imageries PLIF-Al et émission visible au moyen d'une caméra rapide a permis d'observer l'évolution des gouttes depuis la surface. Leur association permet d'enrichir les observations utiles aux méthodes d'analyse. Une simulation d'image PLIF-Al a été développée à partir des concentrations de va-

peur d'aluminium et de températures estimées à l'aide de simulations 2D stationnaires d'une goutte isolée en combustion dans les conditions expérimentales. La simulation LIF prend en compte l'absorption du laser et la réabsorption de la fluorescence par les atomes Al. Les images simulées ainsi obtenues ont montré une certaine concordance avec les images mesurées. Une première confrontation entre les deux est discutée, de laquelle découle des résultats prometteurs qui ouvrent des pistes futures de consolidation.

Table des matières

Remerciements	iii
Abstract	vii
Résumé	xi
Table des matières	xiii
Liste des figures	xvii
Liste des tableaux	xxix
Introduction	4
1 La propulsion solide : problématiques et études de la combustion de l'aluminium	5
1.1 Principes généraux sur la propulsion solide	7
1.2 Problématiques des ondes de pression dans les moteurs à propergol solide .	13
1.3 Modélisation de la combustion de l'aluminium en ambiance moteur	17
1.4 Caractérisations expérimentales de la combustion de l'aluminium en ambiances représentatives	24
1.5 Références	38
2 Expérimentations d'imagerie PLIF-Al et d'émission visible dans des flammes de propergols solides aluminisés	45
2.1 Principe de la méthode d'imagerie Laser Induced Fluorescence (LIF)	46
2.2 Présentation de la chambre de combustion	50
2.3 Présentation des montages expérimentaux	53
2.4 Méthodologie expérimentale	62
2.5 Composition de propergol solide et taille d'échantillon	68
2.6 Exemple d'images et premières analyses	72
2.7 Conclusion du chapitre	82
2.8 Références	83
3 Simulation numérique multiphasique de la combustion d'un échantillon de propergol solide	85
3.1 Objectifs et démarche de la simulation	87
3.2 Présentation des outils utilisés pour la simulation numérique	89
3.3 Mise en données du problème	91
3.4 Études préliminaires par la simulation monophasique	100
3.5 Étude de la combustion de l'aluminium dans la chambre de combustion . .	121
3.6 Conclusion du chapitre	134

3.7	Références	136
4	Application d'un algorithme de détection/suivi automatique à l'imagerie PLIF-Al pour l'analyse de la combustion	139
4.1	Présentation du besoin	140
4.2	Présentation des outils et méthodes utilisés	142
4.3	Optimisation des paramètres de détections MSER	147
4.4	Application d'un algorithme de suivi sur les images PLIF-AL	154
4.5	Exemples de statistiques observées à 1 MPa	156
4.6	Première comparaison entre simulation et mesure	169
4.7	Bilan et perspectives de cette méthode	172
4.8	Références	173
5	Développement d'une simulation d'imagerie PLIF-Al	175
5.1	Simulation de combustion de goutte	177
5.2	Calcul du signal LIF et sa dépendance à la température	182
5.3	Méthode de simulation d'une image Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF)-Aluminium (Al) : principe des scripts développés	189
5.4	Incertitude de la simulation PLIF Al : mise à l'échelle des images	195
5.5	Cas étudié	197
5.6	Résultats : simulation de combustion d'une goutte de 140 μm	202
5.7	Résultats : simulation d'image PLIF Al pour une goutte de 140 μm	212
5.8	Conclusion du chapitre	231
5.9	Références	232
	Conclusion	233
A	Calculs préliminaires à la simulation LIF	I
A.1	Profil de raie	I
A.2	Références	VIII
	Liste des acronymes	IX
	Nomenclature	XI

Liste des figures

1.1	Exemples de lanceurs utilisant des Moteurs à Propergol Solide (MPS).	7
1.2	Vue en coupe d'un MPS d'après [Davenas, 1989].	8
1.3	Exemples de géométries de canal central avec leur courbe de poussée d'après [Seifert et Boelter, 1959].	9
1.4	Simulations de l'agencement des grains de Perchlorate d'ammonium (PA) dans un volume de propergol solide issu de [Fabignon et al., 2003a].	11
1.5	Représentation théorique d'une flamme de propergol composite et simulation bidimensionnelle de la combustion d'un échantillon de propergol composite.	12
1.6	Courbes de pression en fonction du temps d'un essai de qualification des EAP du lanceur Ariane 5 d'après [Fabignon et al., 2003a].	13
1.7	Schéma récapitulatif des différentes sources d'instabilités des moteurs à propergol solide d'après [Lacassagne, 2017].	14
1.8	Schéma récapitulatif des différentes formes d'instabilités présentes dans les MPS d'après [Simoès, 2006].	15
1.9	Profil théorique de la couche limite acoustique d'après [Flandro et Majdani, 2003].	16
1.10	Schéma de principe de la vie des gouttes d'aluminium dans les MPS d'après [Fabignon et al., 2003b].	18
1.11	Effets néfastes de l'alumine dans un MPS d'après [Goncalves de Miranda, 2000].	19
1.12	Schéma de combustion d'une goutte d'aluminium en atmosphère de propergol d'après [Chassagne, 2007].	20
1.13	(a) Champs de température et de fraction massique d'alumine autour d'une goutte primaire en combustion en condition MPS, (b) Champs de température et de fraction massique d'alumine autour d'un agglomérat en combustion en condition MPS issus de la thèse de [Muller, 2019]	21
1.14	Chronologie des différentes études expérimentales de la combustion de l'aluminium avec des méthodes optiques dans le contexte des MPS.	25
1.15	Exemple d'images des premières études expérimentales de la combustion de l'aluminium.	28
1.16	Images en émission visible du processus d'inflammation d'une goutte d'aluminium dans une atmosphère pure d'H ₂ O à 1 kHz d'après la thèse de [Saroukhanian, 2003].	29
1.17	Image en émission visible d'une goutte en combustion en atmosphère contrôlée à pression atmosphérique issue de la thèse de [Braconnier, 2020].	30
1.18	Exemple d'images d'études expérimentales de la combustion de l'aluminium dans des flammes de propergols solides.	31

1.19 Spectres simulés superposés au spectres mesurés de AlO dans une flamme de aluminium-air issues de [Lomba et al., 2017].	32
1.20 Profil d'intensité théorique (ligne) et mesuré (point) pour une goutte de 280 μm en atmosphère de propergol solide à 0,1 MPa issus de [Harrison et Brewster, 2009].	33
1.21 Profil des coefficients d'absorption et de la température d'une goutte en combustion à $\lambda = 3,42\mu\text{m}$ pour des pressions comprises entre 0,1 MPa et 0,5 MPa issus de [Harrison et Brewster, 2009].	34
1.22 (c) Estimation de la température dans une flamme de propergol à l'aide de la mesure pyrométrique à 700 nm et 905 nm, (d) Variation d'intensité d'émission locale de la goutte, (e) images DIH de la même goutte en combustion. Images issues de [Chen et al., 2017]	35
1.23 Résultats de l'étude de la combustion de l'aluminium par la méthode PLIF issus de [Bucher et al., 1996] et [Bucher et al., 1998].	36
1.24 Image PLIF-Al d'une flamme de propergol à 1,0 MPa issue de [Vilmart et al., 2019].	37
2.1 Schéma simplifié du processus LIF avec trois niveaux d'énergie électronique.	47
2.2 Schéma de niveaux d'énergie détaillé de l'aluminium issus de la thèse de [Vilmart, 2017].	48
2.3 Montage PLIF-Al utilisé lors de la première campagne de mesures durant la thèse de G. Vilmart [Vilmart, 2017].	50
2.4 Schéma du banc CHAMADE.	51
2.5 Échantillon de propergol sur le support dans la chambre de combustion CHAMADE.	52
2.6 Photos de la chambre de combustion CHAMADE.	52
2.7 Images successives séparées de 100 μs d'émission (sans laser) et LIF (avec laser) de la flamme d'un échantillon de propergol ONERA (2508) à 1,5 MPa. Extraite de [Vilmart, 2017].	53
2.8 Photo du montage PLIF / émission visible en configuration à 180°implanté sur la chambre de combustion CHAMADE (2019).	56
2.9 Schéma en vue du dessus du montage d'imagerie PLIF-Al/Émission visible en configuration 180°utilisé durant la campagne de 2019.	57
2.10 Photo du montage du banc d'imagerie PLIF-Al en configuration 90°.	59
2.11 Schéma en vue du dessus du montage d'imagerie PLIF-Al/Émission visible en configuration 90°utilisé durant la campagne de 2020.	60
2.12 En haut, taux de transmission et de réflexion du miroir dichroïque fournis par le fabricant. En bas, courbe de transmission du filtre bande passante (fabricant).	61
2.13 Visualisation de la nappe laser traversant une cuve d'acétone liquide.	63
2.14 Images moyennes de nappe laser traversant une cuve d'acétone.	63
2.15 Profils moyens d'intensité du signal LIF sur la largeur de la zone de fluorescence.	64
2.16 Position de la mire de contraste dans le porte-échantillon lors de la mise au point des caméras sur la nappe laser.	66
2.17 Images moyennes des mires de réglage des champs, de la taille (a), (b) et du contraste (c), (d) et de l'échantillon de propergol avant combustion (e), (f). A gauche, images captées par la caméra LIF. A droite, images captées par la caméra visible. La taille de l'image est de 4,3 \times 4,3 mm sur 768 \times 768 pixel.	67

2.18	Fonction de densité de probabilité (PDF) en nombre et en volume de la granulométrie de la poudre de Al utilisée dans la composition de la BU2508. . .	70
2.19	Distributions cumulées en nombre et en volume de la granulométrie de la poudre de Al utilisée dans la composition de la BU2508.	70
2.20	Image instantanée dans le domaine visible de la combustion d'un échantillon de propergol solide de type BU2508 à 1,2 MPa.	73
2.21	Image instantanée dans le domaine visible de la combustion d'un échantillon de propergol solide de type BU1209 à 1,2 MPa.	74
2.22	En haut, images instantanées de la combustion d'un échantillon de BU2508 à 1,0 MPa dans le domaine spectral visible montrant la position détectée de la surface du propergol solide, en bas, images binaires correspondant aux images du dessus.	75
2.23	Zoom sur une goutte en combustion issue des images de la Figure 2.24. . . .	77
2.24	Images instantanée d'une flamme de propergol solide de type BU2508 à 1,0 MPa en champ zoomé. L'image visible à gauche et Image LIF à droite.	78
2.25	Image LIF instantanée générée par la combustion d'un échantillon de BU2508 en champ intermédiaire à 1,2 MPa.	79
2.26	Images moyennes lors d'essais avec laser en résonance et hors résonance .	80
2.27	En haut, images LIF (avec laser) instantanées successives et en bas, images d'émission propre (sans laser) enregistrées lors de la combustion d'un échantillon de BU2508 en champ intermédiaire à 1,2MPa.	81
3.1	Chambre de combustion CHAMADE.	92
3.2	Domaine de calcul de la simulation CEDRE.	93
3.3	Maillage non structuré de la chambre de combustion CHAMADE.	98
3.4	Conditions aux limites du domaine de calcul.	99
3.5	Plan représentant la position des plans de visualisation des simulations au regard du montage expérimental	103
3.6	Évolution spatio-temporelle de la température du gaz monoespèce PC dans le cas d'une composition de type Butalite (plan de visualisation des caméras) - Cas A	104
3.7	Évolution spatio-temporelle de la température du gaz monoespèce PC dans le cas d'une composition de type Butalite (plan perpendiculaire à la trajectoire du laser) - Cas A	105
3.8	Évolution des valeurs moyennes de la température, de la vitesse selon l'axe y et de la fraction massique de gaz PC en fonction de la hauteur pour différentes positions par rapport au centre de la surface débitante. Les traits en pointillés représentent les hauteurs maximums des champs de visualisation de la caméra PLIF.	108
3.9	Champs moyens de la température, de la vitesse verticale et de la fraction massique de gaz PC suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à l'instant $t = 0,8$ s. Les cadres représentent les champs de la caméra de visualisation PLIF.	110
3.10	Mesures du rayonnement infrarouge d'une flamme de propergol de type Butalite à 1,08 MPa issues [Boulal et al., 2021].	111

3.11 A gauche, mesures du rayonnement infrarouge d'une flamme de propergol de type Butalite à 1,08 MPa à l'instant $t=0.83s$ issues [Boulal et al., 2021], à droite, champs de température de la simulation de l'injection d'un gaz équivalent au produit de combustion d'un propergol de type Butalite à l'équivalent à l'instant $t=0.8s$	112
3.12 Évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur par rapport à la surface suivant 4 positions par rapport à son centre. Traits pointillés pour échantillon du cas B et traits pleins pour échantillon du cas A.	114
3.13 Évolution de la composante verticale de la vitesse moyenne en fonction la hauteur par rapport à la surface suivant plusieurs couples de position (X,Z)	115
3.14 Évolution de la pression dans le domaine de simulation au cours du temps pour les cas A et B.	116
3.15 Évolution de la fraction massique moyenne de gaz PC en fonction de la hauteur par rapport à la surface suivant plusieurs couples de position (X,Z) . . .	117
3.16 Évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur dans le cas d'une butalite et d'une butalane.	119
3.17 Évolution de la composante verticale de la vitesse moyenne en fonction de la hauteur dans le cas d'une Butalite et d'une Butalane.	120
3.18 Évolution de la fraction massique moyenne de gaz PC en fonction de la hauteur dans le cas d'une Butalite et d'une Butalane.	120
3.19 En haut, évolution du diamètre des particules primaires et des agglomérats le long du canal unidimensionnel. En bas, évolution de la température (à gauche) et de la vitesse (à droite), le long du canal.	124
3.20 Champ moyen de température suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à $t=0,8 s$ de simulation.	126
3.21 Évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ	127
3.22 Champ moyen la composante verticale de la vitesse des gaz suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à $t=0.8s$ de simulation	128
3.23 Évolution de la composante verticale de la vitesse des gaz en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ.	128
3.24 Champ moyen la fraction massique de gaz OX suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à $t=0,8s$ de simulation	130
3.25 Evolution de la fraction massique de gaz OX en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ	131
3.26 Évolution du diamètre des particules primaire (à gauche) et des agglomérats (à droite) en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ	132
3.27 Évolution de la vitesse verticale des particules primaire (à gauche) et des agglomérats (à droite) en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ	133
3.28 Évolution de la température des particules primaire (à gauche) et des agglomérats (à droite) en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ	134
4.1 Suivi manuel sur plusieurs images successives d'une goutte en combustion dans une flamme à 1,2 MPa en champ zoomé. Les images de signaux LIF+Emission sont à gauche et les images d'émission visible sont à droite. Résolution image LIF : $5\mu m/pixel$. Résolution image visible= $13\mu m/pixel$	141

4.2	Variation des signaux LIF et émission UV de la goutte qui est suivie sur la Figure 4.1.	142
4.3	Principe de détection d'object par niveau de seuil de signal d'intensité. . . .	144
4.4	Exemple de courbe précision/rappel	145
4.5	Schématisation des différents paramètres utiles pour la caractérisation des MSER dans notre algorithme de détection.	146
4.6	Exemple d'annotations sur une même images PLIF avec deux niveau de seuil maximum.	148
4.7	Performances de détection pour lors de l'étude paramétrique.	149
4.8	Précision vs Rappel pour deux séries d'images issues d'essais réalisés dans des conditions différentes avec deux méthodes de détections (algorithme Maximum Stable Extremal Region (MSER) et seuillage fixe).	150
4.9	Première application de l'étude paramétrique des paramètres MSER sur les images en champ zoomé (appliqué sur 106 images)	151
4.10	Détections de l'algorithme MSER sur des images PLIF-Al en champ zoomé .	151
4.11	Schématisation des paramètres renvoyés par la fonction BoundingBox sur une zone détectée arbitraire	152
4.12	Tri des objets détectés avec l'algorithme MSER sur une image en champ zoomé.	153
4.13	Application de l'étude paramétrique des paramètres MSER sur les images en champ zoomé que la Figure 4.9 avec prise en compte du critère de taille (appliqué sur 106 images).	154
4.14	Images PLIF-Al en nuance de gris avec les annotations des pistes détectées. Les croix représentent le centre de la zone détectées sur chacune des images précédentes. La Ligne verte représente l'évolution spatio-temporelle des détections (Champ zoomé).	155
4.15	Images PLIF-Al en nuance de gris avec les annotations des pistes détectées. Les croix représentent le centre de la zone détectée sur chacune des images précédentes. La Ligne verte représente l'évolution spatio-temporelle des détections (Champ large). A droite, champ intermédiaire ($10 \mu m/pix$), à gauche champ large ($20 \mu m/pix$).	156
4.16	Statistiques d'une piste issues de l'analyse d'une série d'images en champ zoomé de la combustion d'un échantillon de propergol 2508 à 1.0MPa . . .	157
4.17	Exemple de piste pour l'essai 08-104. Piste 1480. Les 3 graphes montrent les évolutions avec la distance à la surface Y de 3 paramètres : la position latérale X, la vitesse V et le signal maximal observé. Des zooms sur les images LIF pour des positions intermédiaires sont présentés à 5 instants. Images en fausses couleurs avec deux échelles différentes de niveau de signal.	158
4.18	Exemple de piste pour l'essai 08-104. Piste 2066. Les 3 graphes montrent les évolutions avec la distance la surface Y de 3 paramètres : la position latérale X, la vitesse V et le signal maximal observé. Des zooms sur les images LIF pour des positions intermédiaires sont présentés à 5 instants. Images en fausses couleurs avec deux échelles différentes de niveau de signal.	159
4.19	Profils de vitesse moyens pour 5 essais analysés. Le graphique a) représente le profil complet et le b) présente ces mêmes profils mais pour 3 mm de hauteur à la surface maximum.	161
4.20	Profils de vitesse avec dispersion des vitesses selon la hauteur. Profils pour les 10% les plus lentes ("10%") et les 10% les plus rapides ("90%")	162

4.21	Valeur de la vitesse latérale V_x pour toutes les détections réalisées, pour l'essai 08-104 en champ large. Le nuage de points est tracé selon la distance à la surface du propergol. Le trait noir correspond au profil moyen de V_x , les traits en pointillés aux profils à plus ou moins un écart-type.	163
4.22	Signal pour différents centiles des distributions cumulées.	165
4.23	Temps de présence depuis le départ de la surface, estimé à partir du profil de vitesse moyen et des limites à 10% et 90%. Données issues de l'essai 08-104 en champ large à 1.0 MPa et un temps d'exposition de 30 ns	166
4.24	Temps de présence depuis le départ de la surface, estimé à partir du profil de vitesse moyen et des limites à 10% et 90%	168
4.25	Profils de vitesse expérimentaux (moyenne et valeurs à 10% et 90% et profils de vitesse issus de simulations CEDRE de l'essai. Conditions de l'essai 08-104, 1,0 MPa.	170
4.26	Profils de vitesse expérimentaux (moyenne et valeurs à 10% et 90%, et deux exemples de pistes individuelles et profils de vitesse issus de simulations CEDRE de l'essai. Conditions de l'essai 08-104, 1,0 MPa.	171
5.1	Fraction massique et température du Dioxygène (O_2) dans les gaz en fonction du taux massique de PA issus de [Devillers et al., 2021].	179
5.2	Schéma de la goutte avec calotte d'alumine en position arrière.	181
5.3	Domaine de calcul et maillage pour la simulation bidimensionnelle en configuration axisymétrique.	181
5.4	Variation de la fraction de population des états mis en jeu dans le schéma excitation/ fluorescence en fonction de la température.	184
5.5	Intégrale de recouvrement en fonction de la température et de la pression.	185
5.6	Rendement quantique de fluorescence calculé pour différentes pressions dans une gamme de température comprise entre 1000 et 4000 K.	186
5.7	Évolution du signal LIF en fonction de la température à 1,0 MPa.	187
5.8	Schéma représentant le phénomène d'absorption d'un laser à travers un milieu de longueur L	188
5.9	Schéma représentant le phénomène de réabsorption du signal de fluorescence générée par une nappe laser dans un milieu optique composé de Al.	189
5.10	Schéma représentant la configuration simplifiée dans le cadre de la simulation de signal LIF.	190
5.11	Stratégie de simulation d'une image PLIF-Al à partir de simulations de combustion de goutte isolée d'aluminium. Chaque bloc de couleur fait appel à une modélisation physique qui lui est propre.	191
5.12	Chaîne de calcul de la simulation d'une image LIF, focalisée sur les 2 scripts propres à la simulation LIF	192
5.13	Schéma de principe expliquant le fonctionnement du script de simulation.	193
5.14	Discrétisation de la nappe laser de 150 μm d'épaisseur en n nappes laser élémentaires	194
5.15	Schéma de la nappe laser dans le domaine	195
5.16	Schéma du système de coordonnées polaires tel qu'utilisé pour la représentation des données LIF analysées.	197
5.17	Trois positions successives d'une même goutte à 1,0 MPa.	197
5.18	3 dernières positions de la goutte suivie par l'algorithme de détection automatique. La ligne verte correspond à la trajectoire complète de la piste détectée.	198

5.19 Images en émission visible (à gauche) et PLIF-Al d'une goutte avec la calotte d'alumine en bas.	199
5.20 Images en émission visible (à gauche) et PLIF-Al d'une goutte avec la calotte d'alumine en bas.	200
5.21 Profils du signal LIF extrait de l'image PLIF de la Figure 5.20 pour différents angles polaires.	200
5.22 Vitesse de la goutte mesurée expérimentalement et calculée.	201
5.23 Vitesse convective calculée.	201
5.24 Profils radiaux de température dans la flamme établie pour différentes positions relatives de la frontière extérieure.	203
5.25 Profils radiaux de fraction molaire de la vapeur d'aluminium dans la flamme établie pour différentes positions relatives de la frontière extérieure.	203
5.26 Combustion de la goutte sans calotte et avec vitesse du gaz 3 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.	205
5.27 Combustion de la goutte sans calotte et avec vitesse du gaz 4 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.	206
5.28 Combustion de la goutte avec calotte en avant et vitesse du gaz 4 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.	207
5.29 Combustion de la goutte avec calotte en arrière et vitesse du gaz 4 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.	208
5.30 Schéma présentant le sens d'évolution de l'angle polaire pour l'extraction des profils unidimensionnels.	209
5.31 Comparaison du profil unidimensionnel pour $Re/Rp = 3$ et des profils radiaux du champ bidimensionnel pour la vitesse du gaz 3 m/s. a) température; b) fraction molaire de l'atome Al.	210
5.32 Comparaison du profil unidimensionnel pour $Re/Rp = 3$ et des profils radiaux du champ bidimensionnel pour la vitesse du gaz 4 m/s. a) température; b) fraction molaire de l'atome Al.	211
5.33 Images PLIF-Al simulées pour 3 positions R_e de la frontière extérieure. Le signal est normalisé sur une dynamique de 12bits pour comparaison entre les images.	212
5.34 Différentes positions relative de la nappe par rapport au centre de la goutte.	213
5.35 Images PLIF-Al simulée pour une même goutte suivant huit positions relatives de la goutte par rapport à la nappe laser. Les signaux sont normalisés par rapport à leur propre maxima.	214
5.36 Images PLIF-Al simulée pour une même goutte suivant huit positions relatives de la goutte par rapport à la nappe laser. Les signaux sont normalisés par rapport au maximum de la configuration qui génère le plus de signal ($Z = 0$).	215
5.37 Profils horizontaux extraits des images PLIF-Al présentées dans la Figure 5.36. Pour mémoire, les signaux sont normalisés par rapport au maximum de la configuration qui génère le plus de signal ($Z = 0$).	216
5.38 Images PLIF simulées à partir de simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle pour $Z=0$	217

5.39	Images PLIF simulées à partir de simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle pour $Z=2R$	217
5.40	Diagramme en coordonnées polaires pour la comparaison entre simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle. Nappe laser à $Z = 0$	218
5.41	Champs des taux de transmission du laser pour la comparaison entre simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle. La nappe laser à $Z = 0$	218
5.42	Profils horizontaux des taux de transmission du laser pour la comparaison entre les modélisations unidimensionnelle et bidimensionnelle. La nappe laser à $Z = 0$	219
5.43	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux vitesses de gaz. Les deux cas sont avec calotte en haut et température adiabatiques. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$	220
5.44	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux vitesses de gaz. Les deux cas sont avec calotte en haut et température adiabatiques. Images calculées pour une nappe à $Z = 2R$	220
5.45	Diagrammes polaires pour les simulations bidimensionnelles à deux vitesses de gaz pour $Z=0$ (calotte en haut et température adiabatique).	221
5.46	Diagrammes polaires pour les simulations bidimensionnelles à deux vitesses de gaz pour $Z=2R$ (calotte en haut et température adiabatique).	221
5.47	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles calotte d'alumine en haut. Température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3$ m/s. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$ et $2R$	222
5.48	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles calotte d'alumine en bas. Température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3$ m/s. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$ et $2R$	223
5.49	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles sans calotte. Température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3$ m/s. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$ et $2R$)	223
5.50	Diagrammes polaires à $Z = 0R$ pour les simulations bidimensionnelles aux trois positions de calotte d'alumine (température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3$ m/s).	224
5.51	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux températures. Les deux cas sont avec calotte en haut et $v_{\text{gaz}}=4$ m/s. Images calculées pour une nappe à $Z= 0$	224
5.52	Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux températures. Les deux cas sont avec calotte en haut et $v_{\text{gaz}} = 4$ m/s. Images calculées pour une nappe à $Z = 2R$	225
5.53	Diagrammes polaires à $Z = 2R$ pour les simulations bidimensionnelles à deux températures (calotte en haut et $v_{\text{gaz}} = 4$ m/s).	225
5.54	Image PLIF-Al de la Figure 5.20 avec deux images simulées	226
5.55	Profils LIF extraits de l'image expérimentale de la Figure 5.20 et des différentes images simulées pour la comparaison	226
5.56	A gauche, image expérimentale telle que montrée dans la Figure 5.20. A droite, l'image PLIF-Al simulée pour $Z = 2R_p$	227
5.57	Diagrammes polaires de l'image expérimentale et de l'image simulée présentées sur la Figure 5.56.	228
5.58	A gauche, image expérimentale telle que montrée dans la Figure 5.20. A droite, l'image PLIF-Al simulée pour $Z = 0$	228
5.59	Diagrammes polaires de l'image expérimentale et de l'image simulée présentées sur la Figure 5.58.	229

5.60	A gauche, image expérimentale telle que montrée dans la Figure 5.19. A droite, l'image PLIF-Al simulée pour $Z = 3R_p$	230
5.61	Diagrammes polaires de l'image expérimentale et de l'image simulée présentées sur la Figure 5.60	230
A.1	Évolution des coefficients d'élargissement et de transfert collisionnel des états e et d en fonction de la température	IV
A.2	Évolution des coefficients d'élargissement en fonction de la température	V
A.3	Évolution des élargissements spectraux en fonction de la température à 1,0 MPa	VI
A.4	Profils de la combinaison des Raie 1 et 2 à 0,1 MPa et 1,0 MPa à 2500 K	VII
A.5	Profils de la raie 2 à 2500K pour des pressions comprises entre 1,0 et 1,6 MPa. La ligne noire représente le profil de raie du laser d'excitation	VII

Liste des tableaux

1.1	Performances des différents types de moteur fusée à réaction.	9
1.2	Tableau de la nomenclature des propergols solides en France.	11
1.3	Composition et granulométrie typiques d'une composition de type Butalane d'après [Braconnier, 2020].	11
1.4	Composition à l'équilibre des principaux produits gazeux issus de la combustion d'un propergol de type Butalite d'après [Braconnier, 2020].	12
1.5	Valeur des paramètres de la loi de combustion de la combustion d'une goutte d'aluminium en atmosphère gaz de propergol d'après [Beckstead, 2004].	22
1.6	Synthèse des enjeux liés à la compréhension de la combustion de l'aluminium dans les MPS et les données expérimentales nécessaires à leur modélisation.	23
1.7	Synthèse des moyens expérimentaux utilisés pour l'analyse des données d'intérêt utiles à la modélisation de la combustion de l'aluminium dans les MPS.	38
2.1	Données spectroscopiques telles que présentées dans [Kurucz, 1995] [Kellerher et Pododedova, 2008].	49
2.2	Caractéristiques optiques des différents champs de visualisation utilisés durant la campagne de 2019.	54
2.3	Caractéristiques optiques des différents champs de visualisation utilisés durant la campagne de 2020.	58
2.4	Composition de la Butalane BU2508 développée à l'Office National des Études et Recherches Aérospatiales (ONERA).	69
2.5	Diamètres représentatifs pour la granulométrie de la poudre de Al de la butalane BU2508.	71
2.6	Dimensions des échantillons utilisées durant les deux campagnes d'essais de 2019 et 2020.	71
3.1	Régime d'écoulement en fonction du Reynolds.	95
3.2	Conditions initiales nécessaires au calcul COPELLIA pour le propergol de type Butalite	101
3.3	Données thermodynamiques calculées à l'équilibre par COPELLIA pour une propergol de type Butalite.	102
3.4	Tailles des échantillons simulés.	102
3.5	Conditions initiales nécessaires au calcul COPELLIA dans le cas d'une composition de type Butalane.	118
3.6	Données thermodynamiques du gaz équivalent à tous les produits de combustion à l'équilibre calculées par COPELLIA dans le cas d'une composition de type Butalane.	118

4.1	Nombre d'images annotées et nombre d'annotations (essai 8-11 à 1,5 MPa).	148
4.2	Intervalles utilisées pour les paramètres MaxVariation et MinDiversity lors de l'étude paramétriques.	148
4.3	Numéro des essais considérés pour l'analyse.	160
4.4	Ordre de grandeur du temps passé dans l'écoulement, pour l'échauffement initial et la durée maximale de combustion	169
5.1	Température et composition molaire des gaz environnants pour la simulation unidimensionnelle de la combustion établie d'une goutte d'aluminium à 1,0 MPa.	180
5.2	Poids statistiques et énergies [Kurucz, 1995] des états mis en jeu dans le schéma d'excitation/fluorescence.	183
5.3	Cas simulés sous CEDRE en configuration bidimensionnelle axisymétrique.	202
A.1	Coefficients de transfert collisionnel pour les états e et d mesurés à 1200 K entre 1 et 10 mbar en ambiance gazeuse Azote (N ₂) durant la thèse de Vilmart [2017]	III

Introduction

La propulsion est un domaine en perpétuelle évolution depuis la dernière grande guerre ce qui a permis la conquête de l'espace. Depuis que l'homme eut marché sur la Lune pour la première fois, des agences et entreprises nationales et internationales ont vu le jour et ne cessent depuis lors de développer des programmes spatiaux aux objectifs toujours plus ambitieux : comme le développement de l'exploration spatiale (exploration du système solaire, activités de recherche, observation de la terre), mais aussi la mise en orbite de satellites artificiels. Fer de lance de cette épopée, les lanceurs spatiaux doivent être ainsi améliorés en dépassant sans cesse de nouvelles frontières technologiques. La diversité des applications visées a entraîné le développement de plusieurs approches pour répondre à ces objectifs. C'est dans le contexte spécifique de la propulsion solide, et donc des MPS ou Moteur à Propergol Solide que s'inscrit ce projet de thèse.

La propulsion solide est un moyen utilisé largement dans le domaine civil et militaire pour fournir de forts niveaux de poussée depuis la surface terrestre. Principaux constituants de ce type de moteur, les propergols solides sont des matériaux énergétiques contenant un comburant et une source oxydante, permettant ainsi la combustion indépendamment des conditions ambiantes. La grande majorité des compositions de propergol solide utilisées dans les domaines civils sont de type composite c'est-à-dire que des charges oxydantes sous forme de grains de taille micrométrique sont assemblés dans une résine réductrice. Classiquement, l'oxydant utilisé est du Perchlorate d'Ammonium (PA) et la résine liante est de type PolyButadiène HydroxyTéléchélique (PBHT). Des charges réductrices peuvent aussi être ajoutées sous forme de particules d'aluminium dans des proportions atteignant jusqu'à 20 % en masse pour les applications civiles. Ces particules vont brûler au-dessus de la surface du propergol en combustion et permettre ainsi d'augmenter les performances de poussée d'environ 10 %, ce qui justifie leur utilisation commune, mais sont aussi sources de différents phénomènes néfastes. L'aluminium conduit à la formation de résidus d'alumine induisant des pertes diphasiques et la formation d'un film de dépôt sur les tuyères. De plus, la combustion distribuée de l'aluminium dans l'écoulement au sein du moteur est soupçonnée d'avoir un impact conséquent en terme de stabilité des moteurs pouvant induire des oscillations de pression. Bien qu'elles n'aient jamais été responsables de défaillances importantes dans les moteurs, de telles oscillations peuvent ainsi conduire à l'endommagement de la charge utile dans le cas d'un lanceur spatial en induisant de fortes vibrations dans la structure.

Le développement de nouveaux lanceurs et l'exploitation des lanceurs existants nécessitent une bonne caractérisation des différents phénomènes associés à la combustion des particules d'aluminium. L'échelle conséquente des lanceurs spatiaux ne permet pas la tenue régulière d'essais à taille réelle, ce qui conduit à l'utilisation de simulations numériques représentatives. Toutefois, la prise en compte de l'aluminium n'est pas simple puisqu'il s'agit de simuler un écoulement diphasique réactif : la goutte d'aluminium va brûler dès son départ de la surface, continuer à brûler dans l'écoulement jusqu'à consommation totale de l'aluminium pour former finalement un résidu d'alumine toujours porté

par les gaz en mouvement. D'autres phénomènes peuvent intervenir comme des collisions éventuelles avec d'autres gouttes ou avec la paroi environnante... Les modèles physiques sont complexes à mettre en place. Ils nécessitent des données précises pour leur validation, ainsi que des données d'entrée représentatives des conditions réelles.

Dans ce cadre, il est difficile de disposer de données expérimentales sur l'aluminium dans un propulseur réel : pas d'accès simple dans une enceinte fermée, pressions dépassant 50 bar, particules d'intérêt de petites tailles... L'utilisation de montages expérimentaux à petite échelle permet toutefois d'obtenir des informations précieuses. En effet, la combustion de petits échantillons de petites tailles donne accès aux conditions de combustion dans une zone de quelques millimètres proche de la surface du propergol. Cette zone est importante car elle renseigne sur les premiers instants d'une goutte d'aluminium dans l'écoulement : taille initiale, vitesse d'entrée dans l'écoulement, profil initial de vitesse, allumage, début de combustion... Cela fournit des informations précieuses pour valider et initialiser les modèles.

Ainsi, l'ONERA utilise un montage expérimental permettant de brûler des échantillons de propergol solide de 100 à 200 mg dans une enceinte pressurisée jusqu'à 15 bar. En ciblant la zone proche de la surface du propergol en combustion, il est possible de caractériser la combustion des gouttes d'aluminium. Les visualisations par ombroscopie ou imagerie directe ont été réalisées avec des résolutions spatiales fines, permettant l'observation d'objets micrométriques. L'acquisition est réalisée à haute cadence (> 2 kHz) pour permettre un suivi dans le temps d'une goutte d'aluminium choisie. Cette démarche expérimentale est utilisée depuis 2010 en particulier dans le cadre d'études R & T CNES et permet d'obtenir des informations sur l'évolution des grandeurs caractéristiques de la dynamique des gouttes. De nouveaux outils de traitement des images à l'aide d'algorithmes basés sur l'intelligence artificielle sont en cours de développement pour augmenter leurs capacités en terme d'identification des objets avec une fiabilité accrue, et de suivi spatiotemporel d'une goutte qui change de physionomie au cours de son évolution dans la flamme. L'inconvénient principale se situe sur l'absence de données permettant d'alimenter et de confronter les modèles de cinétiques chimiques.

La technique d'imagerie de fluorescence induite par laser (PLIF) est une méthode devenue très classique pour les diagnostics in situ des espèces chimiques minoritaires des écoulements gazeux réactifs. Elle a été très utilisée pour les mesures des espèces radicalaires produites en flammes, écoulements hypersoniques, plasmas ou autre au cours des 30 dernières années. Il existe donc une bibliographie très riche sur les diverses applications de la technique et sur son évolution technologique pour la rendre plus performante en termes de sensibilité, de rapidité et de résolution temporelle. Actuellement, la LIF en imagerie à haute cadence est en plein essor grâce aux nouvelles technologies de diodes laser et de caméras CMOS intéressante notamment pour l'étude des phénomènes instationnaires et transitoires. La technique PLIF à haute cadence sur les atomes Al est développée depuis plusieurs années à l'ONERA et sa première application sur une flamme de propergol solide à 1.0 MPa a montré des résultats prometteurs puisqu'elle permet de visualiser la présence de l'atome Al, élément clé de la cinétique chimique produite lors de la combustion de ce type de propergol solide.

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte d'étude et est co-financée par le CNES et l'ONERA. Son objectif est d'appliquer la technique d'imagerie PLIF-Al pour participer à une meilleure caractérisation de la combustion de l'aluminium dans les flammes de propergols solides. Il s'agit de réaliser des campagnes de mesures dans la continuité des travaux réalisés précédemment et de montrer que l'on peut extraire des données qui puissent d'une part servir de données d'entrée aux simulations de la combustion de l'aluminium dans ce type

de flamme et d'autre part qui puissent être confrontées à la modélisation de la cinétique chimique.

Le premier chapitre présentera les problématiques liées à la propulsion solide en rapport à la combustion de l'aluminium dans les flammes de propergols solides. Les modèles de combustion et les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour leur amélioration et validation sont présentés ainsi que les limites actuelles.

Le deuxième chapitre introduira la technique d'imagerie PLIF que nous utiliserons avec ses différents paramètres. Les améliorations apportées au regard des travaux précédents seront brièvement présentées.

Le troisième chapitre est dédié à la caractérisation du milieu de combustion expérimental étudié à l'aide de simulations numériques CEDRE. Après une brève présentation de l'outil, deux types de simulations sont présentées : monophasique non réactive et multiphasique réactive. L'objectif est ainsi d'obtenir des données à confronter avec des statistiques issues de l'analyse expérimentale et de définir des zones d'analyse à privilégier afin de s'affranchir de l'influence de l'azote ambiant.

Le quatrième chapitre présente quant à lui l'adaptation et l'application d'un algorithme de détection et suivi automatique aux images PLIF dans l'objectif d'en extraire des premières statistiques de grandeurs à étudier en comparaison de celles obtenues par simulation numérique.

Enfin, le cinquième chapitre s'intéresse à la simulation d'une image PLIF-Al d'une goutte à partir d'un modèle de combustion développé à l'ONERA dans l'objectif de réaliser une première confrontation du modèle aux données expérimentales.

Chapitre 1

La propulsion solide : problématiques et études de la combustion de l'aluminium

*« Ground Control to Major Tom
Ground Control to Major Tom
Take your protein pills and put
your helmet on
Ground Control to Major Tom
(ten, nine, eight, seven, six)
Commencing countdown, engines
on (five, four, three)
Check ignition and may God's love
be with you (two, one, liftoff) »*

Space Oddity - David Bowie

Sommaire

1.1 Principes généraux sur la propulsion solide	7
1.1.1 Généralités et fonctionnement des moteurs-fusées	7
1.1.2 Composition du matériau énergétique	10
1.1.3 Combustion d'un propergol solide	11
1.2 Problématiques des ondes de pression dans les moteurs à propergol solide	13
1.2.1 Instabilités dans les moteurs à propergol solide	13
1.2.2 Les instabilités hydrodynamiques	14
1.2.3 Les instabilités de combustion	15
1.3 Modélisation de la combustion de l'aluminium en ambiance moteur . .	17
1.3.1 Évolution de la phase dispersée	17
1.3.2 Modélisation théorique de la combustion d'une goutte isolée	19
1.3.3 Modélisations empirique et semi-empirique du temps de combustion d'une goutte dans la chambre de combustion	21
1.3.4 Bilan sur les données nécessaires pour l'amélioration de la modélisation	23
1.4 Caractérisations expérimentales de la combustion de l'aluminium en ambiances représentatives	24
1.4.1 Dispositifs expérimentaux	24

1.4.2	Données d'intérêt pour l'analyse de la combustion déterminées par des diagnostics optiques	26
1.4.3	Positionnement des travaux de thèse	36
1.5	Références	38

Ce chapitre présente le contexte et l'état de l'art du sujet de thèse. Dans un premier temps il souligne les enjeux et problématiques de la propulsion solide (Sections 1.1 et 1.2). Ensuite, les modèles théoriques de la combustion de l'aluminium en ambiance moteur sont décrits. Les données utiles à l'amélioration de ces modèles sont alors détaillées (Section 1.3). La section 1.4 présente les différents moyens expérimentaux utilisés jusqu'à présent pour l'analyse de la combustion de l'aluminium. Les avantages et les limites de ces dispositifs sont finalement discutés pour chaque donnée utile à la modélisation.

1.1 Principes généraux sur la propulsion solide

1.1.1 Généralités et fonctionnement des moteurs-fusées

Les MPS sont des moteurs anaérobies à réaction qui emportent le combustible et le comburant. Ces moteurs sont particulièrement adaptés pour fournir une poussée conséquente pendant des temps limités et ainsi propulser des engins depuis la surface terrestre jusqu'à des altitudes où l'atmosphère est fortement diluée (70 kilomètres d'altitude). Les MPS ont également des avantages complémentaires permettant des facilités de transport et de stockage avec une grande durabilité et des coûts réduits. Ces qualités font que cette technologie est largement utilisée pour la propulsion des missiles conventionnels et non conventionnels (M51) ainsi que dans les Etages d'Accélération à Poudre (EAP) des lanceurs civils (Vega C, Ariane 5, Ariane 6). La Figure 1.1 présente un exemple des lanceurs utilisant des MPS.

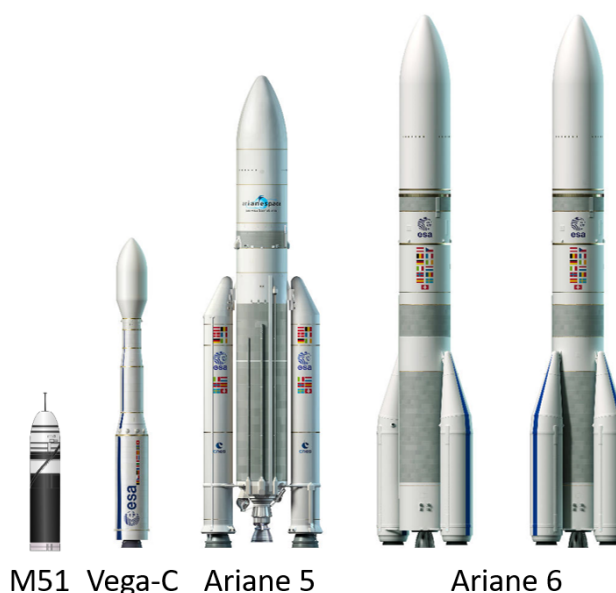


FIGURE 1.1 – Exemples de lanceurs utilisant des MPS.

Le fonctionnement de ce système propulsif est fondé sur le principe des actions réciproques de Newton. La Figure 1.2 présente une vue en coupe d'un MPS. L'allumeur pyrotechnique initie la combustion du canal central du propergol solide. Celui-ci génère une grande quantité de gaz de produits de combustion à haute température. La pression

monte dans le canal et les gaz sont accélérés puis éjectés par la tuyère. C'est l'éjection de ces gaz qui induit la poussée de l'engin dans le sens opposé à l'écoulement. Une fois la combustion initiée celle-ci est auto-entretenu jusqu'à la combustion complète du matériau énergétique. Le propergol solide se consume en régressant en couche par couche au cours du temps. La vitesse de régression (de l'ordre de quelques mm/s) est pilotée par la pression dans le canal central. Ce phénomène est défini par la loi de Vieille ([Vieille, 1893]) (1.1) :

$$V_{reg} = aP^n \quad (1.1)$$

où V_{reg} [$mm.s^{-1}$] est la vitesse de régression de la surface, P [MPa] la pression dans la chambre de combustion, a et n des constantes caractéristiques du propergol déterminées expérimentalement. L'exposant de pression n est généralement compris entre 0,4 et 0,7 [Turner, 2008].

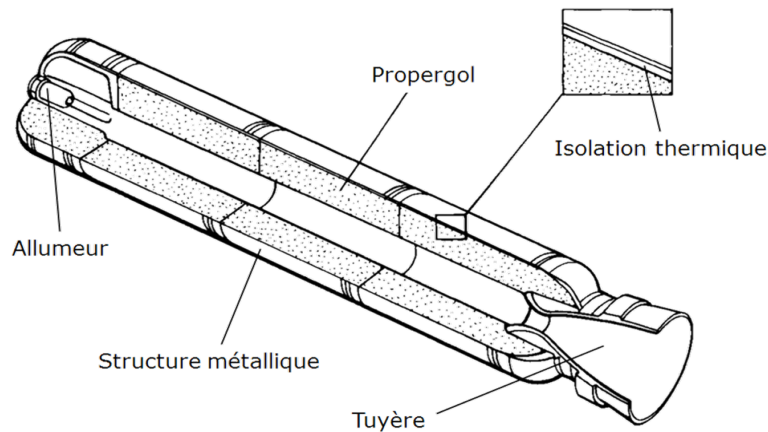


FIGURE 1.2 – Vue en coupe d'un MPS d'après [Davenas, 1989].

La régression induit une variation de la surface débitante du propergol au cours du temps. Cette variation modifie la poussée du MPS. Le canal de section cylindrique de la Figure 1.2 induit une régression radiale du chargement en partant du centre du canal jusqu'à l'isolation thermique du corps moteur. Dans ce cas, la taille de la surface débitante augmente au fur et à mesure que le propergol régresse ce qui entraîne une augmentation du débit. Le moteur fonctionne de manière optimale s'il est en régime établi. C'est à dire, que le débit de gaz généré par le propergol est équivalent au débit des gaz éjectés par la tuyère. On le modélise par :

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_{prop} = A_p \cdot \rho_{prop} \cdot V_{reg} \quad (1.2)$$

où \dot{m}_{out} , \dot{m}_{prop} [$kg.s^{-1}$] sont respectivement les débits massiques des gaz en sortie de tuyère et des gaz générés par le matériau énergétique, A_p un paramètre correctif dépendant de la nature du propergol, ρ_{prop} [$kg.m^{-3}$] la masse volumique du propergol et V_{reg} [$m.s^{-1}$] la vitesse de régression. Le débit en sortie de tuyère est ainsi proportionnel à la vitesse de régression du propergol solide. En adaptant cette vitesse de régression il est ainsi possible de contrôler la poussée du moteur. Des exemples de géométries de canal central avec leur courbe de poussée respective sont présentés dans la Figure 1.3. Les sections étoilées sont généralement placées proche de l'allumeur pour générer rapidement des gaz, faire monter la pression dans la chambre et ainsi initier le MPS.

Pour estimer l'efficacité d'un moteur à réaction, il est courant de calculer l'Impulsion spécifique (I_{sp}). Exprimée en s, elle est donnée par l'équation (1.3) :

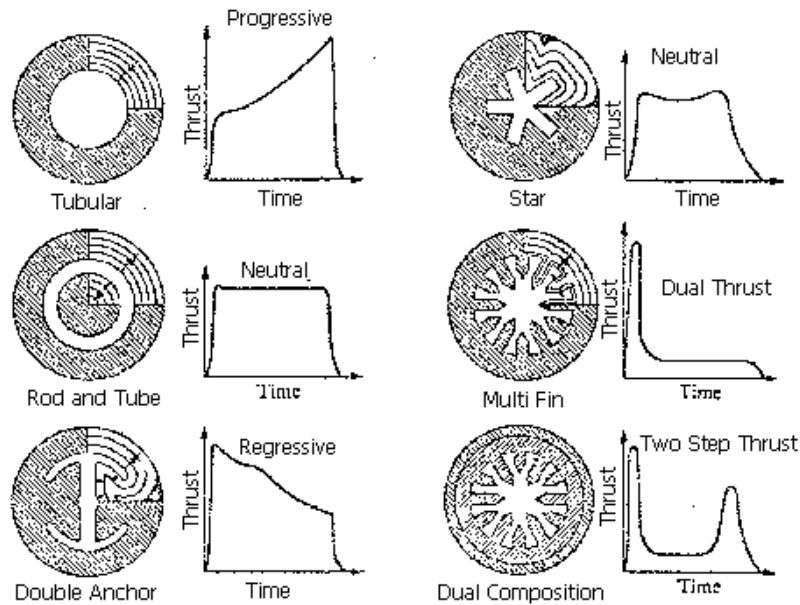


FIGURE 1.3 – Exemples de géométries de canal central avec leur courbe de poussée d'après [Seifert et Boelter, 1959].

$$Isp = \frac{F}{\dot{m}_{out} \cdot g_0} \quad (1.3)$$

où F [N] est la force de poussée du moteur, \dot{m}_{out} [$kg \cdot s^{-1}$] le débit massique de matière éjectée par le propulseur et g_0 [$m \cdot s^{-2}$] l'accélération due au champ de gravité au niveau de la mer. L' Isp équivaut à la durée pendant laquelle un kilogramme de matériau énergétique peut produire une poussée équivalente à un newton sur Terre : plus cette durée est élevée et plus le moteur est efficace. Les performances des différents types de systèmes de propulsion sont présentées dans le tableau 1.1. Il est à noter que toutes les poussées des différents systèmes propulsifs sont modulaires mise à part celle générée par la propulsion solide. Des études sont menées actuellement pour créer un propulseur hybride en couplant un moteur-fusée liquide avec un MPS. Ce type de propulsion n'a cependant pas encore d'applications industriels.

	Poussée [kN]	Isp [s]	Exemple d'utilisation
Propulsion solide	5000-8000	250-280	EAP, SRB
Ergol liquide	2000-3000	350-450	Vulcain 2
Propulseur hybride	300	250	SpaceShipOne, SpaceShipTwo
Propulsion nucléaire	30-1000	800-900	SNRE, IRGIT
Propulsion ionique	0.005-5	500-10000	Arcjet, LiLFA

TABLEAU 1.1
Performances des différents types de moteur fusée à réaction.

On constate que l' Isp des moteurs à propulsion liquide est bien supérieure à celle des MPS. A savoir qu'à poussée égale, plus l'impulsion spécifique d'un propulseur est grande, moins il consomme d'ergols. Nous pourrions donc nous attendre à une utilisation majoritaire de la propulsion liquide. Mais la propulsion solide présente de nombreux avantages qui lui sont intrinsèques. Ces avantages sont notamment d'avoir une force de poussée F plus importante, un stockage statique plus sûr avec un coût de maintenance réduit et

une disponibilité immédiate dès l'ordre de tir. Néanmoins, une fois que le moteur est allumé il est impossible de l'éteindre jusqu'à la combustion complète du chargement. Ceci implique de devoir détruire le propulseur en vol s'il s'écarte de sa trajectoire.

1.1.2 Composition du matériau énergétique

Un propergol solide est un composé pyrotechnique metastable c'est-à-dire qu'il est à l'état solide stable à température et pression ambiante. En fonction des performances désirées, des caractéristiques de l'engin à propulser, des coûts tolérés, du nombre de blocs à fabriquer, de la sécurité de fabrication, de son utilisation et des propriétés particulières physicochimiques désirées, on distingue deux familles de compositions : les propergols homogènes et les propergols composites.

Les propergols homogènes sont composés de nitrocellulose qui est synthétisée à l'aide de nitroglycérine. Ils peuvent être extrudés ou moulés. Dans ce cas la nitrocellulose est gélatinisée puis mis en forme par extrusion à la presse. Les propergols homogènes moulés ou propergols Epictète sont réalisés à partir d'une poudre très finement granulée de nitrocellulose. Cette poudre est tassée dans une moule ayant la même forme et dimensions que le bloc et pourvu d'un noyau ayant les caractéristiques du canal central recherché. La nitroglycérine est diluée dans un solvant de moulage. En augmentant la température, la poudre de base gonfle et forme un bloc compact. Outre la nitrocellulose et la nitroglycérine ces blocs comprennent un stabilisant (centralite ou nitro-2-diphénylamine) et des modificateurs balistiques. Ce type de propergol est principalement utilisé dans le cas des applications tactiques car il présente une plus grande discrétion (moins de fumées que pour les propergols composites). L'Isp est cependant plus faible.

Les propergols composites sont composés d'une charge cristallisée oxydante (PA, Hexogène (RDX), Octogène (HMX)) et d'un produit réducteur (Al). Afin de maintenir une bonne combustion du propergol en couche par couche un liant polymère carboné est ajouté à la composition. Un catalyseur de polymérisation et éventuellement un réticulant y sont ajoutés pour polymériser le liant en Polybutadiène Hydroxytéléchélique (PBHT). Le mélange est coulé directement dans le corps du propulseur. Il adhère étroitement aux parois à l'aide d'une colle, le liner, qui fusionne le métal des parois avec la charge de propergol. Il existe une famille complémentaire de propergol solide composite dite double base dans laquelle on ajoute des esters nitriques, essentiellement nitrocellulose et nitroglycérine dans le but de rendre le liant énergétique. L'Isp devient alors plus élevée mais les risques pyrotechniques sont plus importants que les propergols composites eux-mêmes ([Quinchon, 1991]).

Une nomenclature est utilisée en France pour catégoriser les propergols solides à partir de ces 3 constituants de base (liant, charges oxydantes, charges réductrices). Cette nomenclature est présentée dans le Tableau 1.2. Il est à noter que c'est une marque déposée par la société ArianeGroup.

Les propergols solides de type Butalane (PA/PBHT/Al) sont majoritairement utilisés pour la propulsion des engins civils. Il s'agit d'ailleurs des propergols utilisés dans les MPS d'Ariane 5 et 6. La composition de ces propergols ainsi que la granulométrie moyenne des constituants sont présentées dans le Tableau 1.3 :

La granulométrie est un facteur important pris en compte lors de la définition d'un propergol solide composite. Comme le montre le Tableau 1.3 la granulométrie du PA est supérieure à celle des particules d'aluminium. Plusieurs distributions de tailles de grains sont ajoutées à la composition afin de minimiser le volume vide. Une représentation de l'agencement d'un propergol solide composite est présentée sur la Figure 1.4a. Les diffé-

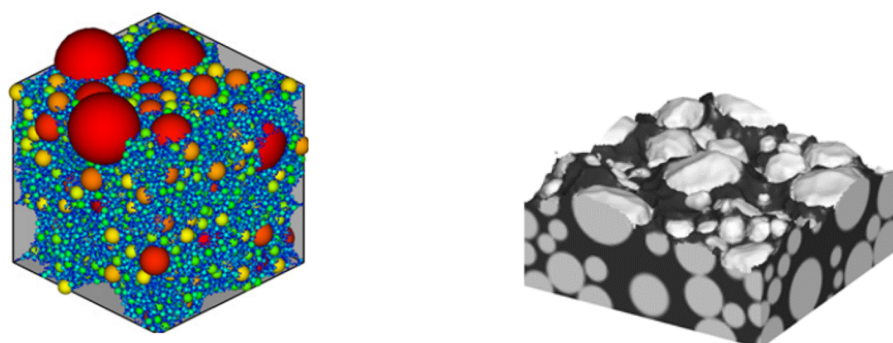
Préfixe indiquant la nature du liant	Lettre centrale indiquant les charges oxydantes	Suffixe indiquant la nature de la charge réductrice
BUTA : polybutadiène	L : PA	ANE : aluminium
ISO : polyuréthane	M : RDX ou HMX	EBE : bore
NITRA : ester nitrique	N : nitrate d'ammonium	ITE : absence de metal
SILI : silicone	P : perchlorate de potassium	IZE : zirconium

TABLEAU 1.2
Tableau de la nomenclature des propergols solides en France.

	PA	PBHT	Al
Fraction massiques [%]	68%	14 %	18 %
Granulométrie [μm]	5 - 200	-	5 - 50

TABLEAU 1.3
Composition et granulométrie typiques d'une composition de type Butalane d'après [Braconnier, 2020].

rences de distributions de tailles dans le matériau ont pour effet de rendre la surface de combustion poreuse et inhomogène. La Figure 1.4b présente une simulation de la surface d'un échantillon de propergol solide pendant la combustion.



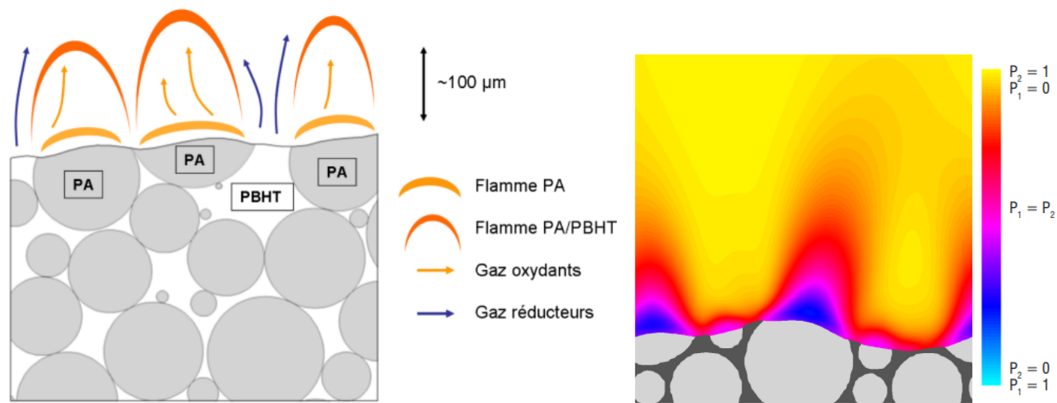
(a) Exemple d'agencement à l'échelle mésoscopique des charges oxydantes (en rouge) et réductrices (en bleu) d'un propergol composite. (b) Simulation de la régression de la surface d'un échantillon de propergol composite.

FIGURE 1.4 – Simulations de l'agencement des grains de PA dans un volume de propergol solide issus de [Fabignon et al., 2003a].

1.1.3 Combustion d'un propergol solide

La combustion d'un propergol solide met en jeu des mécanismes de combustion complexes. Dans le cas des propergols composites de type Ariane 5, les phénomènes très proches de la surface sont principalement liés à la combustion du liant et de la charge oxydante. Cette combustion est assimilable à celle d'un propergol de type Butalite c'est-à-dire uniquement lorsque le PA et le PBHT pyrolysent. Cette décomposition intervient à travers une flamme de pré mélange du PA ([Besckstead, 2000]). Les réactions chimiques de cette flamme produisent un excédant d'oxydant qui va réagir avec les produits de décomposition du PBHT. Cette réaction génère alors des flammes de diffusion ([Beckstead et al., 1970]). L'épaisseur de la zone de réaction n'excède pas $100 \mu m$ ([Chassagne, 2007]).

La réaction du propergol est exothermique. La température à sa surface est comprise entre 900 K et 1400 K ([Lengelle et al., 2000]). Plus loin de la surface, elle augmente pour atteindre la température adiabatique de flamme qui est autour de 2400 K. La Figure 1.5a, issue de la thèse de [Glorian, 2015], présente un schéma des différents types de flamme intervenant proche de la surface du propergol. La Figure 1.5a présente une simulation bidimensionnelle très proche de la surface d'un échantillon de propergol solide de type Butalite en combustion. La structure du matériau et les fractions massiques de PA et de PBHT sont représentées. On observe que les gaz de pyrolyse du PA sont bien plus rapidement consommés que ceux du PBHT.



(a) Schéma de la combustion d'un propergol composite de type PA/PBHT d'après [Glorian, 2015].

(b) Simulation bidimensionnelle de la combustion d'un échantillon de propergol composite PA/PBHT. La structure du matériau, les fractions massiques de PA (P1) et PBHT (P2) sont représentées sur l'image issues de [Fabignon et al., 2003a].

FIGURE 1.5 – Représentation théorique d'une flamme de propergol composite et simulation bidimensionnelle de la combustion d'un échantillon de propergol composite.

A la fin de cette combustion, l'écoulement gazeux des produits de combustion est principalement composé de CO, HCl, H₂O, N₂ et de CO₂. Les proportions massiques sont présentées dans le Tableau 1.4 issu de la thèse de [Braconnier, 2020]. Il est à noter que la pression n'est pas indiquée.

Espèces gazeuses	CO	HCl	H ₂ O	N ₂	CO ₂
Fraction massiques [%]	21	21	19	18	11

TABLEAU 1.4

Composition à l'équilibre des principaux produits gazeux issus de la combustion d'un propergol de type Butalite d'après [Braconnier, 2020].

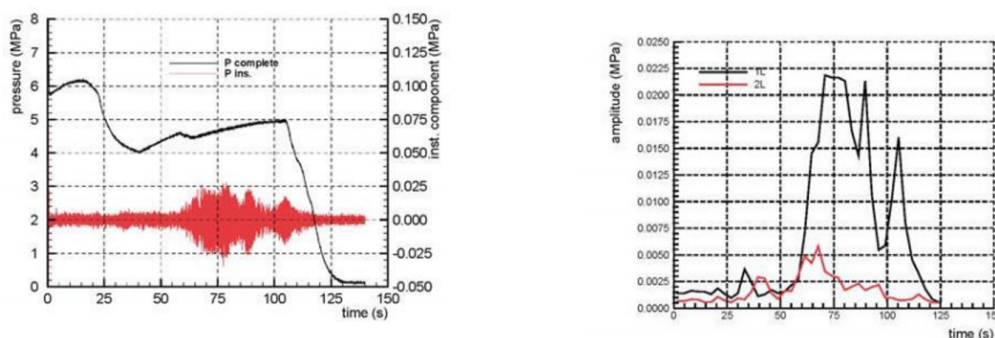
La combustion de la charge réductrice intervient plus haut dans la flamme. L'aluminium est la principale charge réductrice utilisée dans les compositions des applications civiles. Sa combustion a pour effet de générer une grande quantité d'énergie qui augmente la température des gaz dans la chambre de combustion du MPS. Cependant les particules d'aluminium ne brûlent pas totalement à la surface et sont emportées par l'écoulement gazeux des produits de combustion du PA/PBHT. L'écoulement devient alors diphasique comprenant une phase gazeuse composée des produits de combustion du propergol et une phase dite dispersée représentant les gouttes d'aluminium dans l'écoulement. La combustion de la phase dispersée est présentée dans les sections suivantes.

Dans la suite du manuscrit, le terme particule sera utilisé pour désigner l'aluminium à l'état solide et le terme goutte sera utilisé lorsque l'aluminium est à l'état liquide.

1.2 Problématiques des ondes de pression dans les moteurs à propergol solide

1.2.1 Instabilités dans les moteurs à propergol solide

L'ajout de particules d'aluminium dans les compositions n'est pas sans conséquences sur la balistique intérieure du MPS. Sa combustion génère des instabilités qui, couplées à l'acoustique de la chambre du moteur, produisent des Oscillations de Pression (ODP) ([Blomshield, 2001]). Ces ODP diminuent les performances du moteur et induisent surtout des vibrations pouvant causer la détérioration de la charge utile du lanceur. Elles sont étudiées depuis plus de 40 ans suite à leur mise en évidence dans la phase de conception des EAP du lanceur Ariane 5 (moteur P230). Des ODP sont enregistrées aux cours des essais de qualification du moteur entraînant des fluctuations de poussée. Les courbes de pression d'un essai de qualification sont présentées sur la Figure 1.6. La Figure 1.6a présente les ODP à travers les fluctuations de la courbe rouge. La Figure 1.6b présente les amplitudes des ODP pour les fréquences caractéristiques de la géométrie de la chambre de combustion. Ces observations expérimentales mettent en évidence un comportement instable qui se traduit par des ODP d'amplitudes variables pouvant atteindre 200 mbar. Suite à ces essais, des calculs réalisés par [Guerry et al., 2008] montrent que le P230 est le siège d'instabilités issues de phénomènes hydroacoustiques et de la combustion de l'aluminium. De nombreuses études ont été réalisées pour prédire l'occurrence de ces oscillations.



(a) Évolution temporelle des pressions complètes et instationnaires typiques du P230. Pression dans le (b) Évolution temporelle des amplitudes sur les pre- moteur (en noir) et ODP (en rouge) en fonction dumiers modes acoustiques. temps.

FIGURE 1.6 – Courbes de pression en fonction du temps d'un essai de qualification des EAP du lanceur Ariane 5 d'après [Fabignon et al., 2003a].

La Figure 1.7 présentent les différentes sources d'instabilités. On les distingue en deux grandes catégories :

- Les instabilités issues du couplage entre les structures tourbillonnaires et les modes acoustiques de la chambre de combustion. Ce sont les instabilités hydrodynamiques ;
- Les instabilités issues de la combustion du propergol solide et des gouttes d'aluminium dans la chambre de combustion. Ce sont les instabilités de combustion.

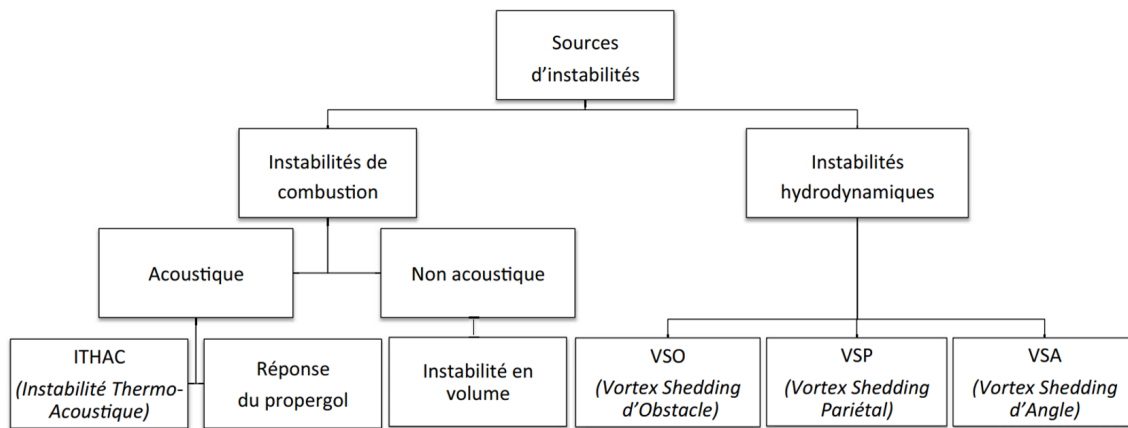


FIGURE 1.7 – Schéma récapitulatif des différentes sources d'instabilités des moteurs à propergol solide d'après [Lacassagne, 2017].

La compréhension du couplage des modes acoustiques de la chambre de combustion avec les instabilités est un élément essentiel. Le couplage intervient lorsque la longueur d'onde des instabilités est proche des modes acoustiques, c'est-à-dire lorsqu'elle est du même ordre de grandeur que la longueur caractéristique du MPS. Les modes peuvent être classés suivant trois catégories : longitudinaux, tangentiels et radiaux. Dans le cas des ODP, se sont les modes longitudinaux qui sont sollicités. Ces modes correspondent aux moteurs segmentés de géométrie allongée comme ceux d'Ariane 5. Les modes longitudinaux sont moins présents dans les moteurs plus petits. Lors de l'allumage du propergol solide, des instabilités de volume interviennent aussi. Ce sont des instabilités qui ne sont pas couplées avec les modes acoustiques.

1.2.2 Les instabilités hydrodynamiques

Les instabilités hydrodynamiques interviennent lorsque les écoulements tourbillonnaires rentrent en phase avec les modes acoustiques de la chambre. Lorsque la fréquence d'apparition des tourbillons est du même ordre de grandeur que celle des modes acoustiques il y a un couplage entre ces deux phénomènes. Ce couplage amplifie les instabilités qui sont classées en trois catégories (cf. Figure 1.7) :

- détachements tourbillonnaires d'obstacle ou Vortex Shedding d'Obstacle (VSO) ;
- détachements tourbillonnaires d'angle ou Vortex Shedding d'Angle (VSA) ;
- détachements tourbillonnaires pariétaux ou Vortex Shedding Pariétal (VSP).

Les modes VSO et VSA sont principalement issus des irrégularités géométriques du propergol (élargissement, détachement, obstacle, etc.). Par exemple, l'interaction avec les protections thermiques séparant les segments de propergols génèrent une couche de cisaillement et l'apparition de structures convectives. L'existence des VSO a été mise en évidence par de nombreux travaux expérimentaux ([Couton et al., 1996],[Vetel, 2015], [Anthoine, 2015]). [Ballereau et al., 2003] ont notamment mis en évidence l'influence de la forme et de la position de la protection thermique sur l'instabilité.

Les VSA apparaissent lorsqu'un angle brusque de la géométrie du propergol solide intervient. Ces instabilités ont été observées expérimentalement par [Dupays, 1996]. Les effets de la phase condensée sur la formation des tourbillons par les VSA y a notamment été démontré. [Lacassagne, 2017] a montré par simulation numérique que la présence de

gouttes d'aluminium réactives modifiait les niveaux des ODP par les instabilités hydrodynamiques.

Le mode VSP est typique des moteurs de grande taille. Il est issu des perturbations pariétales de l'écoulement générées par les injections radiales de gaz. Ce sont les réorientations des gaz qui le génère. Contrairement aux VSO et VSA, ce mode n'est pas lié à l'interaction de l'écoulement avec une singularité géométrique mais plutôt au type d'écoulement dit de Taylor-Culick. Il s'agit d'un type d'écoulement intervenant uniquement à l'intérieur d'un long cylindre. Les VSP ont été étudiées expérimentalement par [Avalon et al., 1998] et [Chedeveigne, 2007]. [Orlandi et al., 2017] ont mis en évidence un couplage possible entre les VSP et la combustion des gouttes d'aluminium dans des simulations.

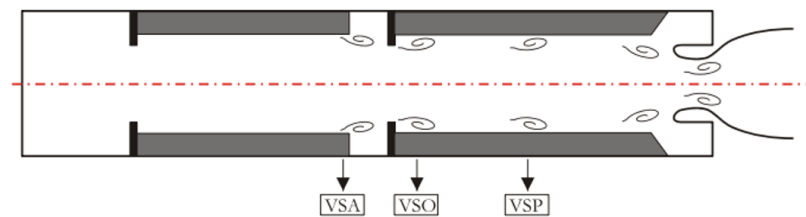


FIGURE 1.8 – Schéma récapitulatif des différentes formes d'instabilités présentes dans les MPS d'après [Simoes, 2006].

1.2.3 Les instabilités de combustion

Les instabilités de combustion peuvent être le résultat d'un couplage des phénomènes de combustion avec les modes acoustiques de la chambre du moteur. On en distingue deux catégories :

- Les instabilités liées à la combustion du matériau énergétique ;
- Les instabilités liées à la combustion des gouttes d'aluminium.

Les instabilités causées par la combustion du propergol sont aussi appelées "Réponse du propergol". Lors de la combustion du propergol solide, des fluctuations locales de pression et de débit peuvent apparaître. Ces fluctuations sont dues à la disposition des grains dans la structure du propergol. La réponse du propergol intervient lorsque les modes acoustiques entrent en phase avec ces perturbations. Ce type d'instabilités intervient peu dans les EAP d'Ariane 5 d'après [Fabignon et al., 2003b]. Cependant, l'analyse de ces instabilités est d'autant plus complexe qu'il est très difficile de les observer expérimentalement. Les conditions de balistique interne au MPS sont complexes (haute pression, haute température, zone fortement réactive) et rendent impossible l'utilisation d'instruments de mesure in situ sans gêne du fonctionnement du moteur. Il est courant d'utiliser des accéléromètres piézoélectriques pour mesurer les vibrations mais cette mesure ne renseigne pas précisément les différentes contributions des instabilités.

L'ajout de gouttes d'aluminium dans l'écoulement rend l'analyse encore plus délicate. L'interaction de la combustion de la phase dispersée avec les tourbillons dans le moteur contribuent à déplacer la fréquence des VSP vers celles des modes acoustiques et ainsi augmenter les instabilités déjà présentes.

Les Instabilités THERmoACOUSTIQUES (ITHAC) interviennent lors du couplage de la fluctuation de la phase dispersée avec l'acoustique du moteur. Ce phénomène n'est pas propre à la propulsion solide et s'applique à tous systèmes de propulsions à réactions [Cheuret, 2005]. Plus précisément, les ITHAC sont produites par le couplage entre le dégagement

de chaleur des gouttes d'aluminium et les ondes acoustiques. Ces ondes sont intenses dans la couche limite acoustique se situant proche de la surface du propergol. La Figure 1.9 montre les phénomènes acoustiques oscillatoires intervenant dans cette zone. On constate que l'amplitude des fluctuations augmente lorsque l'on se rapproche du propergol solide. La combustion de l'aluminium est directement impactée par les fluctuations des vitesses locales. L'évaluation de l'évolution des gouttes à travers la couche limite acoustique est d'autant plus importante qu'il a été prouvé que la réponse des gouttes d'aluminium est plus sensible aux perturbations de vitesses qu'à celles de la pression ou de la température [Gallier et Godfroy, 2008].

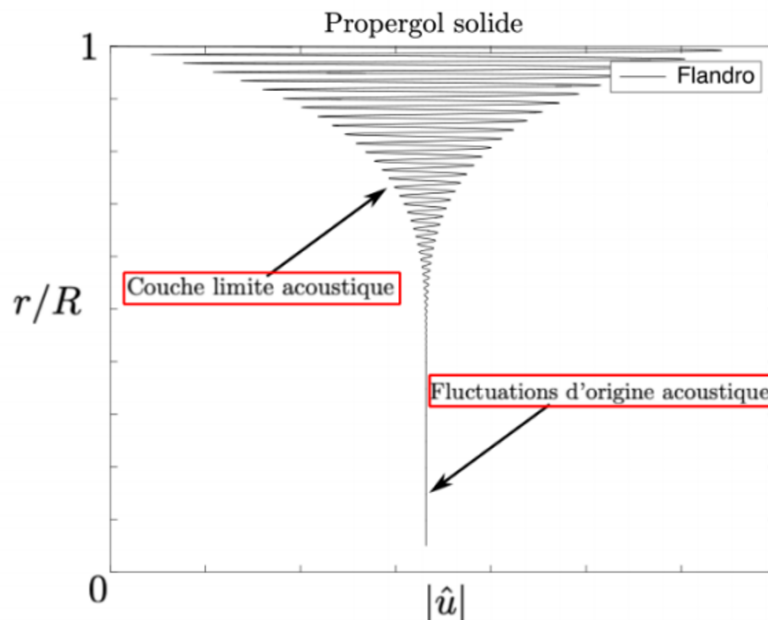


FIGURE 1.9 – Profil théorique de la couche limite acoustique d'après [Flandro et Majdalani, 2003].

Depuis le début des années 2000, ce type d'instabilité a été mis en évidence au travers d'études numériques et expérimentales. [Gallier et Godfroy, 2008] ont montré que le couplage thermoacoustique s'établit majoritairement selon les premiers modes longitudinaux du moteur. Il a été montré que la vitesse d'éjection des gaz, la température proche de la surface et le temps de combustion des gouttes sont des paramètres déterminant la position et l'épaisseur de la zone de combustion des gouttes. Des travaux plus récents analysant leur réponse en combustion à une perturbation acoustique en conditions MPS ont été réalisés [Genot et al., 2017]. D'autres études cherchent à reproduire expérimentalement les ITHAC liées à la combustion des gouttes d'aluminium ([Orlandi et Fabignon, 2001], [Orlandi et al., 2017]). Bien que la compréhension et la modélisation des ODP soient de plus en plus fines et servent aujourd'hui pour la conception des nouveaux moteurs (P90C) elles nécessitent des modèles de combustion de l'aluminium qui soient les plus réalistes possibles. L'état de l'art de ces modèles est détaillé dans la section suivante.

1.3 Modélisation de la combustion de l'aluminium en ambiance moteur

1.3.1 Évolution de la phase dispersée

L'évolution de la combustion d'une goutte d'aluminium éjectée de la surface d'un propergol composite en combustion dans un MPS est présentée sur la Figure 1.10. Les différentes étapes de vie d'une goutte y sont détaillées ainsi que la température représentative du milieu pour chaque moment. Ces différentes étapes de vie sont décrites ci-dessous :

1. Les grains d'aluminium se trouvent dans le propergol à l'intérieur des interstices formés entre les grains de PA. Lors de la fabrication des particules d'aluminium, celles-ci rentrent en contact avec l'air ambiant, s'oxydent en surface et s'enrobent d'une fine pellicule d'alumine (Al_2O_3). [Yetter et al., 2009] a montré à l'aide de la microscopie de transmission électronique (MET) que son épaisseur était de 3 nm. L'alumine est inerte et sa température de fusion bien plus élevée que celle de l'aluminium ce qui l'empêche de réagir avec les oxydants de l'atmosphère environnante. Les particules sont à température ambiante lorsqu'elles sont assez loin des phénomènes de pyrolyse qui se produisent à la surface du propergol. Proche de cette zone, les phénomènes de surface génèrent par effet de diffusion une élévation de la température dans le matériau énergétique.
2. Les particules émergent à la surface. La température est proche de 1000 K. L'aluminium solide atteint alors son point de fusion et devient liquide ($T_{fusion}^{Al} = 933$ K). La température n'est cependant pas assez importante pour permettre à l'alumine d'atteindre son point de fusion $T_{fusion}^{Al_2O_3} = 2326$ K. Elle reste donc à l'état solide. Néanmoins, suite au changement de phase, l'aluminium liquide au centre de la goutte induit des sollicitations mécaniques internes sur la fine couche solide. Cette dilatation fissure l'enveloppe et expose ainsi le coeur des particules à l'oxygène libéré par la combustion du PA [Rosenband, 2004]. Lorsqu'elles résident à la surface, une partie des particules contenues dans une poche interstitielle s'agglutinent pour former des agglomérats. Ce phénomène d'agglomération dépend des conditions de pression et de composition du propergol. Il a été montré par [Parr et Hanson-Parr, 2006] qu'à pression atmosphérique, la majeure partie des particules d'aluminium du propergol formaient des agglomérats tandis que 33 % des particules s'agglomèrent dans les conditions du P230 d'Ariane 5 ([Fabignon et al., 2003b],[Duterque et al., 1999]). La production des agglomérats ne s'effectue qu'à la surface ou proche de la surface et dépend directement du temps de présence.
3. Les gouttes sont emportées dans l'écoulement des produits de combustion du PBHT et du PA. La température augmente graduellement depuis la surface du propergol jusqu'à atteindre 2400 K environ, température adiabatique de flamme du PBHT et PA. L'alumine atteint alors son point de fusion et la couche protectrice se rompt. L'aluminium forme de l'alumine par oxydation hétérogène en surface [Bucher et al., 1999]. Cette réaction exothermique participe à l'allumage de la goutte. A ce moment là, la couche d'oxyde se liquéfie et forme une calotte d'alumine à cause de la tension superficielle de surface [Kuentzmann, 1973] et du fait que l'aluminium et l'alumine sont non miscibles. La formation de la calotte permet de libérer une grande partie de la surface des gouttes initiant ainsi le processus de combustion. L'oxydation est d'autant plus longue que le diamètre de la goutte est élevé c'est pourquoi les gouttes formées à partir des particules primaires de la distribution du propergols s'oxydent

plus rapidement que les agglomérats. L'aluminium liquide ou gazeux en contact avec le milieu environnant chaud peut alors brûler suivant un régime de combustion dépendant des conditions du milieu (composition, température et pression) et de la taille de la goutte. L'aluminium est alors produit sous forme vapeur depuis la surface liquide. Les gradients de concentration permettent la diffusion du combustible et génèrent un flux d'espèces depuis l'interface vers l'extérieur. Cet écoulement est dit de Stefan. Ce transfert induit l'évaporation et la régression progressive de la goutte. L'Al vaporisé réagit alors avec les produits de combustion du PBHT et du PA. Les gouttes de plusieurs dizaines de micromètres brûlent principalement en régime contrôlé par la diffusion [Glassman, 1996] alors que pour les gouttes de tailles sub-micrométriques, le régime est souvent surfacique. Pour des tailles intermédiaires le régime de combustion peut-être transitoire entre les deux régimes. La réaction libère une énergie qui est ensuite dissipée vers le milieu ambiant et vers la surface de la goutte. Le flux de chaleur reçu par la goutte contribue à entretenir le processus d'évaporation en apportant l'énergie requise pour maintenir la température à l'ébullition. La combustion de gouttes d'aluminium de petite taille (environ $1\ \mu\text{m}$) génère une grande quantité de fumées d'alumine de quelques microns d'épaisseur.

- Une fois que l'aluminium est totalement consommé il ne reste que les fumées et les lobes résiduels qui sont emportés dans l'écoulement de la chambre de combustion.

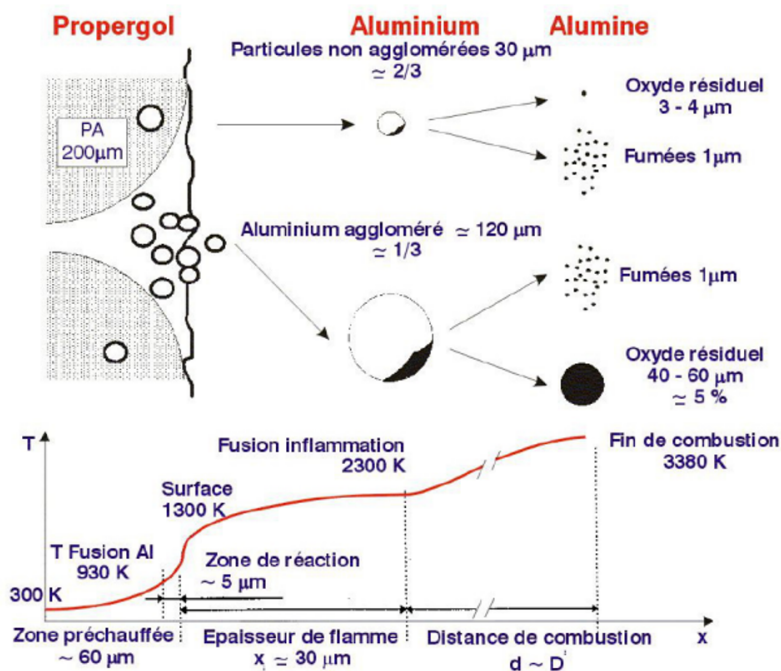


FIGURE 1.10 – Schéma de principe de la vie des gouttes d'aluminium dans les MPS d'après [Fabi-gnon et al., 2003b].

Le phénomène d'agglomération est un sujet d'intérêt pour la prédiction des instabilités ITHAC dans les MPS. Il génère des gouttes dont le diamètre est trois à quatre fois plus grand que la distribution de taille initiale des particules d'aluminium dans le matériau. Le temps de combustion des gouttes d'aluminium est corrélé à leur taille, plus leur taille est importante et plus elles mettent de temps à brûler. Ainsi la présence d'agglomérats modifie la zone de dégagement de chaleur dans l'écoulement, aussi appelée épaisseur en combustion. La taille des agglomérats et leur proportion jouent un rôle sur la coïn-

cidence du dégagement de chaleur avec les fluctuations de vitesse acoustique qui a été évoquée en section 1.2.3. Ce paramètre est primordial pour la prédiction des ITHAC. De plus, les agglomérats génèrent des oxydes d'alumine qui ont plusieurs conséquences sur le moteur. Ces conséquences sont présentées dans la Figure 1.11 issue de la thèse de [Goncalves de Miranda, 2000]. L'alumine peut notamment entraîner des pertes de poussée diphasiques. [Kuentzmann, 1973] montre que des pertes d'impulsion spécifique peuvent être causées par un ralentissement de l'écoulement dû à la présence des particules d'alumine éjectées par la tuyère. Elles peuvent aussi se retrouver piégées au fond arrière du moteur sous forme de flaque ou être déposées sur les parois de la tuyère sous forme de film ([Cesco, 1997], [Villedieu et al., 2000], [Jasper Lal et al., 2010]). Ce dépôt peut représenter une masse importante pour le moteur ce qui nuit à ses performances effectives [Fabignon, 1997]. Le film déposé sur la paroi de la tuyère peut également se détacher dans le divergent et détériorer la structure. Finalement, la taille des agglomérats et leur proportion jouent directement un rôle sur la coïncidence du dégagement de chaleur avec les fluctuations de vitesse acoustique, paramètre clé pour le déclenchement des ITHAC.

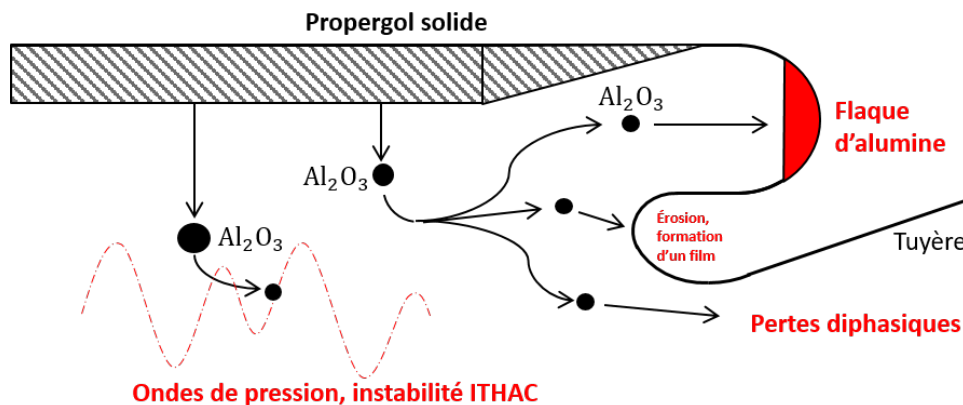


FIGURE 1.11 – Effets néfastes de l'alumine dans un MPS d'après [Goncalves de Miranda, 2000].

1.3.2 Modélisation théorique de la combustion d'une goutte isolée

Les premiers modèles de combustion en flamme de diffusion sont inspirés des modèles de combustion de gouttes de kérozène. [Brzustowski et Glassman, 1964] ont adapté ces modèles pour la combustion des gouttes métalliques pour une meilleure représentativité. [Law, 1973] a proposé un modèle basé sur le formalisme de [Brzustowski et Glassman, 1964] en tenant compte de la diffusion des espèces. Ce modèle a été utilisé par [Cesco, 1997] dans des simulations de MPS. En plus de l'adaptation de la loi de diffusion au cas de la combustion en phase vapeur des métaux ce modèle tient compte de la rétrodiffusion des oxydes vers la surface liquide de la goutte. Le modèle de [Law, 1973] est à l'origine de nombreux autres modèles tels que ceux développés par [Marion et al., 1996] et [Desjardin et al., 2005]. Ces modèles prennent en compte les échanges de masse et d'énergie entre la goutte et l'atmosphère ambiante. [Chassagne, 2007] a ajouté la prise en compte des équations de transport et de diffusion de chaque espèce présente dans le gaz. Un schéma de la combustion d'une goutte d'aluminium en atmosphère contrôlée composée d'espèces gazeuses majoritaires dans MPS (O_2 , CO_2 et H_2O) est présenté en Figure 1.12. Il est à noter que cette représentation ne tient pas compte de la convection des gaz ou de l'interaction avec les espèces chlorées telles que le HCl présent en proportion non négligeable dans les produits de combustion du propergol.

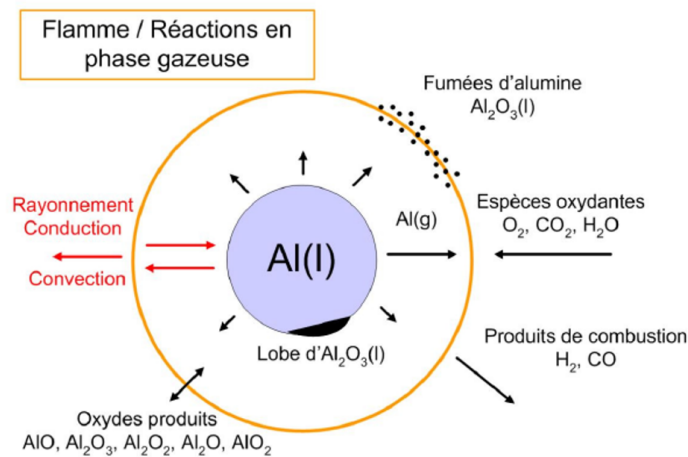


FIGURE 1.12 – Schéma de combustion d'une goutte d'aluminium en atmosphère de propergol d'après [Chassagne, 2007].

L'utilisation de ces modèles est difficile dans le cas de la combustion de goutte en ambiance propergol solide complète car ils nécessitent de connaître les propriétés thermodynamiques locales des espèces oxydantes (composition chimique, pression, température). Des schémas de mécanismes réactionnels plus détaillés ont été alors développés. C'est le cas de la thèse de [Orlandi, 2002] qui introduit les réactions en phase gazeuse avec un schéma cinétique à 10 réactions. [Beckstead, 2004] propose une comparaison avec des résultats expérimentaux et développe un modèle appelé modèle de Liang-Beckstead utilisant un mécanisme réactionnel à 15 équations. Ce modèle a été amélioré par [Washburn et al., 2008] en incorporant les 89 équations des mécanismes réactionnels en phase gazeuse développés par [Swihart et Catoire, 2008]. À partir de ces modèles [King, 2009] propose un modèle prenant en compte l'évolution de la masse de la calotte d'alumine et de l'aluminium liquide. [Glorian, 2015] a développé une cinétique hétérogène de la combustion des gouttes d'aluminium. Il tient compte de la chimisorption des espèces oxydantes par la surface liquide d'aluminium et des réactions qui en découlent. Plus récemment, [Muller, 2019] a étudié l'irréversibilité des phénomènes cinétiques dans un modèle unidimensionnel de combustion d'une goutte isolée intégrant les mécanismes réactionnels en surface et en phase gaz développés par [Swihart et Catoire, 2008], [Glorian et al., 2016] et [Catoire et al., 2003]. Après avoir validé le modèle unidimensionnel, il a aussi réalisé des simulations bidimensionnelles axisymétriques de la combustion de deux classes de tailles de gouttes d'aluminium en ambiance typique d'un moteur solide d'Ariane 5. Ces simulations ont permis d'étudier l'influence de la calotte d'alumine en surface et celle de la convection des gaz oxydants. Un exemple est présenté dans la Figure 1.13.

Bien qu'elles permettent d'obtenir une compréhension fine des interactions entre les gouttes et l'atmosphère environnante, les approches multiespèces sont onéreuses en temps de calcul et sont trop complexes pour être utilisées dans des codes de simulations numériques pour des applications industrielles à grande échelle. Des approches simplifiées ont été développées par [Basset, 1997] et [Daniel, 2000]. La simplification consiste à utiliser des réactions globales en regroupant les espèces oxydantes en une seule espèce et les produits de combustion en une autre. Ces modèles sont généralement empiriques et caractérisent le temps de combustion d'une goutte en atmosphère MPS.

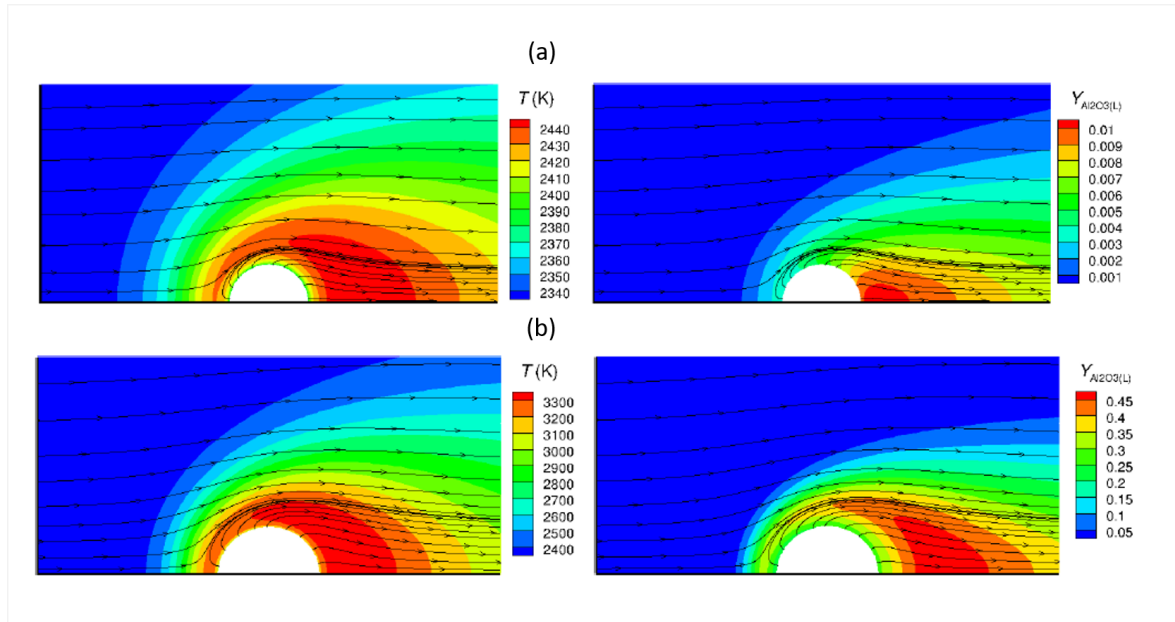


FIGURE 1.13 – (a) Champs de température et de fraction massique d'alumine autour d'une goutte primaire en combustion en condition MPS, (b) Champs de température et de fraction massique d'alumine autour d'un agglomérat en combustion en condition MPS issus de la thèse de [Muller, 2019]

1.3.3 Modélisations empirique et semi-empirique du temps de combustion d'une goutte dans la chambre de combustion

Chronologiquement, la loi dite du " d^2 " est la première loi déduite de résultats expérimentaux de vaporisation de gouttes d'hydrocarbure. Cette loi insinue que le temps de combustion d'une goutte évolue proportionnellement au carré du diamètre initial de la goutte. Une loi similaire a été proposée par [Spalding, 1953] pour des gouttes métalliques. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$t_c = \frac{D_0^2 \rho_l}{8 \rho_g \alpha_g \ln(1 + B)} \quad (1.4)$$

où t_c [s] est le temps de combustion de la goutte, D_0 [m] son diamètre initial, ρ_l [$kg \cdot m^{-3}$] la masse volumique du liquide, ρ_g [$kg \cdot m^{-3}$] la masse volumique du gaz oxydant, α_g la diffusivité thermique du gaz oxydant et B le nombre de Spalding qui caractérise les transports diffusifs dans la phase gazeuse. Ce modèle est incomplet puisqu'il ne tient pas compte de l'influence du lobe d'alumine empêchant une régression uniforme de la goutte. De plus il ne considère pas l'énergie dissipée par la condensation de l'alumine dans la flamme. Or ce phénomène physique a pour effet d'augmenter le dégagement de chaleur. Finalement l'hypothèse d'un oxydant unique n'est pas applicable dans le cas des MPS. Néanmoins, ce modèle est utile pour la compréhension de la combustion de l'aluminium et sert de référence pour le développement de modèles plus représentatifs. C'est pourquoi, un modèle semi-empirique appelé ASSM a été développé à partir de la loi de Spalding en prenant en compte la diffusion thermique des espèces. Il est largement utilisé dans l'industrie ([Orlandi et Fabignon, 2001], [Lupoglazoff et al., 2002] et [Gallier et Godfroy, 2008]).

[Hermsen, 1981] et [Beckstead, 2004] montrent que le temps de combustion est proportionnel au diamètre avec un exposant n égal à 1,8. La diminution de l'exposant n est expli-

quée par les phénomènes physiques spécifiques à la combustion de l'aluminium comme la formation d'un lobe d'alumine bloquant l'évaporation sur une partie de la surface, la condensation des fumées d'alumine, la rétrodiffusion des oxydes formés en phase gazeuse vers le lobe ainsi que la possible fragmentation de la particule. Cette loi est utilisée dans les thèses de [Cesco, 1997] et [Basset, 1997]. [Sabnis, 2003] a repris la corrélation de [Hermsen, 1981] en y ajoutant la prise en compte des phénomènes de convection du gaz environnant. La corrélation de [Beckstead, 2004] est utilisée pour une géométrie simple de chargement de propulseur par [Maggi et al., 2013] pour estimer la quantité de résidus d'alumine en sortie de tuyère. Ces travaux ont permis d'obtenir une loi générale dépendant des grandeurs macroscopiques initiales (pression, température du gaz, diamètre de la particule et concentration des principaux oxydants). Le temps de combustion est alors défini comme :

$$t_c = \frac{D_0^n}{kX_{eff}^{n_1}P^{n_2}T^{n_3}} \text{ avec } X_{eff} = aX_{O_2} + bX_{H_2O} + cX_{CO_2} \quad (1.5)$$

où X_{eff} représente la fraction molaire efficace des oxydants, X_i la fraction massique de l'espèce oxydante, P [Pa] la pression et T [K] la température des gaz ambiants. La fraction molaire efficace est définie à partir des fractions molaires des principaux oxydants rencontrés en atmosphères propergols. Par ordre d'efficacité ces oxydants sont O_2 , H_2O et CO_2 . Le Tableau 1.5 présente les différentes valeurs des paramètres a, b, c, n, n_1, n_2 et n_3 proposées à partir des corrélations de Beckstead :

a	b	c	n	n_1	n_2	n_3	k
1	0.6	0.22	1.8	1	0.1	0.2	$6.065 \cdot 10^{-5}$

TABLEAU 1.5

Valeur des paramètres de la loi de combustion de la combustion d'une goutte d'aluminium en atmosphère gaz de propergol d'après [Beckstead, 2004].

Ce modèle semi-empirique nécessite de connaître à l'avance le temps de combustion en fonction des valeurs initiales de pression, de température et de composition des gaz ce qui suppose que l'environnement de la goutte ne varie pas au cours de la combustion. Ce modèle ne permet donc pas de calculer l'évolution d'une goutte dans un moteur à propergol solide. Il est néanmoins possible de trouver une solution en réactualisant le temps de combustion à chaque pas de temps de calcul de façon à traduire l'effet d'un appauvrissement progressif en oxydant au cours de l'évolution de la goutte. L'évolution de la combustion est alors déduite d'une corrélation qui dépend de la température ambiante. Ce modèle reste intéressant car il est utilisable en considérant une représentation mono-espèce des produits de combustion gazeux ou encore dans une représentation multi-espèces globale.

Plus récemment d'autres lois de combustion ont été développées. A l'aide d'une série de calculs bidimensionnels en régime permanent. [Muller, 2019] a établi une loi de combustion globale à partir des temps de combustion pour plusieurs classes de tailles de goutte en ambiance MPS. En faisant varier la pression, il obtient la loi suivante :

$$t_c = 7,4 \cdot 10^{-3} \frac{D_{alu}^{1.75}}{p^{0.151}} \quad (1.6)$$

On peut aussi citer la loi de combustion établie par [Braconnier, 2020] à partir d'un grand nombre de mesures du temps de combustion de gouttes d'aluminium en lévitation dans une atmosphère contrôlée :

$$t_c = 2.10^{-3} \frac{D_0^{1.75}}{X_{eff} P^{0.01}} \text{ avec } X_{eff} = X_{O_2} + 0.21X_{CO_2} - 0.03X_{N_2} \quad (1.7)$$

L'inconvénient majeur de l'utilisation de ces différentes lois de combustion réside dans la connaissance précise des conditions locales thermochimiques dans la chambre de combustion. Le manque de données expérimentales est par ailleurs un facteur limitant pour le développement de la modélisation (données d'entrée et validation des modèles). Même si les modèles sont avancés, leur description se basent encore sur certaines hypothèses fortes d'où la nécessité d'obtenir des données expérimentales.

1.3.4 Bilan sur les données nécessaires pour l'amélioration de la modélisation

Comme il a déjà été présenté, une meilleure compréhension de la combustion de l'aluminium dans les MPS est un axe de recherche nécessaire pour l'amélioration et le développement de nouveaux moteurs tels que le P120. Les recherches actuelles démontrent que la granulométrie de la phase dispersée, le temps de combustion des gouttes et l'énergie de réaction de l'aluminium avec son milieu réactif sont des paramètres de premier ordre. Le diamètre des particules quittant la surface du propergol solide est principalement liée à la granulométrie des particules initiales et au processus d'agglomération. Ensuite, la description complète du phénomène de combustion des gouttes d'aluminium est un enjeu fondamental pour définir les enthalpies des espèces impliquées, les taux de régression des gouttes, leurs temps de combustion et les dimensions des résidus d'alumines. Le tableau 1.6 répertorie l'ensemble des données nécessaires pour améliorer la simulation de l'aluminium dans les MPS. De nombreuses études expérimentales ont été menées afin d'obtenir ces informations. Une partie d'entre elles sera présentée dans la section suivante.

ENJEUX POUR LA MODÉLISATION DE LA COMBUSTION DES GOUTTES	DONNEES EXPÉRIMENTALES
Modulation des ODP, Estimation des pertes diphasiques, de l'érosion du col	Tailles des résidus d'alumines
	Concentration des résidus dans l'écoulement
Modélisation des instabilités ITHAC	Zone de combustion des gouttes
	Vitesse d'éjection des produits de combustion du propergol
	Température en surface du propergol solide
	Taille des gouttes avant allumage
	Temps de combustion des gouttes
	Enthalpie de réaction Aluminium/Oxydants

TABLEAU 1.6

Synthèse des enjeux liés à la compréhension de la combustion de l'aluminium dans les MPS et les données expérimentales nécessaires à leur modélisation.

1.4 Caractérisations expérimentales de la combustion de l'aluminium en ambiances représentatives

1.4.1 Dispositifs expérimentaux

La modélisation tente de prédire la région de l'écoulement où brûlent les gouttes d'aluminium dans les MPS. Cette région dépend de la distribution de tailles de gouttes, de la vitesse d'éjection des particules de la surface et de leur temps de combustion. Néanmoins, les tentatives restent liées à de fortes incertitudes du peu de données expérimentales en conditions représentative. Le développement d'une modélisation fine de la combustion de l'aluminium en ambiance propergol qui soit à la fois réaliste et utilisable pour des géométries industrielles nécessite des données mesurées in situ qui sont rares et difficiles à obtenir car :

- les pressions et températures sont élevées (10 MPa, 3000 K);
- les écoulements sont multiphasiques;
- le rayonnement des flammes de propergols solides et des gouttes d'aluminium est très intense;
- la taille des gouttes varie de plusieurs dizaines de micromètre;
- les vitesses des gouttes sont importantes (de l'ordre de quelques m/s).

De plus, réaliser des mesures sur les gouttes d'aluminium à l'intérieur d'une chambre de combustion pendant un tir, même sur un démonstrateur, semble aujourd'hui impossible à cause des conditions extrêmes citées précédemment et du fait de l'incapacité d'éteindre la combustion du propergol solide une fois démarrée. L'utilisation de méthodes de mesures intrusives dans la chambre de combustion du moteur est proscrite car elles gêneraient l'écoulement interne. Cependant, certaines études utilisent des méthodes de captations en sortie du moteur. Cette méthode consiste à capter les particules dans l'écoulement du jet en sortie de tuyère de démonstrateur. Elles sont alors analysées aux rayons X. Cette analyse ex-situ reste délicate à exploiter car la nature chimique des particules collectées est difficile à identifier. Elles peuvent être aussi bien des gouttes d'aluminium pur imbrûlées que des résidus d'alumine. De plus, il faut pouvoir stopper la combustion des gouttes une fois captées pour analyser leur état à différents instants de la combustion. Des moyens d'études plus académiques ont été développés depuis les dernières décennies. Les brûleurs à flamme plate ont été les premiers dispositifs utilisés pour l'étude de la combustion de l'aluminium. Ils permettent d'initier la réaction de particules d'aluminium dans les produits de combustion d'une flamme de prémélange. C'est un moyen expérimental de référence fournissant des conditions de combustion simplifiées et contrôlées. Son intérêt est la possibilité d'étendre la zone de la flamme par abaissement de la pression de fonctionnement ce qui s'avère utile pour la mise en oeuvre de la plupart des méthodes optiques. Le brûleur est reconverti pour l'injection des particules de façon régulière, maîtrisée en fréquence et en quantité. Une des complexités de ce montage est de réussir à atteindre des températures de flammes suffisantes pour allumer les particules. Ce dispositif est encore utilisé aujourd'hui comme le montre l'étude d'une flamme pure d'aluminium dans l'air par [Lomba et al., 2016]. Un certain nombre d'études ont été réalisées dans des tubes à choc. Dans ce cas, l'analyse porte sur la combustion d'un nuage de nanoparticules. Le dispositif génère une onde de choc qui élève de manière significative la pression et la température de l'atmosphère gazeuse, provoquant l'émission d'un nuage de fines particules qui brûlent. Les conditions expérimentales dans un brûleur ou

dans un tube à choc influencent le processus de combustion. Dans le cas du tube à choc, la combustion d'un nuage de particules induit un effet de groupe qui peut modifier les transferts énergétiques et réduire la disponibilité de l'oxydant autour des particules. Il existe donc un écart important entre ces conditions de combustion et les conditions de fonctionnement d'un MPS. Dans un soucis d'analyse fine et individuelle (sans interférence avec d'autres particules) la combustion de particules d'Al isolées a été ensuite expérimentée. Plusieurs études par plusieurs équipes ont été réalisées sur des gouttes qui sont soit en chute libre dans une enceinte de combustion soit dans un lévitateur aérodynamiques dans des ambiances gazeuses spécifiques et contrôlées pour des pressions allant de 0,1 MPa à 3,0 MPa ([Wilson et Williams, 1971], [Prentice, 1974], [Bucher et al., 1999], [Sarou-Kanian, 2003], [Braconnier, 2020]). Les particules sont le plus souvent allumées à l'aide d'un laser à CO₂ ou d'un arc électrique. Ces dispositifs expérimentaux sont intéressants puisqu'ils permettent d'analyser le comportement des gouttes pour différentes ambiances gazeuses et ce qui permet de modéliser la combustion d'une goutte isolée de manière détaillée. Cependant, l'inconvénient principal de ces moyens expérimentaux réside dans le fait que les échanges convectifs induits par l'enceinte elle-même génèrent des pertes thermiques additionnelles dont il faut tenir compte. Les mesures obtenues par visualisation directe ont permis d'analyser la phénoménologie du processus de combustion et d'établir une base de connaissances sur la cinétique chimique. Finalement, les études sur l'analyse de la combustion de Al dans des flammes de très petits blocs de propergols solides sont également réalisées ([Cauty et Erades, 2012], [Cauty et al., 2011], [Devillers et al., 2014], [Devillers et al., 2017], [Chen et al., 2017], [Liu et al., 2015], [Harrison et Brewster, 2009], [Price et al., 1982]). Le comportement des gouttes de Al quittant la surface est sensiblement similaire à celui d'un MPS. Cependant, l'étude est d'autant plus complexe que les conditions locales du milieu ambiant de combustion ne pas contrôlées en combustion de propergol. Cette approche expérimentale en condition représentative est la plus indiquée pour étudier les processus physico-chimiques mis en jeu dans le comportement en combustion d'une goutte d'aluminium en présence de gaz de combustion de propergol solide.

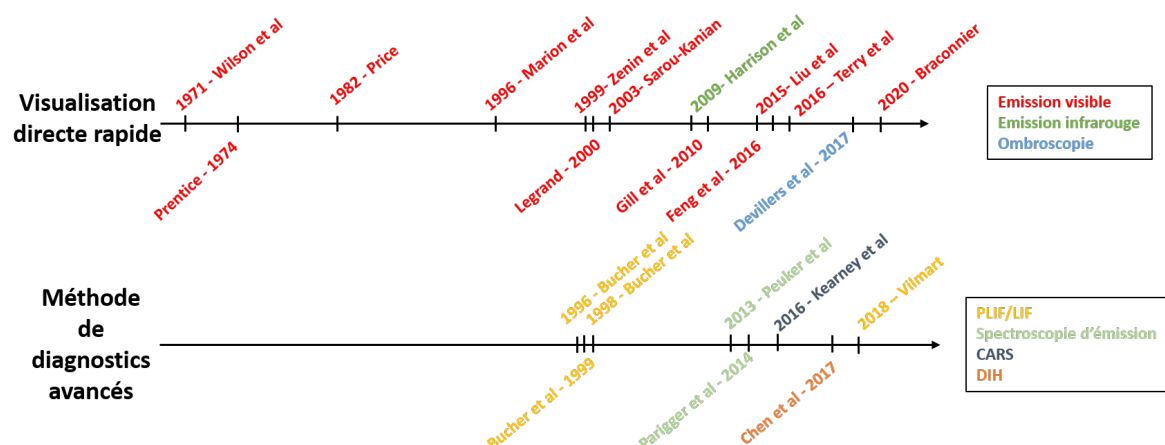


FIGURE 1.14 – Chronologie des différentes études expérimentales de la combustion de l'aluminium avec des méthodes optiques dans le contexte des MPS.

La Figure 1.14 présente une chronologie des différentes études expérimentales par diagnostics optiques de la combustion de l'aluminium en flamme de propergols solides. Les principales méthodes de diagnostics optiques utilisées sont :

- la visualisation directe de l'émission visible;

- la visualisation directe de l'émission infrarouge;
- l'ombroscopie;
- la fluorescence induite par laser (LIF);
- la spectroscopie d'émission;
- la diffusion Raman-anti-Stokes Cohérente (CARS);
- l'holographie digitale (DIH).

Les méthodes de visualisation directe sont utilisées pour l'étude phénoménologique de la combustion des gouttes de Al. Avec l'amélioration des systèmes de détection optiques (cadence d'acquisition plus élevée, meilleur contraste, plus fine résolution spatiale) et l'émergence des méthodes d'analyse numérique les caractéristiques des montages expérimentaux ne cessent d'évoluer et contribuent à l'amélioration de la qualité de l'analyse. Depuis le début des années 90, des méthodes optiques plus avancées utilisant pour la plupart des laser sont développées. La section suivante présente les différentes méthodes de diagnostics optiques citées précédemment en fonction des données de combustion que l'on cherche à étudier.

1.4.2 Données d'intérêt pour l'analyse de la combustion déterminées par des diagnostics optiques

Les méthodes sont présentées par les données de combustion qui sont prioritairement à déterminer, à savoir la loi de combustion des gouttes, les températures et compositions chimiques des gaz environnants et de la goutte.

Loi de combustion

Le temps de combustion est une donnée largement étudiée par visualisation directe rapide. Il est généralement estimé selon la durée de l'émission lumineuse enregistrée par un détecteur de photons (photomultiplicateur, photodiode, caméras, ect). Les études cherchent à déterminer l'exposant n dans la loi de combustion dite du " D^n " présentée précédemment. Le rayonnement émis lors de la combustion d'une goutte de Al correspond à l'ensemble des émissions spontanées des espèces sous forme condensée et gazeuse. Les gouttes d'aluminium en combustion et les particules d'alumine incandescentes émettent un rayonnement de corps noir.

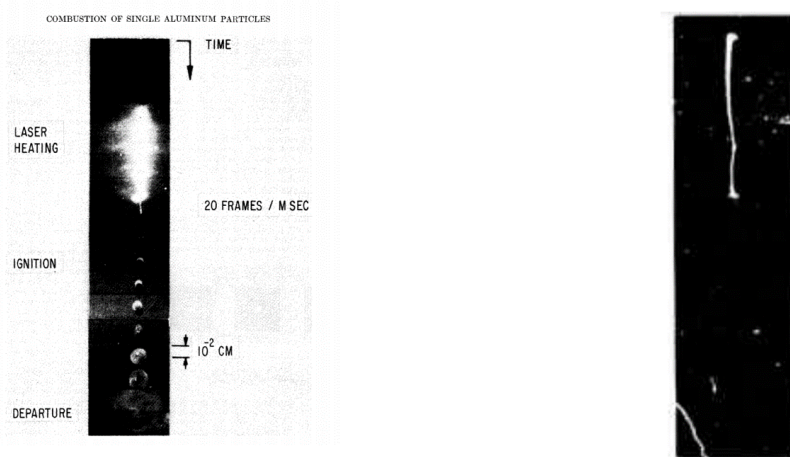
Les premières études expérimentales sur la combustion de l'aluminium dans le cadre des MPS sont présentées par [Wilson et Williams, 1971]. Ils étudient le temps de combustion d'une goutte d'aluminium dans une atmosphère gazeuse contrôlée (O_2/Ar) pour des pressions comprises entre 0,1 et 0,5 MPa. Une particule d'aluminium de diamètre compris entre 20 et 100 μm est suspendue à une fibre dans la partie haute de la chambre de combustion. La particule est allumée à l'aide d'un laser pulsé pendant 200 μs avec un flux de $10^4 W/cm^2$. Lorsque la particule se liquéfie, elle se détache, quitte alors la fibre et chute sur toute la hauteur de la chambre de combustion. Une caméra rapide visualise alors l'émission visible lors de la chute avec une cadence d'acquisition de 44 kHz, une taille de champ de 1,6 x 1,0 mm et une profondeur de 300 μm . Le temps de combustion de la goutte est évalué en déterminant l'évolution temporelle du diamètre de la goutte. Le coefficient n de la loi de combustion en d^n a été estimé entre 1,5 et 2. L'étude expérimentale des gouttes en chute libre est intéressante car elle permet d'observer l'évolution des gouttes sans interaction avec un quelconque support. De nombreux auteurs ont utilisé

cette approche expérimentale. C'est le cas de [Prentice, 1974] qui couple une caméra rapide avec un photomultiplicateur équipé d'un filtre passe bande centré à 810 nm avec une largeur à mi-hauteur de ± 5 nm. Il permet la détection de la goutte lorsqu'elle est en combustion. Le diamètre des gouttes testées est compris entre 250 μm et 400 μm à pression ambiante. Cette étude s'intéresse à la mesure du temps de combustion des gouttes d'aluminium dans des atmosphères gazeuses contrôlées différentes (N_2/O_2 , Ar/O_2 , CO_2/O_2) et pour différents taux d'humidité. Elle montre que le niveau d'humidité a un impact sur le temps de combustion (augmente avec l'humidité) et sur les phénomènes de fragmentation pendant la combustion.

[Price et al., 1982] présente la première étude expérimentale sur la combustion de gouttes d'aluminium en atmosphère propergol solide. Elle porte sur la compréhension des interactions entre les constituants d'un propergol composite et la combustion des gouttes de Al en faisant varier la pression de 0,7 à 6,9 MPa ainsi que la taille des gouttes (comprise entre 5 et 40 μm) et la fraction massique de Al dans la composition du propergol (entre 18 et 25 %). La particularité de cette étude repose sur le couplage d'une caméra de visualisation directe rapide avec une cadence d'acquisition de 4 kHz et d'une méthode de captation des gouttes pour une analyse aux rayons X. Peu d'informations sont présentées sur les caractéristiques expérimentales des essais. Néanmoins cette étude a permis de montrer l'influence des phénomènes d'agglomérations de surface sur la distribution de la taille de gouttes dans l'écoulement. La Figure 1.15 présente quelques images expérimentales issus des études citées précédemment.

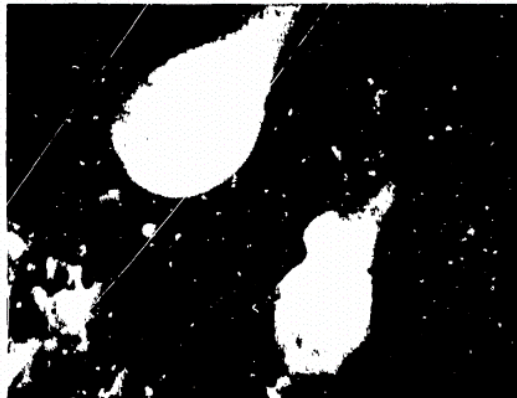
Plus récemment [Feng et al., 2016] ont réalisé une étude de la combustion de l'Al dans l'air à pression ambiante pour des diamètres compris entre 100 et 300 μm . La particularité de cette méthode est qu'elle utilise un fil d'aluminium chauffé par laser. Une fois la température de fusion atteinte le câble se détache en deux parties. Chaque extrémité se rétracte et se transforme en goutte sous l'influence de la tension superficielle. La visualisation est réalisée dans le domaine spectral visible avec une caméra rapide dont la cadence d'acquisition est de 1,1 kHz. Leurs visualisations permettent d'estimer le diamètre de la flamme enveloppant la goutte estimé à 1,4 fois celui de la goutte. Néanmoins, cette analyse est difficilement exploitable dans le contexte des MPS car la goutte reste accrochée au fil métallique et ne subit pas les effets des gaz du propergol solide.

D'autres montages expérimentaux ont été développés pour étudier la combustion des gouttes d'aluminium toujours en ambiance gazeuse contrôlée. Par exemple, [Marion, 1996] a développé un montage original fonctionnant sur le principe de la lévitation qui permet d'analyser la combustion des gouttes d'aluminium sans contact avec un élément solide pouvant interférer. La goutte est maintenue en lévitation en compensant la gravité par une force électrostatique, aérodynamique ou encore magnétique. Cette étude porte sur des gouttes dont la taille est comprise entre 20 et 100 μm et pour des pressions allant de 0,1 à 8,0 MPa dans différentes ambiances gazeuses. L'allumage des gouttes est effectué par chauffage laser. Une caméra rapide à la cadence de 4 kHz est utilisée pour acquérir des images de l'évolution temporelle de la goutte. L'étude montre que le temps de combustion diminue avec l'augmentation de la pression. Ce montage a ensuite été réutilisé dans les thèses de [Legrand, 2000], [Sarou-Kanian, 2003] et [Braconnier, 2020]. [Legrand, 2000] étudie la combustion de gouttes dont la taille est comprise entre 30 et 150 μm pour des pressions allant de 0,1 à 1,0 MPa. Il s'intéresse à l'influence des mélanges gazeux oxydants O_2/Ar , CO_2/Ar , O_2/CO_2 ainsi que l'influence de Chlorure d'Hydrogène (HCl). En comparant ses mesures avec les résultats issus d'un modèle de cinétique chimique, il propose une corrélation du temps de combustion en fonction du diamètre initial des particules. [Sarou-Kanian, 2003] met l'accent sur les phénomènes de convection pour des pluses



(a) Image expérimentale issue de [Wilson et Williams, 1971].

(b) Image expérimentale issue de [Prentice, 1974].



(c) Image expérimentale issue de [Price et al., 1982].

FIGURE 1.15 – Exemple d’images des premières études expérimentales de la combustion de l’aluminium.

grosses gouttes (2,5 à 3,4 mm de diamètre). La combustion se déroule soit dans une atmosphère mixte CO_2/N_2 comprenant du H_2O soit dans le H_2O pur. Il en ressort que chaque espèce joue un rôle différent dans la phase de combustion des gouttes. H_2O est prépondérant dans les processus en phase gazeuse, N_2 est essentiellement impliqué dans les réactions de surface et CO_2 influence les processus en surface et dans le gaz. La Figure 1.16 présente des images de visualisation d’émission visible dans lesquelles on observa la formation de la calotte d’alumine sur une goutte durant le processus d’inflammation dans une atmosphère pure de H_2O . Les pressions étudiées sont comprises entre 0,1 et 1,0 MPa.

D’autres travaux sur l’influence de la convection des gaz ont été présentés dans les études de [Zenin et al., 1999] et [Zenin et al., 2000]. Ces études s’intéressent au temps de combustion dans les atmosphères N_2/O_2 , Ar/O_2 et CO_2/O_2 ainsi que sur la taille des résidus mesurée par captation. [Zenin et al., 1999] s’intéressent à la combustion des gouttes dont les tailles sont comprises entre 185 et 350 μm pour des pressions allant de 0,1 à 7 MPa. L’étude est faite en zéro-gravité mais peu d’informations sont indiquées sur le protocole expérimental. [Zenin et al., 2000] s’intéressent davantage à la convection de gaz chauds sur les produits de combustion de la goutte. Plus récemment [Braconnier, 2020] a réalisé des études sur le temps de combustion des gouttes pour des pressions allant de 0,1 à 4 MPa pour des tailles de gouttes comprises entre 60 et 100 μm . Une caméra de visualisa-

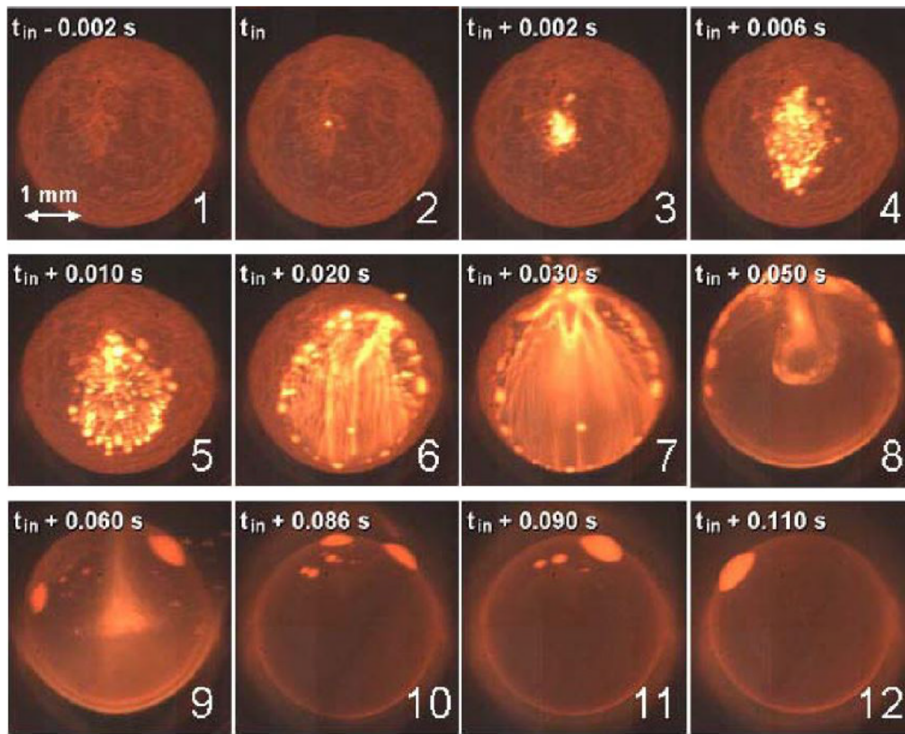


FIGURE 1.16 – Images en émission visible du processus d'inflammation d'une goutte d'aluminium dans une atmosphère pure d' H_2O à 1 kHz d'après la thèse de [Sarou-Kanian, 2003].

tion directe rapide équipée d'un objectif de microscope à longue distance est utilisé pour capter l'émission visible de la goutte avec une bonne résolution spatiale. La cadence d'acquisition est de 49 kHz ($1,7 \mu\text{m}/\text{pix}$, $512 \times 512 \text{ px}$). Un exemple du type d'image obtenue est présentée sur la Figure 1.17. On observe nettement les différents éléments caractéristiques d'une goutte d'aluminium en combustion, à savoir la surface liquide de la goutte, la flamme de diffusion et le lobe d'alumine.

Des photomultiplicateurs équipés de filtres bande passante à 514 nm et à 488 nm lui permettent d'analyser le temps de combustion des gouttes de manière en plus de contrôler le temps de fonctionnement du laser d'allumage. En réalisant un grand nombre d'essais dans des atmosphères gazeuses similaires aux thèses de [Legrand, 2000] et [Sarou-Kanian, 2003] il a pu établir une loi empirique de combustion de gouttes assez proche de celle établie par [Beckstead, 2004]. Elle est détaillée ci dessous :

$$t_c = 2.10^{-3} \frac{D_0^{1.75}}{X_{eff} P^{0.01}} \text{ avec } X_{eff} = X_{O_2} + 0.21X_{CO_2} - 0.03X_{N_2} f(Ox) + 0,03X_{CO} f(Ox) \quad (1.8)$$

où $f(Ox)$ est une fonction fixée à 0 si les proportions de O_2 et de CO_2 dans le mélange réactif sont nulles ou à 1 dans le cas contraire.

Plus récemment, [Chen et al., 2017] réalisent des mesures de la combustion de gouttes d'aluminium dans une flamme de propergol solide à l'aide de la technique d'holographie digitale et de température par pyrométrie à deux couleurs. Le principe de cette méthode de diagnostic optique réside sur la mesure du déphasage généré par un objet éclairé avec une lumière cohérente. C'est la phase de l'onde diffusée par l'objet qui contient l'information tridimensionnelle de l'objet. Ainsi, le montage permet de mesurer la taille, la vitesse ainsi que la température des gouttes d'aluminium depuis la surface de l'échantillon. Le

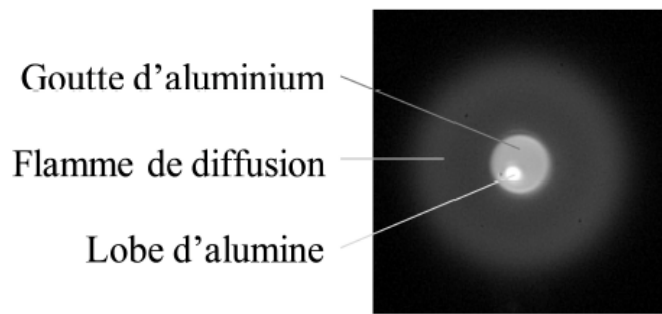


FIGURE 1.17 – Image en émission visible d'une goutte en combustion en atmosphère contrôlée à pression atmosphérique issue de la thèse de [Braconnier, 2020].

montage optique dispose d'un pyromètre bicouleur permettant de mesurer la température des gouttes et d'une caméra pour la mesure par holographie à 45 kHz. Le diamètre des gouttes mesurées est compris entre 15 μm et 900 μm à la pression de 0,083 MPa. La Figure 1.18a présente des images d'holographie digitale dans une flamme de propergol solide.

Finalement, [Devillers et al., 2017] analysent l'évolution des gouttes depuis la surface d'un échantillon de propergol par ombroscopie. Cette technique de visualisation sensible aux gradients d'indice optique permet d'observer avec un meilleur contraste que la visualisation directe, l'évolution de la goutte depuis la surface en réduisant l'impact des fumées. La méthode d'ombroscopie utilise une source lumineuse incohérente (lampe) à faisceaux convergents pour augmenter son intensité par rapport à la luminosité de la flamme de propergol qui est déjà très lumineuse. Cela permet aussi de réduire la profondeur de champ de visualisation. Le propergol solide est allumé à l'aide d'un laser à CO_2 à 10,6 μm avec une puissance maximale de 2 kW. L'acquisition des images est réalisée à l'aide d'une caméra rapide haute cadence à 10 kHz pour une résolution spatiale comprise entre 2,7 et 6 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ selon la distance focale de l'objectif utilisé. Les essais sont réalisés entre 1,0 et 3,0 MPa. Un exemple d'images expérimentales est présentée dans la Figure 1.18b.

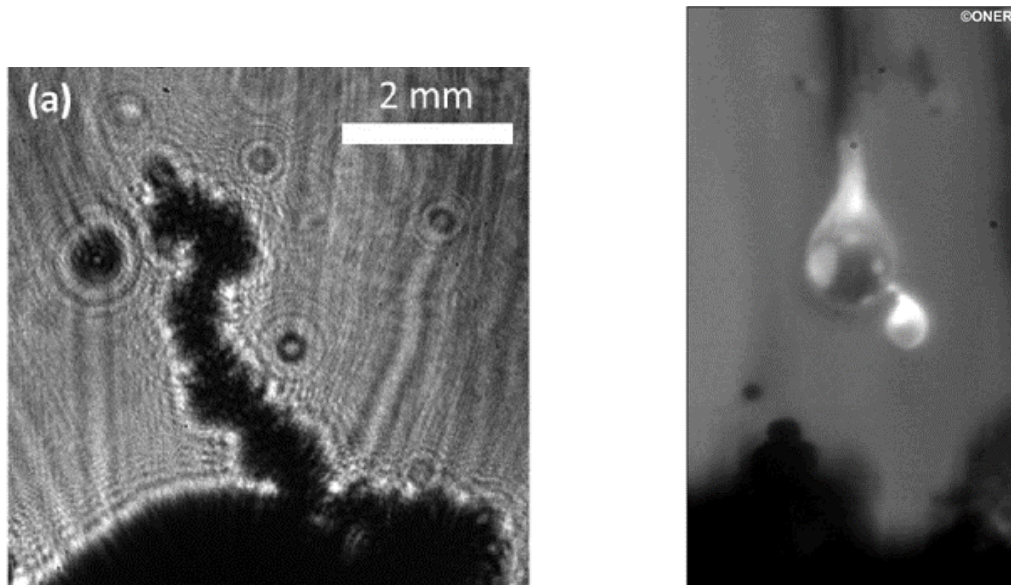
Les études expérimentales en ambiance gazeuse contrôlée montrent que le temps de combustion des gouttes de Al est proportionnel au diamètre initial tel que :

$$t_c = D_0^n \text{ avec } 0.1 < n < 2.5 \quad (1.9)$$

Suivant le dispositif expérimental, la valeur de l'exposant n varie pour des conditions d'études équivalentes. Néanmoins, dans le cadre d'une étude paramétrique sur un même dispositif la dispersion de n renseigne sur l'influence des conditions ambiantes ou des différents mécanismes de combustion. Lorsque n est proche de 2, la combustion est supposée être contrôlée par la diffusion. L'influence du lobe d'alumine formé à la surface de la goutte reste alors restreinte sur la combustion. En revanche si l'exposant est proche de 1 alors la combustion semble limitée par l'oxydation de la goutte en phase hétérogène ou l'accumulation d'oxydes résiduels à sa surface. L'évolution du temps de combustion rend finalement compte de la modification des paramètres de premier ordre à savoir la température locale, le taux de réaction, la composition des gaz et la pression.

Température de flamme

La température est une autre donnée importante pour la validation des modèles de combustion. L'estimation précise de la température est souvent réalisée par l'analyse spec-



(a) Image d'holographie digitale dans une flamme de propergol solide issue de [Chen et al., 2017]. (b) Image d'ombroscopie issue de [Devillers et al., 2017].

FIGURE 1.18 – Exemple d'images d'études expérimentales de la combustion de l'aluminium dans des flammes de propergols solides.

trale de l'émission. Cependant, l'émission lumineuse a de multiples origines : émission spontanée des gaz chauds, incandescence des particules condensées, ce qui rend complexe la différenciation de leur émission respective. En spectroscopie d'émission UV-Visible, dans certaines conditions, il est possible d'observer des signatures spectrales sur un fond d'émission qui augmente la pression et la température. C'est le cas de l'intermédiaire de combustion AlO gazeux dont les bandes d'émission dans le domaine visible sont intenses autour de 488 nm et 514 nm [Lomba et al., 2017]. Les spectres mesurés et simulés à 3152 K de AlO sont présentés sur la Figure 1.19. La structure rotationnelle des bandes d'émission de AlO par comparaison avec les spectres simulés peut permettre la détermination de la température de flamme en supposant que la température de rotation est à l'équilibre thermodynamique [Lomba et al., 2017].

[Harrison et Brewster, 2009] mesurent le rayonnement infrarouge émis par des gouttes d'aluminium en combustion dans une atmosphère gazeuse générée par un bloc de propergol solide pour des pressions allant de 0,1 à 0,5 MPa. Ils développent un modèle théorique d'émission IR de gouttes d'aluminium. Les calculs d'irradiance sont alors comparés aux mesures d'émission. Un exemple de profil spatial d'irradiance IR d'une goutte est présenté sur la Figure 1.20. Remarquons que l'on distingue assez bien sur le profil les différents caractéristiques de la combustion d'une goutte d'aluminium. La longueur d'onde de collection du rayonnement est de 3,4 μm (dans une zone spectrale sans raies IR des molécules AlO). Les mesures sont réalisées pour des gouttes dont le diamètre est compris entre 100 et 400 μm . Les températures mesurées sont présentées dans la Figure 1.21 pour des pressions allant de 0,1 MPa à 0,5 MPa. Elles évoluent entre 2500 K et 4100 K.

Des études plus récentes présentent des mesures de spectroscopie d'émission dans des flammes de propergols. [Peucker et al., 2013] étudie la température dans des zones de flammes d'explosifs à base d'aluminium en mesurant l'émission visible du radical Oxyde d'Aluminium (AlO) en phase gazeuse. Peu d'informations sont renseignées sur le dispositif expérimental et les conditions sont assez éloignées de celle des MPS.

[Parigger et al., 2014] mesurent aussi l'émission de AlO à différentes hauteurs de proper-

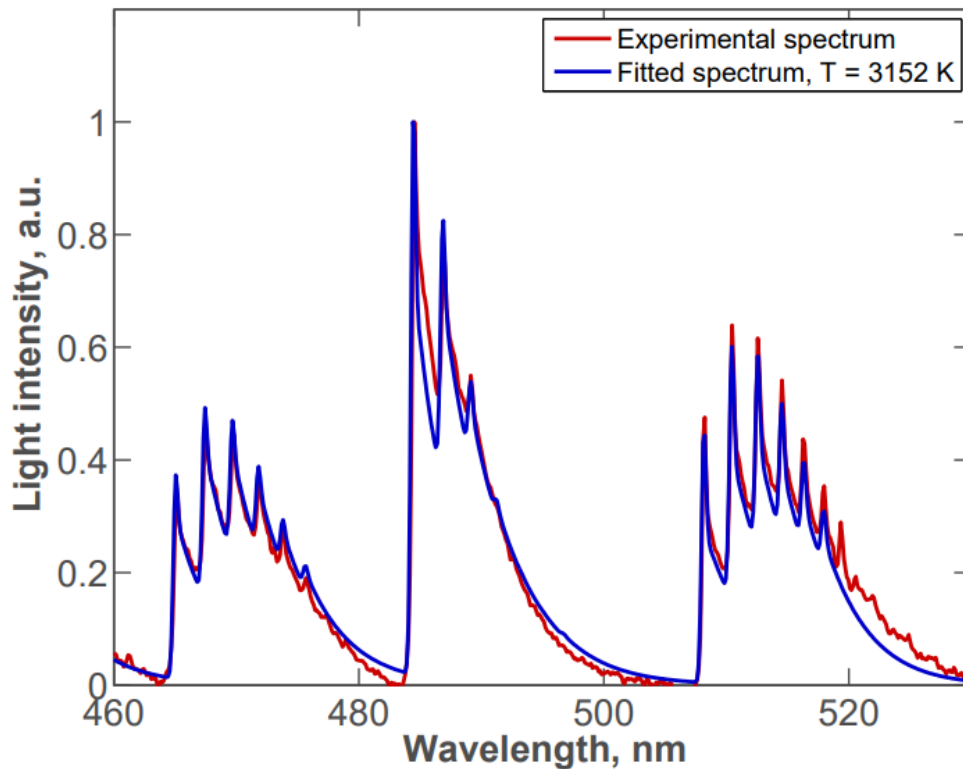


FIGURE 1.19 – Spectres simulés superposés au spectres mesurés de AlO dans une flamme de aluminium-air issues de [Lomba et al., 2017].

gol solide de type Butalane d'un échantillon de 15 mm de diamètre à 0,1 MPa. Ils estiment que les températures des gouttes situées à 152 mm et 508 mm de la surface valent respectivement 2450 K et 2980 K.

En plus de l'imagerie Digital In-line Holography (DIH), [Chen et al., 2017] ont réalisés des mesures de température à l'aide de pyromètres optiques de manière simultanée. La gamme spectrale de collection a été choisie de telle sorte à ne pas être gênée les bandes spectrale d'émission de AlO et de sorte à couvrir une zone sans raies d'émission de molécules gazeuses. C'est pourquoi les deux caméras collectent l'émission à 700 nm et 905 nm, exempt de bandes spectrales de gaz moléculaire. Un exemple est présenté sur la Figure 1.22. [Chen et al., 2017] montrent que la température des gouttes est proche de 2640 K et que la température de flamme est comprise entre 2300 K et 3000 K. Ces valeurs sont néanmoins mesurées à très basse pression.

[Bucher et al., 1996], [Bucher et al., 1998] et [Bucher et al., 1999] sont les premiers à utiliser la technique LIF appliquée au radical AlO pour mesurer la température du gaz autour d'une goutte en chute libre dans des ambiances gazeuses contrôlées. Le système d'excitation laser est composé d'un laser à colorant accordable en longueur d'onde pompé par un laser impulsionnel à 10 Hz. Les faisceaux laser d'excitation sont transformés en nappe de $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ pour réaliser des images de fluorescence de AlO autour de la goutte. La fluorescence est collectée à 464,8 nm et 467,2 nm à l'aide d'une caméra ICCD. La cadence d'acquisition des images est de quelques Hz. Les gouttes sont générées à l'aide d'un filament d'aluminium chauffé par un laser CO₂. Une fois que la température de fusion est atteinte à sa surface, des gouttes se forment et se détachent. Un flux monodisperse de particules de 230 μm de diamètre initial est ainsi généré. Les mesures sont réalisées pour des pressions allant de 0,1 à 0,3 MPa pour des diamètres de gouttes compris entre 127

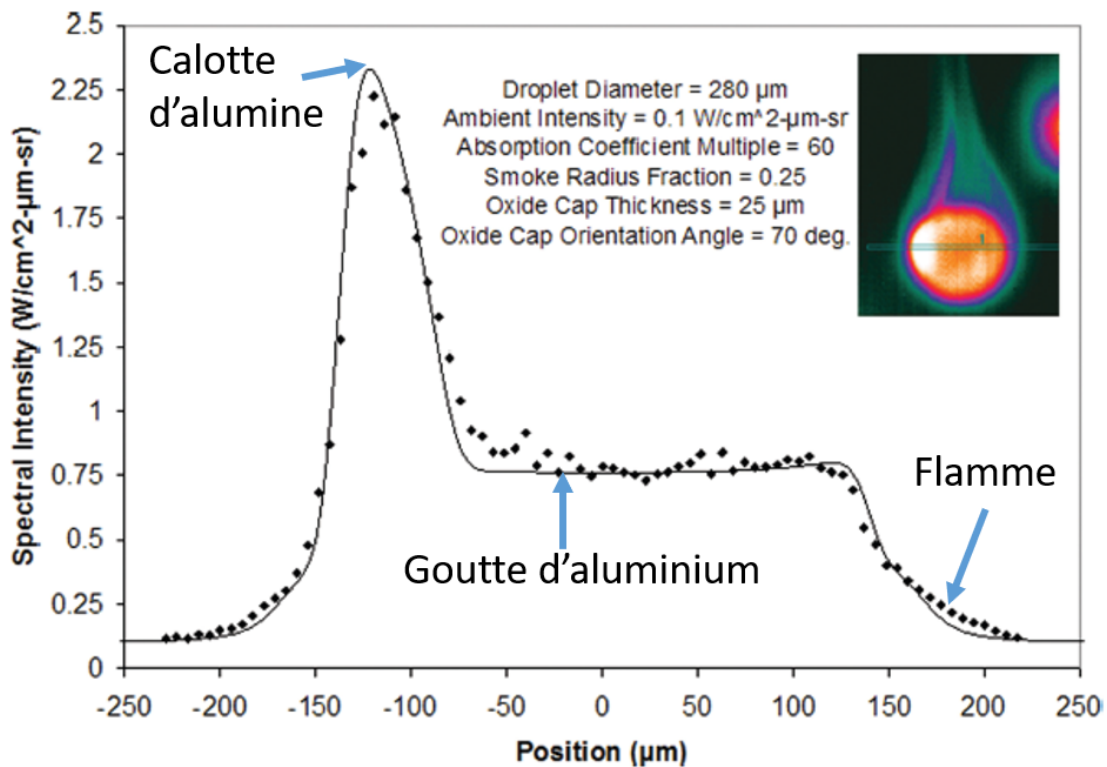


FIGURE 1.20 – Profil d'intensité théorique (ligne) et mesuré (point) pour une goutte de 280 µm en atmosphère de propergol solide à 0,1 MPa issus de [Harrison et Brewster, 2009].

et 230 µm. Les ambiances gazeuses étudiées sont N₂/O₂, Ar/O₂, CO₂ et l'air. Les profils spatiaux de température issus de mesures LIF à 2 couleurs de AlO et de concentration AlO ont alors été comparés avec un modèle théorique à l'équilibre thermodynamique local. Ces données sont présentées dans la Figure 1.23. Bien qu'elles soient obtenues dans une ambiance reconstituée de gaz oxydants, elles servent encore aujourd'hui de référence pour la comparaison avec les simulations issues des modèles de combustion de gouttes d'aluminium isolées en ambiance propergol [Muller, 2019].

[Kearney et Guildenbecher, 2016] utilisent la technique Coherent Anti-stokes Raman Scattering (CARS) sur la molécule O₂ pour mesurer la température ainsi que la quantité d'oxygène dans des flammes de propergols solides de type Butalane à 0,1 MPa. La proportion d'aluminium initiale dans la composition du propergol n'est pas connue mais la distribution de la taille des particules est comprise entre 10 et 100 µm. Les températures du gaz mesurées proches de la surface sont de l'ordre de 2200 K tandis que celles mesurées plus loin dans la flamme sont proches de 3000 K. Le rapport O₂/N₂ est généralement en dessous des modèles adiabatiques à l'équilibre.

Les études précédemment citées montrent que la température ambiante joue un rôle sur les transferts de chaleur entre la goutte et l'environnement extérieur. La diffusion des espèces sensible aux gradients thermiques peut alors évoluer avec la température. La température de vaporisation est cependant élevée par rapport par rapport à la température de flamme du propergol ce qui tend à restreindre cet effet. L'influence de la température ambiante sur la combustion des gouttes d'aluminium reste peu documentée.

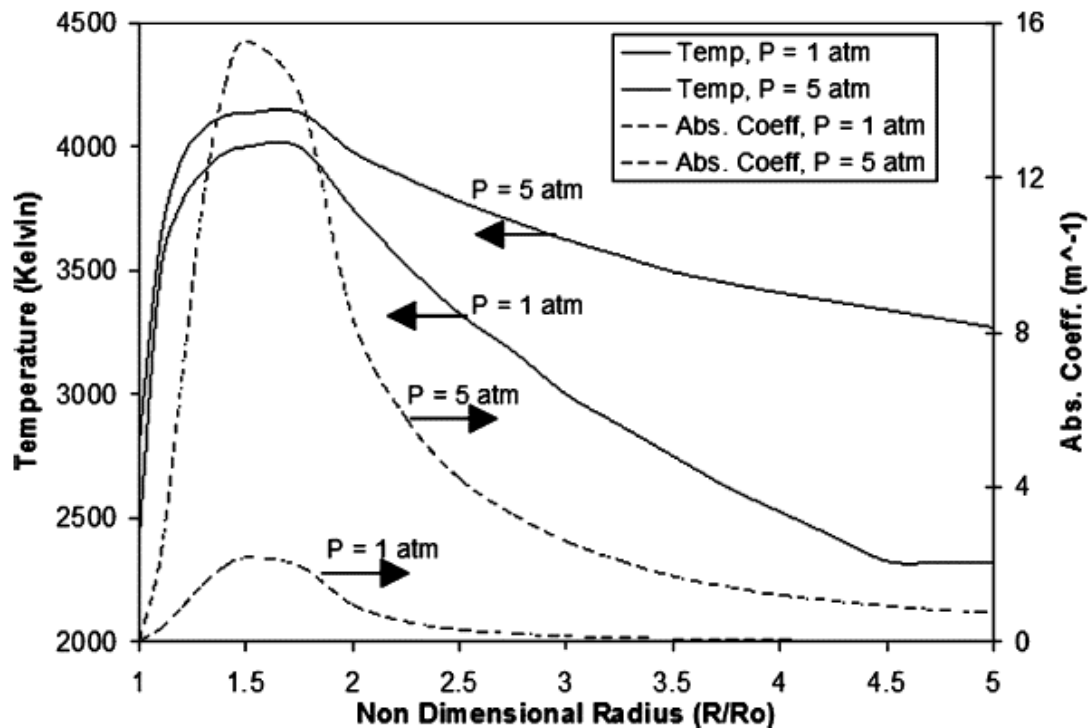


FIGURE 1.21 – Profil des coefficients d'absorption et de la température d'une goutte en combustion à $\lambda = 3,42 \mu\text{m}$ pour des pressions comprises entre 0,1 MPa et 0,5 MPa issus de [Harrison et Brewster, 2009].

Mesure de la composition chimique autour de la goutte

La composition chimique du milieu ambiant influence le mécanisme réactionnel de combustion des gouttes. Elle conditionne les transports de chaleur et d'espèces. L'énergie libérée par les réactions chimiques est alors corrélée à la nature des molécules oxydantes présentes. Le taux de combustion a tendance à augmenter lorsque les proportions d'oxydants sont élevées. Le nombre d'espèces oxydantes dans une flamme de propergol solide est très important et l'évolution de leur concentration n'est pas bien connue. Pour pallier cette complexité des ambiances propergols sur la chimie de combustion du Al, la grande majorité des études expérimentales analyse la combustion de gouttes de Al dans des ambiances gazeuses oxydantes reconstituées qui sont contrôlées et bien connues. Ces ambiances sont généralement constituées des espèces oxydantes majoritaires dans les chambres de combustion des MPS à savoir O_2 , H_2O , N_2 et CO_2 . Cette approche expérimentale utilisant des flammes académiques a fait ses preuves et a permis d'obtenir un grand nombre de données expérimentales dans des conditions certes spécifiques mais bien maîtrisées. Ces données ont permis de développer et d'affiner les lois de combustion empiriques et semi-empiriques citées dans la section 1.3.3.

Néanmoins, elles sont difficilement exploitables pour la confrontation avec des modèles de combustion de gouttes en ambiance MPS à cause de la grande diversité des espèces oxydantes et des espèces chlorées présentes dans la zone de combustion. A ce jour, il existe peu d'études expérimentales sur la mesure des espèces chimiques qui constituent l'environnement gazeux autour de gouttes d'aluminium en combustion de propergols solides.

Déjà citée précédemment, [Bucher et al., 1998] ont utilisé la technique d'imagerie PLIF pour mesurer la concentration de l'intermédiaire de réaction AlO lors de la combustion

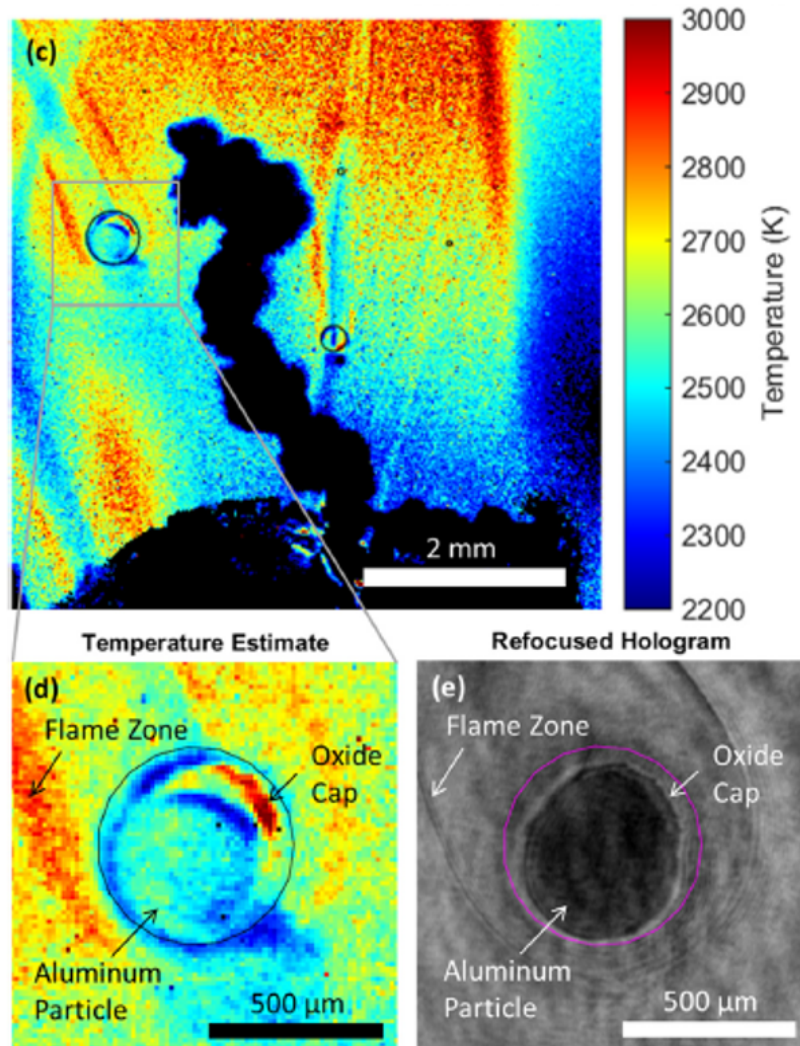
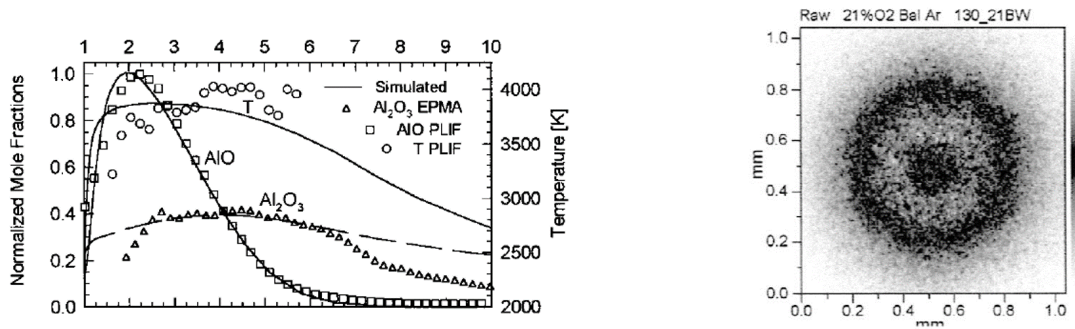


FIGURE 1.22 – (c) Estimation de la température dans une flamme de propergol à l'aide de la mesure pyrométrique à 700 nm et 905 nm, (d) Variation d'intensité d'émission locale de la goutte, (e) images DIH de la même goutte en combustion. Images issues de [Chen et al., 2017]

de gouttes d'aluminium en ambiance gazeuse contrôlée à 0,1 MPa pour des diamètres de gouttes supérieurs à 100 μm. Cette méthode a permis d'obtenir le profil de concentration de AlO présenté sur la Figure 1.23b. Cette étude a montré que AlO était une espèce majeure du mécanisme réactionnel. Les mesures ont directement pu être comparées avec les simulations issues d'un modèle de combustion à l'équilibre.

Plus récemment, [Vilmart et al., 2019] a étudié la combustion de gouttes d'aluminium dans des flammes de propergols solides à l'aide de l'imagerie PLIF de haute cadence sur l'atome d'aluminium gazeux. Les mesures sont réalisées pour des pressions allant de 0,5 MPa à 1,5 MPa dans des flammes de propergols de type Butalane dont la composition est proche des cas industriels. La Figure 1.24 présentent les images de fluorescence obtenues. L'étude a montré qu'il était possible d'avoir une cartographie de la répartition de la vapeur de Al générée par les gouttes. De plus, il est possible de suivre le signal de fluorescence émis par une goutte au cours du temps grâce à la cadence de la technique LIF de 5 kHz qui a été mise en oeuvre dans ce travail réalisé à l'ONERA.



(a) Comparaison entre les profils radiaux expérimentaux et calculés de température et de fraction molaire normalisés pour une goutte de diamètre de 220 μm issu de [Bucher et al., 1998].

(b) Image PLIF-AIO d'une goutte en combustion issue de [Bucher et al., 1996].

FIGURE 1.23 – Résultats de l'étude de la combustion de l'aluminium par la méthode PLIF issus de [Bucher et al., 1996] et [Bucher et al., 1998].

1.4.3 Positionnement des travaux de thèse

Plusieurs études expérimentales ont été réalisées dans des ambiances de combustion de propergols solides qui sont plus proches des phénomènes observés dans les MPS. Elles sont néanmoins plus difficile à mettre en place. Encore très peu d'études ont pu être réalisées à des pressions se rapprochant des conditions réelles des MPS. Il est important de tenir compte du caractère sensible de l'utilisation de la propulsion solide dans le domaine militaire et industriel qui limite les publications. Les méthodes de visualisation rapide utilisés par [Price et al., 1982], [Liu et al., 2015], [Devillers et al., 2017] et [Chen et al., 2017] ont pu être appliquées dans des conditions qui se rapprochent le plus des conditions de fonctionnement des MPS. Cependant, [Price et al., 1982] se sont plutôt intéressés à l'influence globale de la composition chimique du propergol sur la combustion des gouttes d'aluminium sans grande précision. Ce manque de précision est dû aux moyens expérimentaux de l'époque. [Liu et al., 2015] ont étudié des gouttes de taille comprises entre 150 μm et 450 μm qui est largement supérieure à la taille des particules Al dans les compositions industrielles. Des outils d'analyse automatique des images d'ombroscopie sont en cours de développement et devraient, à termes, permettre l'obtention d'un grand nombre de données statistiques à comparer qui soient exploitables pour les confronter avec les simulations. L'étude [Chen et al., 2017] obtient des données simultanée sur la température des gouttes et leur évolution dans le jet. Cependant la pression d'essai est encore très éloignée de celle des MPS. Cette mesure a permis de valider les gammes de température estimée par d'autre méthodes de mesures ponctuelles comme la CARS. Néanmoins cette analyse est réalisée à très basse pression.

Jusqu'à la fin des années 2000, relativement peu d'études sur la combustion des gouttes d'aluminium dans les flammes de propergols solides ont été réalisés à l'aide de diagnostic par méthode laser. L'environnement en flamme de propergol est difficile à analyser avec ce type de diagnostic car les caractéristiques thermodynamiques du milieu sont très fluctuantes. Les concentrations des phases condensées sont importantes et sont susceptibles de gêner la propagation du laser à travers le milieu. L'étude de [Bucher et al., 1998] reste encore aujourd'hui une référence pour la confrontation de mesures avec les modèles de combustion. Bien qu'elle ne soit pas réalisée dans des conditions de flamme de propergol et que la pression d'essai soit de 0,1 MPa, elle cible l'évolution spatio-temporelle d'une espèce chimique spécifique autour d'une goutte de Al. Cette donnée expérimentale est

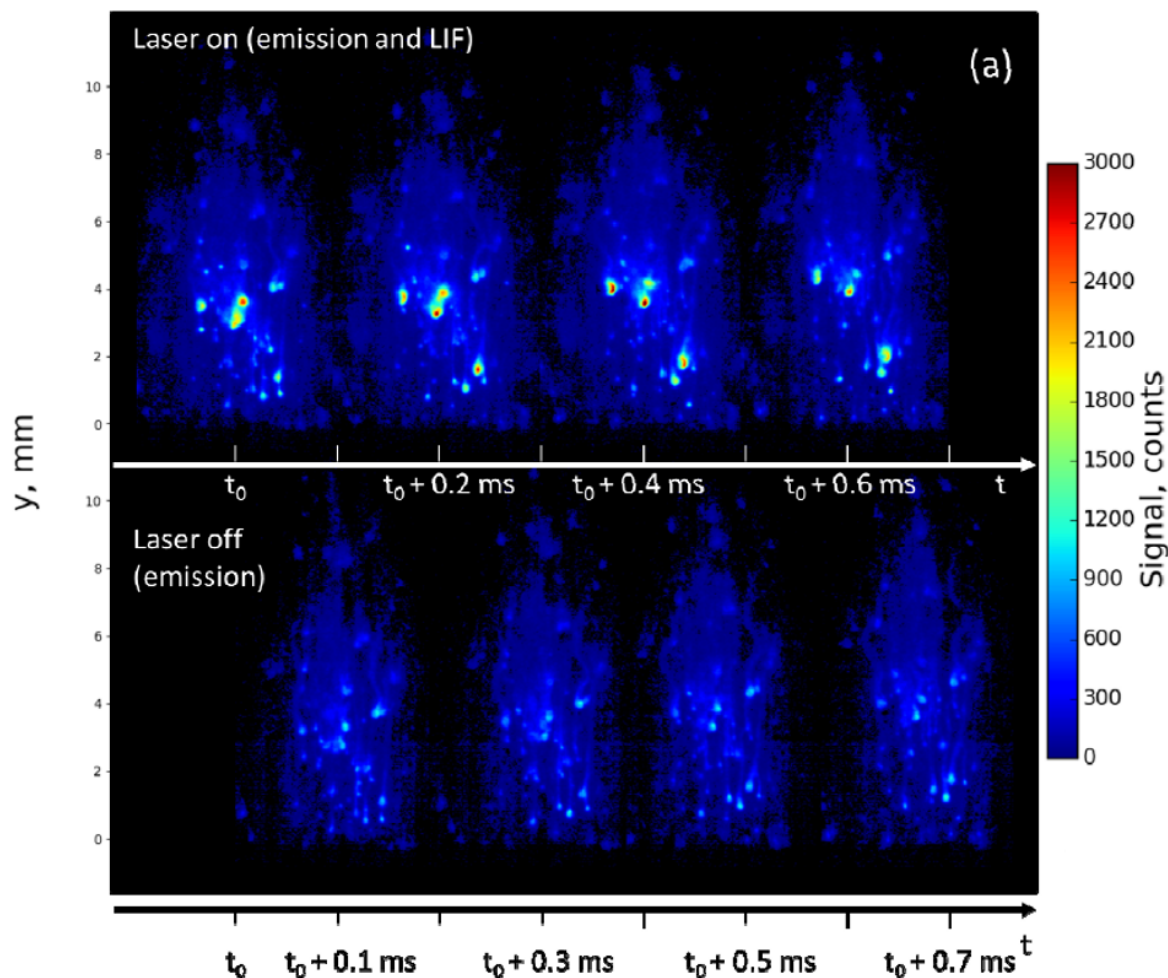


FIGURE 1.24 – Image PLIF-Al d'une flamme de propergol à 1,0 MPa issue de [Vilmart et al., 2019].

nécessaire pour la paramétrisation (Enthalpie de réaction, vitesse cinétique chimique, etc) des modèles théoriques.

[Vilmart et al., 2019] a montré l'intérêt de la technique PLIF-Al de haute cadence dans des flammes de propergols solides de type Butalane en réalisant des mesures jusqu'à 1,5 MPa sur une composition similaire à celle des EAP d'Ariane 5. Cette technique présente un fort potentiel pour mesurer la répartition spatiale de la concentration de la vapeur de Al autour des gouttes et de suivre l'évolution spatio-temporelle des gouttes dans la flamme. Elle semble donc être intéressante pour fournir des données expérimentales en conditions de combustion hostiles (haute pression, flamme fortement chargée en particule de Al) utiles à la comparaison avec les modèles de combustion tels que ceux présentés dans [Muller, 2019] (Vitesse, Temps de combustion, Concentration d'Al). Cependant, l'analyse du signal de fluorescence est ardue car l'environnement dans lequel évoluent les gouttes est complexe. Il est nécessaire de connaître la composition locale des gaz, la température, le diamètre des gouttes et la position de la calotte d'alumine de manière simultanée pour interpréter la répartition spatiale de signal et la variation de son intensité. La présente étude porte sur la caractérisation expérimentale de la combustion de l'Al en ambiance propergol solide à l'aide de l'imagerie PLIF dans la continuité des travaux de [Vilmart, 2017] en approfondissant la méthode de diagnostic optique et la connaissance du milieu à l'aide des modèles développées par [Muller, 2019]. Le chapitre suivant présente la technique d'imagerie et le détail des principaux résultats obtenus jusqu'à présent.

DONNEES D'INTERET	ATMOSPHERE	PRESSION	METHODE DE DIAGNOSTIC OPTIQUE
Évolution du diamètre, Temps de combustion, Vitesses dans l'écoulement	N ₂ /O ₂ , O ₂ /Ar, CO ₂ /O ₂	0.1 à 8.0 MPa	Emission dans le visible
	Flamme de propergol solide	0.1 à 4.0 MPa	Emission dans le visible et l'infrarouge, DIH, Ombroscopie
Température	N ₂ /O ₂ , O ₂ /Ar, CO ₂ /O ₂	0.1 à 0.3 MPa	PLIF-AIO
	Flamme de propergol solide	0.1 à 0.5 MPa	Emission dans l'infrarouge, Pyrométrie, CARS
Concentration d'espèces	N ₂ /O ₂ , O ₂ /Ar, CO ₂ /O ₂	0.1 à 0.3 MPa	PLIF-AIO
	Flamme de propergol solide	0.15 MPa	PLIF-Al

TABLEAU 1.7

Synthèse des moyens expérimentaux utilisés pour l'analyse des données d'intérêt utiles à la modélisation de la combustion de l'aluminium dans les MPS.

1.5 Références

- J. Anthoine. *Experimental and numerical study of aeroacoustic phenomena in large solid propellant boosters, with application to the Ariane 5 solid rocket motor*. Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2015. 14
- G. Avalon, G. Casalis, et J. Griffond. 1998. *Flow instabilities and acoustic resonance of channels with wall injection*. 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 3218. 15
- S. Ballereau, F. Godfroy, J. Guery, et D. Ribereau. 2003. *Assessment on analysis and prediction method applied on thrust oscillations of ariane 5 solid rocket motor*. Powered Flight - The Next Century. 14
- T. Basset. *Contribution à la modélisation des écoulements diphasiques et réactifs internes : application aux propulseurs à propergol solide*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille, 1997. 20, 22
- L. Beckstead, R. Derr, et C. Price. 1970. *A model of composite solid-propellant combustion based on multiple flames*. AIAA Journal, 8(12) :2200–2207. 11
- M. Beckstead. *A summary of aluminum combustion*, 2004. rapport technique, Brigham Young Univ Provo Ut. xxix, 20, 21, 22, 29
- M. Besckstead. 2000. *An overview of combustion mechanisms and flame structures for advanced solid propellants*. 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 11
- F. Blomshield. 2001. *Historical perspective of combustion instability in motors-case studies*. 37th Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 3875. 13

- A. Braconnier. *Etude expérimentale de la combustion d'une particule d'aluminium isolée : influence de la pression et de la composition de l'atmosphère oxydante*. Thèse de doctorat , Université d'Orléans, 2020. xvii, xxix, 11, 12, 22, 25, 27, 28, 30
- T. A. Brzustowski et I. Glassman. 1964. *Vapor-phase diffusion flames in the combustion of magnesium and aluminium : analytical developments*. Progress in astronautics and Rocketery, 15 :75–115. 19
- P. Bucher, R. A. Yetter, F. L. Dryer, T. P. Parr, E. P. Vicenzi, et D. M. Hanson-Parr. 1996. *Flame structure measurement of single, isolated aluminum particles burning in air*. Symposium on combustion, (26) :1899–1908. xviii, 32, 36
- P. Bucher, R. A. Yetter, F. L. Dryer, T. P. Parr, et D. M. Hanson-Parr. 1998. *PLIF species and radiation temperature measurements of aluminum particle combustion in O₂, CO₂ and N₂O oxidizers and comparison with model calculations*. Symposium on combustion, (27) :2421–2429. xviii, 32, 34, 36
- P. Bucher, R. A. Yetter, F. L. Dryer, T. P. Parr, E. P. Vicenzi, et D. M. Hanson-Parr. 1999. *Condensed-phase species distributions around Al particles reacting in various oxidizers*. Combustion and Flame, (117) :351–361. 17, 25, 32
- L. Catoire, A. Jean-Fran-Atilde, O. Legendre, et M. Giraud. 2003. *Kinetic model for aluminum sensitized ram accelerator combustion*. Journal of propulsion and power, 19(2) : 196–202. 20
- F. Cauty et C. Erades. 2012. *Tracking of aluminum particles burning in solid propellant combustion gases by focusing shlieren technique*. 15th International Symposium on Flow Visualization, Minsk, Belarus, 15. 25
- F. Cauty, C. Erades, et J.-M. Dese. 2011. *Light deviation based optical techniques applied to solid propellant combustion*. Progress in Propulsion Physics, 2 :121–134. 25
- N. Cesco. *Etude et modélisation de l'écoulement diphasique à l'intérieur des propulseurs à poudre*. Thèse de doctorat , Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1997. 19, 22
- F. Chassagne. *Contribution à la Modélisation de la Combustion de Blocs de Propergol Solide Aluminisé après Eclatement d'un Propulseur*. Thèse de doctorat , Université de Poitiers, 2007. xvii, 11, 19, 20
- F. Chedevergne. *Instabilités intrinsèques des moteurs à propergol solide*. Thèse de doctorat , ENSAE Toulouse, 2007. 15
- Y. Chen, R. Guildenbecher, K. Hoffmeister, M. Cooper, H. Stauffacher, M. Oliver, et E. Washburn. 2017. *Study of aluminum particle combustion in solid propellant plumes using digital in-line holography and imaging pyrometry*. Combustion and Flames, 182 :225–237. xviii, 25, 29, 31, 32, 35, 36
- F. Cheuret. *Instabilités thermo-acoustiques de la combustion haute-fréquence dans les moteurs fusées*. Thèse de doctorat , Université de Provence-Aix-Marseille, 2005. 15
- D. Couton, F. Plourde, et S. Doan-Kim. 1996. *Cold gas simulation of a solid propellant rocket motor*. AIAA Journal, 34(12) :2514–2522. 14

- E. Daniel. 2000. *Eulerian approach for unsteady two-phase solid rocket flows with aluminum particles*. Journal of Propulsion and Power, 16(2) :309–317. 20
- A. Davenas. *Technologie des propergols solides*. Edition Masson, 1989. xvii, 8
- P. Desjardin, J. Felkse, et D. Carrara. 2005. *Mechanistic model for aluminum particle ignition and combustion in air*. Journal of propulsion and power, 21(3) :478–485. 19
- R. Devillers, C. Erades, D. Lambert, et J. Bellessa. 2014. *Mesure et suivi de particules, agglomérats et gouttes en combustion au-dessus de la surface d'un propergol en combustion*. 14th CFTL. 25
- R. Devillers, G. Le Besnerais, M. Nugue, et N. Cesco. 2017. *Experimental analysis of solid-propellant surface during combustion with shadowgraphy images : new tools to assist aluminum-agglomeration modelling*. 7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS), page 327. 25, 30, 31, 36
- J. Dupays. *Contribution à l'étude du rôle de la phase condensée dans la stabilité d'un propulseur à propergol solide pour lanceur spatial*. Thèse de doctorat , Institut National Polytechnique de Toulouse, 1996. 14
- J. Duterque, R. Hilbert, et G. A. Lengelle. 1999. *Aluminum agglomeration and combustion in solid propellant*. 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 3596. 17
- Y. Fabignon. *Synthèse de l'activité macadam - modélisation du dépôt dans le MPS P230*, 1997. Rapport technique RT 89/6133 EY, ONERA. 19
- Y. Fabignon, J. Dupays, G. Avalon, F. Vuillot, N. Lupoglazoff, G. Casalis, et M. Prevost. 2003a. *Instabilities and pressure oscillations in solid rocket motors*. Aerospace sciences and technologies, 7(3) :191–200. xvii, 11, 12, 13
- Y. Fabignon, J.-F. Trubert, D. Lambert, O. Orlandi, et J. Dupays. 2003b. *Combustion of aluminum particles in solid rocket motors*. 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 4807. xvii, 15, 17, 18
- Y. Feng, Z. Xia, L. Huang, et X. Yan. 2016. *Experimental investigation on the combustion characteristics of aluminum in air*. Acta Astronautica, 129 :1–7. 27
- G. A. Flandro et J. Majdalani. 2003. *Aeroacoustic instability in rockets*. AIAA Journal, 41 (3) :485–497. xvii, 16
- S. Gallier et F. Godfroy. 2008. *Aluminum combustion driven instabilities in solid rocket motors*. Journal of Propulsion and power, 25(2) :509–521. 16, 21
- A. Genot, S. Gallier, et T. Shuttle. 2017. *A numerical analysis of aluminum droplet combustion driven instabilities in solid rocket motors*. EUCASS. 16
- I. Glassman. *Combustion*. Academic Press, 1996. 18
- J. Glorian. *Cinétique hétérogène pour la combustion de l'aluminium*. Thèse de doctorat , Ecole Polytechnique, 2015. 12, 20
- J. Glorian, S. Gallier, et L. Catoire. 2016. *On the role of heterogeneous reactions in aluminum combustion*. Combustion and flame, 168(2) :378–392. 20

- F. Goncalves de Miranda. *Etude numérique de l'écoulement instationnaire diphasique dans les moteurs à propergol solide d'Ariane 5*. Thèse de doctorat , Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2000. xvii, 19
- J. Guerry, F. Godfroy, S. Ballereau, S. Gallier, P. Della Pieta, O. Orlandi, E. Robert, et N. Cesco. 2008. *Thrust oscillations in solid rocket motors*. 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 4979. 13
- J. Harrison et M. Brewster. 2009. *Analysis of thermal radiation from burning aluminum in solid propellants*. Combustion theory and modelling, 13(3) :389–411. xviii, 25, 31, 33, 34
- R. Hermsen. 1981. *Aluminum combustion efficiency in solid rocket motors*. 19th aerospace sciences meeting, 19(1) :38. 21, 22
- C. Jasper Lal, P. Sridharan, K. Krishnaraj, et P. A. Krishnamoorthy. 2010. *Investigation of slag accumulation in solid rocket motors*. 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 6753. 19
- S. Kearney et D. Guildenbecher. 2016. *Temperature measurements in metalized propellant combustion using hybrid fs/ps coherent anti-stokes raman scattering*. Applied Optics, 55(18) :4958–4967. 33
- M. King. 2009. *Aluminum combustion in a solid rocket motor environment*. Proceedings of the combustion institute, 32(2) :2107–2114. 20
- P. Kuentzmann. *Pertes d'impulsion spécifiques dans les fusées à propergol solide*. Thèse de doctorat , Ecole Polytechnique, 1973. 17, 19
- L. Lacassagne. *Simulations et analyses de stabilité linéaire du détachement tourbillonnaire d'angle dans les moteurs à propergol solide*. Thèse de doctorat , Institut Polytechnique de Toulouse, 2017. xvii, 14
- C. Law. 1973. *A simplified theoretical model for the vapor-phase combustion of metal particles*. Combustion Science and Technology, 7(5) :192–212. 19
- B. Legrand. *Etude de la combustion de particules d'aluminium et de magnésium : influence de la composition du mélange gazeux et de la pression*. Thèse de doctorat , Université d'Orléans, 2000. 27, 29
- G. Lengelle, J. Duterque, et J. Trubert. 2000. *Physico-chemical mechanisms of solid propellant combustion*. Solid propellant chemistry, combustion, and motor interior ballistics, 1(185) :287–332. 12
- X. Liu, P.-J. Liu, et B. Jin. 2015. *Experimental study on combustion of aluminum in composite propellant*. 51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, page 3977. 25, 36
- R. Lomba, S. Bernard, P. Gillard, C. Monaim-Rousselle, F. Halter, et C. Chauveau. 2016. *Comparison of combustion characteristics of magnesium and aluminum powders*. Combustion and flames, 188(12) :1857–1877. 24
- R. Lomba, F. Lespinasse, V. Lago, C. Chauveau, et H. Halter. 2017. *Burning characteristics of aluminum-air flames*. 26th ICDERS, July 30th-August 4th. xviii, 31, 32

- N. Lupoglazoff, F. Vuillot, J. Dupays, et Y. Fabignon. 2002. *Numerical simulations of the unsteady flow inside segmented solid-propellant motors with burning aluminum particles*. 40th AIAA Aerospace Sciences Meetig and Exhibit, page 784. 21
- F. Maggi, S. Dossi, et T. Deluca. 2013. *Combustion of metal agglomerates in a solid rocket core flows*. Acta astronautica, 92(2) :163–171. 22
- M. Marion. *Etudes sur la combustion des particules d'aluminium sous pression*. Thèse de doctorat , Université d'Orléans, 1996. 27
- M. Marion, C. Chauveau, et I. Gokalp. 1996. *Studies on the ignition and burning of levitated aluminum particles*. Combustion science and technology, 115(4-6) :369–390. 19
- M. Muller. *Modélisation de la combustion de gouttes d'aluminium dans les conditions d'un moteur fusée à propergol solide*. Thèse de doctorat , Université Sorbone, 2019. xvii, 20, 21, 22, 33, 37
- O. Orlandi. *Modélisation et simulation numérique de la combustion d'une goutte isolée d'aluminium*. Thèse de doctorat , Université d'Orléans, 2002. 20
- O. Orlandi et Y. Fabignon. 2001. *Numerical simulation fo the combustion of a single aluminum droplet in various environments*. 37th Joint Propulsion Conference and Exhibit, page 3582. 16, 21
- O. Orlandi, M. Plaud, F. Godfroy, S. Larrieu, et N. Cesco. 2017. *Aluminum droplets combustion and srm instabilities*. 7th European Conference for Aeronautics and Space Sciences. 15, 16
- C. Parigger, A. Woods, D. Surmick, A. Donaldson, et J. Height. 2014. *Aluminum flame temperature measurements in solid propellant combustion*. Applied Spectroscopy, 68 (3) :362–366. 31
- T. P. Parr et D. M. Hanson-Parr. *AP/HTPB/Al propellant flame structure at 1 atm*, 2006. rapport technique , NAWC Technical report. 17
- J. M. Peuker, P. Lynch, H. Krier, et N. Glumac. 2013. *On AlO emission spectroscopy as a diagnostic in energetic materials testing*. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 38(4) : 577–585. 31
- J. L. Prentice. *Aluminum droplet combustion : rates and mechanisms in wet and dry oxidizers*, 1974. rapport technique , NAWC Technical report. 25, 27, 28
- E. W. Price, R. Sigman, J. Sambamirthis, et C. Park. *Behavior of aluminum in solid propellant combustion*, 1982. rapport technique , GEORGIA INST OF TECH ATLANTA SCHOOL OFAESPACE ENGINEERING. 25, 27, 28, 36
- J. Quinchon. *Les poudres, propergols et explosifs : les propergols*, volume 4. Edition Lavoisier, 1991. 10
- V. Rosenband. 2004. *Thermo-mechanical aspects of the heterogeneous ignition of metals*. Combustion and flame, 137(3) :366–375. 17
- J. S. Sabnis. 2003. *Numerical simulation of distributed combustion in solid rocket motors with metalized propellant*. Journal of Propulsion and Power, 19(1) :48–55. 22

- V. Sarou-Kanian. *Etude expérimentale de la combustion des gouttes d'aluminium en convection forcée : Influence de l'atmosphère gazeuse*. Thèse de doctorat , Université d'Orléans, 2003. xvii, 25, 27, 29
- H. S. Seifert et L. M. K. Boelter. *Space technology*, volume 1. Edition Wiley, 1959. xvii, 9
- M. Simoes. *Modélisation eulérienne de la phase dispersée dans les moteurs à propergol solide avec prise en compte de la pression particulaire*. Thèse de doctorat , Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006. xvii, 15
- D. Spalding. 1953. *The combustion of liquid fuels*. Symposium on combustion, 4(4) : 847–864. 21
- M. Swihart et L. Catoire. 2008. *Thermochemistry of aluminum species for combustion modeling from ab initio molecular orbital calculations*. Combustion and flame, 121 (1-2) :210–222. 20
- M. J. Turner. *Rocket and spacecraft propulsion : principles, practice and new developments*. Springer Science Business Media, 2008. 8
- J. Vetel. *Interaction ds structures pariétales sur le développement instationnaire d'écoulements cisailés en milieu confiné : rôle de l'injection différentielle*. Thèse de doctorat , Université de Poitiers, 2015. 14
- P. Vieille. *Etude sur le mode de combustion des substances explosives*. 1893. 8
- P. Villedieu, J. Hylkema, G. Lavergne, Y. Fabignon, M. Vardelle, J. Guery, F. Godfroy, P. Le Helley, et L. Jacques. 2000. *Slag accumulation in solid propellant rocket motors with a submerged nozzle*. 2nd European Conference on Launcher Technology, Space Solid Propulsion, page 3250. 19
- G. Vilmart. *Détection de vapeurs d'atomes métalliques par fluorescence induite par laser (LIF) : application à la propulsion solide*. Thèse de doctorat , Université Paris-Saclay, 2017. 37
- G. Vilmart, N. Dorval, R. Devillers, Y. Fabignon, B. Attal-Trétout, et A. Bresson. 2019. *Imaging aluminum particles in solid-propellant flames using 5 kHz PLIF of Al*. Materials, 15 (15) :2421–2440. xviii, 35, 37
- E. Washburn, J. Triverdi, L. Catoire, et M. Beckstead. 2008. *The simulation of the combustion of micrometer-sized aluminum particles with steam*. Combustion science and technology, 180(8) :1502–1517. 20
- J. R. Wilson et F. Williams. 1971. *Experimental study of the combustion of single aluminum particles in O₂/Ar*. Symposium (International) on Combustion, 13 :833–845. 25, 26, 28
- R. Yetter, A. Risha, et S. Son. 2009. *Metal particle combustion and nanotechnology*. Proceedings of the Combustion Institute, 32(2) :1819–1838. 17
- A. Zenin, G. Kusnezov, et V. Koleskinov. 1999. *Physics of aluminum particle combustion at zero-gravity*. 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 37 :696. 28
- A. Zenin, G. Kuesnov, et V. Koleskinov. 2000. *Physics of aluminum particle combustion at convection*. 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 38 :849. 28

Chapitre 2

Expérimentations d'imagerie PLIF-AI et d'émission visible dans des flammes de propergols solides aluminisés

*« Searchlights, searchlights,
Looking for the watcher in the sky,
Evolutionary the optics for us,
To get answers as to why,
We signal to another dimension,
That we stand here ready for reply
»*

Watcher in the sky - Ghost

Sommaire

2.1 Principe de la méthode d'imagerie LIF	46
2.1.1 Choix de la stratégie d'excitation/détection	47
2.1.2 Montage d'imagerie LIF AI	49
2.2 Présentation de la chambre de combustion	50
2.3 Présentation des montages expérimentaux	53
2.3.1 Configuration à 180°	53
2.3.2 Configuration à 90°	58
2.4 Méthodologie expérimentale	62
2.5 Composition de propergol solide et taille d'échantillon	68
2.5.1 Définition de la granulométrie	68
2.5.2 Caractéristiques des Butalanes étudiées	69
2.5.3 Taille d'échantillon	71
2.6 Exemple d'images et premières analyses	72
2.6.1 Imagerie visible	72
2.6.2 Imagerie LIF et visible	77
2.7 Conclusion du chapitre	82
2.8 Références	83

Après avoir rappelé l'approche d'excitation / détection mise en oeuvre pour la PLIF Al, le chapitre suivant présente les améliorations apportées au banc d'imagerie PLIF-Al ainsi que les nouveaux montages expérimentaux. La méthodologie expérimentale dans son ensemble y est aussi détaillée, ce qui inclut les aspects concernant la chambre de combustion mise en oeuvre, la mesure du profil de puissance dans la nappe laser... Les différentes compositions de propergol solide testées sont présentées dans le paragraphe 2.5. Enfin, dans le paragraphe 2.6, des exemples d'images expérimentales obtenues sont commentées, aussi bien en PLIF Al que pour les images visibles associées, afin d'introduire l'aspect général des signaux obtenus.

2.1 Principe de la méthode d'imagerie LIF

La LIF est une méthode de diagnostic laser couramment utilisée pour la caractérisation des écoulements gazeux réactifs ou non réactifs. C'est aujourd'hui une méthode bien établie pour mesurer de façon non intrusive les distributions spatiales de concentration des espèces chimiques et de température en milieu de combustion. Ses principaux atouts sont sa sélectivité chimique, sa bonne résolution spatiale et sa sensibilité qui permet de doser des espèces en faible concentration. La technique LIF repose sur les propriétés de spectroscopie électronique des molécules et des atomes [Daily, 1997]. Chaque molécule/ atome possède un spectre électronique dans un domaine spectral UV-Visible-IR qui lui est propre. Le spectre possède une structure de bandes de vibration qui sont elles mêmes constituées d'une structure plus fine de raies de rotation. La signature spectrale propre à chaque espèce peut être exaltée au moyen de la fluorescence induite par laser. Le processus LIF est traditionnellement expliqué par un schéma simplifié à trois niveaux électroniques comme sur la Figure 2.1. Un atome ou une molécule est excité sur un niveau d'énergie supérieur par absorption d'un photon laser et la fluorescence subséquente qui correspond à la désexcitation radiative du niveau d'énergie excité vers un niveau inférieur est détectée. Plusieurs voies de fluorescence sont possibles selon la structure du spectre électronique de l'atome ou molécule qui génèrent des émissions de photons à des longueurs d'onde distinctes. En régime de pression, la désexcitation peut également se produire par collisions (quenching) sans émission de photons. Ce phénomène de désexcitation non radiative entre en compétition avec le processus de fluorescence, lumière qu'on cherche à détecter et qui peut être fortement atténuée en milieu à haute pression. Le transfert d'énergie par collisions peut dans certains cas d'atomes/molécules être bénéfique car il permet de peupler un état électronique intermédiaire (Figure 2.1) qui se désexcite en émettant un signal de fluorescence dite indirecte. Son avantage est que la longueur d'onde d'émission est très éloignée de celle de l'excitation laser, ce qui est bénéfique pour éviter la diffusion laser élastique en flammes chargées de particules (suies, particules Al, particules d'alumine). Son désavantage est lié au manque de connaissance des probabilités de transferts d'énergie collisionnels qui doivent être déterminées pour pouvoir estimer la densité de population de l'état intermédiaire et le rendement quantique de fluorescence.

Ce processus de fluorescence indirecte est exploité dans le cas de l'atome Al pour appliquer l'imagerie de fluorescence de l'aluminium en flammes de propergols. Les diagnostics optiques de la combustion de l'aluminium en ambiance propergol et dans des conditions réalistes, à savoir hautes pression et température, flamme chargée de particules incandescentes sont très difficiles à obtenir. L'ONERA a entrepris des études des atomes métalliques comme le fer et l'aluminium présents dans les propergols pour les utiliser comme traceurs fluorescents. Des visualisations par PLIF sur l'atome de fer ont

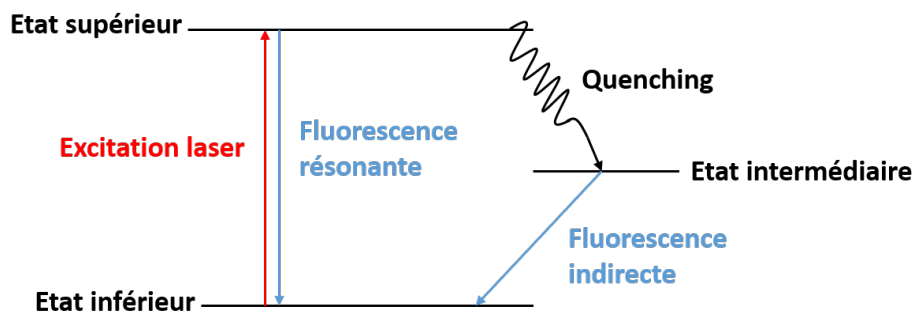


FIGURE 2.1 – Schéma simplifié du processus LIF avec trois niveaux d'énergie électronique.

déjà été réalisées sur des écoulements de combustion d'échantillons de petites tailles, le fer étant communément ajouté aux propergols comme catalyseurs de combustion [Vilmart et al., 2018]. La fluorescence induite par laser appliquée aux atomes métalliques, en phase gazeuse peut être un bon moyen de contourner certaines restrictions puisque les forces des raies atomiques sont plus intenses que celle des molécules, et devrait être suffisamment forte pour permettre leurs détections en ambiance propergol.

De plus, la structure du spectre LIF des atomes est simplifiée par rapport aux molécules car il ne comprend que des transitions électroniques alors que le spectre moléculaire comprend les transitions entre les états de vibration et de rotation. La population thermique des atomes est donc répartie sur un nombre d'états restreints, ce qui favorise aussi un plus fort signal. Dans ce projet, on se focalisera sur la spectroscopie d'atome d'aluminium en vue de déterminer le meilleur couple de longueurs d'onde excitation laser / fluorescence pour sonder cet atome par LIF dans des milieux réactifs chauds et de pressions élevées.

2.1.1 Choix de la stratégie d'excitation/détection

Dans le projet de thèse précédent, G. Vilmart s'est focalisé sur la spectroscopie de l'atome d'aluminium en vue de déterminer le meilleur couple de longueurs d'onde excitation laser / fluorescence pour sonder cet atome par LIF dans des milieux réactifs chauds et de pressions élevées [Vilmart, 2017],[Vilmart et al., 2017]. Les raies d'absorption et de fluorescence de l'atome Al sont choisies dans le domaine spectral UV. En effet, le problème de l'émission de corps noir très importante dans un milieu en combustion à haute température peut être esquivé en choisissant de faire l'étude dans l'ultraviolet où l'émission de corps noir est bien moins intense. Dans le cas de l'atome Al, cela nous laisse le choix de raies situées entre 220 et 400 nm, avec des transitions électroniques autour de 226 nm, 237 nm, 256 nm, 309 et 396 nm. Il est important de préciser que trois types de transitions LIF se produisent : résonnante, directe et indirecte. Dans le cas de Al, les fluorescences directes sont proches de l'excitation laser en longueur d'onde (écarts de 1 à 2 nm) comme le doublet de raies le plus employé 394/396 nm. En conséquence, il est difficile de filtrer la diffusion laser sur les particules présentes dans l'écoulement de combustion. C'est pourquoi, on opte pour des fluorescences indirectes (dites aussi en cascade) issues d'états électroniques peuplés par transfert d'énergie provoqué par des collisions ou par transferts radiatifs, comme mentionné au-dessus. Plus particulièrement, deux schémas d'excitation / détection de la fluorescence indirecte ont été distingués :

1. Excitation à 257,587 nm ($^2P_{3/2} - ^2D_{5/2}$) et détection à 308,305 nm ($^2P_{1/2} - ^2D_{3/2}$)-309,361 nm ($^2P_{3/2} - ^2D_{5/2}$), utilisé par [Goehlich et al., 2003].

2. Excitation à 309,3608 nm (${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$) et détection à 394,512 nm (${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$)-
396,152 nm (${}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$), utilisé par [Le Bihan et al., 2003].

Le schéma 2.2 a été sélectionné pour deux principales raisons : (i) il met en jeu moins d'états électroniques que le premier, ce qui rend la modélisation du signal LIF moins complexe et (ii) notre système laser de haute cadence actuelle ne permet pas de générer des impulsions de longueur d'onde inférieures à 280 nm. La Figure 2.1 présente le schéma d'excitation/détection n°2 ainsi sélectionné. Les flèches rouges et bleues correspondent aux raies d'excitation et de détection possibles régies par les règles de sélection de transitions à un photon. Les flèches en pointillés correspondent aux transferts d'énergie collisionnels entre les différents niveaux d'énergie. Les niveaux d'énergie sont notés a, b, c, d, e dans la suite du manuscrit par souci de simplification. Les données spectroscopiques des différentes raies sont présentées dans le Tableau 2.1. La raie 2 ($b \rightarrow d$) qui est choisie pour l'excitation laser des atomes Al est théoriquement 9 fois plus intense que la raie 1 ($b \rightarrow e$). Les positions spectrales des deux raies sont proches ($\Delta\lambda = 129\text{pm}$). Les coefficients de transferts d'énergie collisionnels, indiqués par la lettre k en Figure 2.2, ont été déterminés dans la thèse précédente dont une partie importante du travail de recherche a été consacré à la mesure et au calcul de ces coefficients de quenching pour prendre en compte les pertes associées dans le modèle développé pour le calcul du signal LIF de Al. Ils ne seront pas explicités dans ce manuscrit et on référera au manuscrit de thèse de G. Vilmart [Vilmart et al., 2017]. Le signal LIF en régime non saturé est proportionnel à la concentration :

$$S_{\text{LIF}} \propto N_{\text{Al}} \times K(T,P) \times I \quad (2.1)$$

où N_{Al} [atomes. cm^{-3}] est la concentration totale d'atomes dans le milieu, $K(T,P)$ un paramètre qui dépend de la température et de la pression du milieu et I l'intensité laser. L'expression du signal de fluorescence sera détaillée dans le chapitre 5 lors de la présentation du modèle de calcul du signal de fluorescence.

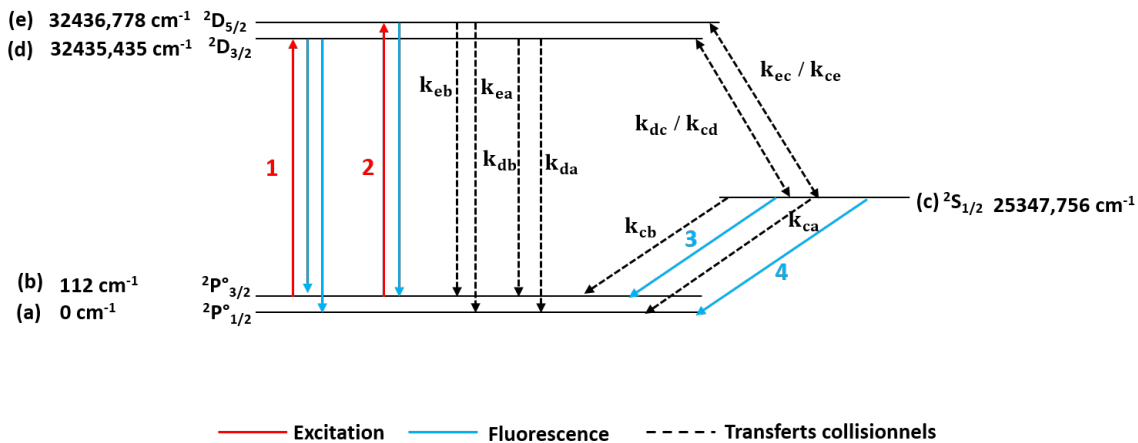


FIGURE 2.2 – Schéma de niveaux d'énergie détaillé de l'aluminium issu de la thèse de [Vilmart, 2017].

Numéro de raie	Transition	Longueur d'onde dans le vide (nm)	Taux d'émission spontanée $g_k A_{ki}$ ($10^8 s^{-1}$)	Force d'absorption $g_i f_{ik}$
1	$b \rightarrow d$	309,3737	0,5	0,067
2	$b \rightarrow e$	309,3608	4,5	0,63
3	$b \leftarrow c$	396,2641	2	0,23
4	$a \leftarrow d$	394,5122	1	0,46

TABLEAU 2.1

Données spectroscopiques telles que présentées dans [Kurucz, 1995] [Kelleher et Pododedova, 2008].

2.1.2 Montage d'imagerie LIF Al

La Figure 2.3 présente le montage utilisé pour la première application de l'imagerie PLIF-Al sur des flammes de propergol solide dans la chambre CHAMADE. Il est composé d'un système laser impulsif nanoseconde accordable en longueur d'onde de haute cadence (4-10 kHz). Ce système comprend un laser à colorant accordable (Sirah Laser-technik, Credo) pompé par un laser Nd :YAG (Edgewave, INNOSLAB2011-E) fonctionnant à 532 nm de haute cadence variable de 4 à 10 kHz. La cadence de répétition utilisée était de 5 kHz [Vilmart et al., 2017]. La fréquence du laser à colorant est doublée à l'aide d'un cristal BBO et accordée sur la raie d'excitation (2). Une mesure de la longueur d'onde du fondamental (618 nm) est effectuée grâce à un lambdamètre (Angström High- Finesse WS-6). On peut ainsi contrôler la longueur d'onde laser fondamentale en continu pendant nos expérimentations. Ce lambdamètre donne également la largeur de raie laser. Une largeur de raie typique de $0,06 \text{ cm}^{-1}$ (2 pm à 618 nm) est mesurée. La finesse laser est une propriété importante à préserver (avec une largeur entre $0,06$ et $0,08 \text{ cm}^{-1}$ dans le fondamental soit $0,12 - 0,16 \text{ cm}^{-1}$ à 309 nm) pour des mesures par spectroscopie LIF des raies de l'atome d'aluminium.

Le faisceau laser en sortie est transformé en nappe à l'aide du rail de lentilles présenté sur la Figure 2.3. Le faisceau est d'abord élargi au moyen d'un télescope ($f = -50 \text{ mm}$, $f = 200 \text{ mm}$) afin de pouvoir sélectionner la partie du faisceau la plus intense et la plus homogène par la première lentille cylindrique divergente du second télescope ($f = -19 \text{ mm}$, $f = 150 \text{ mm}$) qui forme la nappe. Une lentille sphérique ($f = 618 \text{ mm}$) est utilisée pour focaliser le faisceau au niveau de l'échantillon. Sa hauteur est de 17 mm et son épaisseur a été estimée expérimentalement à 100 m (par la méthode du couteau). La densité de puissance du laser est calculée de 225 kW/cm^2 . La nappe laser entre dans la chambre de combustion à travers un hublot de silice fondue UV et est positionnée rasante au centre de la surface de l'échantillon de propergol solide.

Le système d'imagerie UV de haute cadence comme présenté sur la Figure 2.3 est orienté perpendiculairement à la direction de la nappe laser. Il est composé d'un intensificateur à deux étages (LaVision HS-IRO) qui amplifie et intègre la fluorescence captée dans une porte temporelle de courte durée (100 ns) et d'une caméra CMOS (LaVision HSS6). Deux filtres à bande passante centrés à 394 nm (Edmund Optics, $OD \geq 4$, 50 mm, FWHM = 10 nm) sont utilisés pour filtrer les raies de fluorescence à 396,2641 nm (raie 3) et 394,5122 nm (raie 4); deux filtres sont utilisés pour rejeter au mieux la diffusion laser parasite sur les particules. Par précaution, un filtre passe haut de coupure à 385 nm est ajouté pour supprimer l'apport de la diffusion du laser émise par les particules d'aluminium, les fumées d'alumine. Deux tailles de champs de visualisation sont mises en place. Un premier champ dit "large" (17 x 17 mm²) est obtenu à l'aide un objectif Cerco f/4.1 94 mm. Des

bagues allonge sont utilisées (68 mm de longueur au total) pour permettre un grossissement égal à 1. La taille de l'image est de 768 x 768 pixels. La résolution spatiale est de $22 \mu m$ et la profondeur de champ est de 5 mm. Le deuxième champ dit "zoomé" ($3 \times 3 mm^2$) permet de réaliser des images avec une meilleure résolution de $3,9 \mu m$ et avec un grandissement de 5. Il est réalisé à l'aide d'un objectif de microscope à longue distance (Questar, QM-100). Cet objectif est aussi utilisé dans la thèse de [Braconnier, 2020] pour la visualisation de la combustion de l'aluminium en lévitation. La profondeur de champ étant de $75 \mu m$, un certain nombre de gouttes sont en dehors de la mise au point. Sa mise en oeuvre est plus complexe car il faut effectuer précisément la mise au point sur la position de la nappe laser.

Comme décrit dans le chapitre 1, la surface du propergol régresse. Cette régression n'est pas compensée mécaniquement. Il est donc nécessaire de placer initialement la surface suffisamment haut sur le champ de visualisation pour observer un temps de combustion suffisamment long (1,5 s).

La fréquence d'acquisition de la caméra est fixée à 10 kHz. Ce qui correspond au double de la fréquence d'excitation du laser. De cette manière des images successives avec et sans excitation laser sont enregistrées tout le long de la combustion. Cette alternance permet de quantifier le rapport signal à bruit entre la fluorescence et l'émission spontanée. Afin de réduire un maximum l'apport de l'émission dans le signal, la durée de la porte de l'intensificateur est réduite à son maximum (100 ns).

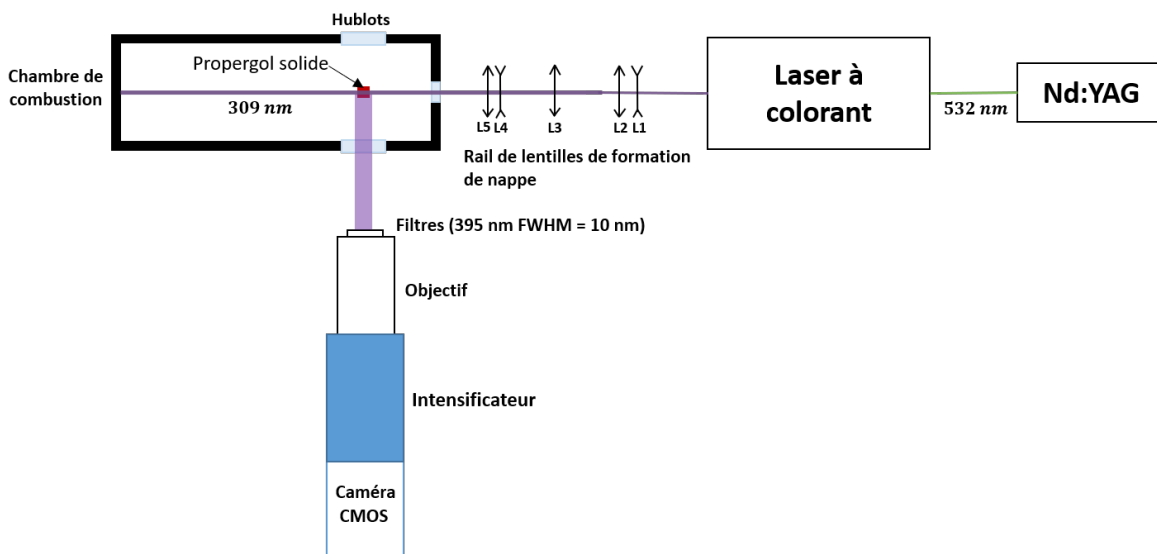


FIGURE 2.3 – Montage PLIF-Al utilisé lors de la première campagne de mesures durant la thèse de G. Vilmart [Vilmart, 2017].

2.2 Présentation de la chambre de combustion

La chambre de combustion Chambre d'Ablation des Matériaux Energétiques (CHAMADE) permet de brûler des petits échantillons de propergol solide avec une pressurisation initiale à l'azote allant jusqu'à 1,5 MPa [Vilmart, 2017]. Elle a été initialement conçue pour étudier la dégradation des protections thermiques des MPS puis reconvertie pour la recherche sur la combustion des propergols solides. La Figure 3.1 présente un schéma de la chambre de combustion .

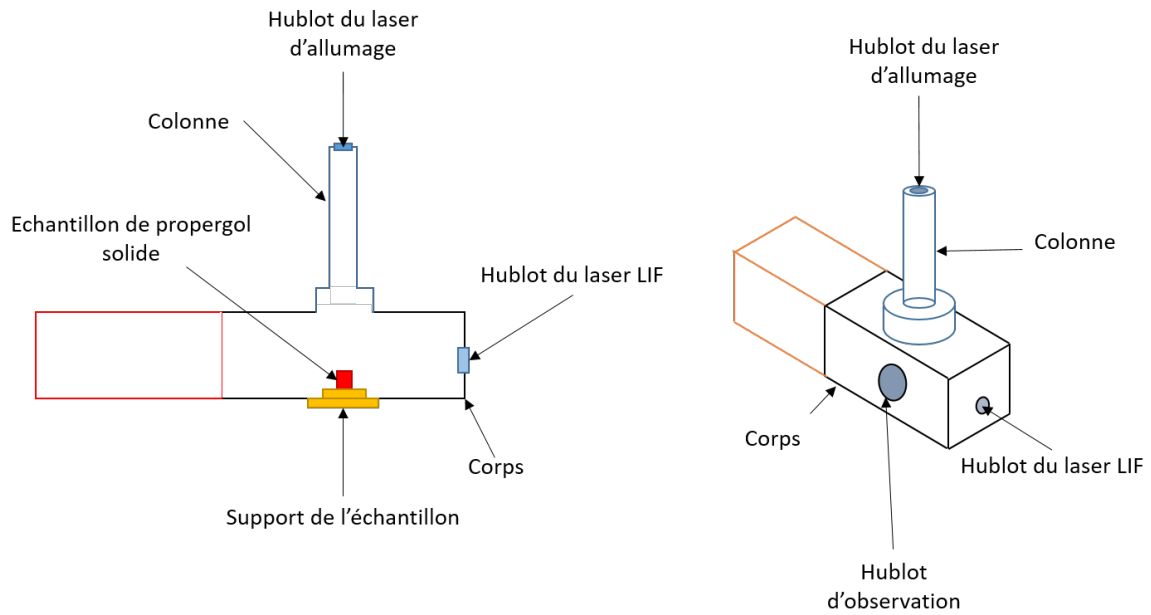


FIGURE 2.4 – Schéma du banc CHAMADE.

La chambre est composée de trois ensembles. Le principal (en noir) est la zone dans laquelle est placée la charge de propergol solide. L'échantillon est placé au centre de ce volume. Les ensembles en rouge et en bleu sont des volumes dit « morts » correspondant à l'utilisation passée de la chambre comme tunnel d'écoulement. L'allumage du propergol est assuré par échauffement de sa surface à l'aide d'un faisceau laser Dioxyde de Carbone (CO_2) à $10,6 \mu\text{m}$ (Puissance nominative de 2 kW). Le profil spatial du laser est Gaussien d'un diamètre de 10 mm. La durée impulsionnelle et la puissance effective sont de 225 ms et de 700 W. L'ensemble bleu est la colonne par laquelle passe le laser CO_2 d'allumage.

L'ensemble est composé de 4 accès optiques, à savoir :

- Un hublot en ZnSe au-dessus de l'échantillon de propergol solide, pour l'allumage par laser CO_2 ;
- Un hublot latéral en silice UV fondue ($D = 25 \text{ mm}$, $e = 6 \text{ mm}$) pour l'accès de la nappe laser d'excitation dans l'UV;
- Deux hublots latéraux de grand diamètre ($D = 50 \text{ mm}$, $e = 15 \text{ mm}$) permettant la visualisation de la combustion. Un des deux hublots (en silice UV) permet de collecter la lumière de fluorescence sur la caméra LIF. Ce hublot est parallèle au plan laser d'excitation.

La Figure 2.5 présente un échantillon de propergol sur son support dans la chambre de combustion avant un essai. La lumière rouge provient du pointeur du laser d'allumage à CO_2 . Comme décrit sur la Figure 2.3 le laser d'excitation arrive sur la droite de l'échantillon (Flèche violette) et la fluorescence est collectée sur l'axe perpendiculaire à la trajectoire du laser (flèche bleue). La Figure 2.6 présente les différents organes de la chambre de combustion CHAMADE.

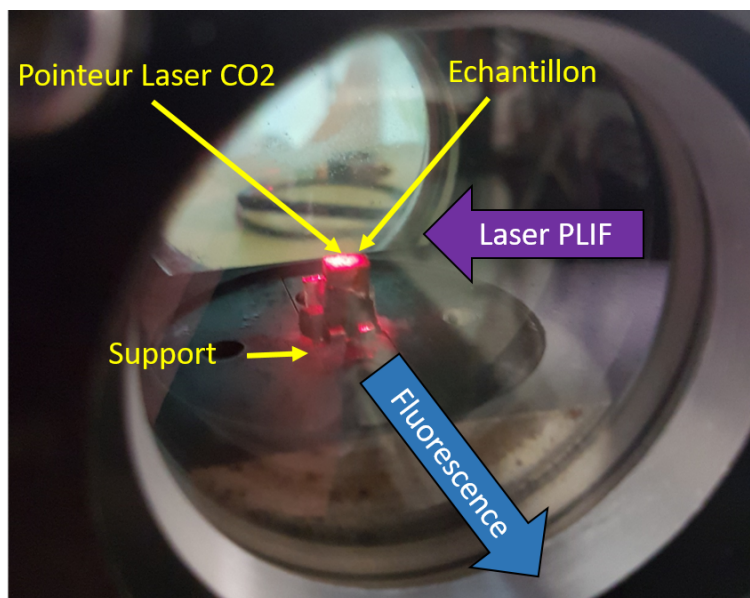


FIGURE 2.5 – Échantillon de propergol sur le support dans la chambre de combustion CHAMADE.

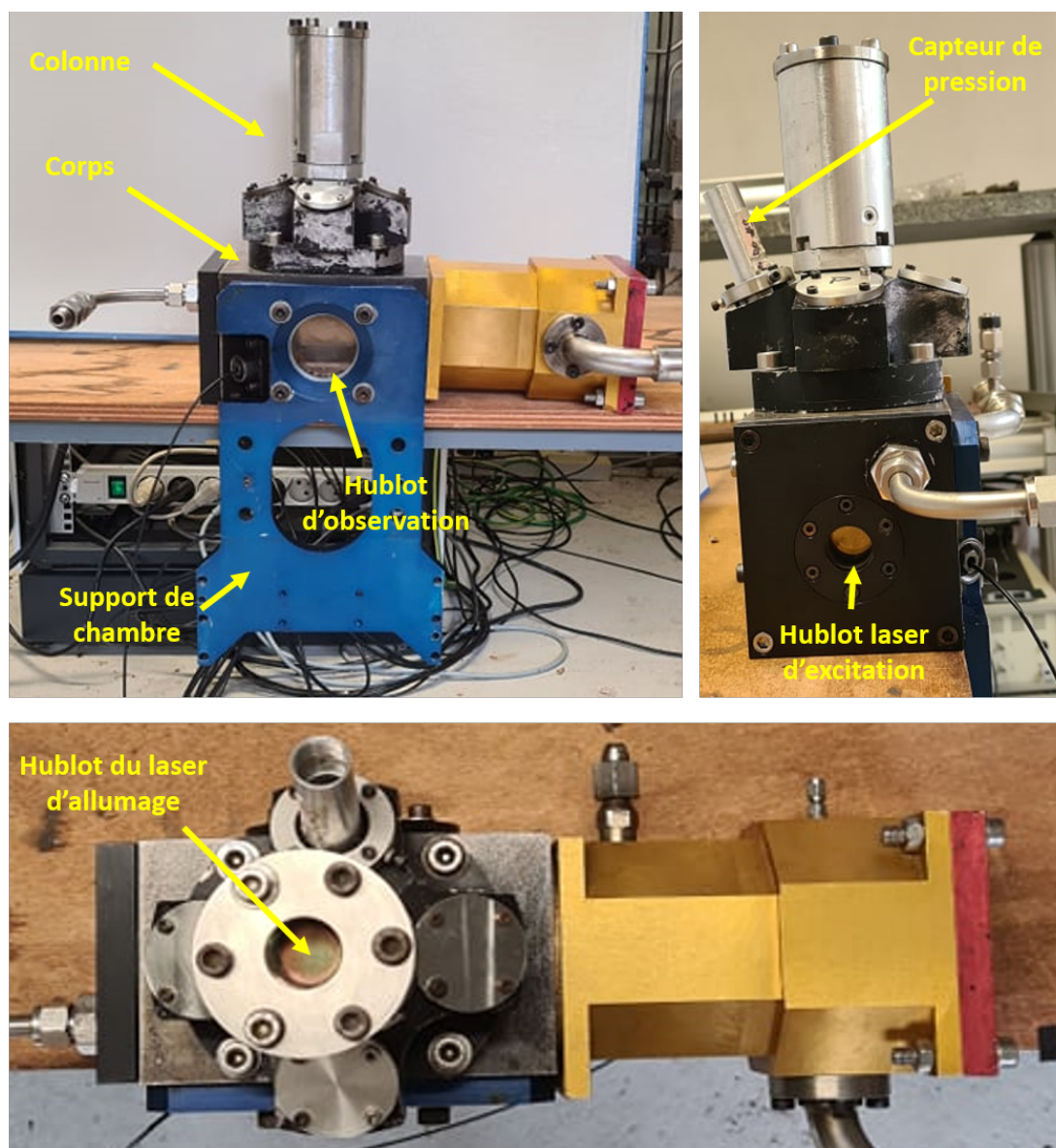


FIGURE 2.6 – Photos de la chambre de combustion CHAMADE.

2.3 Présentation des montages expérimentaux

Deux campagnes d'essais sur l'étude de la combustion de l'aluminium en flamme de propergol à l'aide de la technique d'imagerie PLIF-Al couplée à la visualisation directe (imagerie d'émission visible) ont pu être réalisées durant cette thèse dans le cadre de deux projets R & T CNES. Durant la campagne de 2019, les deux caméras visible et LIF sont positionnées de part et d'autre de la chambre de combustion. La section 2.4.1 présente cette configuration à 180°. Durant la campagne de 2020, les caméras sont positionnées du même côté de la chambre de combustion : cette configuration à 90° est présentée dans la section 2.3.2.

2.3.1 Configuration à 180 °

Un des objectifs de ces expérimentations PLIF-Al était de consolider la technique en apportant des améliorations et des optimisations nécessaires pour augmenter le rapport signal sur fond d'émission, et ainsi obtenir des images de meilleur contraste pour des pressions supérieures à 1,0 MPa. Les organes du banc sont les mêmes que ceux utilisés durant la thèse de [Vilmart, 2017]. La cadence de répétition du laser est toujours fixée à 5 kHz et celle de la caméra à 10 kHz. De cette manière, il est toujours possible d'observer un clignotement de signal entre deux images successives (avec et sans laser). Cela nous permet d'estimer le rapport du signal de fluorescence sur le signal d'émission propre (fond d'émission qui est capté sur les deux images successives espacées de 100 μ s). La même goutte est observée en émission de fluorescence (avec laser) et en émission propre (sans laser) mais avec un signal plus faible. Le rapport signal/fond d'émission était compris entre 2 et 4 pour une pression de 1,2 MPa et une composition de propergol 2508, et une durée de la porte temporelle de l'intensificateur de la caméra de 100 ns. Comme il l'a été constaté dans la thèse [Vilmart, 2017], le fond d'émission augmente significativement avec la pression, notamment à 1,5 MPa. Pression pour laquelle le contraste entre la lumière d'émission propre et de LIF des gouttes devient moins bien marqué sur l'ensemble des gouttes de l'image. Un exemple d'images de fluorescence et d'émission d'une flamme de propergol aluminisé à 1,5 MPa obtenu précédemment est présenté en Figure 3.6.

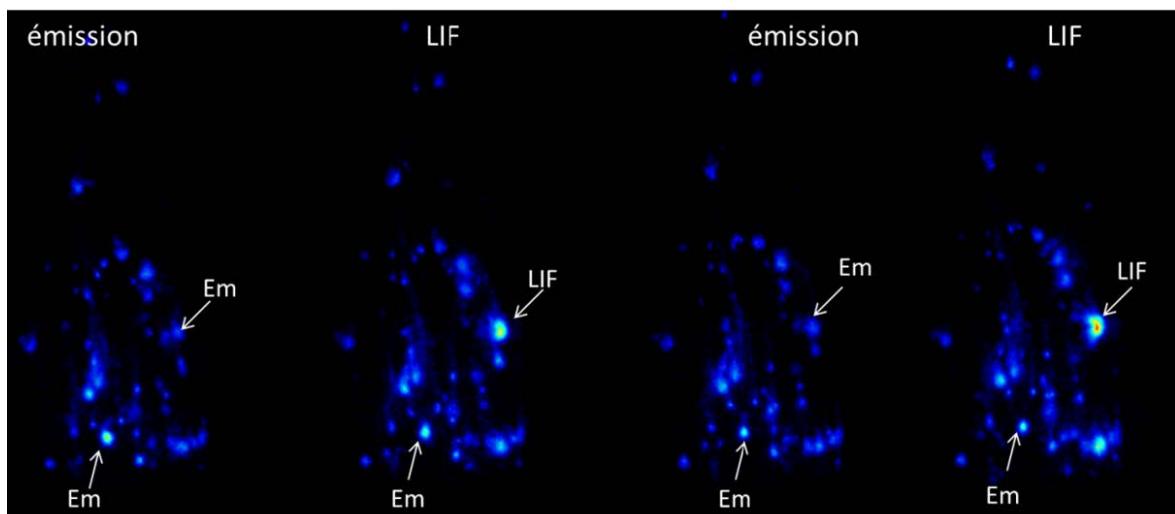


FIGURE 2.7 – Images successives séparées de 100 μ s d'émission (sans laser) et LIF (avec laser) de la flamme d'un échantillon de propergol ONERA (2508) à 1,5 MPa. Extraite de [Vilmart, 2017].

Pour améliorer le contraste, l'intensificateur a été changé par un nouvel intensifica-

teur dont la durée minimale de la porte est de 10 ns au lieu de 100 ns précédemment. L'intérêt est de pouvoir diminuer la durée d'exposition pour réduire la part d'émission dans le signal LIF détecté sachant que la durée de vie de fluorescence dans ces conditions de pression est plus courte que 10 ns. La durée de vie radiative naturelle de l'état électronique excité de Al est donnée de 13 ns [Vilmart, 2017]. Néanmoins, en pratique, la durée de la porte de l'intensificateur n'a pas pu être réduite à sa valeur minimale de 10 ns à cause du jitter de l'impulsion laser mesuré de 10 ns à 10 kHz et l'impulsion dure 5 ns. La présence en moyenne de l'impulsion sur un intervalle de temps de 15 ns doit donc rester inférieure à la durée de la porte pour obtenir un niveau signal optimal. Par sécurité, il a été choisi une durée de porte de 40 ns.

Une deuxième modification qui a été apportée est l'enregistrement d'images LIF en champ intermédiaire en plus des images en registrées en champ large et en champ zoomé. Les caractéristiques de ces trois champs que nous avons utilisés durant ces travaux de thèse sont données dans le tableau 2.2. Ce champ intermédiaire offre un bon compromis entre une résolution spatiale de 10 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ qui reste suffisante pour visualiser des gouttes de 100 μm de diamètre et une profondeur de champ de 2 mm qui permet de régler facilement la mise au point de la caméra sur la nappe laser contrairement au champ zoomé avec une profondeur de champ de 100 μm . Il a été constaté qu'il était difficile de régler avec précision la mise au point du champ d'imagerie zoomé au centre de la nappe laser d'épaisseur voisine de 100 μm . Une platine de translation motorisée avec un pas de déplacement minimal de 12,5 μm a donc été installée sous la caméra pour améliorer le réglage de mise au point qui sera détaillé dans la section suivante.

Domaine spectral	Classification	Taille	Profondeur de champ	Résolution spatiale
Visible	Intermédiaire	10 x 10 mm	5 mm	12 $\mu\text{m}/\text{pixel}$
UV	Large	16 x 16 mm	5 mm	21 $\mu\text{m}/\text{pixel}$
UV	Intermédiaire	7.5 x 7.5 mm	2 mm	10 $\mu\text{m}/\text{pixel}$
UV	Zoomé	4.3 x 4.3 mm	100 μm	5.6 $\mu\text{m}/\text{pixel}$

TABLEAU 2.2

Caractéristiques optiques des différents champs de visualisation utilisés durant la campagne de 2019.

La troisième modification qui a été apportée est le couplage avec une caméra rapide sensible dans le domaine spectral visible pour acquérir simultanément des images directes des gouttes dans la flamme de propergol. Cette caméra est une caméra rapide non intensifiée sensible dans le rouge (Phantom V711 FastCam) équipée d'un objectif 105mm et de deux bagues allonge. Initialement ajoutée pour observer de manière simultanée le comportement de la flamme avec l'imagerie PLIF, la taille du champ et la résolution spatiale sont restées inchangées pour tous les essais. Les caractéristiques du champ d'observation sont détaillées dans le Tableau 2.2. Les caractéristiques du champ de visualisation dans le visible sont assez proches de celles du champ intermédiaire en imagerie LIF, ce qui permet d'associer assez facilement les gouttes observées sur les deux types d'images. La Figure 2.8 présente une photo du montage PLIF / émission visible implanté sur la chambre de combustion CHAMADE. La Figure 2.9 présente un schéma en vue du dessus du montage d'imagerie PLIF-Al/Emission visible en configuration à 180°. Les liaisons entre les différents organes sont présentées par les flèches en pointillées. Les

flèches noires représentent les signaux internes au banc d'imagerie. C'est-à-dire, les signaux échangés entre les systèmes de contrôle (Contrôleurs du laser, de l'intensificateur et des caméras) et leurs organes respectifs.

L'ensemble est contrôlé par un ordinateur qui transmet les informations aux différents contrôleurs. Les flèches rouges représentent les signaux externes au banc d'imagerie. Ces signaux sont envoyés par le contrôleur du laser d'allumage à CO₂ situé dans la salle de commande. Lors d'un essai l'ordinateur de contrôle place le contrôleur des caméras en attente de signal. L'ordre d'allumage déclenche à la fois le laser à CO₂ et l'allumage des caméras. Comme c'est le contrôleur des caméras qui impose la cadence d'acquisition (10 kHz) un générateur de délais est utilisé pour réduire à 5 kHz la cadence envoyée au contrôleur du laser d'excitation de la fluorescence. Finalement, les flèches oranges représentent les données échangées directement entre les caméras et l'ordinateur de contrôle. Ces données sont, par exemple, les images enregistrées dans la mémoire des caméras durant l'essai.

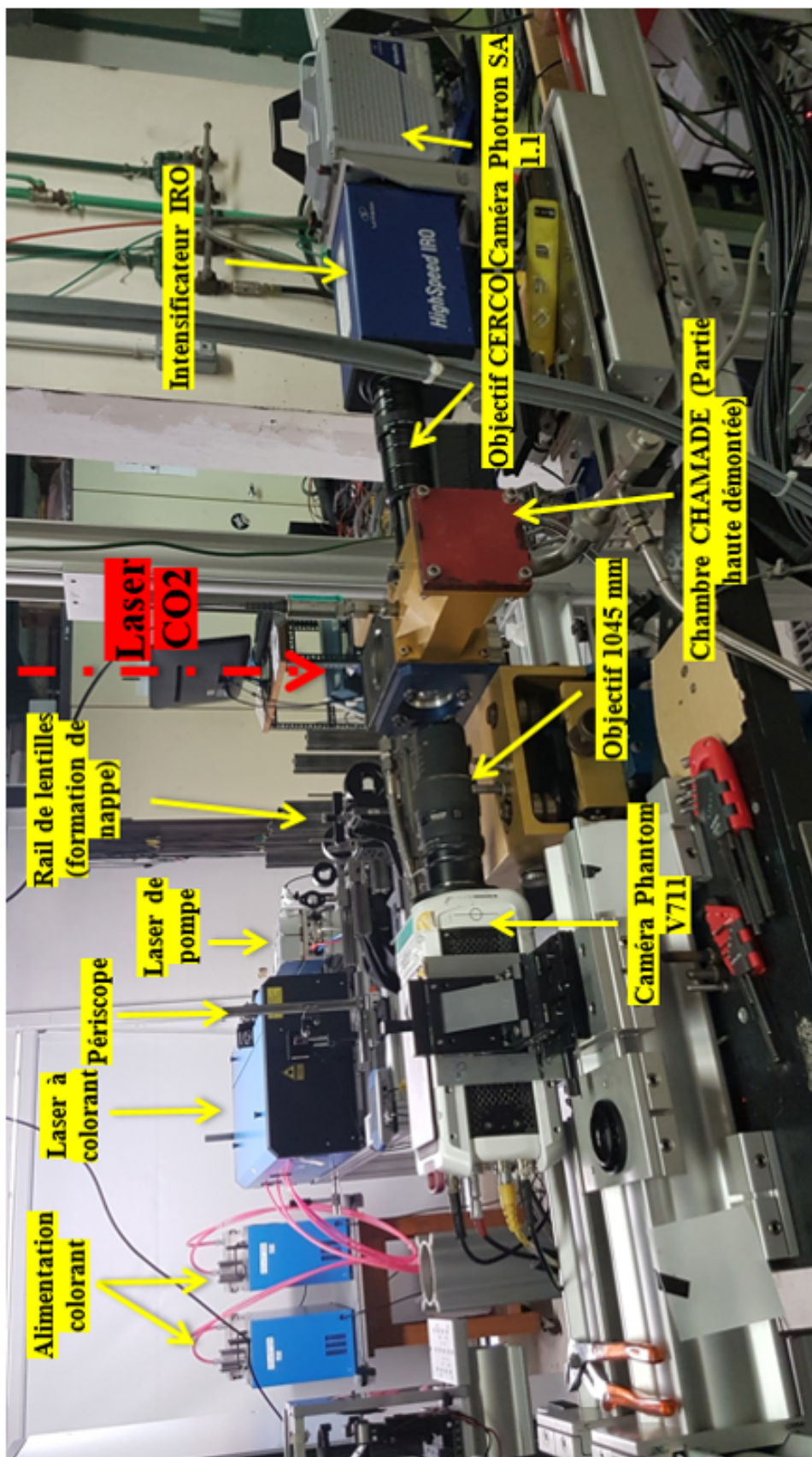


FIGURE 2.8 – Photo du montage PLIF / émission visible en configuration à 180° implanté sur la chambre de combustion CHAMADE (2019).

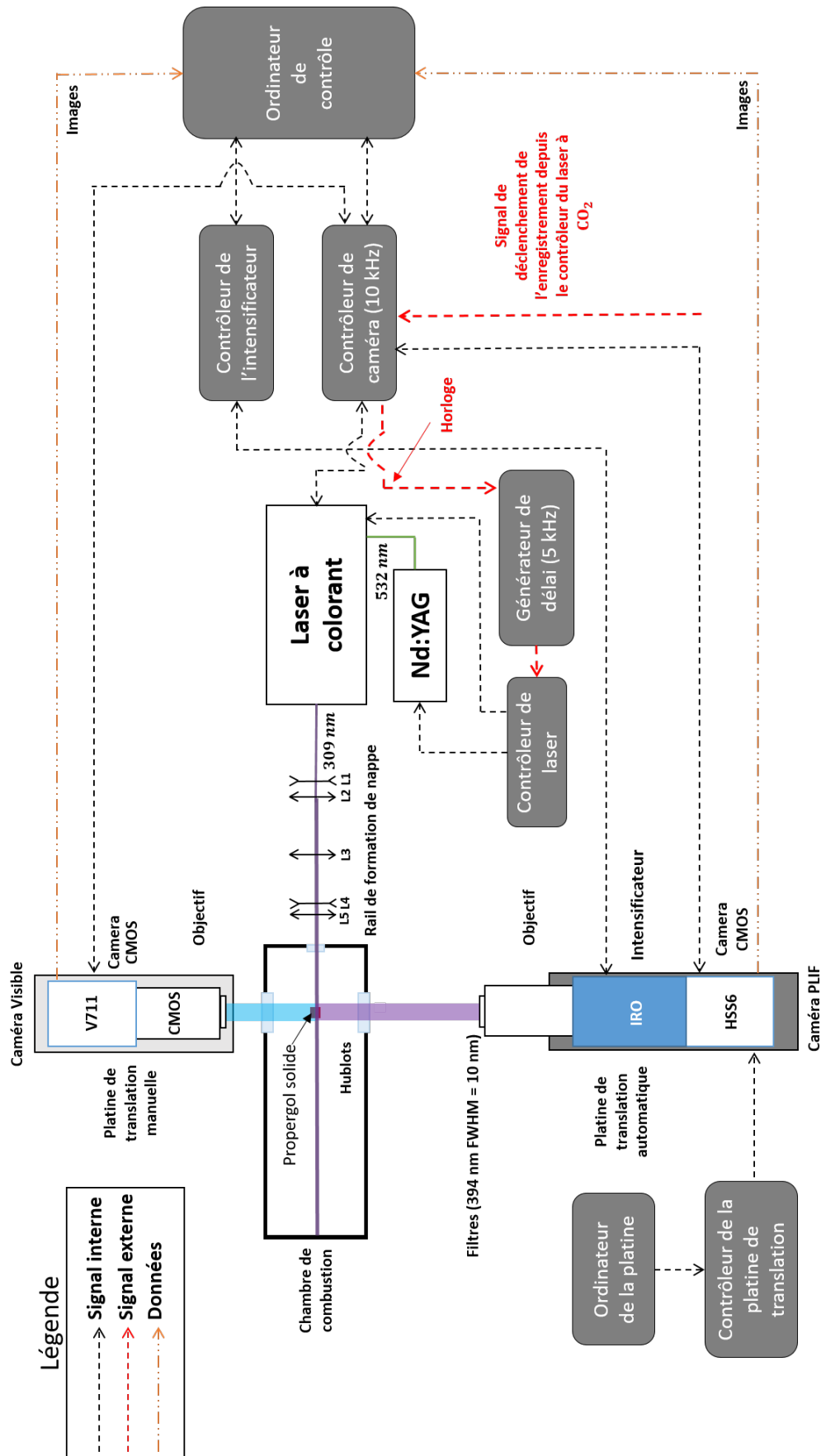


FIGURE 2.9 – Schéma en vue du dessus du montage d'imagerie PLIF-Al/Émission visible en configuration 180° utilisé durant la campagne de 2019.

2.3.2 Configuration à 90 °

Pour cette campagne de mesures, les deux caméras ont été placées du même côté de la chambre pour pouvoir visualiser la même face de la flamme. De plus, un champ de vision zoomé de taille identique a été réglé sur les deux caméras afin de réaliser des images simultanées (LIF et émission visible) de haute résolution spatiale des gouttes d'aluminium. La Figure 2.10 et 2.11 présentent une photo du montage et un schéma en vue du dessus en configuration 90°, respectivement. Les matériels sont les mêmes et les branchements aussi. Un miroir dichroïque (Thorlabs-DMSP425) passe-bas de longueur d'onde de coupure à 425 nm est utilisé pour transmettre la fluorescence et réfléchir l'émission visible. Il est placé sur une platine rotative qui permet de régler de manière précise son angle par rapport à l'axe du hublot d'observation. La Figure 2.12 présente l'évolution du taux de transmission (courbe bleue) et de réflexion (courbe rouge) du miroir dichroïque en fonction de la longueur d'onde et la courbe de transmission du filtre bande passante de la fluorescence (courbes données par les fabricants).

Les deux caméras sont équipées du même objectif de microscope à longue distance (Ques-tar QM-100) comme le présente la Figure 2.10. Les caractéristiques du champ de visualisation sont présentées dans le Tableau 2.3. La taille de champ est réglée pour avoir la profondeur de champ maximale de l'objectif. La taille est de 4,3 mm sur $768 \times 768 \text{ pixels}^2$ et la résolution est de $5,3 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Les profondeurs de champ sont mesurées approximativement de $150 \mu\text{m}$ (dans le visible) et $100 \mu\text{m}$ (dans l'UV). Un protocole d'alignement optique a été mis en place pour être capable de faire coïncider les deux plans focaux des caméras avec le centre de la nappe laser, qui sera détaillé dans la suite.

Domaine spectral	Classification	Taille	Profondeur de champ	Résolution spatiale
Visible	Zoomé	4.3 x 4.3 mm	150 μm	5.3 $\mu\text{m}/\text{pixel}$
UV	Zoomé	4.3 x 4.3 mm	100 μm	5.2 $\mu\text{m}/\text{pixel}$

TABLEAU 2.3

Caractéristiques optiques des différents champs de visualisation utilisés durant la campagne de 2020.

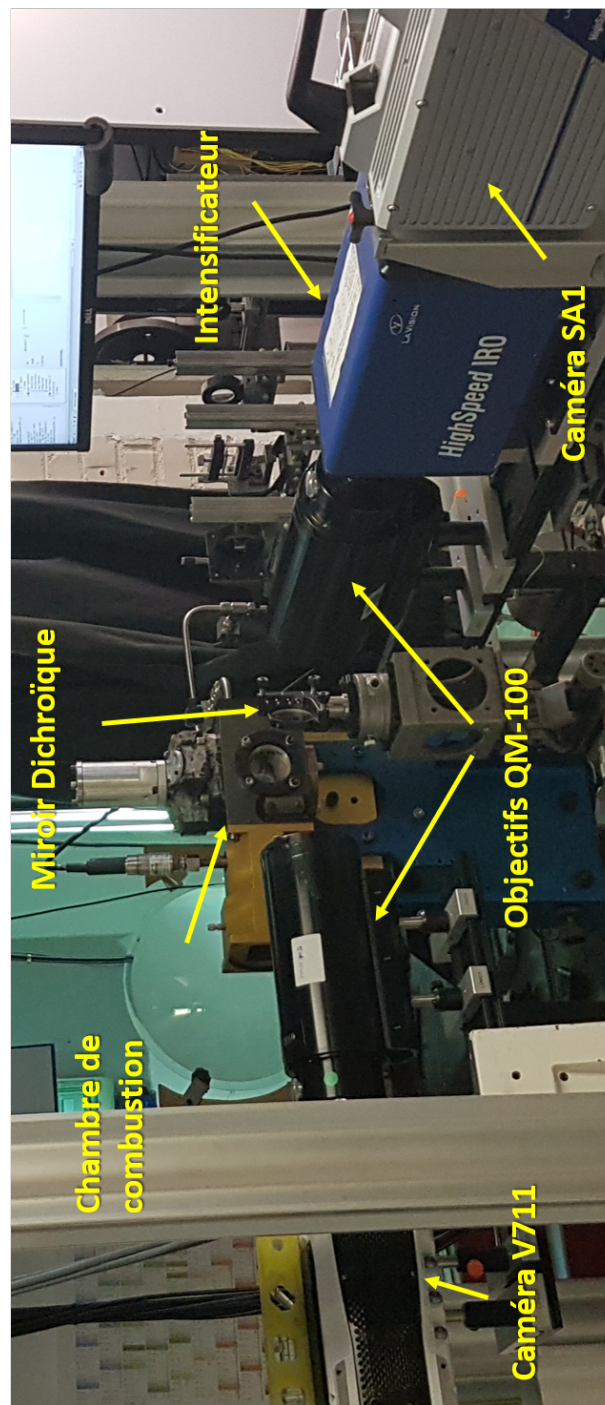


FIGURE 2.10 – Photo du montage du banc d'imagerie PLIF-Al en configuration 90°.

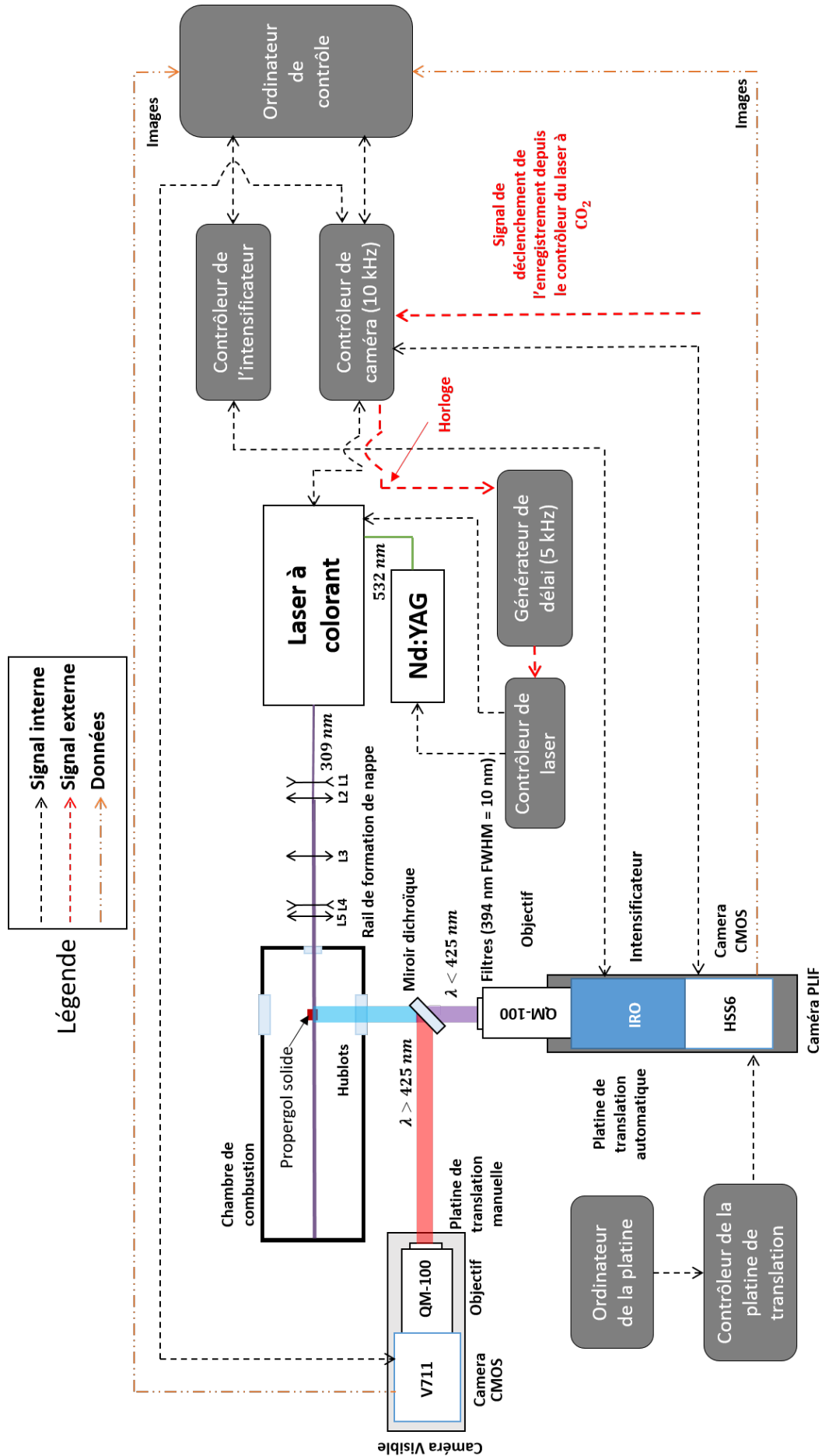


FIGURE 2.11 – Schéma en vue du dessus du montage d'imagerie PLIF-AL/Émission visible en configuration 90° utilisé durant la campagne de 2020.

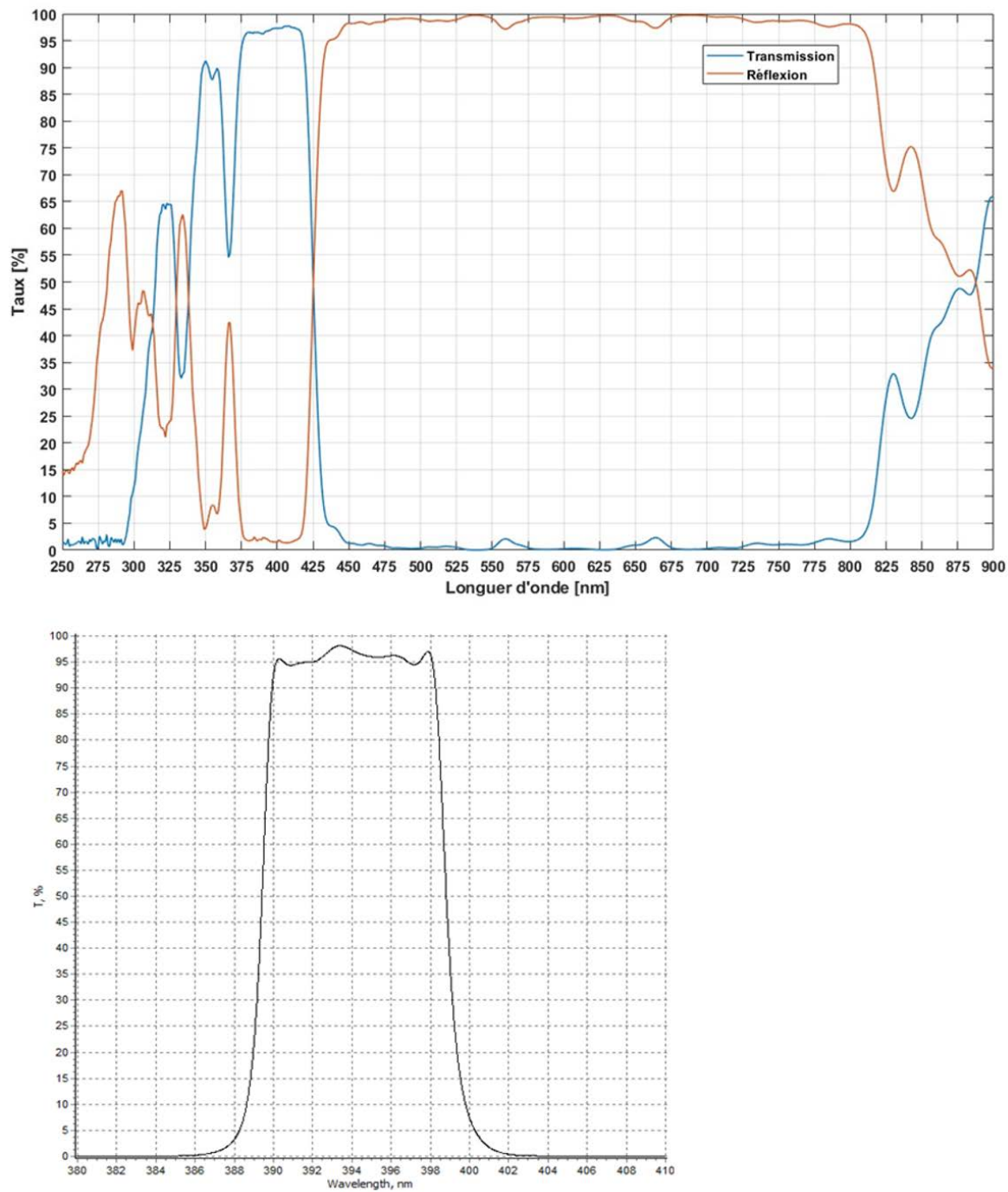


FIGURE 2.12 – En haut, taux de transmission et de réflexion du miroir dichroïque fournis par le fabricant. En bas, courbe de transmission du filtre bande passante (fabricant).

2.4 Méthodologie expérimentale

La section suivante présente la méthodologie expérimentale que l'on décline en plusieurs étapes et qui a été élaborée pour appliquer l'imagerie LIF combinée à l'imagerie visible en champ zoomé en flammes de propergols.

Caractérisations de la nappe laser

L'énergie laser UV mesurée en sortie laser est voisine de 270 μJ à 5 kHz. Les fluctuations tir-à-tir sont mesurées de 15 %. L'énergie dans la nappe laser avant l'entrée dans la chambre de combustion est de 50 μJ . Il est utile de rappeler ici que la formation de la nappe est réalisée par 2 télescopes et une lentille sphérique convergente. Le premier télescope (L1, L2 sur la Figure 2.8) permet d'élargir le faisceau avec un grossissement de 4 afin de pouvoir sélectionner une portion homogène sur le second télescope. Le second télescope (L4, L5) transforme le spot laser en nappe laser verticale collimatée. Environ 1/3 du faisceau est prélevé, ce qui engendre une perte d'énergie conséquente dans la nappe laser résultante. L'énergie dans la nappe laser avant l'entrée dans la chambre de combustion est mesurée de 50 μJ . La hauteur de la nappe est de 17 mm. Une lentille sphérique convergente (L3) permet la focalisation. L'épaisseur la nappe laser est un paramètre important dans le sens où elle conditionne le volume d'atome excités, la densité d'énergie laser, et la résolution spatiale. Avoir une nappe très fine permet d'augmenter la densité d'énergie d'excitation mais diminue les chances qu'une goutte d'aluminium soit incluse dans la nappe laser, et donc produise un signal de fluorescence. Aussi, un compromis doit être trouvé pour avoir une bonne résolution spatiale (épaisseur de la nappe) qui soit compatible avec la taille des gouttes d'aluminium. Or, les gouttes Al ont des tailles qui fréquemment avoisinent 100 – 200 μm , ce qui est proche de l'épaisseur de nappe usuelle en expérimentations PLIF. Pour augmenter la probabilité d'avoir des gouttes présentes dans la nappe laser, on a augmenté l'épaisseur en déplaçant le point focal (lentille sphérique L3, $F = 618$ mm) après le volume de mesure. L'épaisseur de la nappe au niveau de l'échantillon de propergol est estimée approximativement de 150 μm (par la méthode du couteau).

La répartition de l'énergie avec la hauteur de la nappe doit être prise en compte dans l'analyse des images de fluorescence. Il nous faut un moyen de régler au mieux son homogénéité en énergie avant les essais de combustion et d'enregistrer des images avant les essais de combustion. Pour cela, nous utilisons la fluorescence de l'acétone comme signal de référence laser. Nous plaçons une cuve en silice UV remplie d'acétone liquide dans le trajet de la nappe laser (Figure 2.13). Sa bande de fluorescence est bien transmise par notre filtrage spectral ce qui nous permet de conserver le même jeu de filtres pendant cette étape. Les images de la fluorescence de l'acétone sont présentées dans la Figure 2.14 en fonction du type de champ de visualisation. Nous pouvons noter que la nappe qui se propage de la droite vers la gauche est fortement absorbée par l'acétone liquide (très dense). La Figure 2.15 présente les profils moyens extraits des images de la Figure 2.14. Ils sont moyennés sur quelques pixels de large (entre 5 et 10 pixels). En normalisant par rapport au maximum d'intensité du signal, nous obtenons le profil correctif à appliquer sur l'image en fonction de la hauteur. Les barres d'erreur représentent les fluctuations tir-à-tir de l'énergie laser qui sont estimées à 17 % de la valeur moyenne.

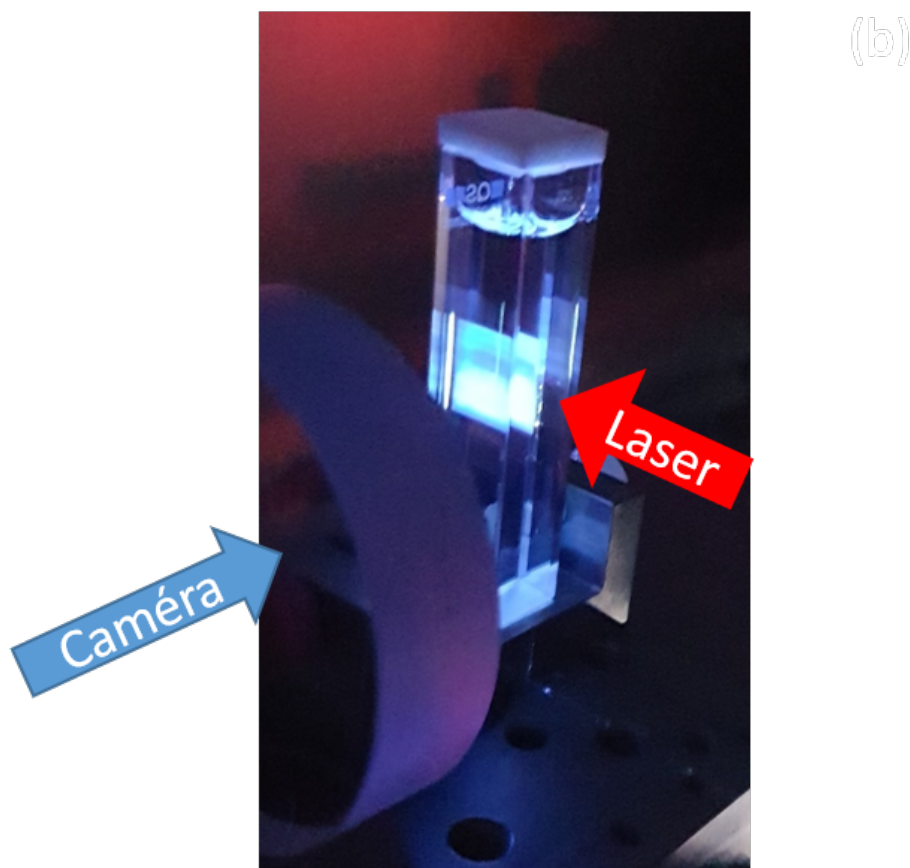


FIGURE 2.13 – Visualisation de la nappe laser traversant une cuve d'acétone liquide.

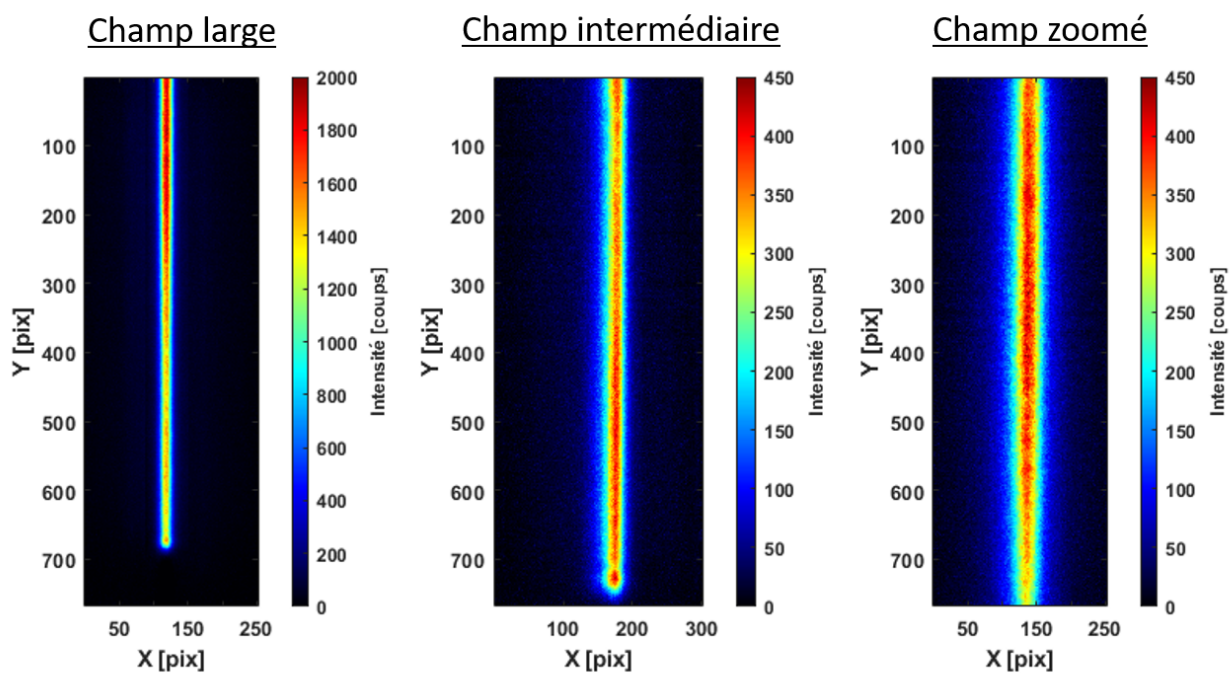


FIGURE 2.14 – Images moyennes de nappe laser traversant une cuve d'acétone.

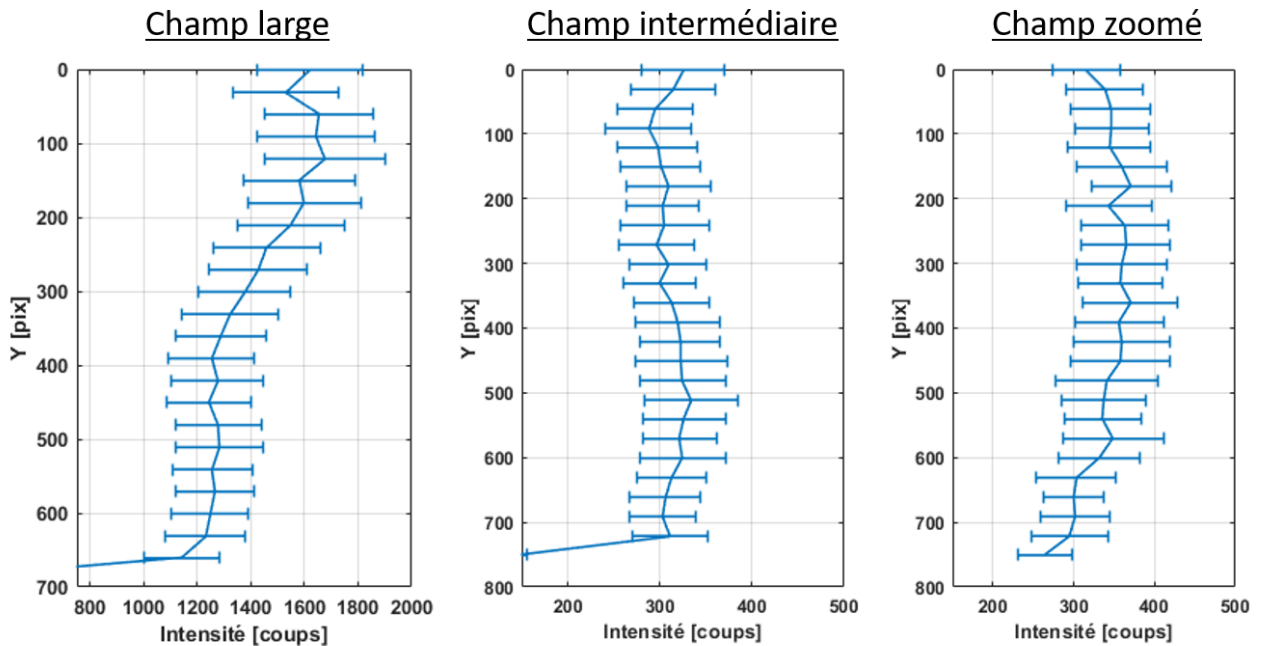


FIGURE 2.15 – Profils moyens d'intensité du signal LIF sur la largeur de la zone de fluorescente.

Champ d'imagerie

La mise au point des caméras sur la nappe laser nécessite un protocole plus minutieux dans le cas du champ zoomé. En effet, il s'agit de faire coïncider une nappe laser de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec des champs de profondeur de $100 - 150\ \mu\text{m}$. Pour ce faire, nous plaçons la surface gravée de la mire de contraste dans la nappe laser. La mire a été placée dans le porte-échantillon. La chambre de combustion pouvant être translattée à l'aide de vis sans fin, nous déplaçons la mire jusqu'à ce que sa surface diffuse la lumière du laser comme on peut le voir sur la Figure 2.17. Une fois la mire en position, le laser est coupé et on peut procéder à la mise au point des caméras. Chaque caméra est montée sur des platines de translation à pas micrométrique pour être capable de régler finement le champ de vision selon les trois axes. La mise au point sur la mire de contraste (mire USAF 1951 Edmund Optics) consiste à enregistrer des images pour différentes distances focales variées par pas de $10\ \mu\text{m}$ (pour la caméra visible) ou $12,5\ \mu\text{m}$ (pour la caméra LIF) au minimum jusqu'à obtenir le motif de plus grande fréquence spatiale donnée en nombre de paires de lignes par mm (lp/mm). L'objectif Questar de la caméra LIF est équipée de ses filtres, dont le filtre bande passante centré à $394\ \text{nm}$, ce qui requiert d'éclairer la mire soit avec une LED UV ou bien une lampe de xénon. Dans le cas de la configuration à 180° (Cf. section 2.4.1), la caméra LIF est mise au point à l'aide d'une LED qui émet à $395\ \text{nm} \pm 8\ \text{nm}$ (Thorlabs, M395544) et la caméra visible est ensuite mise au point avec une LED blanche. Dans la configuration à 90° (Cf. section 2.4.2) les deux caméras sont mises au point de manière simultanée avec une même lampe qui émet à la fois dans l'UV et dans le visible (lampe de xénon, Oriol). La Figure 2.17 (c) et (d) montre des images moyennées du motif en champ zoomé observées simultanément sur les deux caméras. Les résolutions spatiales qui sont obtenues pour ce réglage de mise au point en champ zoomé est de $80,6\ \text{lp/mm}$ soit $6,2\ \mu\text{m}$ pour la caméra visible et de $45,3\ \text{lp/mm}$ soit $11\ \mu\text{m}$ pour la caméra LIF. La résolution de la caméra LIF est principalement dégradée par l'ajout de l'intensificateur.

Une mire avec une règle gravée est utilisée pour mesurer la taille du champ (Figure 2.17 (a) et (b)). Des images de l'échantillon sont enregistrées avant combustion (Figure 2.17 (e))

et (f)). La hauteur du champ de vision est réglée pour avoir 2/3 de propergol et 1/3 au-dessus de la surface dans le champ. Cela permet de visualiser la surface sur une durée d'environ 600 ms en considérant une vitesse de régression de 4 mm/s. La hauteur de la goutte par rapport à la surface pourra ainsi être estimée assez précisément. Quand la surface sort du champ, la hauteur de la goutte pourra encore être déduite à partir de la vitesse de régression qui a été mesurée sur la série d'images. La nappe laser couvre toute la hauteur de l'échantillon. La nappe est le plus souvent centrée sur la tranche de l'échantillon ou bien vers le bord qui fait face à la caméra LIF afin de réduire le risque de réabsorption de l'émission de la fluorescence par la flamme. Comme on peut le voir sur ces images de mires et de l'échantillon, on prend soin de régler les deux caméras de façon à avoir des images assez bien superposables. Cela permettra d'associer assez facilement lors de nos premières observations, les gouttes sur les images LIF avec celles des images d'émission visible. Le couplage de l'imagerie de fluorescence de la vapeur d'aluminium avec l'imagerie directe (émission visible) en utilisant deux objectifs de microscope à longue distance pour zoomer sur la goutte a pour principaux objectifs de disposer d'images simultanées de la vapeur d'aluminium émanant de la goutte et de la morphologie de la goutte (flamme, goutte, calotte d'alumine) qui soient bien résolues à l'échelle de la goutte, et de permettre des analyses complémentaires utiles à l'étude de l'évolution de la goutte. L'image visible donne un accès à la taille de goutte, nécessaire pour la simulation numérique de combustion. Un recalage a posteriori des deux images qui soit plus affiné pourra s'avérer utile dans certains cas d'analyses où l'on cherchera à faire correspondre la répartition du signal de fluorescence de la vapeur avec la surface de la goutte comme cela montré dans le chapitre 5. Une méthode de recalage des images sous MATLAB a été appliquée sur les images de la mire avec réglette graduée (a) et (b) de la Figure 2.17. En sélectionnant des éléments reconnaissables sur les deux images nous définissons une base de données de positions. Les annotations sur les images UV sont considérées comme des positions de référence et nous les comparons aux positions mesurées sur les images visibles. Pour recalculer les positions nous utilisons la formule matricielle suivante d'une transformation affine :

$$X' = R_z(\theta) \cdot S_{\alpha,\beta,\gamma} \cdot X + B \quad (2.2)$$

avec :

$$X' = \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}, X = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, R_z(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, S_{\alpha,\beta,\gamma} = \begin{pmatrix} \alpha & 0 & 0 \\ 0 & \beta & 0 \\ 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}, B = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

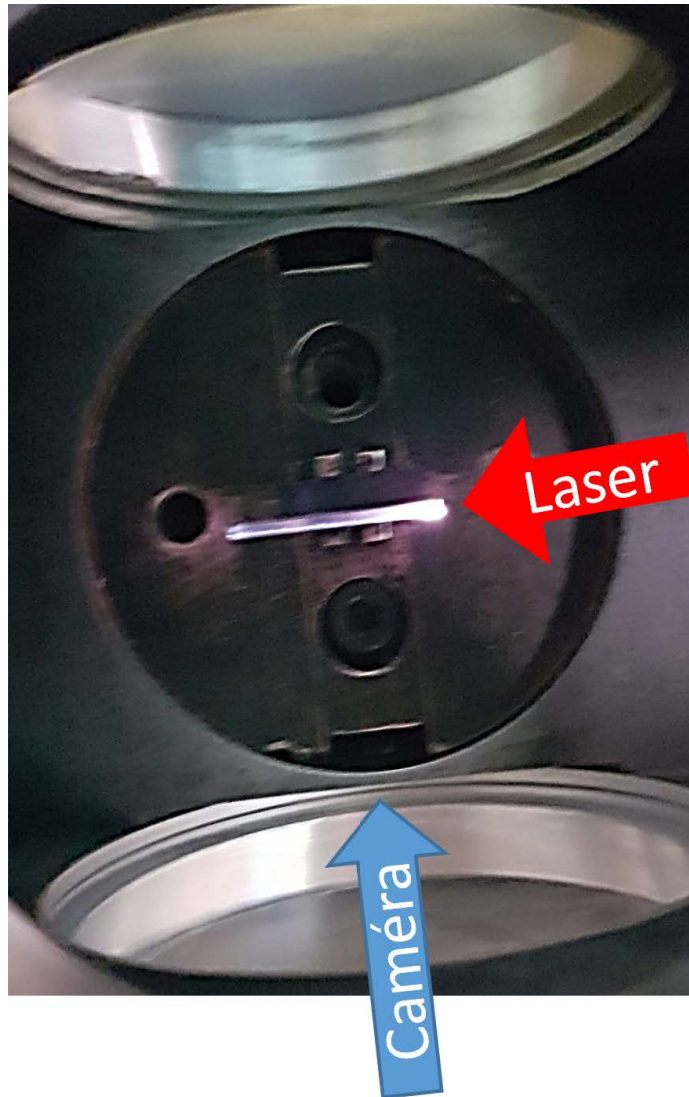


FIGURE 2.16 – Position de la mire de contraste dans le porte-échantillon lors de la mise au point des caméras sur la nappe laser.

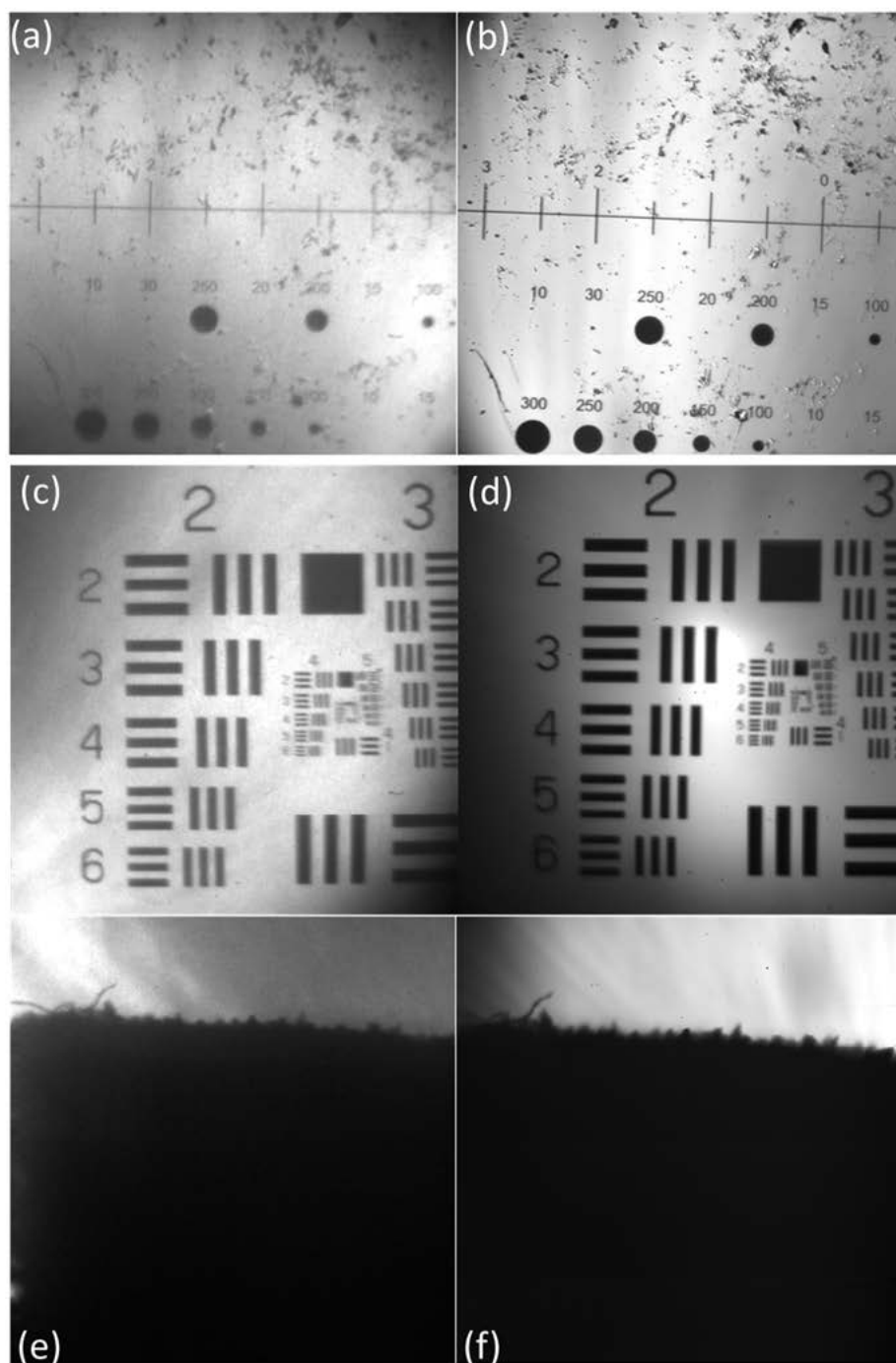


FIGURE 2.17 – Images moyennes des mire de réglage des champs, de la taille (a), (b) et du contraste (c), (d) et de l'échantillon de propergol avant combustion (e), (f). A gauche, images captées par la caméra LIF. A droite, images captées par la caméra visible. La taille de l'image est de $4,3 \times 4,3$ mm sur 768×768 pixel.

2.5 Composition de propergol solide et taille d'échantillon

Les images expérimentales réalisées dans cette thèse ont pour objectifs de permettre l'analyse de la combustion des gouttes de Al dans des flammes de propergol solide. Les compositions utilisées sont alors définies pour être les plus réalistes possibles. Le propergol solide composite de type Butalane utilisé durant la thèse de [Vilmart, 2017] est un bon candidat. De plus une autre composition développée par un industriel sera utilisée à titre de comparaison. Dans cette section un bref rappel sur la granulométrie sera d'abord présenté. Ensuite les caractéristiques techniques des propergols utilisés dans cette thèse seront détaillés.

2.5.1 Définition de la granulométrie

La granulométrie des particules constituant un propergol est un critère important à prendre en compte durant la phase de conception. En effet, comme présenté dans le chapitre 1, la taille et la proportion des particules de Al dans la poudre influencent fortement les phénomènes d'agglomération de surface [Kalman et al., 2015]. Il s'agit alors d'utiliser les bonnes tailles de grains pour minimiser les espaces vides interstitiels et éviter la création de poches vides. Néanmoins, il est difficile pour les fabricants de matériaux de fournir une grande quantité de poudre contenant une taille unique de particule. Bien que celles-ci soient tamisées avant d'être injectées dans la malaxée, il persiste toujours un écart. Il faut alors évaluer la distribution de taille présente dans la poudre, c'est-à-dire, les populations relatives dans différentes classes de taille. Il s'agit de la granulométrie. On en définit alors deux types :

- distribution en nombre (histogramme du nombre de particules en fonction de leur diamètre respectif) ;
- distribution en volume (chaque classe de tailles de particules est pondérée par le volume que cette classe de taille occupe).

Comme la masse volumique des différents constituants d'un propergol solide est connue, pondérer une distribution par le volume revient la pondérer par la masse. Cette notion est importante puisque les débits de dégagement de produit de combustion dans les simulations sont souvent estimés à l'aide des flux massique. Ainsi les plus gros grains qui sont statistiquement plus faibles en nombre ont un poids plus important dans la proportion massique. La pondération par la masse est donc plus significative que celle par le nombre.

Généralement, la granulométrie est définie à l'aide d'un diamètre représentatif. Ce diamètre est calculé à l'aide de l'équation 2.4 :

$$D_{pq} = \left(\frac{\sum_{i=1}^m n_i D_i^p}{\sum_{j=1}^m n_j D_j^q} \right)^{\frac{1}{p-q}} \quad (2.4)$$

avec p et q des entiers et $p > q$. D_i et D_j sont les diamètres équivalents aux classes de tailles i et j . n_i et n_j sont les probabilités que le diamètre d'une goutte soit compris dans les classes de tailles i et j . Ils sont définis de la façon suivante :

$$n_i = \frac{m_i}{n * \Delta D} \quad (2.5)$$

où m_i est le nombre de particules de la classe, n le nombre de particules au total et ΔD la largeur de classe. Les valeurs de p et q correspondent à des dimensions des espaces

vectérielles auxquels ils font référence (nulle, unidimensionnelle, bidimensionnelle, tridimensionnelle, etc). Les diamètres représentatifs les plus utilisés sont définis ci-dessous :

- D_{10} : Diamètre de la moyenne arithmétique en nombre total de particules ;
- D_{20} : Diamètre de la moyenne en surface et en nombre de particules ;
- D_{30} : Diamètre de la moyenne en volume et en nombre de particules ;
- D_{32} : Diamètre de Sauter : Diamètre de la moyenne en volume et en surface. Il est souvent utilisé en simulation de combustion car il caractérise les phénomènes de surface (débit de matière consommée par la combustion) par rapport au volume (trainée de la particule dans l'environnement fluide).

Afin de visualiser la distribution de classe de taille, il est courant d'utiliser des PDF. Elles sont définies à partir des fréquences n_i pour chaque classe de taille i .

2.5.2 Caractéristiques des Butalanes étudiées

Deux compositions de propergol solide ont été principalement étudiées durant ce projet de thèse à savoir :

- BU2508 : Propergol solide développé à l'ONERA pour les besoins de la recherche dans des conditions proches des compositions industrielles. L'intérêt de ce propergol réside dans le fait que la composition est entièrement connue et qu'il peut être produit en quantité suffisante pour les essais ;
- BU1209 : Propergol solide développé par un industriel. Sa composition étant inconnue, il est utilisé à titre de comparaison avec le BU2508.

Le Tableau 2.4 résume l'ensemble des principaux constituants de la composition :

Matériaux	Fraction massique
PA Taille 1	57.80%
PA Taille 2	10%
Al 40 μm	18%
PBHT	9.76%
DOZ	3.21%
Additifs mineurs	1.23%

TABLEAU 2.4
Composition de la Butalane BU2508 développée à l'ONERA.

Afin de minimiser les espaces vides interstitielles deux tailles de grains de PA sont utilisées. Le PA est le composant principal de cette composition. Elle en contient 67.80% en fraction massique. L'aluminium est le second constituant avec 18% en fraction massique. La granulométrie de la poudre utilisée est détaillée dans le paragraphe suivant. Vient ensuite le liant polymère PBHT avec 9.76% auquel est ajouté un plastifiant appelé Azéiate de Dioctyle (DOZ) (3.21% en fraction massique). Et finalement sont ajoutés des additifs influençant la vitesse de régression du propergol. On remarque qu'elle est semblable en comparaison avec la composition typique pour les applications civiles du Tableau 1.3. Les différences qu'il pourrait avoir avec un propergol industriel réside dans le type de matériau utilisé, les différents additifs et la granulométrie des poudres. Les Figures 2.18 et 2.19 présentent les PDF en nombre (en bleu) et en volume (en rouge) de la granulométrie de la poudre de Al utilisée dans la composition de la BU2508 ainsi que les distributions cumulées. On remarque que la distribution est bien centrée à 40 μm et qu'une proportion non

négligeable de plus petites particules est aussi présente (20 μm). Cette disparité génère des très petites gouttes qui en brûlant très rapidement à la surface peuvent influencer la température de combustion et faire augmenter la chaleur à la surface du propergol solide.

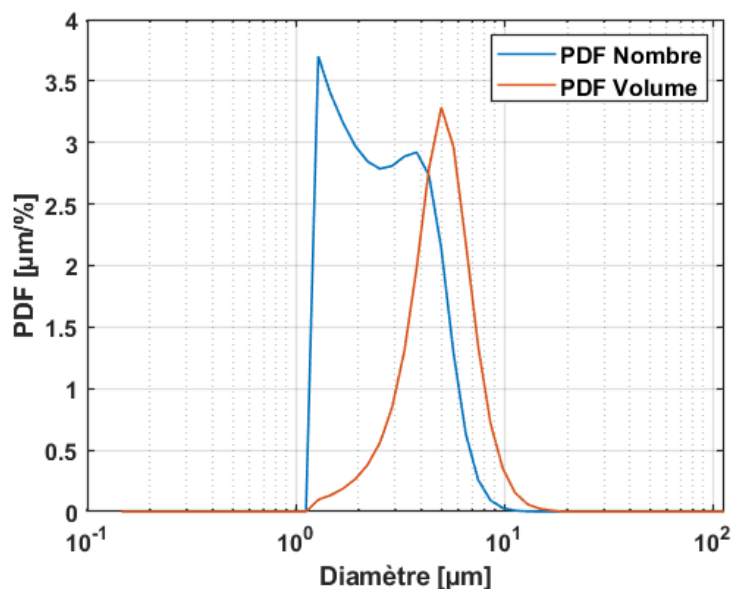


FIGURE 2.18 – PDF en nombre et en volume de la granulométrie de la poudre de Al utilisée dans la composition de la BU2508.

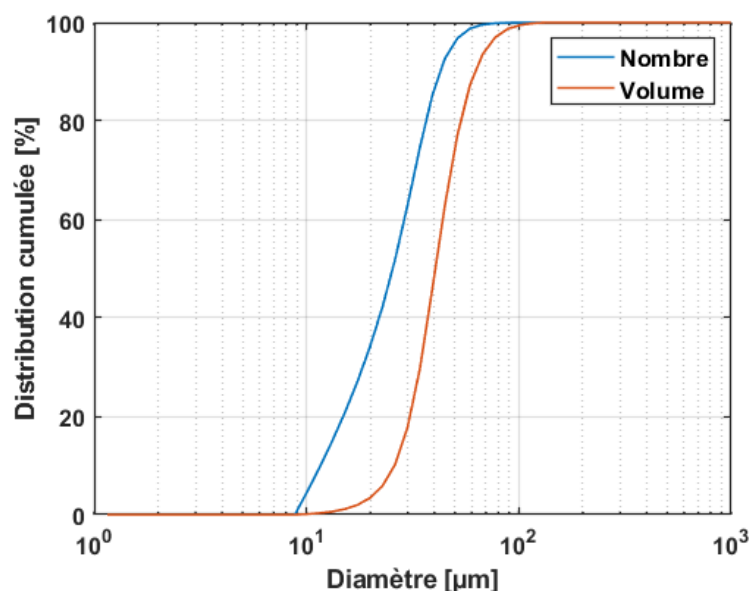


FIGURE 2.19 – Distributions cumulées en nombre et en volume de la granulométrie de la poudre de Al utilisée dans la composition de la BU2508.

Le Tableau 2.5 présente deux diamètres représentatifs (D_{10} et D_{32}) de la distribution de taille de la poudre de Al. On constate que le diamètre moyen arithmétique est très inférieur aux 40 μm estimés. Cette observation est aussi observée sur la courbe bleue de la Figure 2.19. Les particules plus petites, présentes en très grandes proportions sont susceptibles de générer une quantité non négligeable d'agglomérats. Remarquons que nous observons soit des gouttes primaires d'un diamètre plus petit que 40 μm et un très grand

nombre de gouttes de diamètres supérieur à 40 μm . Cette imprécision peut rendre difficile la simulation de la combustion de ce propergol solide. Néanmoins, le diamètre D_{32} est suffisamment proche de la valeur souhaitée pour considérer dans les simulations que les gouttes primaires quittant la surface du propergols aient le diamètre initialement voulu.

Diamètre	Valeur
D_{10}	27 μm
D_{32}	37,58 μm

TABLEAU 2.5

Diamètres représentatifs pour la granulométrie de la poudre de Al de la butalane BU2508.

2.5.3 Taille d'échantillon

Les tailles d'échantillons utilisées durant les deux campagnes d'essais sont détaillées dans la Tableau 2.6 :

Année	Composition	Hauteur [mm]	Largeur [mm]	Longueur [mm]
2019	BU2508	[5.40; 9.60]	[1.40; 2.50]	[4.10; 6.98]
2019	BU1209	[5.30; 9.40]	[1.20; 2.60]	[4.50; 5.80]
2020	BU2508	[5.40; 7.00]	[3.80; 4.70]	[4.46; 6.00]
2020	BU1209	[5.40; 7.80]	[3.90; 4.30]	[4.70; 6.20]

TABLEAU 2.6

Dimensions des échantillons utilisées durant les deux campagnes d'essais de 2019 et 2020.

Les dimensions des échantillons utilisés en 2019 sont similaires à ceux utilisés durant la thèse de [Vilmart, 2017]. La hauteur a été quelque peu augmentée (temps de combustion allongé). La mémoire de la caméra HSS6 utilisée permet de stocker 24000 images lors d'un essai. A la cadence d'acquisition de 10 kHz, il est possible d'acquérir 2,4 s d'enregistrement. La hauteur de l'échantillon étant caractéristique de la durée de combustion il est important qu'elle soit suffisamment grande pour que l'on puisse acquérir un grand nombre d'images quel que soit la taille de champ. Le nombre d'images maximum que l'on peut enregistrer sur la mémoire vive de la caméra LIF est de 19400 images à 10 kHz, ce qui équivaut à une durée de combustion proche de 2 s. Avec les valeurs utilisées durant la campagne de 2019 et en considérant une vitesse de régression de la surface de quelques millimètres par seconde on s'assure de remplir la mémoire de la caméra. Les hauteurs utilisées durant la seconde campagne de 2020 sont plus faibles. Cette réduction est due au champ de vision utilisé durant cette période. En effet, le champ zoomé permettant de ne visualiser que 4 mm de régression il n'était pas nécessaire d'en avoir davantage. La longueur des échantillons reste inchangée entre les deux campagnes. En revanche, la largeur a été quasiment doublée. La dilution des gaz chauds des produits de combustion du propergol avec le gaz froid d'azote sur les bords de l'échantillon n'est pas bien quantifiée. Comme le champ de vision utilisé durant la deuxième campagne d'essai ne visualise que 4 mm, Le choix a donc été fait d'augmenter la largeur pour réduire les effets de bords de dilution par l'azote. Pour prédire cette influence, une simulation numérique des conditions expérimentales utilisées lors de ces campagnes d'essais a été entreprise et sera présentée dans le Chapitre 3.

2.6 Exemple d'images et premières analyses

La section suivante présente des exemples d'images obtenues durant ce projet de thèse.

2.6.1 Imagerie visible

Les Figures 2.20 et 2.21 présentent des images en champ intermédiaire des deux types de propergols testés en combustion à 1,2 MPa. La surface du propergol est tracée en trait blanc dont le principe de sa détection sera présenté dans la section suivante. Remarquons que l'on distingue un grand nombre de gouttes en combustion évoluant depuis la surface de l'échantillon. Ces gouttes présentent des intensités lumineuses et des tailles variables. Le contraste entre la flamme et la surface liquide de la goutte n'est pas toujours discernable avec cette taille de champ. Cependant, on peut distinguer les éléments caractéristiques d'une goutte d'aluminium en combustion à savoir la surface liquide composée d'aluminium et d'une calotte d'alumine comme l'on peut l'observer sur la Figure 2.20. Remarquons sur la Figure 2.21, que le comportement du propergol de recherche industriel semble présenter une dispersion de taille de goutte plus homogène et cela a été observé sur un grand nombre d'images. Lors de l'analyse des images, il est primordial de pouvoir situer les gouttes par rapport à la hauteur à la surface. Cela nous permet ainsi de connaître leur temps de combustion ainsi que le milieu dans lequel elles évoluent. Une méthode de détection automatique a déjà été développée à l'ONERA et a été appliquée sur ces images. Son principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 2.22. A titre d'exemple, trois instants ont été sélectionnés lors de la combustion d'un échantillon de propergol de recherche ONERA 2508 à 1,0 MPa (410ms, 450ms et 500ms). Lors d'essais en ombroscopie sur le même type de propergol il a été constaté que la vitesse de régression du propergol est de quelques millimètres par seconde. En considérant notre cadence d'acquisition de 10 kHz et la vitesse régression, on peut supposer que la surface régresse de quelques dixièmes de micromètre entre deux images ce qui revient à la considérer fixe sur une petite série d'images.

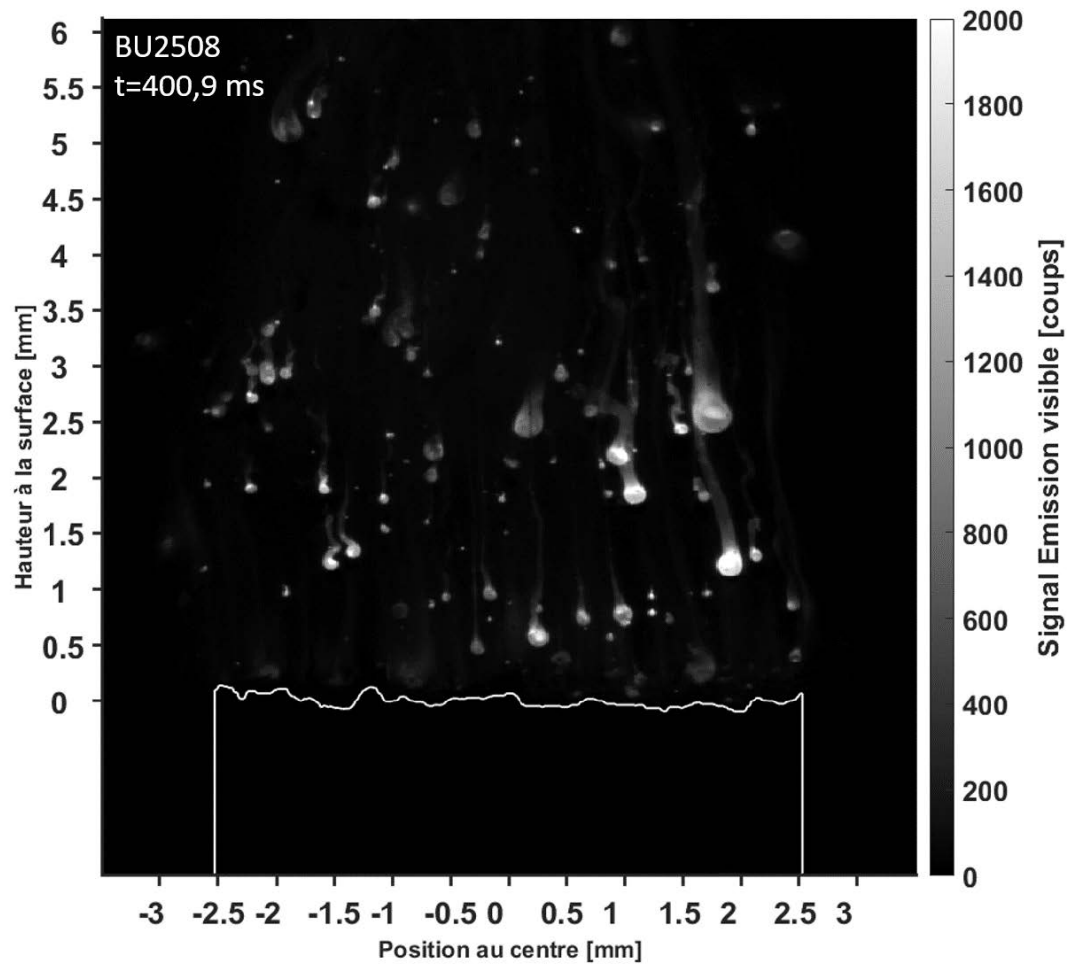


FIGURE 2.20 – Image instantanée dans le domaine visible de la combustion d'un échantillon de propergol solide de type BU2508 à 1,2 MPa.

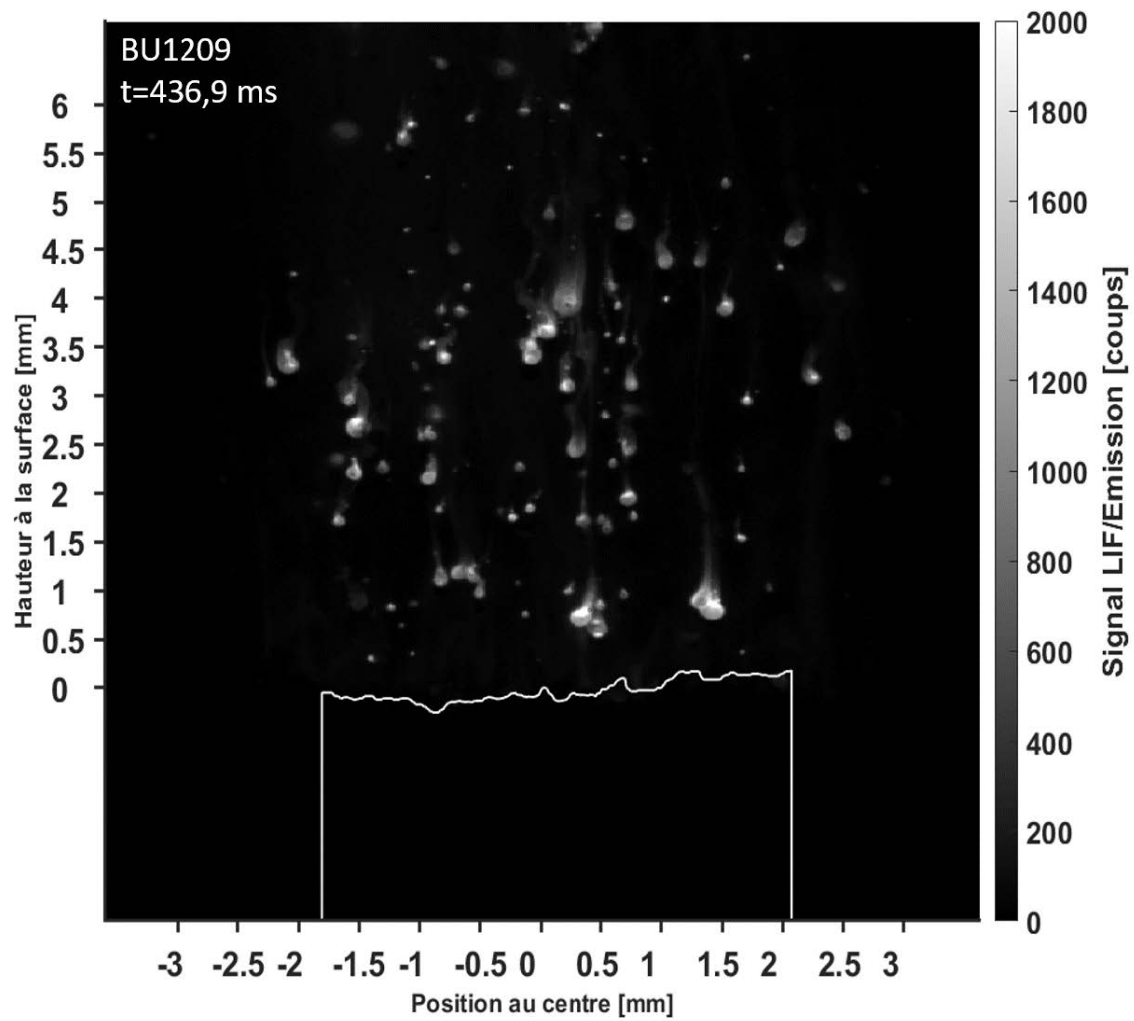


FIGURE 2.21 – Image instantanée dans le domaine visible de la combustion d'un échantillon de propergol solide de type BU1209 à 1,2 MPa.

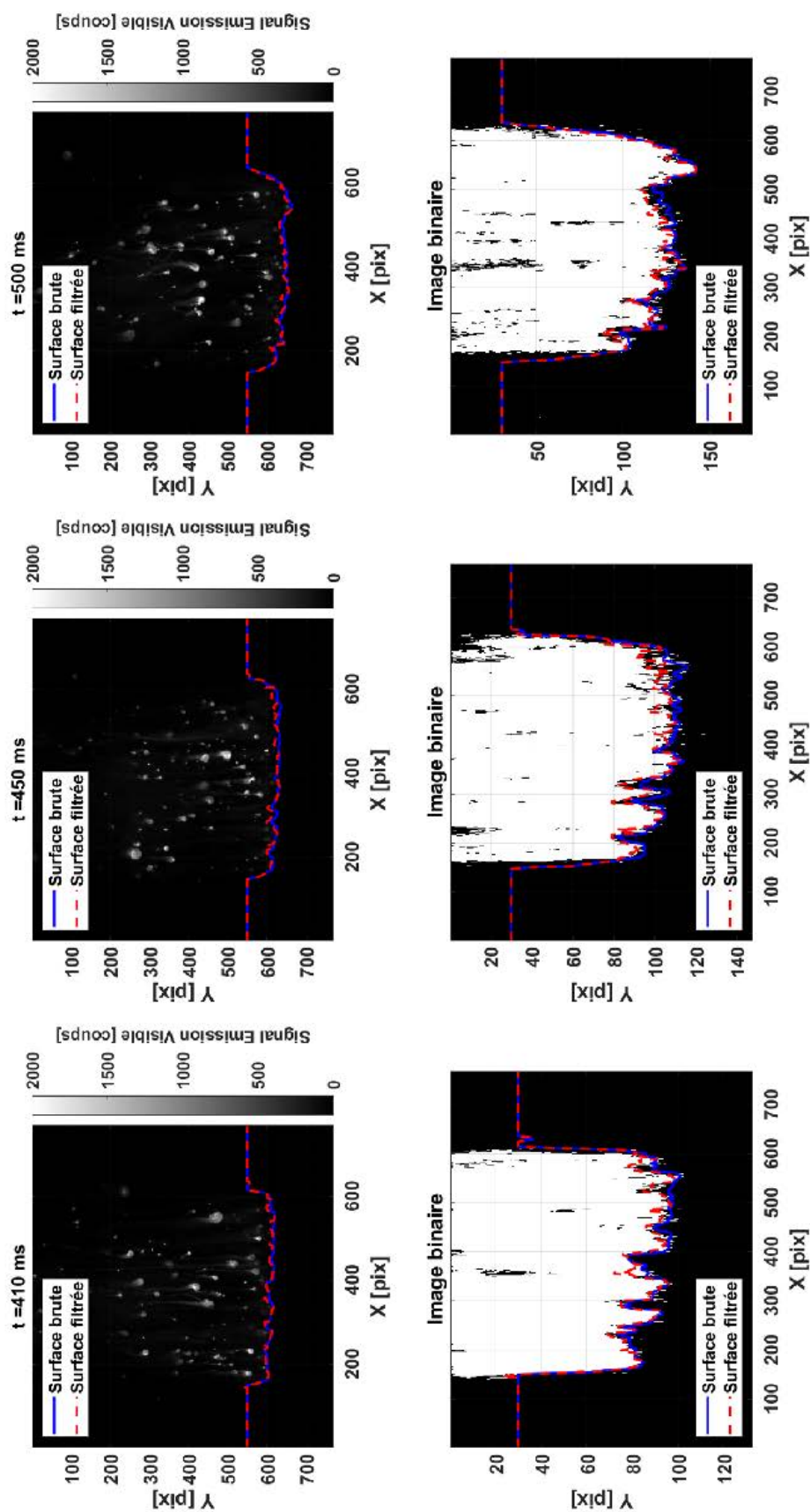


FIGURE 2.22 – En haut, images instantanées de la combustion d'un échantillon de BU2508 à 1,0 MPa dans le domaine spectral visible montrant la position détectée de la surface du propergol solide, en bas, images binaires correspondant aux images du dessus.

Sur ce principe l'algorithme réalise une image résultante de la moyenne des 50 images suivantes de l'instant et la binarise selon un niveau de seuil de signal bas choisi de façon appropriée. Les trois images binarisées aux instants cités précédemment sont présentées sur la Figure 2.22. Étant donné que le signal est généré par les gouttes en combustion, on suppose que sous la frontière basse de la zone de signal, là où il n'y pas de signal, se trouve la surface du propergol. L'algorithme détecte donc la position basse de la zone de signal comme le montre les traits pointillés en bleu et en rouge , et l'assimile à la position de la surface. Et de cette façon, il répète cette méthode pour chaque image. L'imprécision de cette méthode réside dans la faible variation de quelques micromètres sur les 50 images moyennées ainsi que sur le niveau d'intensité des gouttes lorsqu'elles quittent la surface. Nous pouvons donc supposer que la surface du propergol solide se trouve en dessous de la position réellement détectée. Malgré cette imprécision, la régression de la surface est néanmoins observable au cours du temps et cela nous permet donc de connaître la hauteur des gouttes à sa surface à un offset près.

2.6.2 Imagerie LIF et visible

La disposition des caméras dans les deux configurations présentées précédemment nous permet d'observer l'évolution au cours du temps d'une même goutte dans l'imagerie visible et LIF. La Figure 2.23 présente deux images d'une même goutte au même instant. L'image visible permet de voir les détails morphologiques de la goutte avec au centre la particule d'aluminium liquide entourée de sa flamme puis la fumée d'alumine qui est plus lumineuse. La calotte d'alumine est également visible puisqu'il s'agit de la zone plus brillante localisée en haut de la goutte. La fluorescence apparaît ici aussi en forme de croissant de lune (ou demi-lune) comme le montre l'image à droite. Il reste parfois compliqué de trouver avec exactitude les correspondances entre l'imagerie visible et LIF pour les détails morphologiques de la goutte. En appliquant un algorithme basé sur la transformation affine présentée dans la section 2.5, nous nous assurons de remédier à cela comme le montre la Figure 2.24 où l'image visible a été transformée pour correspondre à l'image LIF. Cette méthode n'est appliquée qu'aux images en champ zoomé dans le visible pour corriger des petits écarts de taille de champ.

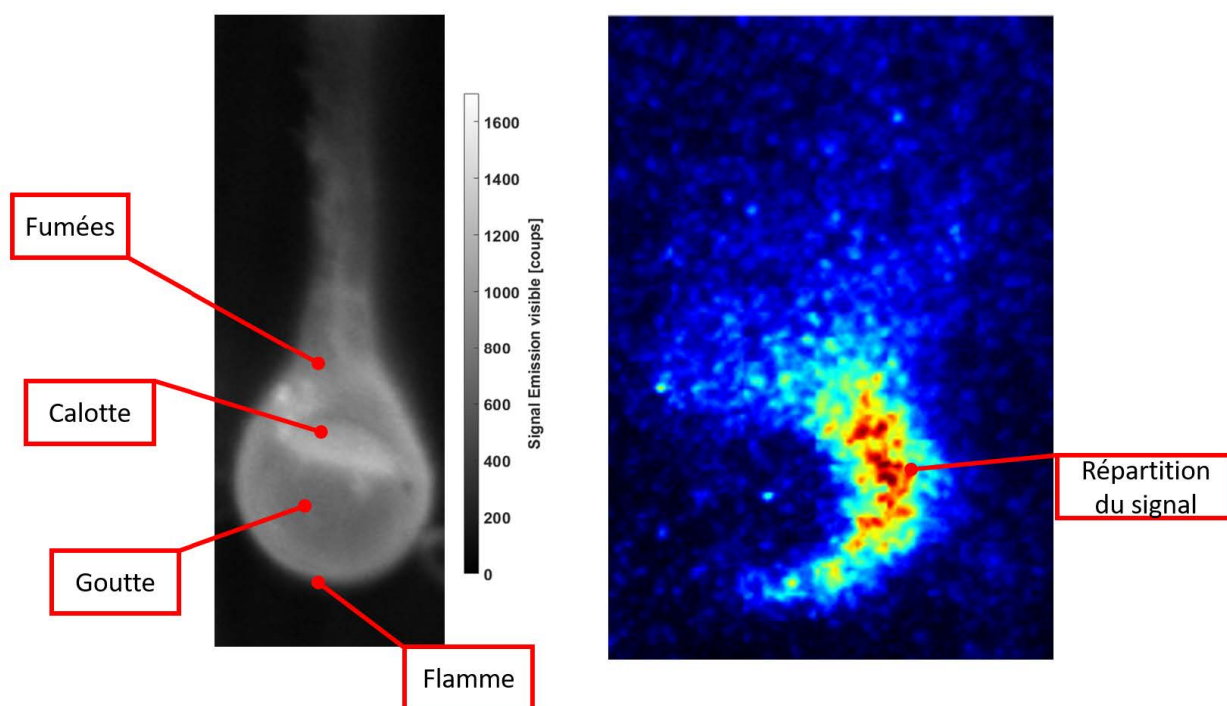


FIGURE 2.23 – Zoom sur une goutte en combustion issue des images de la Figure 2.24.

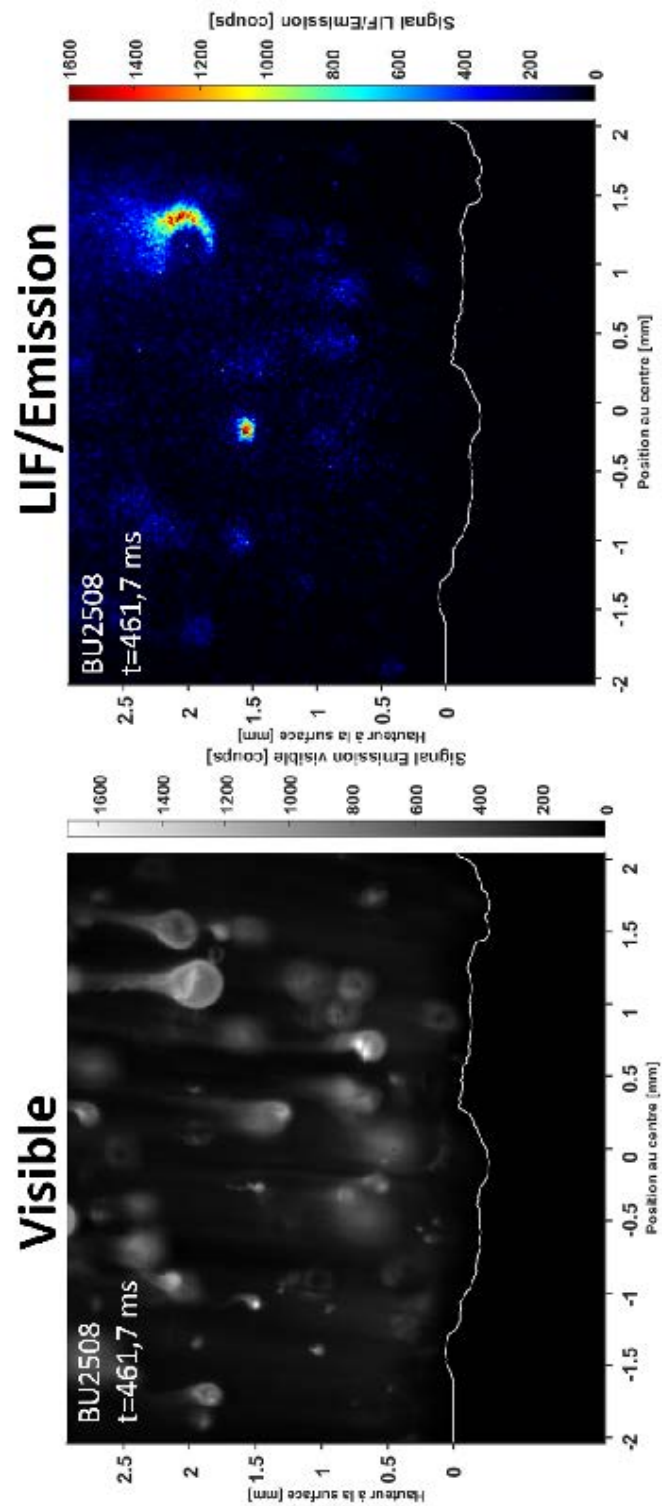


FIGURE 2.24 – Images instantanée d'une flamme de propegol solide de type BU2508 à 1,0 MPa en champ zoomé. L'image visible à gauche et Image LIF à droite.

Imagerie LIF : suivi de gouttes

Dans le complément des images présentées dans la thèse de G. Vilmart, la Figure 2.25 présente une image LIF en champ intermédiaire obtenue lors de la combustion d'un échantillon du propergol 2508 à 1,2 MPa.

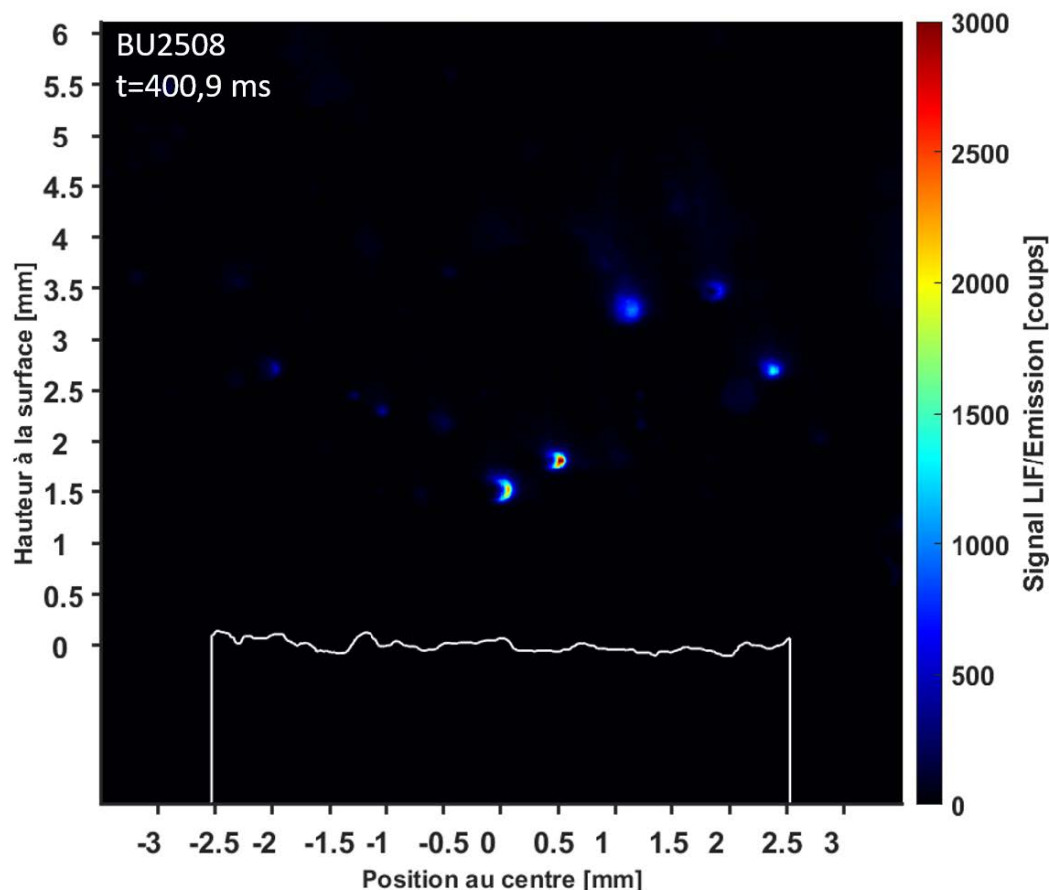
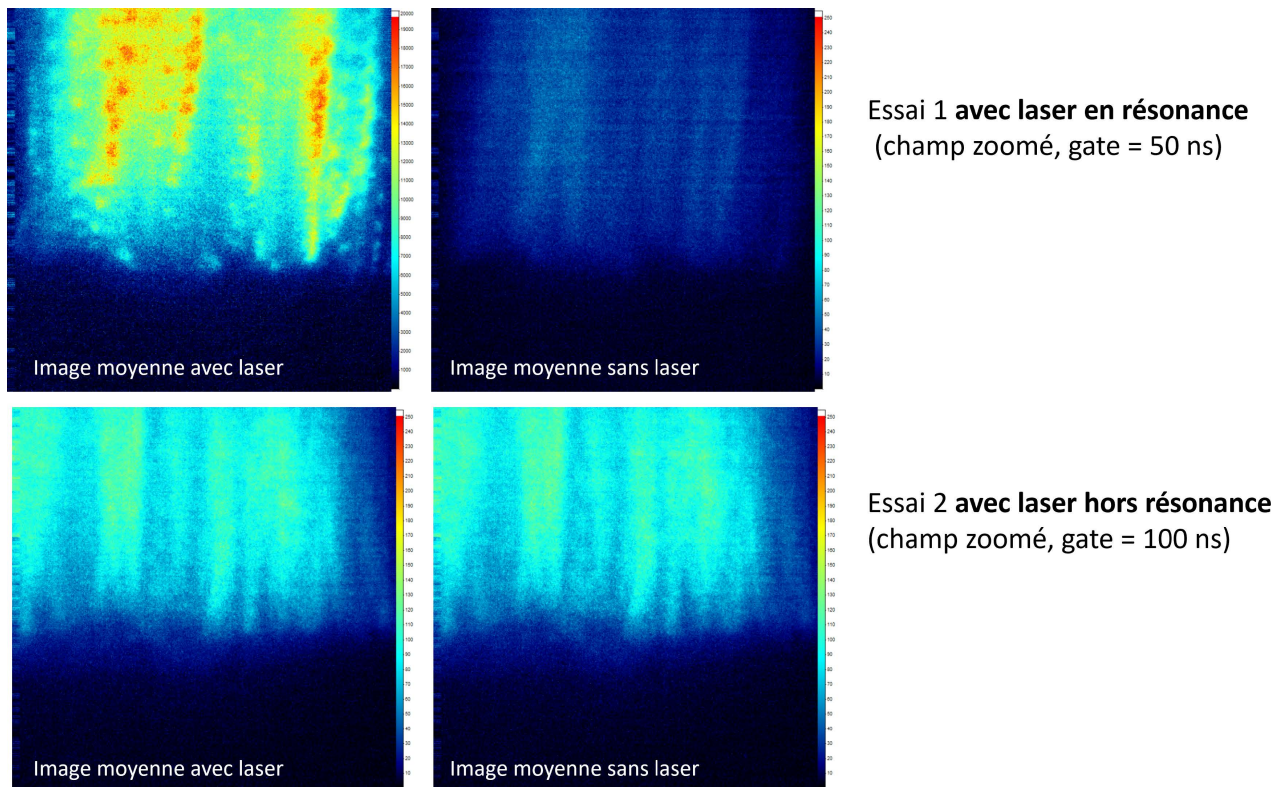


FIGURE 2.25 – Image LIF instantanée générée par la combustion d'un échantillon de BU2508 en champ intermédiaire à 1,2 MPa.

Le signal présenté sur l'image de la Figure 2.25 est composé du signal LIF et du signal en émission UV propre à la flamme. L'image présentée ici est sélectionnée au même instant que celle présentée dans la Figure 2.24. Remarquons qu'un faible nombre de gouttes émettent un signal LIF du fait de la sélection drastique faite par l'épaisseur de la nappe laser d'excitation dont l'épaisseur est estimée de 150 μm . La Figure 2.26 présente une succession d'images acquises après l'instant présenté dans la Figure 2.25. Les images de la ligne du haut sont celles avec le laser tandis que celles de la ligne du bas sont sans laser. Le niveau de seuil maximal de la dynamique des images sans laser est fixé à 400 coups. On constate qu'entre les deux lignes il y a un fort écart de niveau maximum de signal : le niveau de signal maximum sur les images en émission UV pure ne représente que 14% du niveau de signal total LIF+émission. Cela montre le fort contraste entre le signal LIF et le fond d'émission que nous obtenons à cette pression de 1,2 MPa, pour cette composition de propergol, et pour cette durée de porte de l'intensificateur de 40 ns. De plus, il nous est possible de suivre uniquement les gouttes qui génèrent du signal de fluorescence grâce à l'effet de clignotement lumineux d'une image sur l'autre comme le montre la Figure 2.26. Pour vérifier que la diffusion laser sur les gouttes (diffusion de Mie) ne contribue pas au

signal de fluorescence, un essai de combustion dans les mêmes conditions est reproduit avec cette fois la longueur d'onde du laser qui est décalée de la résonance de l'atome Al de 500 pm. Ensuite, on vérifie de la présence ou pas du clignotement lumineux entre les images avec et sans laser. Dans nos conditions de pression (1,5 MPa au maximum) et pour ces deux compositions de propergols utilisés, nous n'avons pas observé l'effet de clignotement avec le laser hors résonance sur toute la série d'images qui indique bien que la diffusion laser est bien éliminée.



(Moyenne sur 150 images)

FIGURE 2.26 – Images moyennes lors d'essais avec laser en résonance et hors résonance

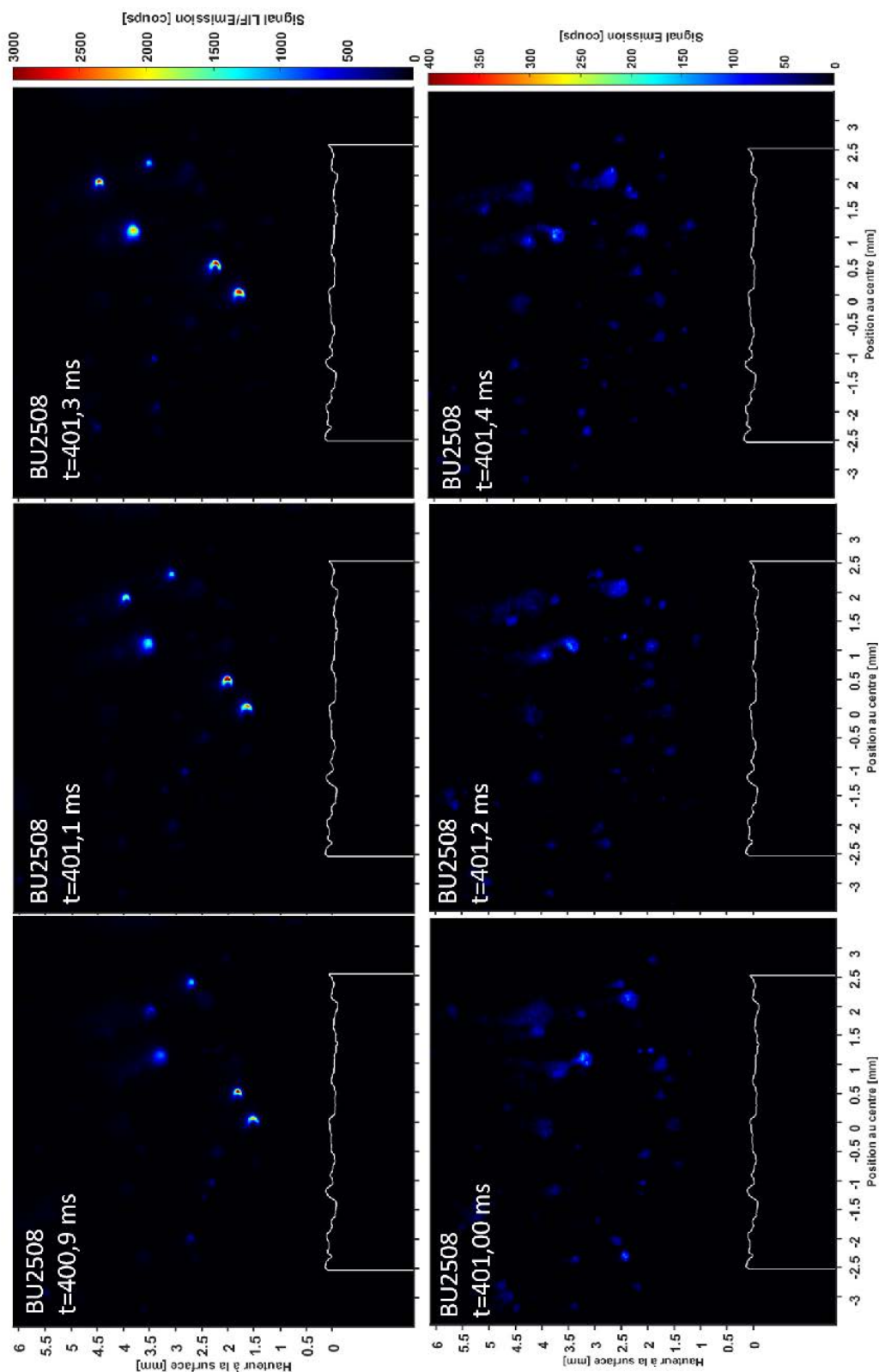


FIGURE 2.27 – En haut, images LIF (avec laser) instantanées successives et en bas, images d’émission propre (sans laser) enregistrées lors de la combustion d’un échantillon de BU2508 en champ intermédiaire à 1,2MPa.

2.7 Conclusion du chapitre

La méthode d'imagerie LIF a été présentée en rappelant le processus LIF et la stratégie d'excitation/détection que nous utilisons à savoir :

- excitation à 309,3608 nm;
- détection à 394,512 nm et 396,152 nm (grâce à un filtre passe-bande étroit).

Les nouvelles expérimentations d'imagerie LIF-Al en flammes de propergols solides jusqu'à 1,5 MPa ont été présentées. Dans un premier temps, les montages et améliorations apportées. D'une part le contraste (Rapport signal sur émission) de l'imagerie PLIF-Al a été amélioré en réduisant la durée de la porte de l'intensification à 50 ns. En améliorant le protocole expérimental de mise au point les résolutions temporelles et spatiales ont été affinées. D'autre part, le couplage de l'imagerie PLIF-Al avec une imagerie visible au moyen d'une caméra rapide a été détaillé dans les deux configurations utilisés (montage à 180° ou 90° à l'aide d'un miroir dichroïque). Il a été montré que ce montage à 90° permet d'observer de façon simultanée l'évolution de la morphologie des gouttes et de leur position par rapport à la surface en parallèle de l'évolution du signal LIF généré. Ce couplage permet ainsi d'enrichir les observations utiles à l'analyse de la combustion comme l'ont montré les images présentées. Ces améliorations constituent des progrès significatifs pour la caractérisation in situ de la combustion des gouttes d'aluminium, et conduisent à une maturité certaine du protocole.

Les images présentées dans ce chapitre montrent tout le potentiel de la méthode d'imagerie LIF afin d'observer l'évolution de la vapeur d'atomes Al autour d'une goutte en combustion dans une ambiance propergol solide. Cependant, leur analyse n'est pas triviale. Le signal LIF étant dépendant de la pression et de la température il est nécessaire de connaître les conditions thermo-chimiques locales dans les régions proches des gouttes et empêchent une inversion simple du signal pour obtenir directement la concentration locale en atome Al. Ces différentes difficultés ont motivé les travaux et développements présentés dans les chapitres suivants, que ce soient des analyses à partir de simulation numérique de combustion ou le réglage d'algorithmes d'analyses d'images.

2.8 Références

- A. Braconnier. *Etude expérimentale de la combustion d'une particule d'aluminium isolée : influence de la pression et de la composition de l'atmosphère oxydante*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2020. 50
- J. Daily. 1997. *Laser induced fluorescence spectroscopy in flames*. Prog. Energy Combust. Sci., 23 :133–199. 46
- A. Goehlich, D. Gillmann, et H. Döbele. 2003. *An experimental investigation of angular resolved energy distributions of atoms sputtered from evaporated aluminum films*. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Bema Interact. Mater. At., 179(3) :351–363. 47
- J. Kalman, A. Daniels, C. Wheeler, et M. Beckstead. 01 2015. *The effect of formulation variables on aluminum agglomeration*. 55th Israel Annual Conference on Aerospace Sciences 2015, 2 :928–940. 68
- D. Kelleher et L. Pododedova. 2008. *Atomic transition probabilities of aluminum : a critical compilation*. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 37 :709–911. xxix, 49
- R. Kurucz. Atomic spectral line database from cr-rom 23, 1995. URL <https://lweb.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>. xxix, 49
- A. Le Bihan, Y. Lijour, P. Giamarchi, L. Burel-Deschamps, et L. Stephan. 2003. *Direct determination of aluminum content in seawater by electrothermal atomization-laser excited atomic fluorescence*. Spectrochim. Acta Part B At. Spectrosc, 58(1) :15–26. 48
- G. Vilmart. *Détection de vapeurs d'atomes métalliques par fluorescence induite par laser (LIF) : application à la propulsion solide*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2017. xviii, 47, 48, 50, 53, 54, 68, 71
- G. Vilmart, N. Doral, B. Attal-Tretout, et A. Bresson. 2017. *Detection of iron and aluminum atomic vapors by lif technic : application to solid propellant*. AIAA, page 3900. 47, 48, 49
- G. Vilmart, N. Doral, M. Orain, D. Lambert, R. Devillers, Y. Fabignon, B. Attal-Tretout, et A. Bresson. 2018. *Detection of iron atoms by emission spectroscopy and laser induced fluorescence in solid propellant flames*. Applied Optics, 57(14) :3817–3828. 47

Chapitre 3

Simulation numérique multiphasique de la combustion d'un échantillon de propergol solide

*« Que de monde dans la station,
mais ta place est réservée,
Y'a un singe, 2-3 moutons,
On dirait l'arche de Noé,
Quand tu montes dans la fusée,
T'as des étoiles dans les yeux,
Les réacteurs sont allumés,
Prie le bon Dieu »*

Bon Voyage - Les 3 Fromages

Sommaire

3.1 Objectifs et démarche de la simulation	87
3.1.1 Objectifs de la simulation	87
3.1.2 Démarche des simulations	88
3.2 Présentation des outils utilisés pour la simulation numérique	89
3.2.1 Chaîne de calculs CEDRE	89
3.2.2 Description de l'outil COPPELIA	90
3.3 Mise en données du problème	91
3.3.1 Définition du domaine de calcul et du maillage	91
3.3.2 Hypothèses et conditions limites	94
3.4 Études préliminaires par la simulation monophasique	100
3.4.1 Méthode numérique pour la simulation d'une phase continue	100
3.4.2 Simulation numérique de l'écoulement monophasique dans le cas d'une Butalite	101
3.4.3 Influence de la taille de l'échantillon sur les paramètres thermodynamiques de la flamme	113
3.4.4 Simulation numérique de l'écoulement monophasique d'une composition Butalane	117
3.5 Étude de la combustion de l'aluminium dans la chambre de combustion	121
3.5.1 Méthode numérique pour la simulation de phase dispersée	121

3.5.2	Conditions initiales d'injection des gouttes	122
3.5.3	Simulation numérique unidimensionnelle de la combustion des gouttes d'aluminium	123
3.5.4	Simulation numérique tridimensionnelle de la combustion des gouttes d'aluminium dans l'atmosphère de la chambre CHAMADE	125
3.6	Conclusion du chapitre	134
3.7	Références	136

Dans ce chapitre sont présentés les travaux réalisés en terme de simulation numérique à l'échelle de l'échantillon de propergol et de la chambre de combustion. Ces simulations numériques ont utilisé une approche diphasique pour être représentatives de la combustion distribuée des gouttes d'aluminium dans l'écoulement des gaz générés par le propergol solide. Les objectifs de telles simulations sont explicités dans le paragraphe 3.1. Les outils de simulation utilisés et leurs mises en données sont introduits dans les deux paragraphes suivants. Le paragraphe 3.4 montre des résultats concernant des simulations monophasiques, utilisant des gaz équivalents; bien qu'une étape intermédiaire pour des simulations diphasiques, ces calculs monophasiques ont apporté des enseignements précieux sur l'impact de la taille des échantillons dans la chambre. Le paragraphe 3.5 présente enfin les résultats de calculs diphasique à l'échelle de la chambre d'essai, avec régression de goutte d'aluminium sur des distances représentatives.

3.1 Objectifs et démarche de la simulation

Dans le chapitre 2, nous avons montré que la technique d'imagerie PLIF-Al à 5 kHz permet de suivre l'évolution spatio-temporelle des gouttes d'aluminium dans une flamme de propergol solide. Des données utiles pour l'amélioration et le perfectionnement de la modélisation de la combustion peuvent ainsi être collectées. Le post-traitement des images pour l'obtention de ces données sera présenté dans le chapitre 4. Le signal de fluorescence est dépendant des conditions thermo-chimiques locales proches des gouttes en combustion telles que la température des gaz et les concentrations d'espèces. Ces conditions peuvent être influencées par l'azote ambiant utile à la pressurisation de la chambre de combustion. Nous pouvons supposer qu'une goutte quittant la surface depuis le bord de l'échantillon n'évolue pas dans les mêmes conditions qu'une autre se trouvant au centre. Il devient alors nécessaire de connaître l'environnement dans lequel évolue les gouttes pour définir les régions d'intérêt dans la flamme pour l'analyse du signal de fluorescence puis la collecte de données de combustion. L'installation expérimentale étant volumineuse et complexe, il n'est pas envisageable d'ajouter des techniques de mesures non intrusives supplémentaires permettant, par exemple, de mesurer la température locale adiabatique de flamme ou la concentration locale d'azote. Cependant, des ordres de grandeur peuvent être estimés à l'aide d'outils de simulations numériques disponibles à l'ONERA. L'objectif du présent chapitre est de présenter les méthodes de simulation utilisées dans cette thèse et les résultats.

3.1.1 Objectifs de la simulation

Dans le cas des méthodes actuelles de simulations de gouttes isolées, les données environnementales initiales sont calculées à l'aide du logiciel de calcul thermodynamique Calculs et d'Optimisation des Performances Energétiques des systèmes Liés à l'Autopropulsion (COPPELIA) présenté dans la section suivante [Muller, 2019]. Ainsi, en renseignant les constituants du propergol solide, il est possible de définir la composition du mélange gazeux à l'équilibre thermodynamique produit par sa combustion. La chambre de combustion étant pressurisée à l'azote à température ambiante, il est fort probable que les produits de combustion du propergol solide soient refroidis et dilués par le gaz ambiant. Or, ces effets ne sont pas prédits par le calcul COPPELIA. Pour comparer avec plus de précision les mesures PLIF aux simulations, il s'agit alors de pouvoir quantifier ces effets de dilution. Les gouttes d'aluminium sont éjectées suivant toute la surface débitante du propergol. La combustion d'une goutte ne sera donc pas la même suivant qu'elle se

trouve au bord ou au centre de l'échantillon, dans une zone plus ou moins affectée par la dilution. On observe alors deux scénarii possibles. Si les gouttes se trouvent au centre de l'échantillon, elles évoluent dans un environnement peu affecté par l'azote ambiant. La composition des gaz et la température initiales sont relativement proches de celles données par COPPELIA. Si les gouttes se trouvent en bord d'échantillon, elles évoluent presque immédiatement dans un environnement refroidi par l'azote, avec une concentration plus faible en oxydant. La combustion n'est alors plus en ambiance « gaz de propergol » pure et la goutte refroidie risque de s'éteindre. En cela réside notre intérêt pour une simulation de la combustion dans la chambre CHAMADE. La simulation numérique de l'écoulement des produits de combustion doit permettre d'estimer les effets de dilution et de prédire si les gouttes observées sont dans une ambiance de gaz de combustion représentative ou pas.

Par ailleurs, s'il est intéressant de préciser si des essais ont souffert d'un fort effet de dilution ou non, il est plus utile encore de réduire cet effet. Jusqu'en 2019, les dimensions de la surface débitante de tous les échantillons de propergol solide étaient les mêmes à savoir en moyenne 2 mm d'épaisseur pour 6 mm de large. Un autre intérêt de cette simulation réside dans l'optimisation de la taille de la section débitante vis-à-vis de la dilution des produits de combustion. Une étude paramétrique sur la taille de l'échantillon de la surface débitante peut ainsi être réalisée pour améliorer la représentativité du milieu expérimentale.

Enfin comme l'outil de calcul CEDRE permet de réaliser des simulations diphasiques, il est intéressant d'estimer l'évolution des gouttes d'aluminium dans la flamme étudiée expérimentalement. Cette approche doit permettre de montrer la faisabilité d'utiliser un modèle de combustion développé pour réaliser des simulations dans des conditions moteur et de l'appliquer dans le cadre de notre d'étude. D'autre part, elle doit permettre d'obtenir des données aérodynamiques des gouttes (trajectoire, vitesse) à comparer avec les données dynamiques extraites du traitement automatique des images PLIF.

En résumé, en considérant les éléments cités précédemment l'objectif de ces simulations est de permettre le choix d'une zone d'analyse des gouttes d'aluminium dans la flamme qui respecte les critères suivants :

- la température doit être supérieure à 2300K pour que la combustion des gouttes d'aluminium soit persistante (température de fusion de l'alumine).
- la vitesses des gouttes doit être homogène et constante.
- le temps de présence des gouttes dans la flamme doit être significatif (que l'on puisse la suivre sur plusieurs images PLIF).

3.1.2 Démarche des simulations

La flamme générée par un petit échantillon de propergol est complexe à simuler. Comme l'a montré le chapitre 1, de nombreux modèles sont en cours de développement pour simuler de manière fine la combustion des gouttes d'aluminium dans une ambiance de propergol solide. Ils sont cependant complexes à utiliser, coûteux en temps de calculs et ne sont généralement pas développés pour être utilisés dans des conditions autres que celles d'un moteur fusée. Néanmoins, il est possible de procéder par étape en découpant l'écoulement selon les phases qui le composent.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la simulation du jet des gaz riches en oxydant. Nous simulons le jet d'un gaz équivalent aux produits de combustion à l'équilibre d'un propergol de type PA/PBHT injecté depuis la surface débitante de manière

continue. Cette étape permet d'étudier l'influence de la dilution des produits de combustion par l'azote ambiant. Ensuite nous procédons au même principe en injectant cette fois un gaz équivalent aux produits de combustion à l'équilibre d'un propergol de type PA/PBHT/Al ce qui permet d'étudier l'influence de l'azote ambiant sur la température du jet. Ces deux étapes nous permettent d'une part de valider la mise oeuvre des outils de simulation et d'obtenir des premiers ordres de grandeurs pour les campagnes d'essais. Dans un second temps, nous simulons l'évolution des gouttes d'aluminium dans le jet en combustion dispersée à l'aide d'un modèle de combustion simplifié. Ces simulations numériques diphasiques nous fournissent ainsi des ordres de grandeurs sur les conditions réelles (évolution de la température dans le jet, temps de combustion des gouttes, vitesses et trajectoires).

3.2 Présentation des outils utilisés pour la simulation numérique

3.2.1 Chaîne de calculs CEDRE

La chaîne de calcul Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique (CEDRE) est un outil informatique dédié à la simulation numérique des phénomènes multi-physiques dans le domaine énergétique et celui de la propulsion. Ce système est développé par l'ONERA depuis les années 90 et capitalise plus de 50 ans de résultats de recherche. L'outil n'est pas exclusivement dédié à la recherche, mais a aussi pour vocation de répondre à des problématiques industrielles, ce qui lui permet de couvrir un large champ de secteurs d'applications [Scherrer et al., 2011] tels que :

- aérodynamique, couplage aérothermique, combustion, propulsion, aéroacoustique ;
- turbomachine, statoréacteur, pulsoréacteur, moteur-fusée à propergol solide ou ergol liquide, jets propulsifs, arrières-corps, tuyères moteurs, entrées d'air ;
- applications industrielles et travaux de recherche ;
- calculs de type Reynolds Average Navier Stokes (RANS) ou Large Eddy Simulation (LES) ;
- cas d'études physique simple : chocs, écoulements simples, flammes, acoustique, . . . ;
- cas diphasiques : résolution Eulérienne / Lagrangienne ;
- cas réactifs : flammes, chambres de combustion aéronautiques, combustion supersonique, propulsion liquide, ambiance pas de tir, propulseurs à onde de détonation ;
- cas nouveaux : zone aéroportuaire (dispersion des polluants), contrôle par plasma, distributeur turbine.

Afin de répondre à ces différentes thématiques, la méthode de calcul de la chaîne s'appuie sur des éléments de pré-traitement, de résolution numérique et de post-traitement. Le pré-traitement permet de préparer les calculs, notamment la découpe du domaine de simulation pour la parallélisation multicœur du calculateur. Cette étape comprend l'outil de préparation et de conversion des maillages réalisés à partir de logiciels libres de droit ou commerciaux. L'outil de calcul représente la force de la chaîne CEDRE par son aspect modulaire permettant de résoudre des problèmes multiphysiques. Cette modularité se traduit par une liste de solveurs pouvant être utilisés seuls ou couplés entre eux au cours

des simulations numériques. Il est ainsi possible de réaliser un calcul avec un module puis de le reprendre en ajoutant d'autres. Les modèles numériques de simulations sont le fruit d'une recherche approfondie et permanente dans tous les domaines d'études. Voici la liste des solveurs ainsi que les problématiques auxquelles ils répondent [Refloch et al., 2011] :

- CHARME : résolution des écoulements compressibles multifluides, réactifs et turbulents;
- SPIREE : résolution de phases dispersées (gouttes, cristaux, particules) par une approche Eulérienne;
- SPARTE : résolution de phases dispersées (gouttes, cristaux, particules) par une approche Lagrangienne;
- ASTRE : résolution du rayonnement par une méthode de Monte Carlo;
- REA : résolution du rayonnement par la méthode des ordonnées discrètes;
- FILM : résolution de films liquides surfaciques;
- ACACIA : résolution de la conduction dans les solides;
- PEUL : résolution de la formation de polluants.

De cette manière un calcul d'écoulement de gaz multi-espèces à travers une tuyère doit être réalisé à l'aide du solveur CHARME. Si l'on veut prendre en compte les particules dans l'écoulement on couple la résolution avec le solveur SPIREE ou SPARTE et ainsi de suite. Cette modularité permet ainsi de réaliser des simulations de phénomènes complexes en avançant étape par étape..

Finalement, les outils de post-traitement permettent d'exporter les données brutes de calculs vers des logiciels de visualisation des simulations numériques ou des outils de programmation tels que Matlab, Spyder, etc. La chaîne de calcul Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique (CEDRE) représente donc un outil de simulation numérique puissant et modulaire pour la simulation de phénomènes complexes.

3.2.2 Description de l'outil COPPELIA

L'utilisation de la chaîne CEDRE nécessite de connaître les paramètres d'entrée de la simulation tels que les grandeurs physiques aux bords du domaine de simulation ou encore les conditions initiales dans le volume de calcul. Dans le contexte de la simulation de la combustion d'un échantillon de propergol solide, ces paramètres incluent :

- la température;
- la pression;
- la composition chimique;
- la viscosité;
- la vitesse des gaz;
- les conditions locales aux bords du domaine.

A l'époque où CEDRE n'était pas aussi performant, le logiciel de COPPELIA a été développé à l'ONERA [Bourasseau, 1986]. Il permet de calculer les propriétés thermodynamiques à l'équilibre des produits de combustion d'un propergol solide en utilisant les tables JANAF de données thermochimiques [Chase JR et al., 1982]. Le calcul estime les propriétés thermodynamiques et chimiques d'un gaz monoespèce équivalent à tous les gaz des produits de combustion générés par le propergol solide à l'équilibre chimique. Les hypothèses de calcul sont les suivantes :

- La combustion du propergol est réalisée dans une chambre adiabatique à pression constante;
- La combustion est complète;
- L'équilibre chimique est atteint;
- Le mélange gazeux est considéré comme un gaz parfait.

Dans les MPS, la combustion des gouttes d'aluminium n'est pas en effet pas tout le temps complète et l'équilibre chimique rarement atteint. La pression dans les MPS est proche de 10 MPa ce qui est largement supérieur au domaine de validité de la loi des gaz parfait. Cependant, cette modélisation permet d'estimer à un premier ordre les conditions thermodynamiques dans les MPS. Ainsi, il est possible d'obtenir des ordres de grandeurs de la température, la pression ou encore la masse volumique des gaz en fonction de la composition chimique du propergol.

3.3 Mise en données du problème

La simulation de la flamme dans la chambre de combustion nécessite d'établir un domaine de calcul qui soit représentatif des caractéristiques géométriques de la chambre. Une fois les spécifications du domaine définies, il doit être maillé, c'est à dire discrétisé en petits éléments de volume. Cette étape est importante car elle influence le temps de calcul et les résultats de la simulation. Pour conclure l'étape de mise en données, il est alors nécessaire d'établir des hypothèses simplificatrices sur les conditions thermodynamiques et chimiques dans le domaine et à ses limites, et de choisir une méthode numérique de résolution du calcul qui soit adaptée.

3.3.1 Définition du domaine de calcul et du maillage

Les différents éléments de la chambre

La chambre CHAMADE permet la combustion de petits échantillons de propergols solides (200 à 500 mg) pour des pressions allant jusqu'à 1,5 MPa. Une représentation schématique de celle-ci est présentée sur la Figure 3.1.

La chambre est composée de trois ensembles. Le principal (en noir) est le volume dans lequel est placé l'échantillon de propergol solide. Il se situe sur la partie basse du volume sur un porte échantillon dont la surface est rasante avec la surface intérieure de la chambre. Utilisée initialement pour l'étude de l'ablation de matériaux énergétiques, le volume intérieur de cette chambre est parallélépipédique de sorte à créer un tunnel d'écoulement. Il était ainsi possible d'étudier la combustion d'un échantillon dans les conditions d'un écoulement transverse. La chambre possède donc un grand volume qui n'est pas exploité dans notre cas d'étude mais dont il faut tenir compte pour l'analyse. Les ensembles en rouge et en bleu sont des volumes dit « morts » car ils n'interviennent pas directement dans l'écoulement vertical des gaz de propergol. L'ensemble bleu est la colonne par laquelle passe le laser à CO₂ d'allumage. Elle est placée au-dessus, dans l'axe du propergol solide. Cette colonne possède un épaulement permettant sa fixation sur le corps principal qui peut être une zone de recirculation des gaz chauds. Il est donc nécessaire de vérifier qu'il n'influence pas l'écoulement des gaz dans le volume d'étude. L'ensemble rouge représente la plus grande partie du volume mort. Bien que cette zone de la chambre ne fasse pas partie de notre volume d'étude, il faut néanmoins en tenir compte pour respecter le volume vide total de 1L de la chambre.

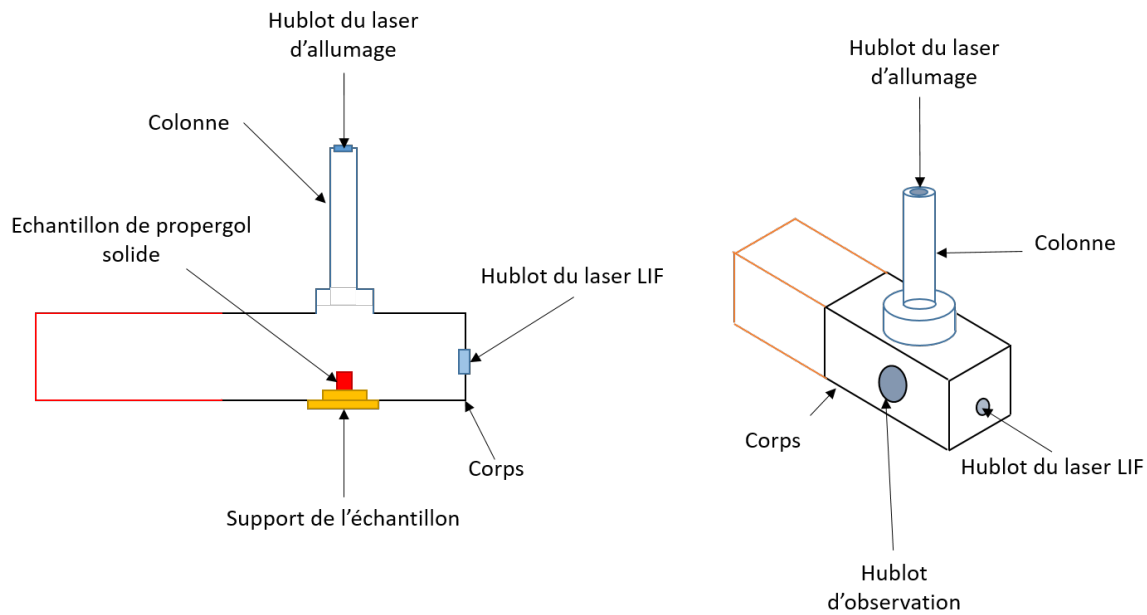


FIGURE 3.1 – Chambre de combustion CHAMADE.

Domaine de simulation

La configuration de la chambre ne permet pas l'utilisation d'un domaine de calcul axisymétrique qui serait moins coûteux en temps. En effet, la section du volume comprenant le corps et la cheminée n'est pas cylindrique. Les bords où sont placés les hublots d'observation sont plus proches du propergol solide que les autres. Cette proximité est susceptible d'interagir avec l'écoulement des gaz de produits de combustion. Il est par conséquent nécessaire d'utiliser un domaine de calcul 3D pour tenir compte de ces effets. Néanmoins, afin de limiter le temps de calcul il a été décidé de ne simuler qu'un quart du volume total de la chambre. Les résultats de la simulation sont alors projetés par des plans de symétrie perpendiculaires au volume de simulation. Le domaine est présenté dans la Figure 3.2.

Le volume du corps principal (en noir sur la Figure 3.1) et de la cheminée (en bleu) sont respectés. Il est important de considérer la distance entre le hublot et l'échantillon de propergol suivant l'axe x car il s'agit du chemin optique du laser d'excitation de l'imagerie PLIF. Comme indiqué précédemment, l'épaule de la cheminée est susceptible de créer une zone de recirculation des gaz de combustion qui pourrait faire écran et réduire l'intensité du laser. Le volume mort de la chambre (en rouge dans la Figure 3.1) ainsi que le volume des tuyaux de raccordement et d'évacuation des gaz sont pris en compte sous la forme d'un volume équivalent ajouté dans le domaine au-dessus de la cheminée. Cette approche a déjà été réalisée par [Nugue, 2019] dans le cadre de la simulation d'une autre chambre de combustion de l'ONERA. Il permet de respecter la montée en pression lors de la combustion. Sa hauteur et son diamètre ont été choisis de telle sorte que le plafond du domaine ne génère pas d'interaction acoustique sur la flamme de propergol. De plus, on suppose que la hauteur de la cheminée est assez grande et que le temps de simulation est assez court pour que les gaz de combustion n'aient pas le temps de remplir le volume et d'influencer la zone d'étude.

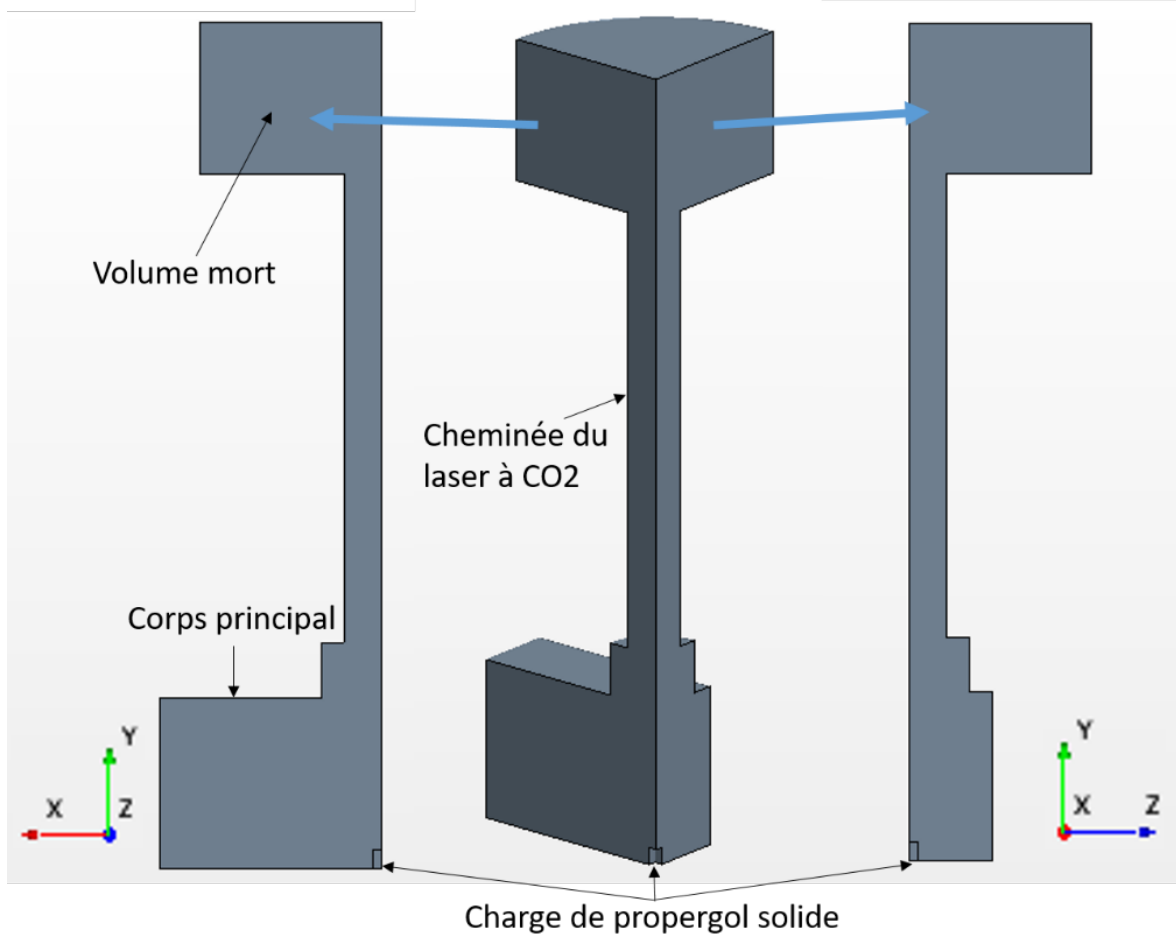


FIGURE 3.2 – Domaine de calcul de la simulation CEDRE.

Maillage du domaine

Le maillage est présenté sur la Figure 3.3. Il est entièrement non structuré, ce qui a pour avantage de réduire le nombre de cellules comparé à un maillage structuré de taille de cellule équivalente. De plus, la génération des maillages non structurés est facile à réaliser car elle demande peu de paramètres à renseigner. En revanche, ce type de maillage est susceptible d'augmenter les erreurs locales de calculs ainsi que le temps. Nous devons donc vérifier l'aspect général des champs calculés c'est à dire qu'il n'y ait pas de discontinuité des valeurs d'une maille à l'autre. Nous devons aussi nous assurer que le temps de calcul n'augmente pas de manière drastique au cours de la simulation.

Les cellules sont des tétraèdres de 2 mm de côté dans la majeure partie du volume de calcul. Cette taille est suffisante dans les régions où le milieu gazeux varie peu. Dans l'axe du jet (i.e. au-dessus de la surface débitante), les produits de combustion se mélangent avec l'azote ambiant. Les gradients des données thermodynamiques du milieu y sont alors importants. Pour que le calcul converge, il est nécessaire de raffiner le maillage dans cette zone. Deux raffinements successifs sont appliqués. Le premier s'étant sur une hauteur de 34 mm au-dessus de la surface et la taille de cellule est de 500 μm . Le second, à l'intérieur du premier, est appliqué sur une hauteur de 14 mm au-dessus de la surface. La taille de cellule vaut 200 μm afin que le nombre de cellules suivant la longueur de la surface du propergol soit assez important. L'établissement du maillage est réalisé de façon à ce qu'il n'y ait pas de discontinuité dans les données thermodynamiques. Ces paramètres ont été

obtenues en réalisant des simulations successives avec des tailles de mailles différentes. Dans nos conditions, le nombre de cellules est de 1,2 million de mailles. Ce nombre est un paramètre important à prendre en compte car il quantifie le nombre de cœurs de calculs nécessaires à réserver sur le serveur "grands calculs" de l'ONERA. En effet, le domaine de calcul est divisé en volumes égaux attribués chacun à un cœur. Après chaque pas de temps, le calculateur récupère les résultats de calcul de chaque cœurs et fait le lien entre eux. Ainsi chaque volume de simulation prend en compte les résultats des volumes voisins. Il ne suffit donc pas d'avoir le plus grand nombre de cœurs pour réaliser la simulation car plus ce nombre est élevé et plus le calculateur mettra du temps à réorganiser le calcul après chaque pas de temps. Une petite étude en convergence fonction du nombre de cœurs utilisés a permis d'établir qu'un ratio de 5000 mailles par cœur est un bon compromis dans notre cas. Soit un nombre total de 240 cœurs par cas de calcul.

3.3.2 Hypothèses et conditions limites

Régime d'écoulement

Le régime d'écoulement est un élément clé dans le choix de la méthode de résolution numérique d'un calcul comme le notre. En effet, il existe quatre régimes principaux. Ils sont caractérisés à l'aide du nombre de Reynolds. Obtenu en adimensionnant les équations de Navier Stokes, il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses appliquées au fluide. Il se calcule de la façon suivante :

$$R_e = \frac{VL_c}{\nu} \quad (3.1)$$

où $V[m.s^{-1}]$ est la vitesse du fluide, $L_c[m]$ est une longueur caractéristique (longueur du volume simulé, diamètre d'une conduite, etc) et $\nu[m^2.s^{-1}]$ la viscosité cinématique du fluide. Il s'agit du rapport entre la viscosité dynamique du fluide par sa masse volumique. La viscosité dynamique caractérise la résistance d'un écoulement à ne pas suivre le mouvement du fluide. Dans le cas de notre calcul, la longueur caractéristique correspond à la largeur de l'échantillon simulé. En fonction de la valeur croissante du nombre de Reynolds, on définit les régimes de la façon suivante :

- S'il est inférieur à 1 alors les forces d'inerties deviennent négligeables devant les forces visqueuses qui s'équilibrent avec les forces de pressions. Il s'agit du régime de Stokes. Ce régime correspond au microfluides, ce qui n'est pas notre cas;
- Pour des valeurs supérieures à 1, l'écoulement est considéré comme laminaire c'est à dire que l'ensemble du fluide s'écoule dans la même direction. On dit que le fluide s'écoule en couches parallèles avec des vitesses relativement faibles. Des particules injectées dans l'écoulement se déplacent alors de manière rectiligne dans le sens de déplacement du fluide. La viscosité tend à se réduire loin des parois en contact avec le fluide et les vitesses tendent vers une même valeur. Il n'y a pas de zones tourbillonnaires mais des zones de recirculations peuvent apparaître dans le cas où les instabilités hydrodynamiques deviennent importantes. Ce phénomène peut être observé lorsque deux gaz évoluent dans le même sens de manière parallèle mais sans avoir la même vitesse;
- A partir d'une certaine valeur du Reynolds, l'écoulement atteint un régime dit de transition. Des structures tourbillonnaires commencent à apparaître dû à l'augmentation des instabilités dynamiques. Et dès qu'elles commencent à être trop importantes l'évolution du fluide est chaotique. Le régime turbulent est alors atteint

et le mouvement des particules devient irrégulier. Des tourbillons, et des zones de fortes recirculations apparaissent. Les mouvements sont désordonnés avec des fluctuations aléatoires de la vitesse en tous points de l'écoulement.

Bien que la transition d'un régime à l'autre ne soit pas discontinue des intervalles du nombre de Reynolds sont définis pour estimer le régime d'écoulement. Ils sont résumés dans le tableau 3.1.

Intervalle du Reynolds	Régime
[0;1]	Stokes
[1;2000[Laminaire
[2000;10000[Transitoire
[10000;inf[Turbulent

TABLEAU 3.1
Régime d'écoulement en fonction du Reynolds.

La viscosité cinématique des gaz des propergols solides étudiés de type PA/PBHT/Al peut varier de $10^{-5} m^2.s^{-1}$ à pression atmosphérique à $10^{-1} m^2.s^{-1}$ pour l'ambiance propergol à 5,0 MPa [Muller, 2019]. Les vitesses des gaz rencontrées lors de la combustion d'un échantillon dans la chambre CHAMADE est de l'ordre de quelques mètres par seconde [Devillers et al., 2014]. Ces données montrent ainsi que le nombre de Reynolds reste très inférieure à 2000. Nous supposons donc que l'écoulement est dans un régime laminaire et nous n'utiliserons pas de modèle de turbulence pour les simulations.

Hypothèses simplificatrices

Afin de permettre à CEDRE de résoudre le calcul dans de bonnes conditions il est nécessaire de définir les conditions limites du domaine de calcul. La première est de ne pas prendre en compte la régression du propergol solide durant sa combustion. De cette façon la géométrie du domaine reste fixe dans le temps. Cette hypothèse est vraie tant que les conditions suivantes sont respectées :

- La vitesse des gaz de l'écoulement et des particules ($m.s^{-1}$) est plus importante que celle de la régression de la surface du propergol ($mm.s^{-1}$ [Devillers et al., 2014]) ;
- Le volume occupé par le propergol (quelques mm^3) est très petit comparé à celui de la chambre (1 litre).

Ces conditions restent respectées durant toute la durée de nos essais. Nous pouvons donc supposer comme valable cette hypothèse.

Une seconde hypothèse est de considérer que le débit massique et la température d'injection de la surface débitante du propergol constants et homogènes sur toute la surface de l'échantillon en combustion. En connaissant la composition du propergol solide et la vitesse de régression, il est possible d'estimer la vitesse des gaz éjectés et leur masse volumique. On utilise une loi de conservation du débit :

$$\dot{m}_{propergol} = \dot{m}_{gaz} \quad (3.2)$$

de telle sorte que :

$$\rho_{propergol} \times V_{régression} = \rho_{gaz} \times V_{éjection} \quad (3.3)$$

où $\dot{m}_{propergol}$ et \dot{m}_{gaz} [$kg.m^{-2}.s^{-1}$] sont les débits massiques, respectivement pour le propergol solide et les gaz de combustion, $\rho_{propergol}$ et ρ_{gaz} [$kg.m^{-3}$] les masses volumiques respectives du propergol et des gaz, $V_{régression}$ et $V_{éjection}$ les vitesses de régression du propergol et d'éjection des produits de combustion. La vitesse de régression est mesurée durant les essais et les paramètres ρ_{gaz} et $\rho_{propergol}$ sont calculés par COPPELIA. La conservation du débit permet donc bien d'estimer $V_{éjection} \cdot \rho_{gaz}$, paramètre utilisé comme condition au limite d'injection des gaz.

Une troisième et dernière hypothèse est de considérer que les parois de la chambre et celles du propergol qui ne débitent pas sont adiabatiques et rigides. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où les parois sont à une distance grande par rapport à la taille de l'échantillon : distance d'au moins 25 mm pour une largeur d'échantillon d'environ 5 mm. De plus, la durée de combustion est inférieure à 2 s, ce qui ne laisse pas le temps aux parois de subir un échauffement conséquent [Boulal et al., 2021].

Durée simulée et champs moyens

Lors d'un essai en combustion dans la chambre CHAMADE, une succession d'événements se produisent au moment de l'allumage du propergol solide jusqu'à celui de l'établissement de la flamme. Dans un premier temps, la surface du propergol est chauffée très fortement par le laser à CO₂ d'allumage pendant une courte période. L'énergie transmise initie la combustion du matériau qui par effet de la chaleur se pyrolyse et émet des produits gazeux. Des réactions d'oxydo-réductions se produisent au milieu des gaz et des flammes de diffusion et de prémélange font leur apparition (Cf. Chapitre 1). Pendant ce temps, les particules d'aluminium à la surface commencent à chauffer par diffusion de la chaleur du matériau. Une fois à la surface, elles sont emportées dans l'écoulement et dégagent de la vapeur d'aluminium qui est ensuite consommée dans les réactions des produits de pyrolyse. C'est à ce moment que l'on considère que la flamme du propergol est en régime établi. Vient ensuite la combustion du propergol solide jusqu'à épuisement du matériau pyrotechnique. Suivant la hauteur, la pression et la composition de l'échantillon, la combustion dure en 1,0 et 2,0s.

Dans le cadre de notre simulation, il serait trop complexe de vouloir simuler l'allumage du propergol de manière précise dans un régime transitoire. Cela n'a pas d'intérêt spécifique pour notre étude de la combustion de l'aluminium. De même, nous ne nous intéressons pas à l'assistance apportée par le laser à CO₂ à la combustion. C'est pourquoi, il est supposé que la simulation démarre juste après l'extinction du laser à CO₂ et que les premiers produits de pyrolyse sont émis par la surface. De plus, l'évolution des gouttes d'aluminium dans la flamme n'est étudiée que lorsque la combustion est en régime établie ou auto-entretenu. Il n'est par conséquent pas nécessaire de nous intéresser davantage à l'allumage pour notre simulation.

Pour ne pas complexifier trop le calcul, il a été décidé de ne simuler que l'évolution de la flamme de propergol jusqu'à la moitié du temps de combustion (0.8s) et d'extraire des champs moyens de données qui pourront ensuite être confrontés aux données extraites du post traitement des images PLIF présenté dans le chapitre 4.

Conditions aux limites

La Figure 3.4 présente les conditions limites du domaine de calcul de la chambre. L'ensemble des frontières extérieures du domaine (en noir) sont considérées comme des parois adiabatiques. Les simulations réalisées durant cette thèse n'ont pas pris en compte le rayonnement de la flamme.

La condition importante de la simulation est la paroi débitante (en rouge) de type propulseur qui sert à la fois de condition limite pour :

- le solveur CHARME : injection des gaz suivant la verticale régit par la loi de Dirichlet;
- le solveur SPIREE : injection de particules suivant la verticale.

Cette condition limite impose l'injection d'un gaz ou de particules de façon homogène suivant toute la longueur de la paroi. Le débit d'injection des gaz est fixe et dépend de la loi suivante :

$$\dot{m} = \text{constante} = \rho_{\text{propergol}} \times V_{\text{reg}} \quad (3.4)$$

Finalement, les dernières conditions limites (en bleu) sont des plans de symétrie permettant de ne simuler un quart du volume total comme présenté dans les sections précédentes.

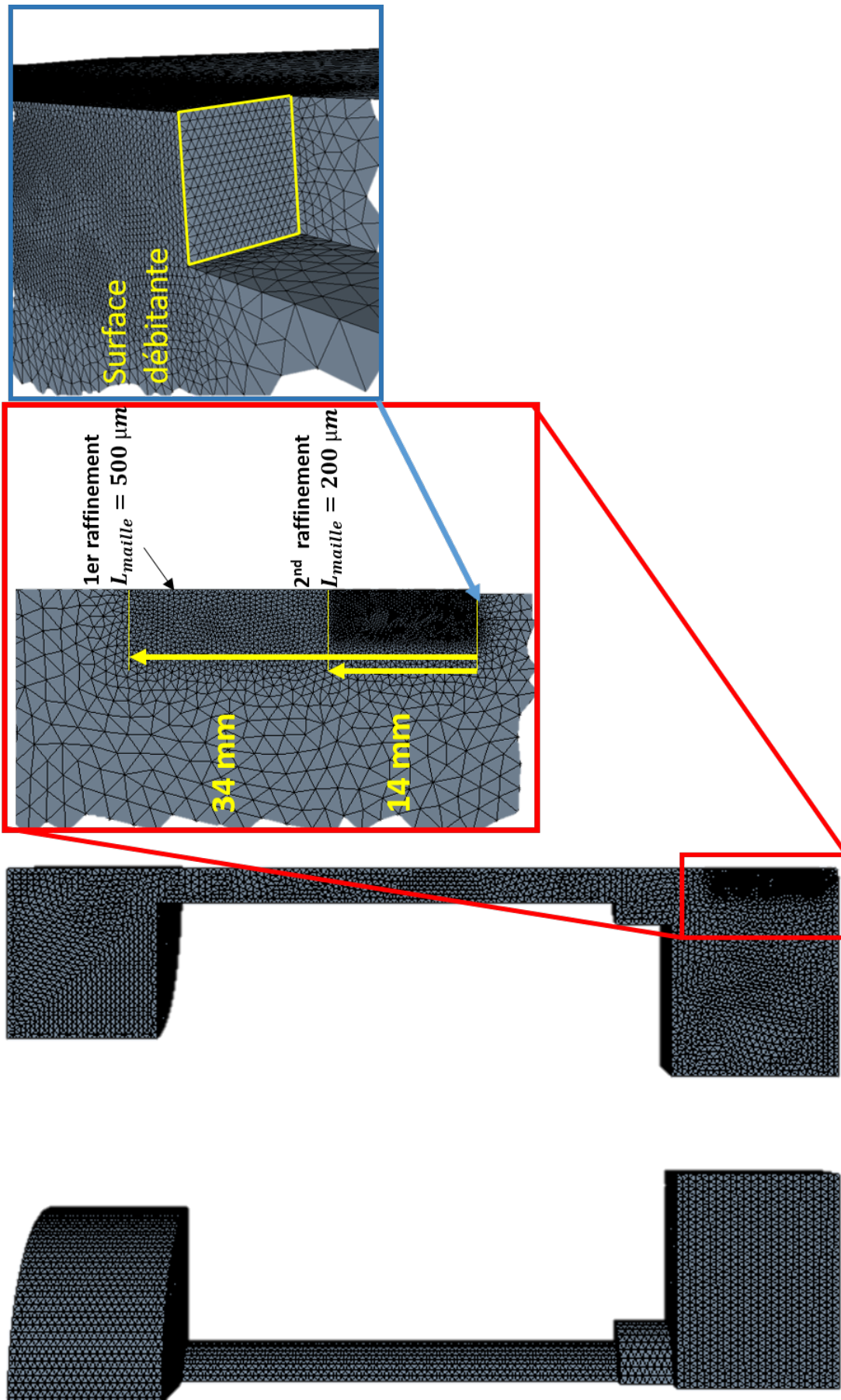


FIGURE 3.3 – Maillage non structuré de la chambre de combustion CHAMADE.

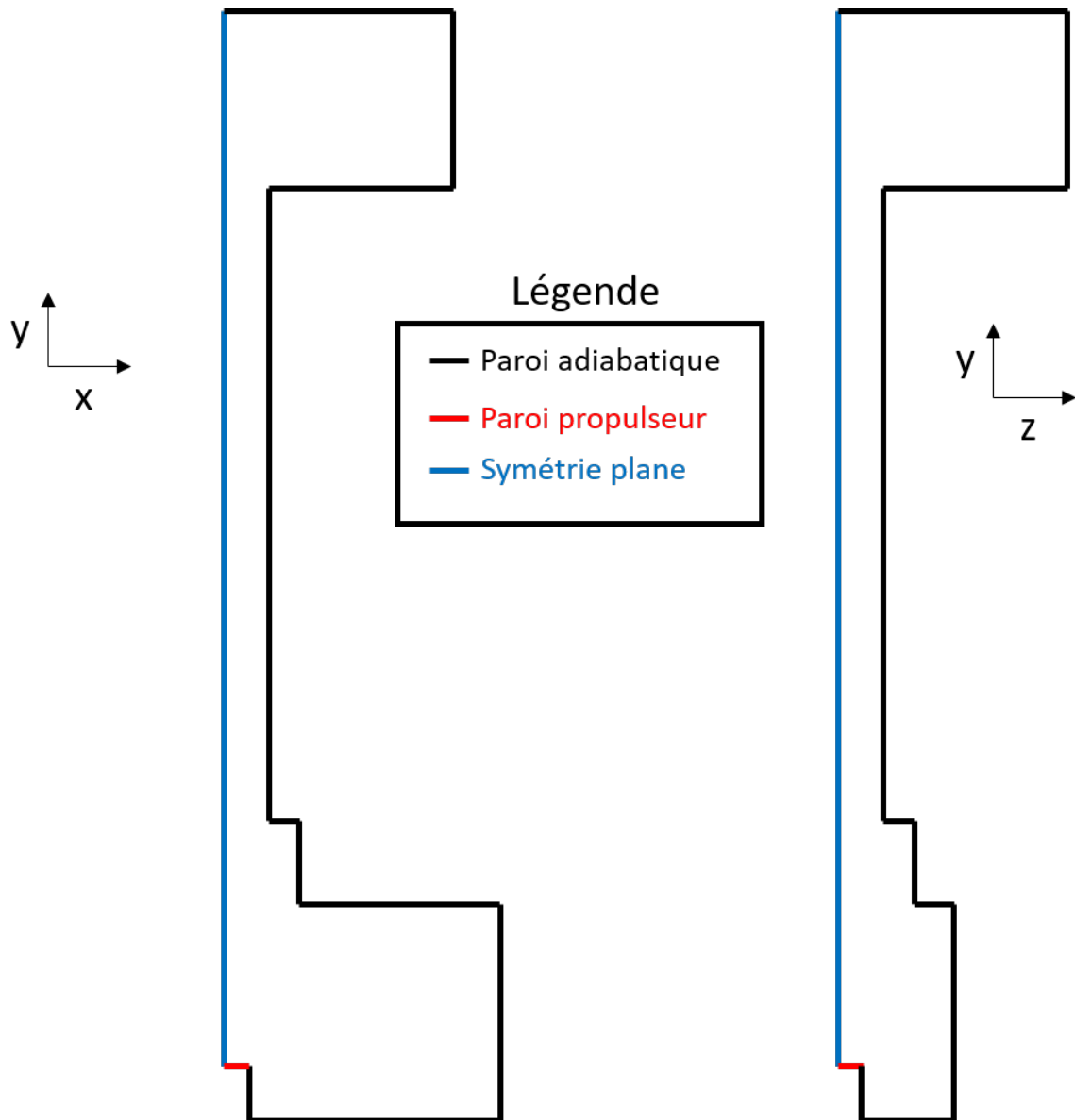


FIGURE 3.4 – Conditions aux limites du domaine de calcul.

3.4 Études préliminaires par la simulation monophasique

Cette section présente les simulations d'un jet à la suite de l'injection d'un gaz équivalent aux produits de combustion d'un propergol sur une surface débitante. Dans un premier temps, la méthode numérique et le formalisme du solveur CHARME sont présentés. Puis, nous discutons des conditions initiales. Et finalement, nous présenterons les résultats de simulations pour deux compositions de propergol sans aluminium (Butalite) et avec (Butalane).

3.4.1 Méthode numérique pour la simulation d'une phase continue

Hypothèse simplificatrice sur le type d'écoulement

La simulation numérique présentée dans section du manuscrit cherche à reproduire l'expérience réalisée durant les essais PLIF-Al présentés dans le chapitre 2. Elle a pour objectif l'estimation de la dilution de la flamme de propergol solide aluminisé par l'azote ambiant. Hors ce type de simulation est complexe.

Néanmoins, en émettant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sur le type d'écoulement simulé, il est alors possible de réaliser des simulations qui soient peu coûteuses en temps de calculs et qui nous permettent d'obtenir un ordre de grandeur des phénomènes de dilution.

Suivant cette idée, on admet que l'écoulement simulé dans cette section de la thèse est supposé celui d'un gaz monoespèce qui est injecté dans un grand volume composé lui aussi d'un gaz monoespèce. Ces deux gaz sont supposés non miscibles c'est à dire que le mélange des deux ne devient pas un gaz monoespèce homogène. Le gaz injecté est un gaz équivalent à tous les gaz des produits de combustions estimés à l'équilibre par COPPELLIA, de masse volumique et de viscosité connues. La température d'injection est égale à la température de flamme estimée elle aussi à l'équilibre chimique. Seule deux espèces interviennent donc dans la simulation :

- PC : l'espèce équivalente aux produits de combustion ;
- N₂ : l'espèce présente initialement dans la chambre de combustion.

Résolution des calculs monophasiques par le solveur CHARME

La modélisation de la phase continue est réalisée par le solveur CHARME de CEDRE. Les deux espèces sont modélisées par une description Eulérienne des équations de Navier-Stokes. Cette approche est principalement basée sur l'étude du champ de vitesses du gaz en tout point de l'espace et à chaque instant. Elle est composée de trois équations représentant respectivement l'évolution spatiotemporelle de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale. Dans le cas d'un gaz monoespèce, celles-ci sont estimées par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) & = 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) & = -\nabla P + \rho \mathbf{f} + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{V}) & = \nabla q + \nabla \cdot [\mathbf{V} \cdot (\bar{\bar{\tau}} - P\bar{\bar{I}})] + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{V} \end{cases} \quad (3.5)$$

avec ρ la masse volumique, \mathbf{V} le vecteur vitesse, P la pression, \mathbf{f} les forces de volume, E l'énergie totale, q le flux de chaleur et $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des contraintes. Dans le cas où le fluide simulé est un mélange composé de plusieurs espèces, une équation supplémentaire est utilisée pour résoudre le système. Dérivée de la première équation de conservation de la

masse, elle représente l'évolution de la fraction massique des espèces au cours du temps. On la calcule de la façon suivante :

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla(\rho Y_i V) = 0 \quad (3.6)$$

avec Y_i la fraction massique de l'espèce i . Le solveur CHARME utilise une discrétisation des équations selon la méthode des volumes finis. La valeur des variables thermodynamiques est considérée au centre d'une cellule. La résolution de ces équations de façon numérique nécessite l'approximation de certains termes par des méthodes numériques. Dans notre cas, nous utilisons des méthodes numériques rapides et déjà éprouvés pour la résolution des équations de Navier-Stokes. À savoir un schéma HLLC [Toro et al., 1994] pour l'approximation spatiale des termes convectifs et un schéma implicite d'ordre un pour la discrétisation temporelle. Cette méthode fut déjà utilisée par Nugue [2019].

3.4.2 Simulation numérique de l'écoulement monophasique dans le cas d'une Butalite

Cette section présente les simulations de l'écoulement monophasique d'un gaz de Butalite dans la chambre de combustion. Dans un premier temps, les conditions initiales sont détaillées et ensuite les résultats des simulations sont présentés.

Description des conditions initiales

Les conditions limites du problème sont les mêmes que présentées dans la section 3.3.2. Un gaz monoespèce est injecté depuis une paroi débitante à débit constant. La section suivante présente les conditions thermodynamiques d'injection calculées à l'équilibre avec le programme COPPELIA.

La Butalite qui nous sert de référence est une composition de recherche développée à l'ONERA dans les années 90. Elle est principalement composée à 82% de fraction massique de PA avec 12,5% de PBHT. Des additifs non métalliques sont ajoutés à la composition. Les caractéristiques utiles au calcul COPPELIA sont détaillées dans le tableau suivant :

Paramètre physique	Valeur
Densité	1648 $kg.m^{-3}$
Vitesse de régression	4,2 $mm.s^{-1}$
Pression de fonctionnement	1,0 MPa

TABLEAU 3.2

Conditions initiales nécessaires au calcul COPPELIA pour le propergol de type Butalite

La densité du propergol est un paramètre déterminé en fonction de sa composition détaillée. Des mesures de la vitesse de régression par ombroscopie ont pu être réalisées sur des échantillons de taille équivalente à celle utilisée durant les campagnes PLIF-Al à 1,0 MPa. Comme la surface du propergol est observable sur les images et que l'enregistrement est à haute cadence il fut possible de déterminer la vitesse de régression dans les conditions expérimentales. La vitesse mesurée lors des essais avec des échantillons de propergol de type PA/PBHT/Al ont montré que la vitesse de régression moyenne était de 4,2 $mm.s^{-1}$ à 1,0 MPa. Par soucis de comparaison avec les simulations de Butalane

et comme nous n'avons pas réalisés d'essai avec des échantillons de propergol de type PA/PBHT, nous utilisons la même vitesse de régression pour les simulations des deux composition de propergol. En appliquant la l'équation 3.3, nous obtenons un débit d'injection du gaz égale à $6,9 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Les résultats du calcul COPELLIA sont détaillés dans le tableau 3.3. Ces paramètres servent de données initiales propres au gaz injecté et sont ensuite renseignés dans le code CEDRE. D'après COPPELLIA, le gaz équivalent 1,0 MPa est composé majoritairement d'oxyde de carbone CO à 30%, de chlorure d'hydrogène HCl à 24%, de dioxyde de carbone CO₂ à 11% et d'eau H₂O à 19% en fraction massique. Ces valeurs sont proches de celles présentées dans le chapitre 1, section 1.1.3 [Braconnier, 2020]. Finalement, comme décrit dans les sections précédentes la chambre de combustion est considérée remplie avec de l'azote à 300K.

Paramètre physique	Valeur
Température de flamme	2332,52 K
Viscosité dynamique	$7,22.10^{-4} \text{ Pa.s}$
Masse volumique du gaz	$1,151 \text{ kg.m}^{-3}$
Masse molaire	$22,3181 \text{ g.mol}^{-1}$
Gamma	1,23124

TABLEAU 3.3

Données thermodynamiques calculées à l'équilibre par COPELLIA pour une propergol de type Butalite.

Deux tailles d'échantillon ont été simulées. Elles correspondent aux dimensions moyennes des échantillons utilisés durant les 2 campagnes d'essais présentées dans le chapitre 2. Elles sont détaillées dans le tableau 3.4. La hauteur de l'échantillon correspond à la hauteur maximum mesurée. Puisque nous ne tenons pas compte de la régression de la surface, la hauteur du jet par rapport au support d'échantillon de la chambre de combustion sera surestimé de 6 mm au fur et à mesure du temps. Le volume de la chambre de combustion reste néanmoins assez grand pour que nous ne soyons pas inquiétés par des effets de bords influençant l'écoulement.

Dimension	Cas A	Cas B
Longueur [X]	4 mm	6 mm
Largeur [Z]	2 mm	4 mm
Hauteur [Y]	6 mm	6 mm

TABLEAU 3.4

Tailles des échantillons simulés.

Résultats des simulations

La simulation est réalisée de manière instationnaire durant 0.8 s d'écoulement. Ce temps permet d'analyser la transition du jet d'un régime transitoire (au moment de l'injection des gaz dans l'azote froid) à un régime établi (moment où la combustion est autotretentue). Les durées de combustion des échantillons durant les campagnes d'essais

ont évolué entre 1,2 et 2,0 s car elles dépendent de la hauteur de l'échantillon de propergol. Les instants observés en fin de combustion, c'est-à-dire entre 100 et 200 ms avant la consommation totale du propergol ne sont pas simulés avec précision. En effet nous ne prenons pas en compte la régression de la surface de l'échantillon. On fait donc l'hypothèse qu'une durée de 0,8 s correspond à la moitié du temps de combustion total. Des champs moyens de données peuvent ainsi être obtenus à partir du régime en fonctionnement auto-entretenu.

La Figure 3.5 présente une vue détaillée de la position des plans de visualisation au regard de l'expérience PLIF-Al. Les images de gauche correspondent à l'évolution du jet dans le plan XY, c'est-à-dire le plan de visualisation des caméras rapides. Il est situé au centre de l'échantillon. Les Figures 3.6 et 3.7 présentent l'évolution spatiotemporelle de la température du jet d'un gaz de Butalite dans la chambre pressurisée avec 1,0 MPa de N_2 . De ce fait, les images de droite présentent l'évolution aux mêmes instants dans le plan ZY, plan perpendiculaire à la trajectoire du laser d'excitation. Ainsi, nous observons une première cartographie de la température dans le champ de vision, donnée utile à l'analyse du signal LIF. Le plan ZY correspond, quant à lui, au plan perpendiculaire à l'axe laser. Le visualiser permet de connaître les conditions dans lesquelles évolue le laser suivant la position de son axe par rapport au centre de l'échantillon.

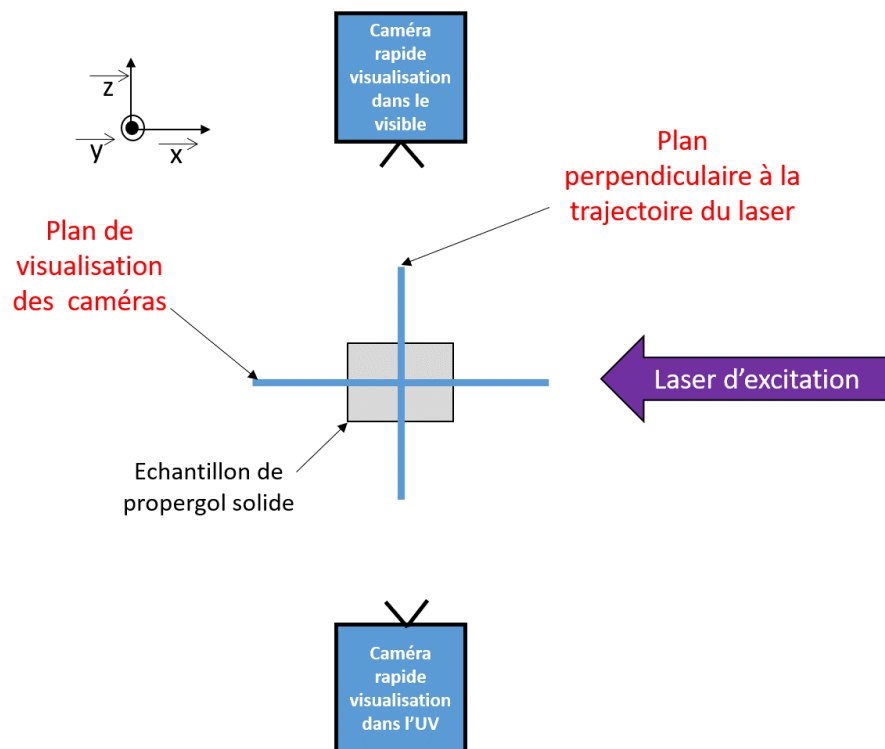


FIGURE 3.5 – Plan représentant la position des plans de visualisation des simulations au regard du montage expérimental

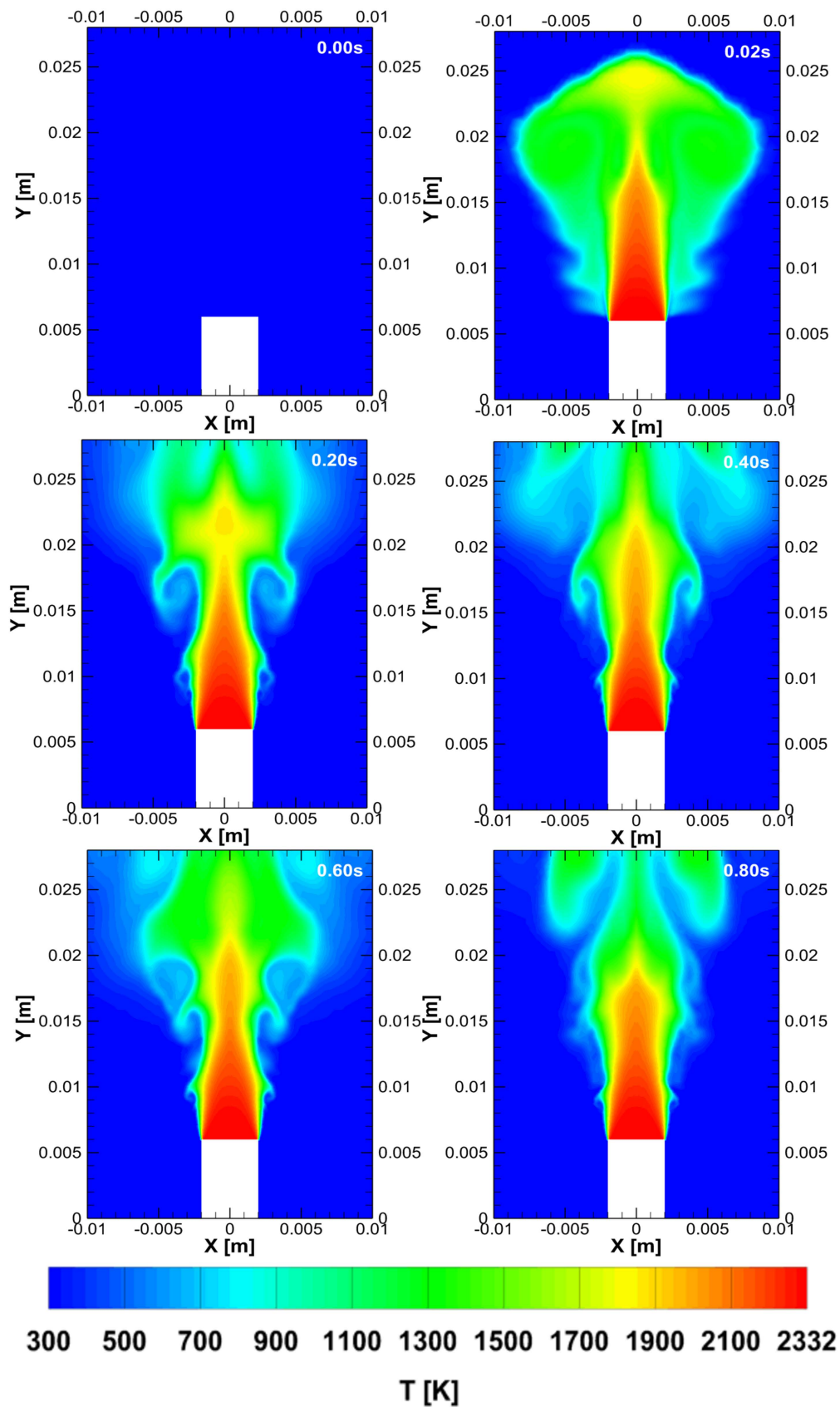


FIGURE 3.6 – Évolution spatio-temporelle de la température du gaz monoespèce PC dans le cas d'une composition de type Butalite (plan de visualisation des caméras) - Cas A

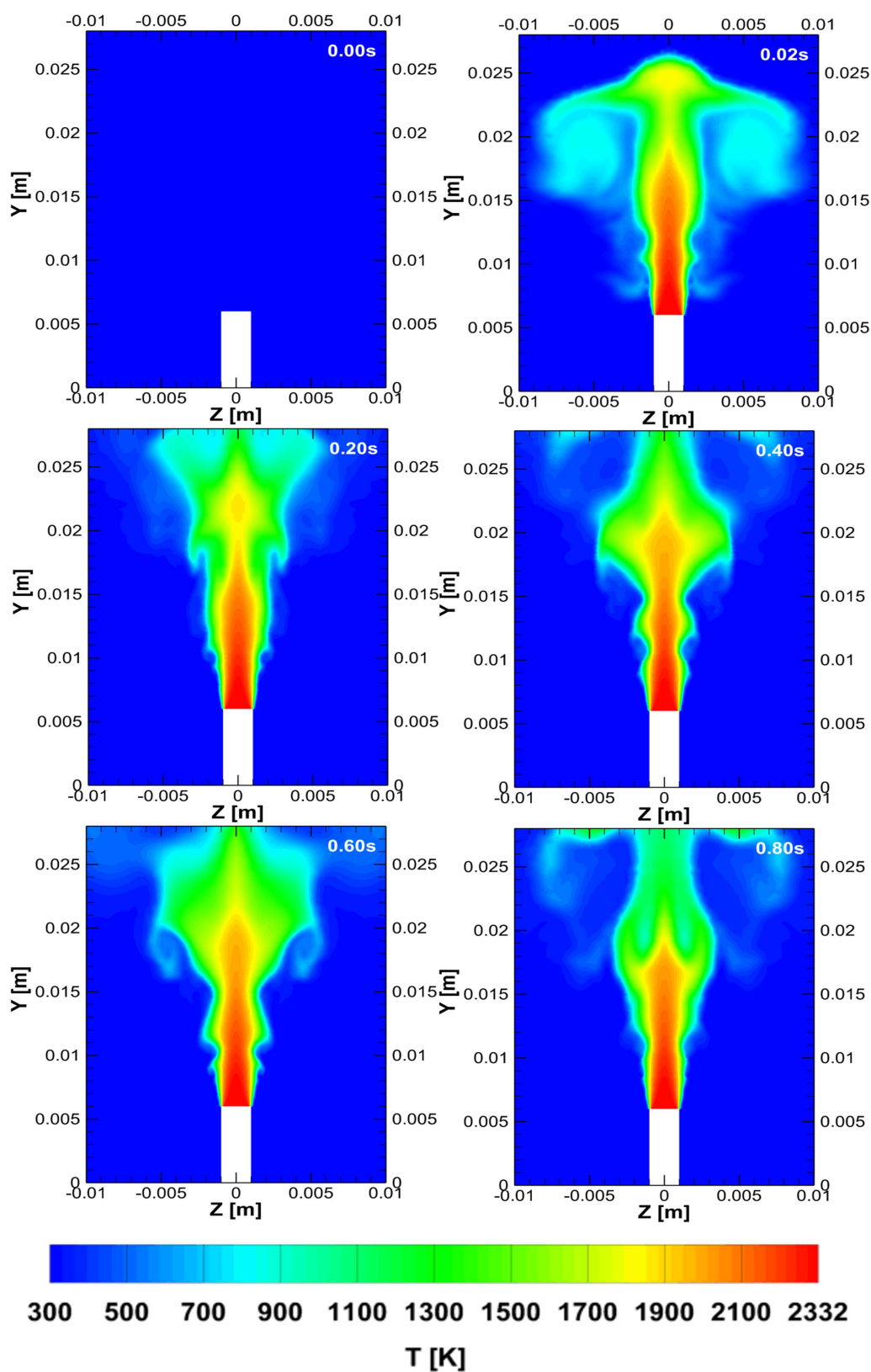


FIGURE 3.7 – Évolution spatio-temporelle de la température du gaz monoespèce PC dans le cas d'une composition de type Butalite (plan perpendiculaire à la trajectoire du laser) - Cas A

Dans un premier temps, on remarque que l'évolution de la température dans le jet suivant le plan XY est caractéristique d'un écoulement subsonique injecté dans un fluide initialement au repos [Dubois, 2011]. Après 0,02 s, on observe que le régime de transitoire du jet est déjà rapidement terminé. Une grande proportion du gaz injecté à l'instant initial de la simulation se trouve rapidement refroidi à 1300 K par l'azote ambiant (autour de 15 mm au-dessus de la surface). La répartition de la température dans le champ semble évoluer comme une vague suivant le déplacement du gaz PC (Produits de Combustion). Les gaz situés dans l'axe du propergol solide semblent former un dard dont la température varie peu sur 8 mm au-dessus de la surface. Les gaz injectés plus tôt forment une zone tampon qui réduit l'influence de l'azote ambiant sur la zone centrale du jet.

Les instants suivants, des instabilités de Kelvin-Helmholtz [Kelvin, 1871] sont observables sur les bords de l'écoulement, lorsque la température est relativement constante. Ce phénomène est un mouvement ondulatoire qui se forme lorsque deux fluides thermiquement stables sont superposés et se déplacent à des vitesses différentes à leur surface de contact. Il est souvent observé à la frontière de nuages de forte altitude. Bien que la simulation ne prenne pas en compte la présence de particules en combustion, la présence de ces instabilités laisse à penser que les gouttes quittant la surface en bord d'échantillon vont évoluer dans un milieu hétérogène où la température évolue entre 300 K du gaz ambiant et 1300 K des produits de combustion refroidis. Le dard au-dessus de la surface diminue en longueur et en température au fil du temps. Ce phénomène est dû à l'influence des instabilités hydrodynamiques de type Rayleigh-Taylor qui génèrent des rétrécissements locaux de la zone de température chaude. Ce type d'instabilité intervient lorsqu'un gaz est injecté dans un gaz moins dense Scharp [1984]. Le gaz PC est alors refroidi partiellement ce qui a pour effet de réduire l'intensité du dard. De plus, la pression augmente avec le temps ce qui a aussi pour effet de réduire le débit du propergol solide et ainsi la hauteur de la zone de température chaude.

L'évolution de la température des gaz dans le plan ZY est assez semblable à celle décrite précédemment pour le plan XY. On remarque qu'à l'instant $t = 0,02s$ la zone de même température observée sur le plan XY est plus restreinte en largeur. Une vague de température évolue suivant l'axe Y et les gaz qui se trouvent en aval de la vague et en dehors de l'axe du propergol solide sont très rapidement refroidis. On constate aussi la présence d'une zone de haute température formant le même dard que décrit pour le plan XY. La zone occupée par les gaz refroidis autour des 1300 K ne semble pas aussi importante au regard du ratio largeur du jet sur largeur du dard que pour le champ suivant la longueur de l'échantillon. Cette observation laisse à supposer que les gouttes quittant la surface de l'échantillon n'évoluent pas dans le même milieu suivant que leur trajectoire se trouve dans le plan XY ou ZY. Comme le champ de visualisation des caméras rapides correspond au champ XY, cette observation est à prendre en compte dans le cas des gouttes qui apparaissent ponctuellement au milieu du champ sur quelques images successives. Ces gouttes ne sont alors pas dans les mêmes conditions locales de température et de concentration bien qu'elles aient pendant quelques temps une trajectoire coplanaire avec le champ de vision de la caméra. Une goutte proche évoluant uniquement dans le plan XY n'aurait donc pas exactement les mêmes conditions locales.

L'analyse spatio-temporelle du jet est utile pour la compréhension de son établissement et pour vérifier le bon déroulement de la simulation. Mais comme il l'a été montré, son évolution dans la chambre de combustion est assujettie à des instabilités hydrodynamiques qui génèrent des gradients importants des données thermodynamiques sur les bords du jet. L'évolution de ces effets de bords est propre à chaque instant et varie très rapidement d'un instant à l'autre. Par ailleurs, la simulation de ces instabilités est certai-

nement imprécise car dépendante du choix du modèle de turbulence et des paramètres de la simulation. Comme ce n'est pas l'objet d'étude ici, l'analyse des images de façon instantanée n'a pas été approfondie. Dans le contexte de notre étude, il est plus intéressant de commenter les champs moyens en régime établi.

La Figure 3.9 présente les champs moyens de la température des gaz, de la vitesse suivant l'axe Y et de la fraction massique de champ PC calculés à partir de l'instant $t = 0,8$ s sur 50 ms d'écoulement. De même, la Figure 3.8 présente l'évolution de ces données suivant la hauteur pour différentes positions sur la surface débitante.

Nous pouvons constater que les instabilités observées semblent estompées par l'effet de la moyenne. La morphologie la zone chaude de température au centre du jet n'est pas la même suivant le plan observé. Dans le plan ZY i.e perpendiculaire à l'axe du laser d'excitation (Cf. Figure 3.5), la température semble évoluer suivant la hauteur de manière rectiligne au centre de l'échantillon. La largeur de la température homogène n'évolue pas avec la hauteur et correspond à la largeur de l'échantillon. Dans le plan XY, la largeur de cette même zone en température diminue avec la hauteur à la surface. Ainsi une goutte évoluant sur le bord de l'échantillon aura davantage de chance de rencontrer des gaz refroidis par l'azote ambiant qu'au centre. Afin de caractériser ce phénomène suivant les essais présentés dans le chapitre 2, les champs de visualisation PLIF-Al ont été rapportés sur les simulations. Comme la taille du champ large est de 17 x 17 mm, le cadre dépasse de l'image du champ moyen dimensionné de sorte à pouvoir visualiser les phénomènes dans le jet. Les tailles des champs intermédiaire et zoomé ont, quant à elles, été respectées. Nous pouvons constater que l'évolution de la température diffère suivant le champ d'observation.

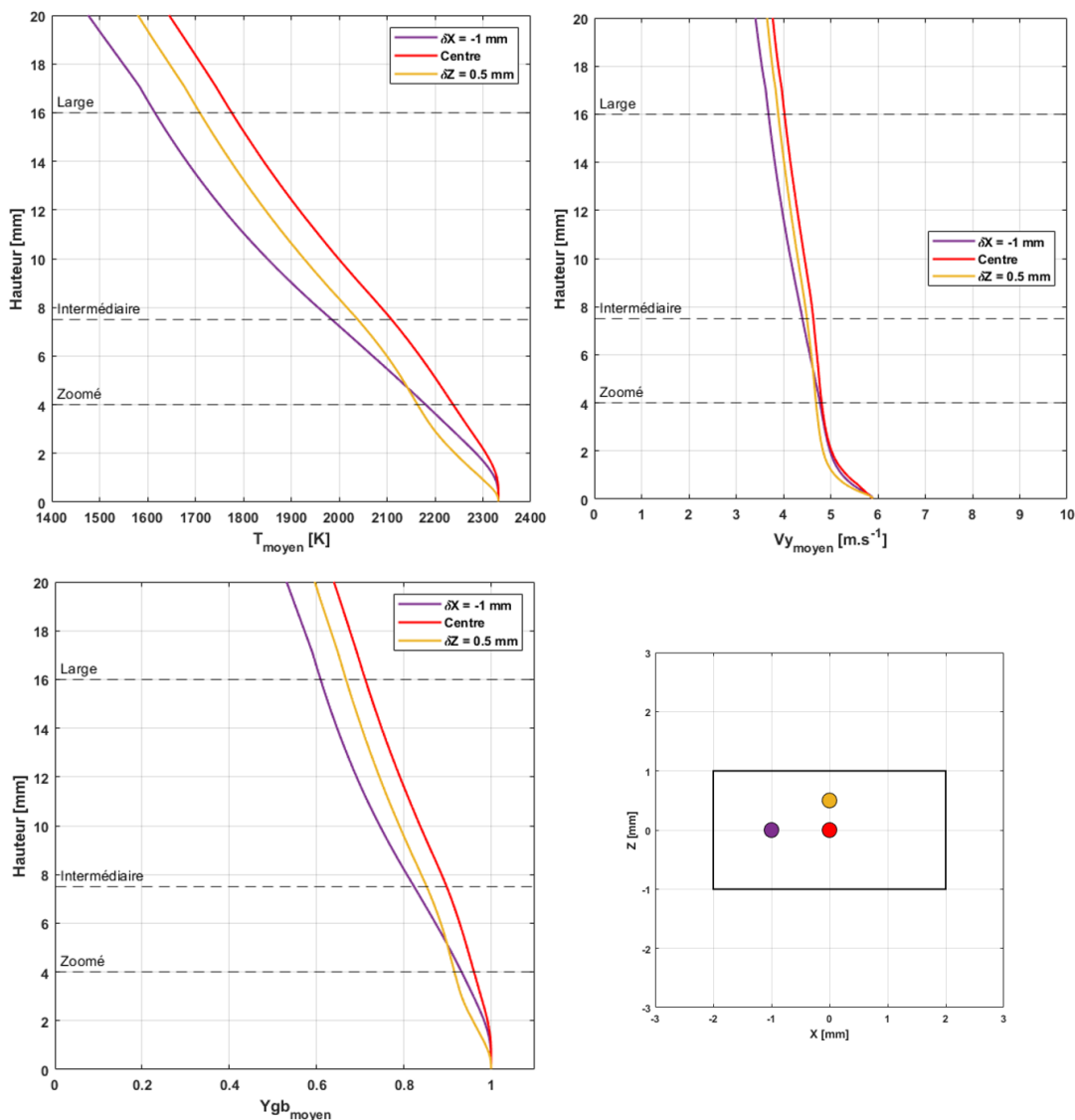


FIGURE 3.8 – Évolution des valeurs moyennes de la température, de la vitesse selon l'axe y et de la fraction massique de gaz PC en fonction de la hauteur pour différentes positions par rapport au centre de la surface débitante. Les traits en pointillés représentent les hauteurs maximums des champs de visualisation de la caméra PLIF.

Température

Des 3 champs, le large est le plus critique en terme de variation de température. L'analyse de la variation de signal LIF suivant la hauteur du champ sera alors plus complexe car une même goutte verra une variation de température de 45 % entre son départ de la surface et le moment où elle sort du champ (Cf. Figure 3.8). Les champs intermédiaire et zoomé, étant donné leur résolution plus fine, permettent une analyse plus approfondie de la variation de signal au cours du temps avec la hauteur au-dessus de la surface. Bien qu'elle soit moindre, la variation de température observée dans la taille de champ intermédiaire est encore importante. Finalement, la variation de température observée dans le champ zoomé est la plus faible. On constate que des effets de bords sont encore observés sur les côtés de l'échantillon. Par ailleurs, cette observation n'est valable que lorsque le champ est proche de la surface débitante. Comme la régression du propergol solide n'est pas compensée par le support de la caméra, les images acquises en champ zoomé vont

correspondre à des zones de plus en plus éloignées de la surface débitante. La variation de température observée sera plus importante. La caméra visualisera la partie haute de l'image simulée.

Vitesse

La variation de vitesse observée sur les champs moyennés (Cf. Figure 3.9) est plus faible que sur les champs instantanés présentés précédemment. On observe une baisse de 20% de celle-ci à 1 mm au-dessus de la surface. Nous pourrions donc considérer la composante verticale de la vitesse des gaz comme constante dans l'écoulement quel que soit la taille de champ. Cette hypothèse sera vérifiée dans le chapitre suivant lors de l'analyse de la vitesse des gouttes car si la vitesse des gaz est constante, la vitesse maximum des plus petites gouttes tendra vers cette valeur maximum.

Fraction massique

Finalement, du fait de la nature de notre simulation, l'évolution de la fraction massique de gaz PC est semblable à l'évolution de la température. Nous pouvons donc faire la même remarque quant au risque d'observer des gouttes dans une ambiance gazeuse fortement diluée par l'azote ambiant dans le champ large. Les gouttes observées proches de la surface à l'aide du champ zoomé semblent donc être dans une ambiance largement composée de gaz PC. Cette observation reste valable uniquement dans le cas où la caméra observe la surface de l'échantillon. Il est aussi à noter que la simulation ne tenant pas compte des fumées produites par le PBHT, la dilution des produits de combustion gazeux ainsi que l'hétérogénéité de la température sont sous-estimées dans cette simulation. L'analyse des champs moyens montre donc l'importance du choix de la position des gouttes observées par rapport à la surface de l'échantillon dans le champ de visualisation.

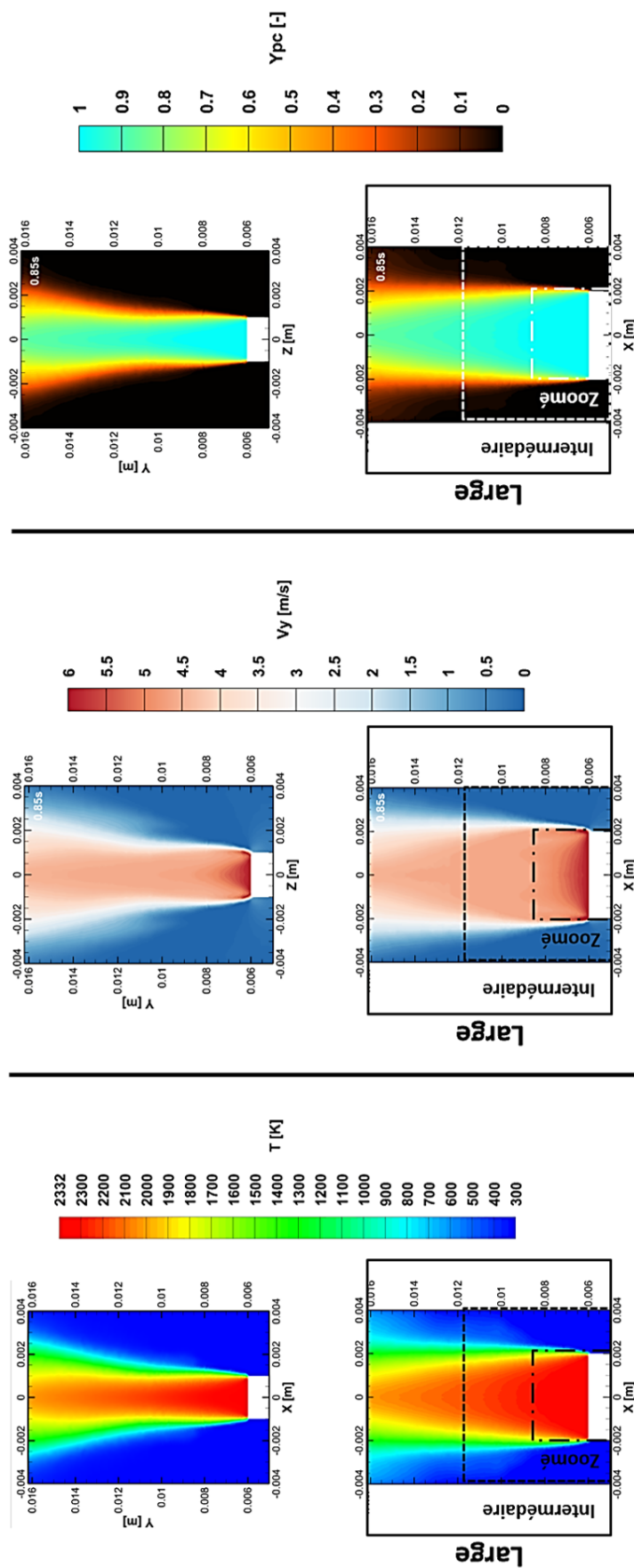


FIGURE 3.9 – Champs moyens de la température, de la vitesse verticale et de la fraction massique de gaz PC suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à l'instant $t = 0,8$ s. Les cadres représentent les champs de la caméra de visualisation PLIF.

En parallèle de ce projet de thèse, [Boulal et al., 2021] ont pu réaliser des mesures du rayonnement infrarouge de la flamme d'un échantillon de propergol solide de même composition dans la même chambre de combustion que celle utilisée pour la PLIF (composition de propergol solide, pression de 1,0 MPa). La Figure 3.10 montre les mesures acquises à différents instants.

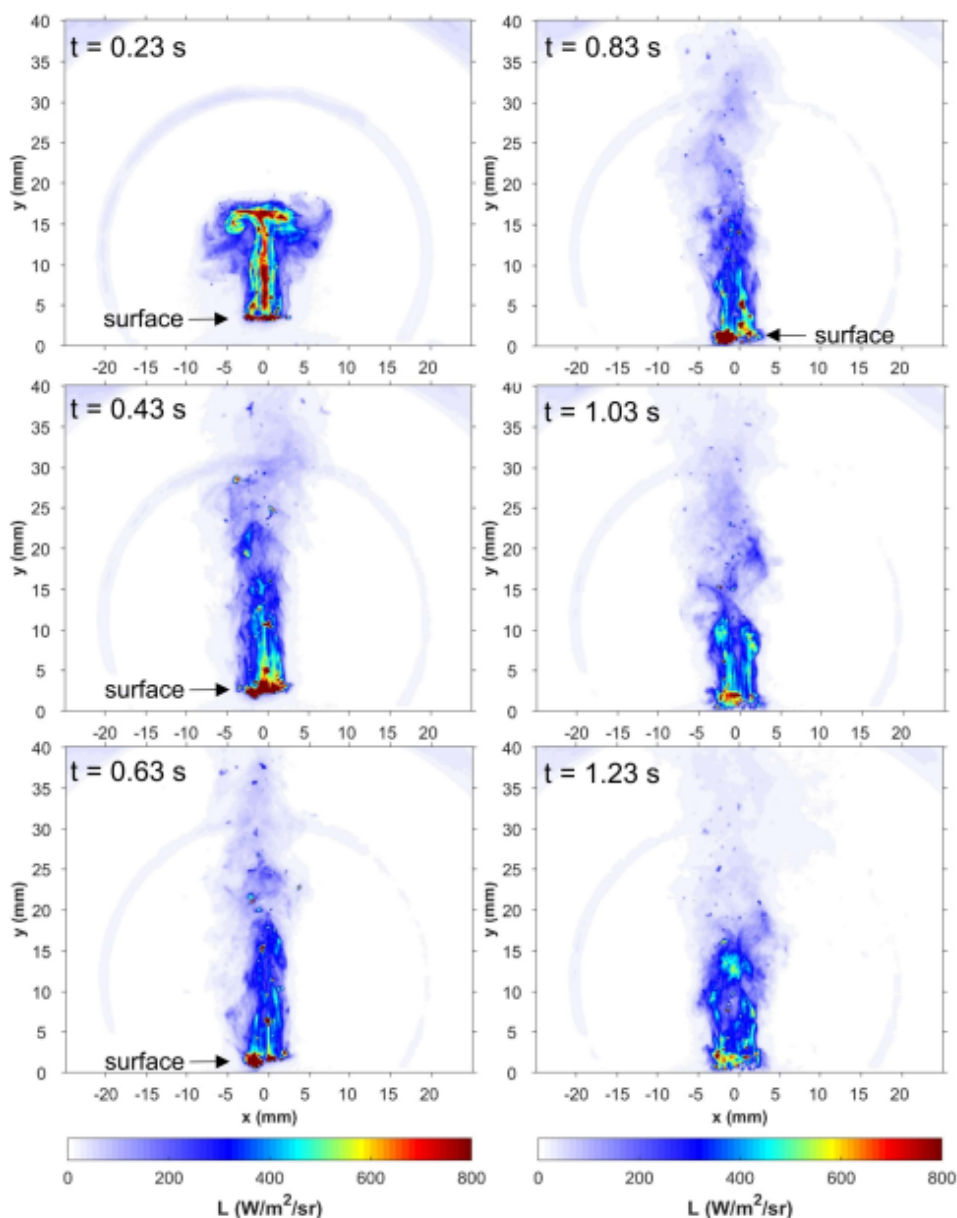


FIGURE 3.10 – Mesures du rayonnement infrarouge d'une flamme de propergol de type Butalite à 1,08 MPa issues [Boulal et al., 2021].

Les mesures sont réalisées à partir d'un échantillon cylindrique de 21 mm^2 de surface ce qui représente quasiment 3 fois la surface de l'échantillon présenté précédemment. La cadence d'acquisition de la caméra est de 300 Hz. Elle fut calibrée à l'aide d'un corps noir dont la température varie de 373 K à 1023 K. Un filtre passe-bande centré à 4017 nm est aussi utilisé. Cette valeur correspond à la transition du HCl dans l'infrarouge. Un calcul à l'équilibre utilisant COPPELIA a montré qu'un taux important de cette molécule est présent dans ce type de flamme. Le rayonnement L en $[\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}]$ est volontairement saturé

afin d'afficher davantage le contraste sur les images.

Les images présentées dans la Figure 3.10 montrent un établissement du jet similaire aux simulations présentées précédemment. Nous pouvons remarquer qu'à $t = 0,23$ s la forme du jet est quasiment similaire à ce qui a pu être simulé au même instant. La température est d'ailleurs importante au sommet du jet comme l'a montré la Figure 3.6.

Par la suite, l'évolution de la température est différente. La région la plus intense du rayonnement est majoritairement focalisée au dessus de la surface mais son intensité diminue très rapidement. En effet, à 2 mm de la surface le rayonnement a diminué de 50%. Si l'établissement du jet nous conforte dans la validité de la simulation, les images suivantes montrent les limites de notre modélisation numérique de l'injection d'un gaz à l'équilibre. Deux types d'hétérogénéités sont observés dans les images de [Boulal et al., 2021] :

- résidus solides très intenses (point rouge sur les images) ;
- hétérogénéités liées à la structure hétérogène du propergol (structures verticales cyan).

Ni l'une ni l'autre ne sont prises en compte dans notre calcul gaz, qui injecte de manière homogène un gaz à l'équilibre thermo-chimique. Il est donc normal de ne pas retrouver ses structures détaillées dans les simulations. Cependant, on observe une décroissance de la luminance avec la hauteur, cohérente avec la décroissance de température obtenue en simulation.

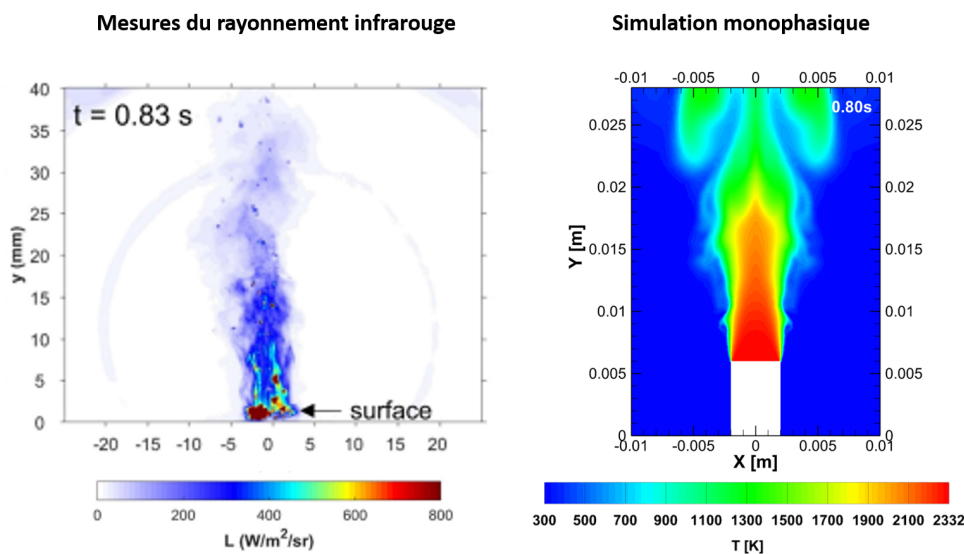


FIGURE 3.11 – A gauche, mesures du rayonnement infrarouge d'une flamme de propergol de type Butalite à 1,08 MPa à l'instant $t=0.83$ s issues [Boulal et al., 2021], à droite, champs de température de la simulation de l'injection d'un gaz équivalent au produit de combustion d'un propergol de type Butalite à l'équilibre à l'instant $t=0.8$ s.

La simulation présentée sur la Figures 3.11 ainsi que les profils de la Figure 3.8 montrent que la température du jet est proche de 1100 K à 12 mm au-dessus de la surface ($Y = 0,02$ m sur la Figure). En assumant que la température continue de baisser avec la hauteur, nous pouvons donc remarquer que la hauteur de la flamme mesurée est du même ordre de grandeur que celle estimée par la simulation. Nous pouvons aussi remarquer que les instabilités hydrodynamiques calculées sur les bords du jet ne sont pas visibles sur les

images IR. Cela est dû à la cadence d'acquisition de 300 Hz de la caméra IR. Malgré cela, les éléments présentés montrent que les simulations tendent à se rapprocher de la réalité. Nous pouvons donc nous y référer pour l'analyse des images PLIF-Al.

Finalement, nous remarquons que l'hétérogénéité de la température dans le jet peut poser un problème pour l'analyse de gouttes d'aluminium en ambiance gaz de propergol solide dès qu'elles sortent de la zone chaude proche de la surface. La taille de la surface débitante est un paramètre d'influence dans ce cas, car plus la surface est importante, plus la quantité de gaz éjectée sera importante. La température locale des gaz dans l'axe du propergol doit alors être plus élevée que dans le cas présenté précédemment. La section suivante présente une comparaison entre les cas A et B de taille d'échantillon.

3.4.3 Influence de la taille de l'échantillon sur les paramètres thermodynamiques de la flamme

Les résultats précédents montrent que la température varie de 50% en fonction de la largeur du jet (Cf. Figure 3.11). Cette variation est importante et est susceptible d'influencer le comportement des gouttes et ainsi la variation de signal LIF. En effet c'est un paramètre externe dur à prendre en compte pour une simulation de goutte isolée dans des conditions éloignées de celles des MPS. Il nous faut alors trouver un moyen pour que la température soit moins influencée par l'azote ambiant. Une possibilité pour compenser ce phénomène est d'augmenter la taille du jet i.e. la taille de l'échantillon. Cependant, une augmentation trop importante de la surface débitante génère une trop grande quantité de gaz. La pression dans la chambre de combustion deviendrait trop importante. Il nous faut alors trouver un compromis. Plusieurs tailles d'échantillon ont été testées expérimentalement mais par gain de temps seule deux ont été simulées. La section suivante présente une comparaison de l'évolution des paramètres du jet en fonction de ces deux tailles.

La Figure 3.12 présente l'évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur par rapport à la surface. Plusieurs couples (X,Z) ont été choisis afin d'analyser l'évolution de la température au centre du jet et à son bord. Les courbes en trait pleins présentent les résultats pour le cas A du tableau 3.4, c'est à dire 4 x 2 mm. Les traits en pointillés représentent l'évolution de la température dans le cas B, i.e. 6 x 4 mm. Les positions (X,Z) sont communes aux deux tailles. Elles sont représentées de la façon suivante :

- (0,0) : courbe rouge ;
- (0,-1) : courbe jaune ;
- (0,-2) : courbe bleue ;
- (1,0) : courbe verte.

Finalement, la hauteur maximum des trois champs de visualisation expérimentaux sont également représentés pour la comparaison.

Nous pouvons remarquer que l'évolution de la température n'est pas la même suivant la taille de l'échantillon. Dans le cas A, nous constatons que le gaz injecté est refroidi sur les bords de l'échantillon. Il est à noter que nous ne considérons pas les profils à la frontière du plus petit échantillon (Cas A). En effet, cette zone du jet semble être la plus critique en termes de résolution numérique puisque d'un bord à l'autre de la maille les conditions locales de composition chimique, de vitesse et de température changent radicalement. D'un côté de la cellule se trouve de l'azote au repos à 300 K, de l'autre le gaz PC à 2350 K en mouvement important par rapport à l'azote. La solution pour limiter l'influence

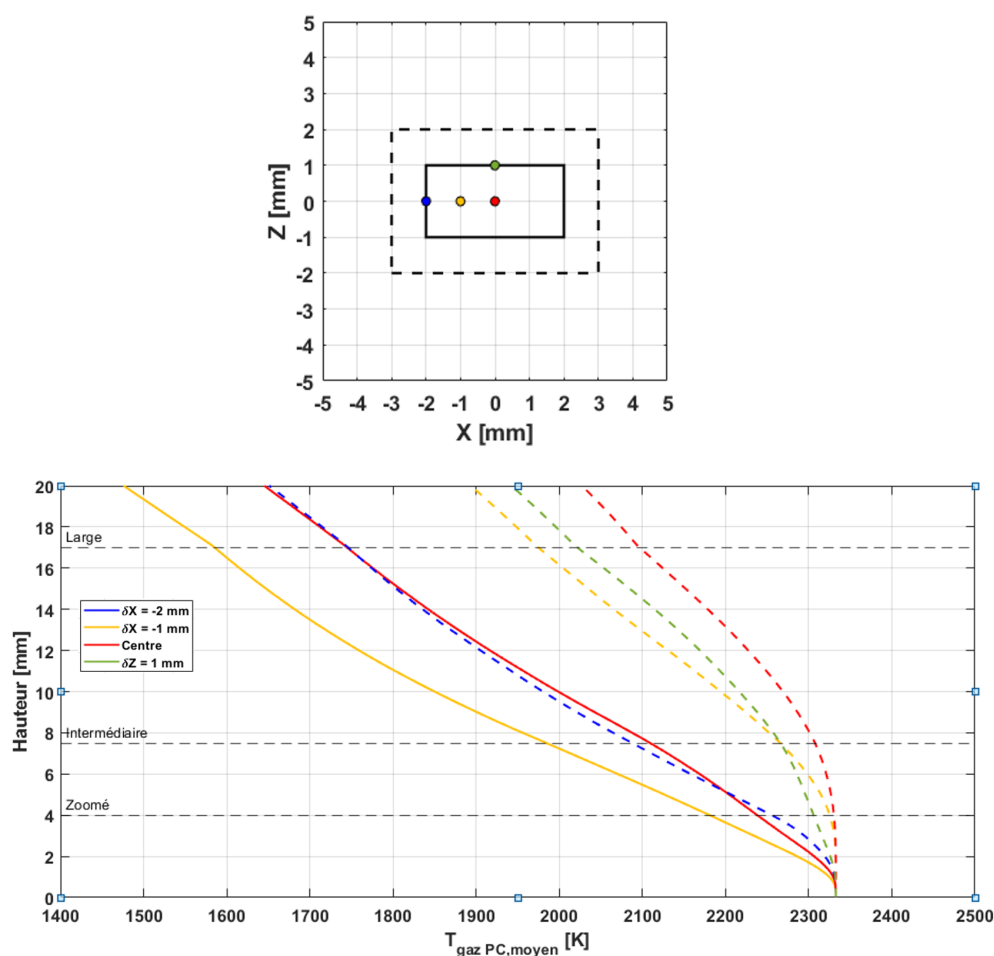


FIGURE 3.12 – Évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur par rapport à la surface suivant 4 positions par rapport à son centre. Traits pointillés pour échantillon du cas B et traits pleins pour échantillon du cas A.

de ce phénomène sera de raffiner davantage le maillage dans une étude ultérieure.

Comme nous l'avons déjà observé à partir de la Figure 3.9, quelque soit le couple de position (X,Z) , la température diminue de manière significative avec la hauteur ce qui peut rendre complexe l'analyse du signal LIF à partir du champ large.

Dans le cas B, la répartition de la température semble être plus homogène. Sa valeur à la surface est égale 2350 K, quelque soit la position (X,Z) . Au centre de l'échantillon, elle ne diminue que de 8% sur la hauteur du champ large et ne varie que de 1% suivant le champ intermédiaire. La température reste toujours au dessus de 2000 K ce qui est très intéressant pour la comparaison avec la simulation numérique de goutte isolée.

Nous remarquons que la variation devient plus importante lorsque l'on se rapproche du bord de la surface débitante. Bien que ce résultat puisse être facilement intuité, la Figure 3.12 permet de quantifier l'influence de la taille de l'échantillon sur la température dans le jet. Suites à ces calculs, le cas B (échantillon de $6 \times 4 \text{ mm}^2$) a été choisi durant la deuxième campagne d'essais d'imagerie PLIF-AI.

Les Figures 3.13 et 3.15 présentent l'évolution de la composante verticale de la vitesse moyenne et la fraction massique moyenne de gaz PC. Les vitesses observées sont équivalentes suivant les deux tailles d'échantillons. Comme la composition des gaz et le débit d'injection sont inchangés dans les deux cas, cette évolution est cohérente. Remarquons

que la vitesse moyenne d'injection n'est pas la même dans les deux cas d'étude. Cette variation de $5,3 \text{ m.s}^{-1}$ à $5,8 \text{ m.s}^{-1}$ s'explique par la différence de pression. La Figure 3.14 présente l'évolution de la pression au cours des 0,8s de simulation. La pression augmente de $0,07 \text{ MPa}$ dans le cas A et de $2,1 \text{ MPa}$ dans le cas B. Finalement, comme indiqué dans la précédente section, du fait de la modélisation numérique choisie, l'évolution de la fraction massique moyenne suit celle de la température. Ainsi, l'augmentation de la taille de surface débitante permet de réduire la dispersion de la fraction massique de gaz suivant les différents champs de visualisation.

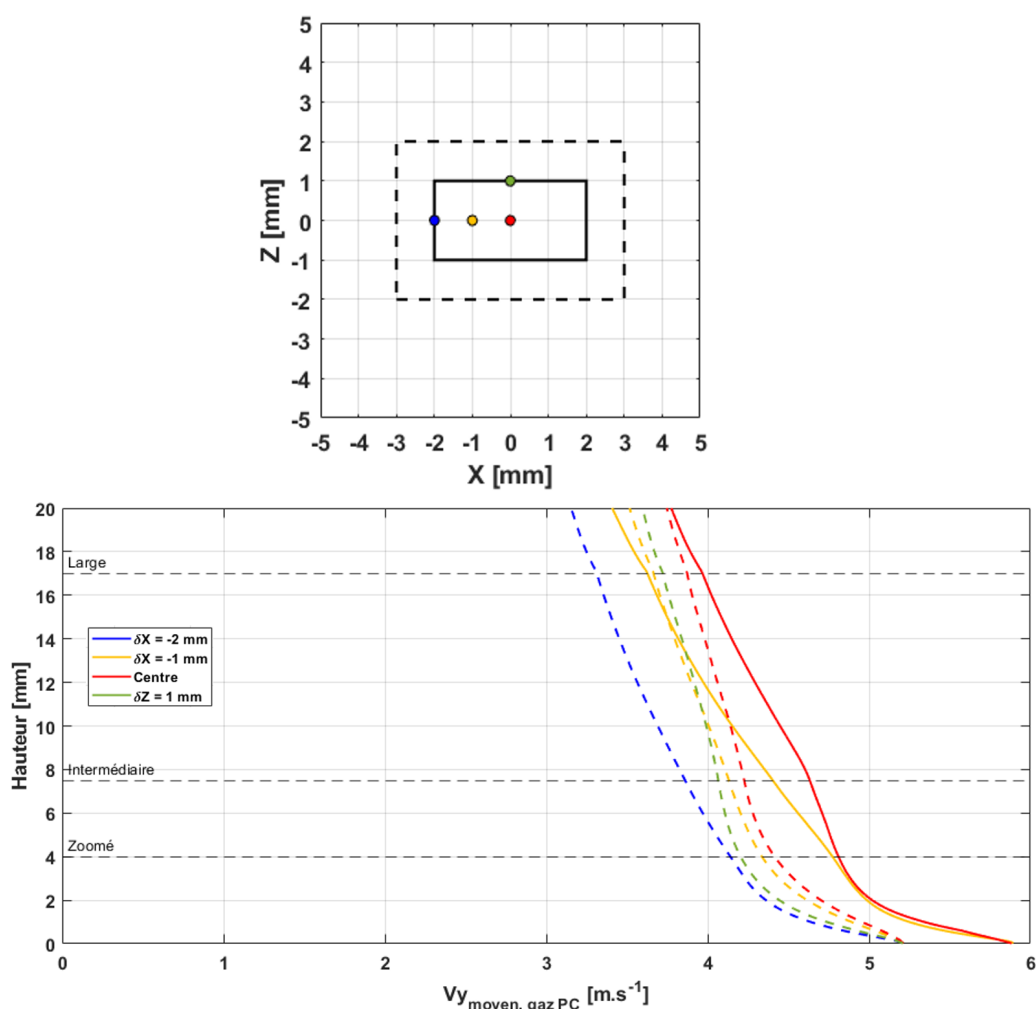


FIGURE 3.13 – Évolution de la composante verticale de la vitesse moyenne en fonction la hauteur par rapport à la surface suivant plusieurs couples de position (X,Z)

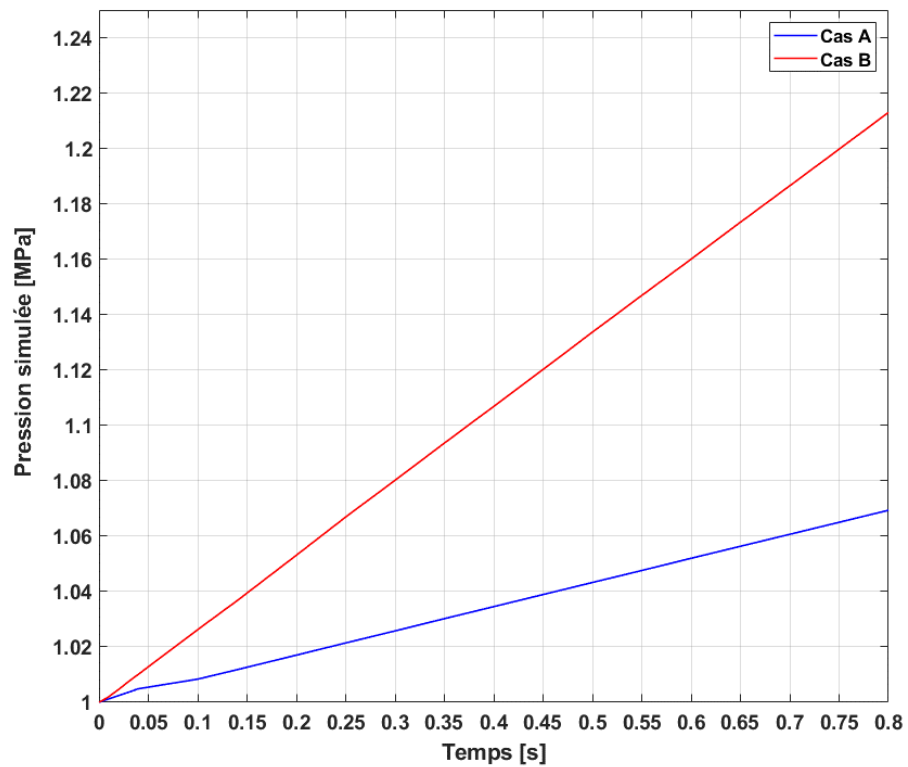


FIGURE 3.14 – Évolution de la pression dans le domaine de simulation au cours du temps pour les cas A et B.

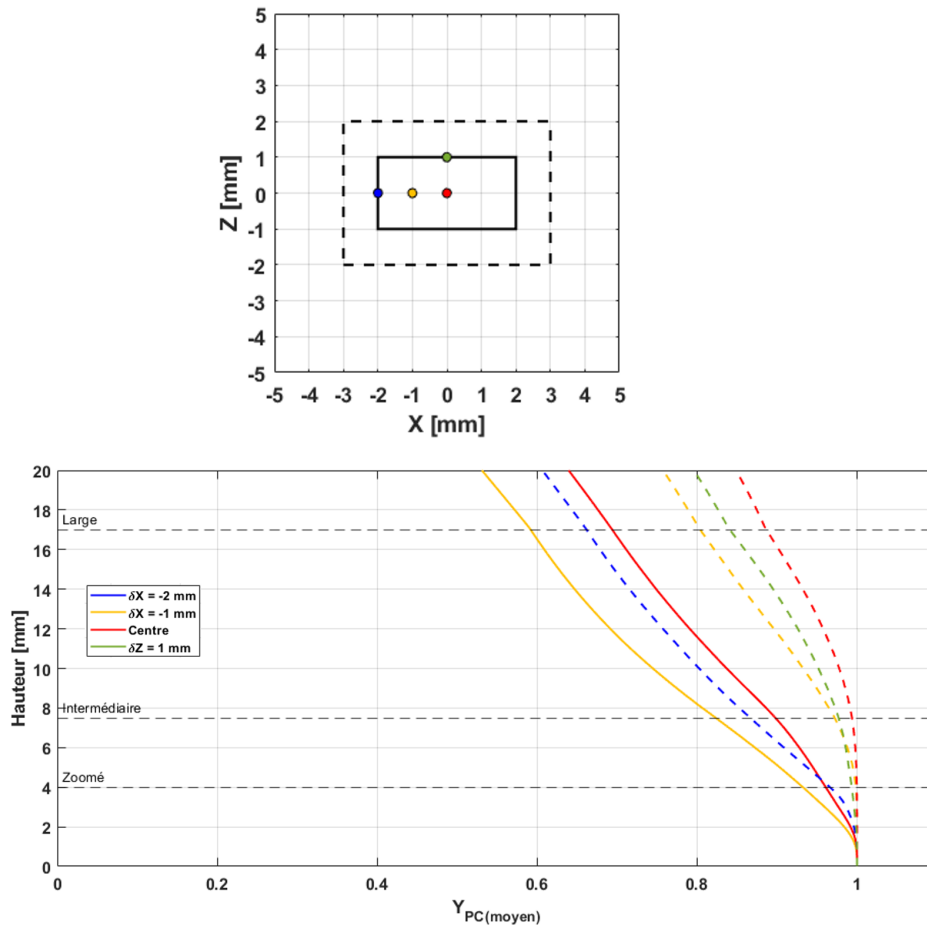


FIGURE 3.15 – Évolution de la fraction massique moyenne de gaz PC en fonction de la hauteur par rapport à la surface suivant plusieurs couples de position (X,Z)

3.4.4 Simulation numérique de l'écoulement monophasique d'une composition Butalane

La simulation de l'injection d'un gaz calculé à l'équilibre d'une composition de type Butalite a permis de montrer le comportement d'un jet dans la chambre de combustion CHAMADE. Le contexte de ce projet de thèse porte sur l'analyse de la combustion de l'aluminium dans les conditions de flamme de propergols solides aluminisés. Le choix de simuler l'injection d'un gaz à l'équilibre d'une composition de type Butalane semblait plus judicieux. Ce choix n'a pourtant pas été fait initialement pour plusieurs raisons.

La première est qu'une flamme de Butalane n'est pas une seule zone de réaction mais un ensemble de flammes de diffusion et de prémélange comme cela a été présenté dans le chapitre 1. Injecté un gaz équivalent à tous les produits de combustion à l'équilibre revient à supposer que les réactions chimiques ont eu lieu en aval et que l'écoulement de gaz ne réagit chimiquement plus avec le milieu ambiant. Bien qu'elle soit forte, cette hypothèse peut être faite dans le cas d'une Butalite par la nature de sa composition et car les réactions chimiques ont lieu proche de la surface : quelque 100 μ m pour la pyrolyse du PA, autour de 1-2 mm pour les flammes de diffusion PA/PBHT [Besckstead, 2000]. En revanche, elle ne peut pas l'être pour le cas d'une Butalane.

La seconde raison est qu'une flamme de Butalane n'est pas monophasique mais multi-

phasique. La granulométrie des constituants est étudiée afin que des éléments réactifs puissent se détacher de la surface pour réagir avec les produits de pyrolyse du propergol. Certes, la Figure 3.10 a montré qu'une flamme de Butalite n'est pas non plus monophasique mais des concordances des paramètres géométriques du jet ont été trouvées avec les simulations. Injecté un gaz à l'équilibre équivalent à la combustion d'une Butalane nous imposerait de faire abstraction de l'impact des gouttes dans le jet.

Cependant, à titre de comparaison avec les simulations présentées précédemment et dans l'objectif d'obtenir des premiers ordres de grandeurs pour les simulations diphasiques présentées par la suite de ce manuscrit nous allons présenter des simulations de l'injection d'un gaz équivalent aux produits de combustion à l'équilibre d'une Butalane. Nous présenterons d'abord les conditions initiales et nous discuterons ensuite des résultats.

Description des conditions initiales

Le principe de calcul utilisé dans cette section est le même que celui présenté dans la section 3.4.2. La composition du propergol solide de type Butalane choisie est celle utilisée durant les essais présentés dans le chapitre 2. Les conditions initiales au calcul COPELLIA sont détaillés dans le Tableau 3.5.

Paramètre physique	Valeur
Densité	1767 kg.m^{-3}
Vitesse de régression	$4,40 \text{ mm.s}^{-1}$
Pression de fonctionnement	1.0 MPa

TABLEAU 3.5

Conditions initiales nécessaires au calcul COPELLIA dans le cas d'une composition de type Butalane.

La vitesse de régression du propergol est égale à celle mesurée lors des essais. Nous la gardons égale au cas de simulation précédent, c'est à dire $4,40 \text{ mm.s}^{-1}$. Comme la densité d'un propergol de type Butalane est plus importante qu'une Butalite, le débit massique du gaz injecté vaut $\dot{m}_{butalane} = 7,79010468 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Les données calculées par COPELLIA qui nous servent de données initiales pour la simulation sont détaillées dans le Tableau 3.6.

Paramètre physique	Valeur
Température de flamme	3250 K
Viscosité dynamique	$8,836.10^{-4} \text{ Pa.s}$
Masse volumique du gaz	$1,007 \text{ kg.m}^{-3}$
Masse molaire	$27,2292 \text{ g.mol}^{-1}$
Gamma	1,1309

TABLEAU 3.6

Données thermodynamiques du gaz équivalent à tous les produits de combustion à l'équilibre calculées par COPELLIA dans le cas d'une composition de type Butalane.

Le gaz équivalent est composé majoritairement d'alumine Al_2O_3 à 30%, d'oxyde de

carbone CO à 26% et de chlorure d'hydrogène HCl à 17% en fraction massique. Les fumées d'alumine sont ici considérées comme un gaz [Muller, 2019]. La chambre de combustion est aussi pressurisée avec de l'azote à 1,0 MPa. Finalement, les deux tailles d'échantillons présentées dans le Tableau 3.4 sont utilisées pour les simulations. Comme la section précédente a montré que le cas B était davantage susceptible de générer un environnement propice à la combustion des gouttes, seule cette taille est simulée.

Discussion des résultats

La simulation de l'injection d'un gaz équivalent aux produits de combustion d'une composition de type Butalane fut réalisée dans la même configuration que présentée dans la section 3.4.2. Le temps de simulation est aussi de 0,8 s de telle sorte à pouvoir extraire ensuite un champ moyen sur 50 ms d'écoulement. Les Figures 3.16, 3.17 et 3.18 présentent les profils de température, de vitesse verticale et de fraction massique de gaz PC en fonction de la hauteur au dessus de la surface d'un échantillon de Butalite et de Butalane.

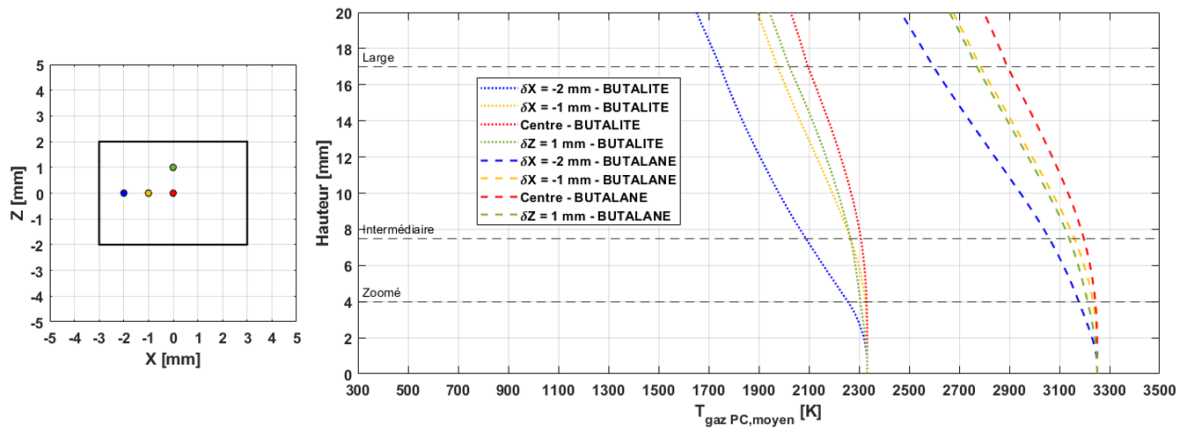


FIGURE 3.16 – Évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur dans le cas d'une butalite et d'une butalane.

La Figure 3.16 montre que la dispersion de température est équivalente dans les deux configurations. La température au centre de l'échantillon (courbe rouge) diminue de 10 suivant la hauteur du champ Large. Sur ses bords (courbe bleue), elle diminue de 23 dans le cas d'une Butalite et de 18 par la différence de température d'injection. Les gaz de Butalane sont nettement plus chauds que ceux de la Butalite, ils sont donc plus difficiles à refroidir par l'azote ambiant suivant la hauteur considérée. L'évolution de la température est quant à elle similaire dans les deux cas comme le montre la Figure 3.17. Nous observons que la vitesse d'injection est très rapidement réduite puis elle décroît de manière linéaire en fonction de la hauteur. La vitesse dans le cas d'une Butalane est légèrement supérieure à celle de la Butalite. Cela est dû à la différence de masse volumique entre les deux compositions. En effet, la vitesse de régression est fixée dans les deux cas de simulations. Nous remarquons aussi une dispersion de vitesses plus faible dans le cas de la Butalane.

L'évolution de la fraction massique de gaz PC semble similaire comme le montre la Figure 3.18. Nous constatons une diminution de 10% de la fraction massique au centre de l'échantillon dans le cas d'une Butalite et de 15% dans le cas d'une Butalane. Néanmoins, sur le bord de l'échantillon elle diminue de 37% dans le cas d'une Butalite et de 28% dans le cas d'une Butalane. Nous remarquons donc que l'évolution de la fraction massique

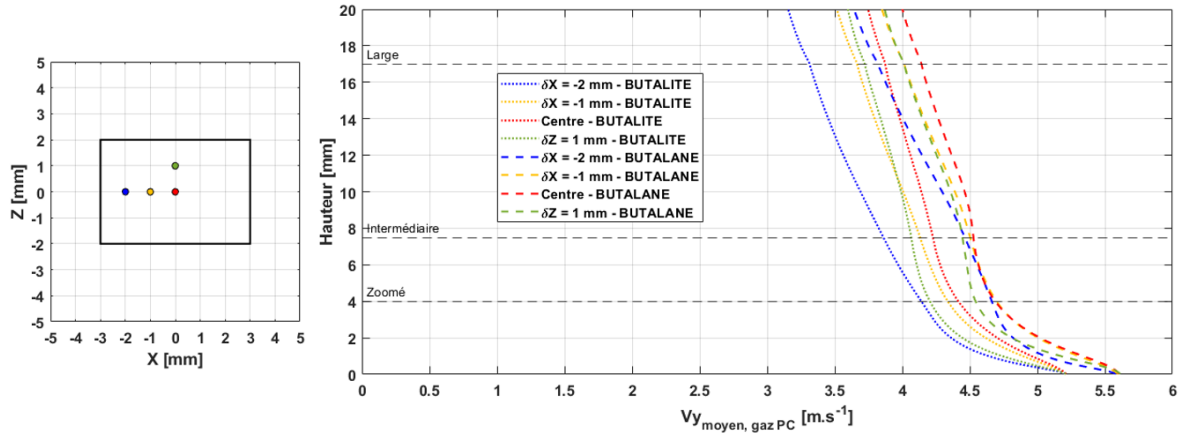


FIGURE 3.17 – Évolution de la composante verticale de la vitesse moyenne en fonction de la hauteur dans le cas d'une Butalite et d'une Butalane.

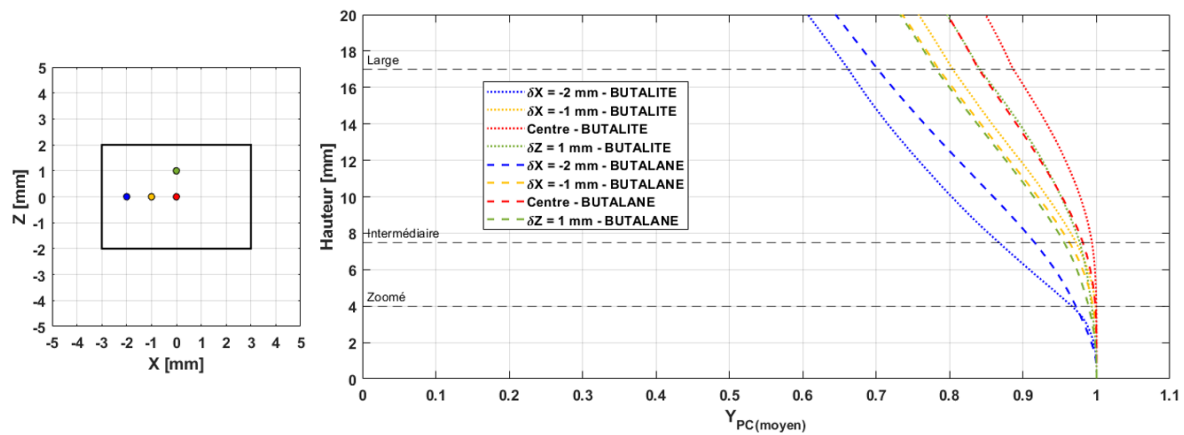


FIGURE 3.18 – Évolution de la fraction massique moyenne de gaz PC en fonction de la hauteur dans le cas d'une Butalite et d'une Butalane.

dans le cas d'une Butalane semble être bornée par celle dans le cas d'une Butalite. Cette observation est cependant à nuancer dans le sens où le coefficient de Prandtl n'est pas le même dans les deux cas de simulation.

Cette brève comparaison entre ces deux cas de simulation nous montre que l'influence de l'azote sur la température est équivalente dans le cas d'un gaz de Butalane et de Butalite. Seule la gamme de température varie suivant la composition. Les vitesses et fractions massiques sont quant à elles assez similaires. En faisant l'hypothèse qu'une goutte d'aluminium évolue dans l'environnement décrit par la simulation de Butalane, nous pouvons admettre qu'elle évolue dans un milieu propice à sa combustion. C'est à dire un milieu dans la température est supérieure à celle de fusion de l'alumine et que les gaz ambiant ne soient pas trop dilués par l'azote. Cependant, les simulations monophasiques, de par leur nature simplifiées ne permettent pas de s'en assurer pleinement. En effet, il faut tenir compte de l'apport énergétique des gouttes d'aluminium. Cette approche est alors celle des simulations multiphasiques qui font l'objet de la section suivante.

3.5 Étude de la combustion de l'aluminium dans la chambre de combustion

3.5.1 Méthode numérique pour la simulation de phase dispersée

Résolution des calculs par le solveur SPIREE

Le solveur SPIREE est un module de la chaîne CEDRE dédié à la simulation eulérienne des écoulements diphasiques. Il permet de prendre en compte les phénomènes suivants :

- force de traînée et gravité;
- échange de chaleur;
- évaporation, condensation.

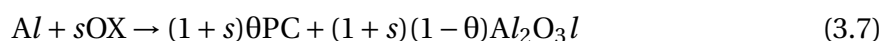
Il fonctionne en résolvant les équations de conservation eulériennes telles que 3.5 pour certaines densités de populations. La fonction de densité de population peut être exprimée de deux manières. Soit comme une somme de Dirac suivant la taille des particules soit de manière sectionnelle en prenant en compte les interactions entre les particules.

Dans le cas des écoulements réactifs, les équations sont dérivées des lois cinétiques. L'ensemble du système est fermé par des équations de fermeture propres aux modèles cinétiques employés. Le système d'équations conservatives est dérivé pour chacune des classes de goutte et est résolu par une méthode des volumes finis. La résolution numérique peut se faire par un schéma de séparation des flux ou par la résolution d'un problème de Riemann pour particules. L'intégration temporelle peut être réalisée à l'ordre 1 ou 2 de manière implicite ou explicite par la méthode de Runge-Kutta [Murrone et Villedeu, 2011].

Finalement la modélisation des forces agissant sur les particules telles que la force de traînée est implémentée à partir de différentes corrélations dépendant du régime d'écoulement. Les phénomènes d'évaporation et d'échange de chaleur sont aussi pris en compte. De nombreux modèles dérivés de la loi du d^2 sont implémentés. Certains modèles concernant la combustion de l'aluminium ont été développés et sont implantés dans le solveur de manière régulière. Un seul développé en 2015 durant la thèse de [Sibra, 2015] sera utilisé dans cette thèse.

Description du modèle de diffusion pour les gouttes d'aluminium

Le modèle de combustion utilisé dans cette thèse fonctionne à l'aide de la loi Bimodale 3.7 [Sibra, 2015] :



où s est le coefficient stœchiométrique et θ la fraction massique du gaz équivalent aux produits de combustion. Ainsi, par définition, la fraction massique de fumée d'alumine produite est égale à $1 - \theta$. Deux espèces sont injectées depuis la surface débitante :

- Al : les particules d'aluminium;
- OX : gaz équivalent à tous les produits de combustion à l'équilibre du propergol qui sont susceptibles d'intervenir dans la réaction d'oxydo-réduction de l'aluminium.

Les paramètres du gaz OX sont estimés à l'aide de COPPELIA en prenant en compte la composition du propergol solide en fraction massique. L'aluminium est remplacé par

une espèce inerte aux propriétés thermodynamiques similaires de sorte à ce que le gaz équivalent contienne la bonne fraction massique de produit de combustion du propergol solide.

Pour initier le calcul, le modèle nécessite aussi de connaître les conditions thermodynamiques dans le cas où l'aluminium est entièrement consommé. Un calcul à l'équilibre d'une Butalane comme décrit dans la section 3.4.4 est effectué. Ces conditions servent à renseigner une limite en température et en composition chimique locale que le modèle ne peut dépasser.

Durant la simulation, le modèle tient compte de la variation de la fraction massique du gaz OX équivalent ainsi que des vapeurs d'aluminium générées par les gouttes d'aluminium injectées en parallèles. Ces données dépendent essentiellement des conditions locales de température et de la dilution par l'azote. Au fur et à mesure de la combustion, le modèle calcul la quantité de fumée d'alumine générée par la combustion. La régression de la surface des gouttes est ainsi prise en compte ainsi que la quantité d'alumine à sa surface. En revanche, le modèle considère un dégagement isotrope de la vapeur d'aluminium. Les particules sont en effet supposées totalement sphériques. Les détails de développement du modèle sont présentés dans [Sibra, 2015].

3.5.2 Conditions initiales d'injection des gouttes

Plusieurs classes de conditions initiales sont à définir dans ce type de simulation. Dans un premier temps, il s'agit de choisir le bon débit d'injection du gaz oxydant OX et ensuite celui des gouttes.

Conditions limites pour la phase gaz

Comme dans le cas des simulations présentées précédemment, nous considérons un débit d'injection de gaz constant et ne nous tenons pas compte de la vitesse de régression du propergol solide. Initialement, la chambre de combustion est composée d'azote à la température de 300 K et à 1.0 MPa. Nous utilisons la même composition de type Butalane que dans la section 3.4.4 et donc les mêmes paramètres que ceux présentés dans le tableau 3.5. La masse volumique du propergol solide est donc de 1767 kg.m^{-3} et la vitesse de régression théorique de $4,20 \text{ mm.s}^{-1}$. Le débit massique d'éjection du propergol solide vaut donc $\dot{m}_{prop,diphase} = 7,42 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Nous prenons en compte les données issues des simulations COPPELIA utilisant l'aluminium inerte c'est à dire une température d'injection du gaz OX de $T_{OX,inj} = 2318,33 \text{ K}$ et une masse volumique de $\rho_{OX} = 1,471 \text{ kg.m}^{-3}$.

Conditions limites pour la phase dispersée

La dispersion de taille de goutte dans une flamme de propergol est importante (Cf. Chapitre 2) et nous ne pouvons en tenir pleinement compte dans notre simulation. Usuellement, la littérature sur la simulation de la combustion de particules dans les moteurs à propergols considère deux classes de gouttes [Sibra, 2015] :

- les particules dites primaires : classe représentant le collège des gouttes assez petites pour être consommées rapidement et faire monter la température de flamme ;
- les particules dites agglomérées : classe représentant l'ensemble des gouttes suffisamment grosses pour ne pas être consommées et générées des résidus susceptibles de gêner l'écoulement interne du moteur.

Dans le cas d'une composition de propergol de type Butalane comme la notre, les tailles de classes utilisées sont les suivantes :

- Particules primaires : 40 μm ;
- Particules agglomérées : 120 μm .

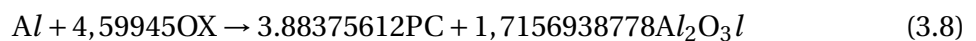
De part la loi de conservation des masses, le débit d'injection des particules doit représenter la fraction massique d'aluminium dans la composition du propergol solide, c'est à dire 18%. En supposant que parmi l'ensemble des particules injectées la proportion de particules primaires est de 70 % et celle des agglomérats est de 30 % [Maggi et al., 2011], nous obtenons les débits d'injections de particules suivants :

- $\dot{m}_{\text{OX,gaz}} = 6,08 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;
- $\dot{m}_{\text{Primaires,part}} = 0,94 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$;
- $\dot{m}_{\text{Agglomérats,part}} = 0,40 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les paramètres de stœchiométrie sont obtenus à l'aide d'un script développé à l'ONERA utilisant une loi de régression des particules du type loi du d^2 . Il nécessite de connaître les diamètres des résidus d'alumine à la fin de la combustion des particules. Nous définissons des diamètres de résidus suivants :

- $D_{\text{Primaires,res}} = 5 \mu\text{m}$;
- $D_{\text{Agglomérats,res}} = 40 \mu\text{m}$.

En tenant compte des paramètres de débit, de tailles de particules et de résidus ainsi que des proportions de classes dans le jet, nous obtenons une température de saturation de $T_{\text{Al,sat}} = 2724,9\text{K}$, une fraction massique de gaz PC de $\theta = 0,693596$ et une coefficient stœchiométrique $s = 4,59945$. Ainsi l'équation 3.7 devient :



De par leur diamètre, la vitesse des particules primaires atteint très rapidement celle des gaz dans le jet. Nous injectons donc la classe des primaires à l'équilibre dynamique avec le gaz OX. Nous supposons aussi que toutes les particules injectées vaporisent de l'aluminium dès qu'elles quittent la surface du propergol solide. Les deux classes de gouttes sont donc injectées à la température de saturation $T_{\text{Al,sat}}$. Finalement, les agglomérats sont injectés sans aucun équilibre avec le gaz OX. Nous supposons qu'ils se détachent de la surface de manière lente et que leur vitesse initiale est proche de zéro. Néanmoins, afin d'aider la simulation à converger, il a été nécessaire de fixer une vitesse d'injection initiale non nulle $V_{\text{Agglomérats,init}} = 0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

3.5.3 Simulation numérique unidimensionnelle de la combustion des gouttes d'aluminium

La mise en donnée du modèle de combustion a d'abord été testée à l'aide d'une simulation RANS dans un domaine de calcul unidimensionnel avec un maillage uniforme composé de 20000 mailles. Les particules et le gaz OX sont injectés par la frontière gauche du domaine. La frontière droite est quant à elle ouverte. En effet ce modèle ayant été développé dans le contexte de l'étude de la combustion de l'aluminium dans les MPS l'analyse de son comportement doit être réalisé dans un cadre similaire. La longueur du canal fut choisie de manière itérative de sorte à ce que l'on puisse observer la combustion complète des gouttes. C'est à dire que leur diamètre soit égale au diamètre résiduel indiqué

dans la mise en donnée. De ce fait, la longueur du canal est de 1,5 m. Le temps de simulation nécessaire pour atteindre la convergence de la simulation fut de 0,4 s.

La Figure 3.19 présente l'évolution du diamètre des deux classes de particules et des fumées en fonction de la longueur du canal. Dans le cas des particules, nous constatons que leur diamètre décroît de façon non linéaire pour atteindre les diamètres résiduels. Le diamètre des fumées augmente avec la distance à la surface, atteint un pallier puis décroît pour tendre vers 1,5 μm .

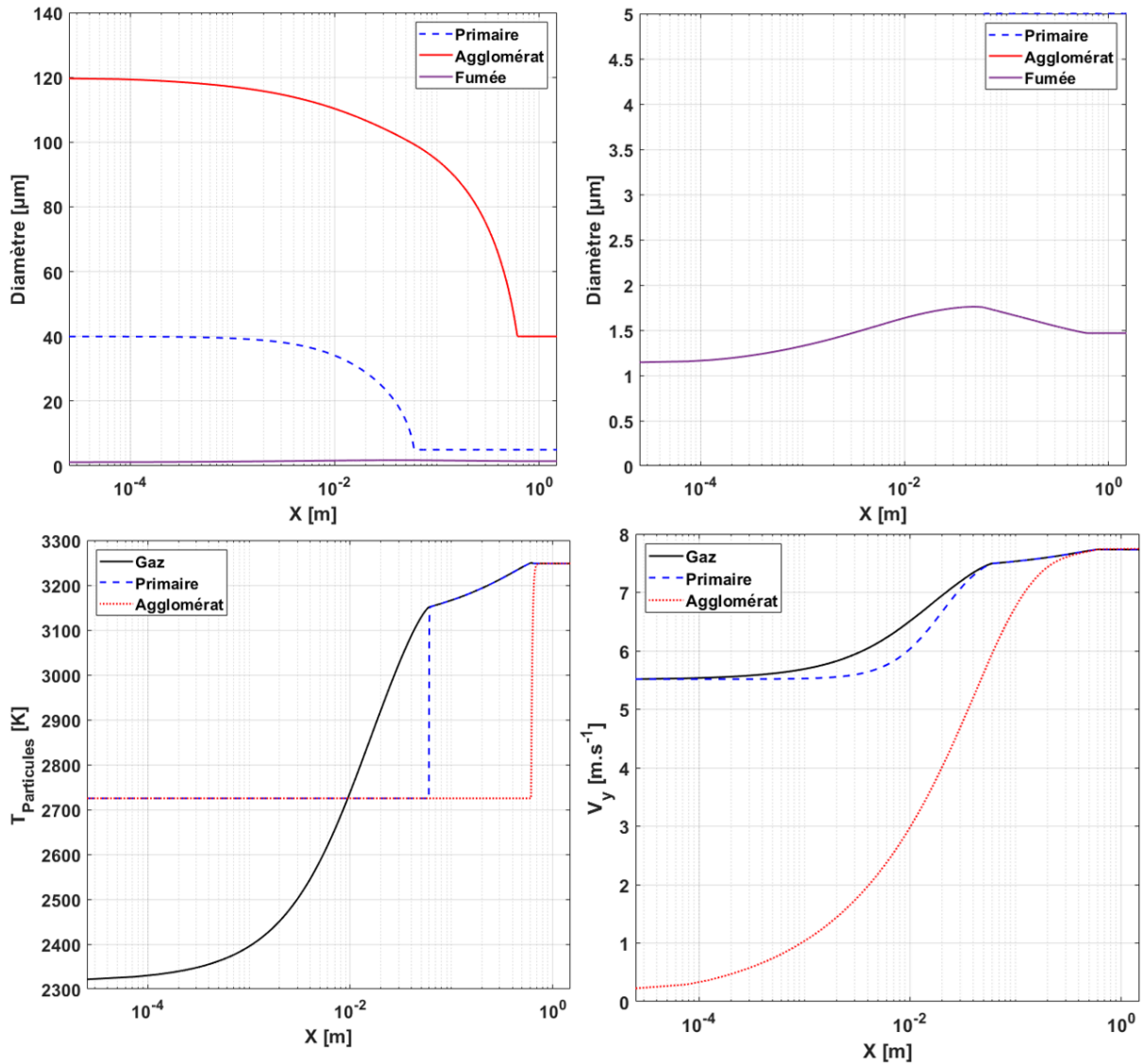


FIGURE 3.19 – En haut, évolution du diamètre des particules primaires et des agglomérats le long du canal unidimensionnel. En bas, évolution de la température (à gauche) et de la vitesse (à droite), le long du canal.

Ce phénomène peut s'expliquer par comparaison avec l'évolution de la température du milieu gazeux. La Figure 3.19 présente l'évolution de la température du milieu gazeux et des particules en fonction de la longueur du canal. Les échanges thermiques dans les particules n'étant pas pris en compte leur température est constante jusqu'à ce que tout l'aluminium soit consommé. Le résidu de la combustion est quant à lui emporté par le gaz en équilibre thermodynamique. C'est pour cela que nous observons un changement

radicale de la température des particules. L'hypothèse de considérer les particules comme adiabatiques implique que les phénomènes de dilatations de la goutte durant sa combustion ne sont pas pris en compte par cette simulation comme le montre la Figure 3.19. Le diamètre maximum des particules est égale au diamètre d'injection.

Nous remarquons aussi que la décroissance du diamètre devient bien plus importante lorsque la température du milieu gazeux a atteint la température de la goutte ou encore la température de saturation de l'aluminium dans les conditions de pression du milieu. Ce phénomène est nettement plus visible pour les particules primaires que pour les agglomérats. Finalement, l'inversion de la taille des fumées intervient à la même longueur de canal que le premier point d'inflexion de la température. Il correspond à la fin de la combustion des particules primaires. Le gradient de température diminue de manière significative ce qui peut expliquer l'inversion de tendance de la taille des fumées.

Finalement, l'évolution de la vitesse des particules du milieu gazeux est présentée sur la Figure 3.19. Bien que les particules primaires soient injectées à l'équilibre dynamique avec le gaz OX nous constatons que l'évolution de leur vitesse n'est pas similaire avec celle du gaz. La vitesse des particules primaires atteint celle du gaz lorsqu'elles ont été totalement consommées. Les agglomérats sont injectés avec une vitesse très faible et atteignent la vitesse des gaz dès lors que leur diamètre est proche de leur taille de résidus.

L'évolution de la combustion des gouttes dans le canal unidimensionnel ne montre pas de comportement incohérent ou de phénomènes oscillatoires. La convergence de la simulation vers une solution stable nous réconforte donc dans le choix de la mise en données et nous permet de réaliser des simulation bidimensionnelles de la combustion de goutte d'aluminium dans les conditions de notre expérience.

3.5.4 Simulation numérique tridimensionnelle de la combustion des gouttes d'aluminium dans l'atmosphère de la chambre CHAMADE

Par suite des résultats précédents, une simulation de la combustion des gouttes d'aluminium dans l'atmosphère de la chambre CHAMADE a pu être réalisée. Le modèle et les conditions limites sont les mêmes que définis dans la section 3.5.2. La taille d'échantillon simulée est la plus grande des deux tailles présentées dans la section 3.4.4, c'est-à-dire 6x4 mm² (cas B) de surface débitante. Les sections suivantes présentent d'abord les résultats pour la phase gaz et ensuite les données propres à la phase dispersée.

Données thermodynamiques de la phase gaz

L'évolution de la phase est estimée par un seul solveur, CHARME. Il est ainsi possible d'en extraire des données thermodynamiques propre à la flamme simulée. La Figure 3.20 présente l'évolution spatiale de la température moyenne de la phase gaz en fonction de la hauteur à la surface. L'image de gauche représente l'évolution suivant la largeur de l'échantillon c'est à dire la face perpendiculaire à la trajectoire du laser. L'image de droite présente l'évolution de la température suivant la longueur de l'échantillon. Comme pour les images présentées dans la section 3.4.4, ce point de vue représente celui qui est observée par les caméras rapides. La zone observée par la caméra est reportée sur l'image en fonction du type de champ d'observation. Finalement, comme pour les sections précédentes, les images moyennes sont issues après 0,8 s d'écoulement simulé.

La forme du jet présenté sur la Figure 3.20 est assez similaire à celle observée sur la Figure 3.9. Le diamètre du jet augmente avec la hauteur à la surface de la même façon

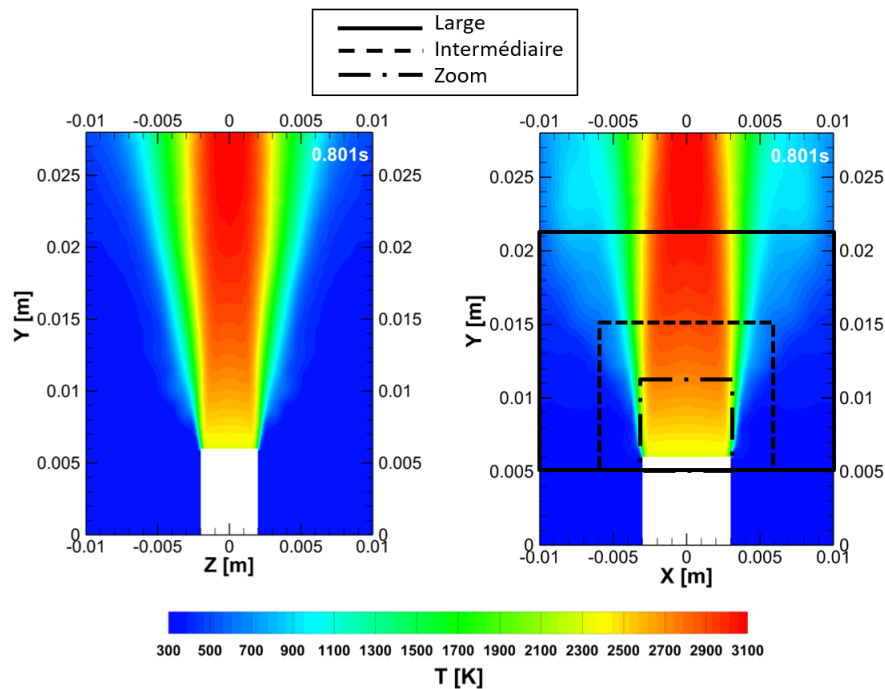


FIGURE 3.20 – Champ moyen de température suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à $t=0,8$ s de simulation.

dans le cas d'une simulation monophasique d'un gaz équivalent à l'équilibre et dans le cas d'une simulation multiphasique comme celle ci. Ainsi si l'évolution des gouttes dans la flamme perturbent le jet des produits de pyrolyse du propergol solide, son influence n'est pas assez importante pour que le phénomène soit observé sur un champ moyen de 50 ms. Dans la zone centrale du jet, la répartition de la température ne semble pas dépendre de la longueur ou de la largeur du propergol. L'influence de la combustion des gouttes d'aluminium est néanmoins observable.

La Figure 3.21 présente l'évolution de la température suivant la hauteur à la surface pour différentes positions (X,Z). Au centre de l'échantillon la température à la surface correspond à la température d'injection c'est à dire 2300 K. Elle augmente alors avec la hauteur à la surface respectivement de 17%, 19% et 26% pour atteindre 2950 K au travers des 3 champs de visualisation. Et comme le montre la Figure 3.20 elle augmente au-delà pour atteindre 3100 K maximum. Cette évolution montre l'apport de chaleur de la combustion des gouttes d'aluminium dans la flamme du propergol solide. Le fait que la montée en température intervienne dès les premiers micromètre au dessus de la surface montre que la combustion des gouttes d'aluminium est déjà initiée. Cette observation est aussi faite sur les images d'imagerie visible présentées dans le chapitre 2. La distance à la surface pour atteindre la zone de température maximum est bien supérieure au 17 mm de taille du champ large. Cela implique alors que les gouttes que nous observons avec l'imagerie LIF ne sont pas dans un milieu à température constante. La dépendance en température du signal est un facteur qui doit être pris en compte pour l'analyse du signal LIF. Néanmoins, les images présentées dans la Figure 3.20 montrent un cas où la surface de l'échantillon n'a pas encore régressée. En abaissant la surface par rapport au repère fixe du champ de visualisation, la régression va permettre l'observation de la zone chaude. Remarquons que ce phénomène ne peut être quantifié de manière précise puisque nous ne tenons pas compte de la régression de la surface, nous utilisons 2 classes de gouttes

parmi la distribution réelle et nous ne maîtrisons pas leur réparation sur la surface de l'échantillon.

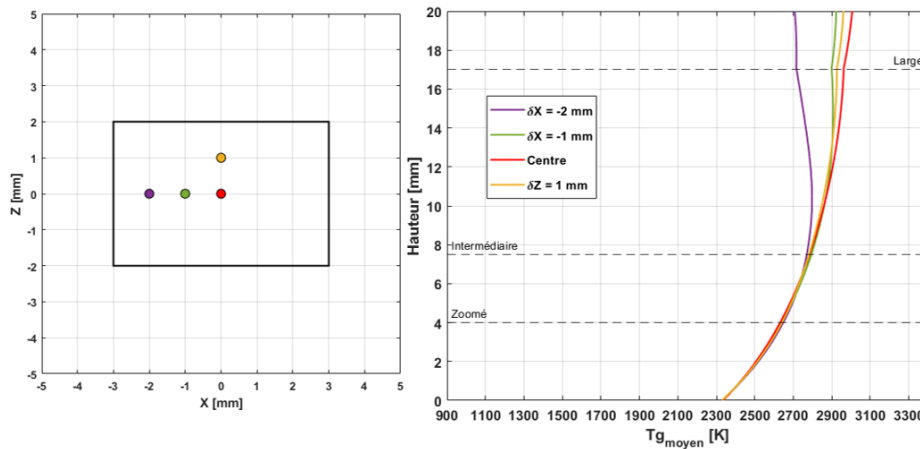


FIGURE 3.21 – Évolution de la température moyenne en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ

L'évolution de la température sur le bord de l'échantillon est bien plus brusque. L'effet de l'azote ambiant se fait très largement ressentir sur le jet. En effet, la température augmente de 900 K à la surface à un plus de 2300 K ce qui représente une augmentation de plus de 155%. Cependant, la zone à la frontière de l'échantillon est une zone critique d'un point de vue simulation car les gradients d'un bord à l'autre de la frontière sont très intenses. En effet, l'évolution des gaz de pyrolyse est quasiment rectiligne. Cela implique que la température de l'azote ambiant proche du jet est relativement impacté surtout si comme nous, nous ne prenons pas en compte les effets radiatifs de la chaleur dégagée par la flamme. Cette forte variation est alors à nuancer dans le sens où le maillage dans cette zone mériterait un raffinement comme nous l'avons décrit précédemment. En effet, nous devrions au moins observer une chute de la température d'injection c'est à dire 2300 K aux 900 K présentés sur la Figure 3.21. Nous pouvons donc supposer qu'il s'agit d'un biais de la simulation. Néanmoins, la réduction de la température sur le bord du jet est un phénomène qu'il était facile de prévoir. C'est pourquoi les gouttes qui sont étudiés dans les chapitres suivants évoluent depuis le centre de l'échantillon et le non le bord.

La Figure 3.22 présente l'évolution de la composante verticale de la vitesse des gaz suivant la même représentation que la Figure 3.20. Le comportement de la vitesse est similaire à celui présenté sur la Figure 3.9. Nous observons une réduction rapide de 50% de la vitesse depuis la surface. Ce phénomène s'accroît avec la pression qui ne cesse d'augmenter dans le volume fermé de la chambre CHAMADE. Remarquons que la vitesse maximum sur l'image de gauche correspond à la zone proche de la frontière ce qui tend à valider l'hypothèse du biais de simulation à cause du maillage. La répartition de la vitesse n'est cependant pas la même suivant que l'on regarde le plan Z ou le plan X. En effet, nous observons une variation suivant Z de la vitesse verticale pour une hauteur Y donnée. Au contraire, la vitesse varie peu suivant X pour une même hauteur. Cette différence montre l'influence de la taille de l'échantillon et l'importance de choisir une taille qui ne soit pas trop petite.

L'homogénéité de la vitesse dans le jet suivant le champ moyen X se confirme avec l'analyse des profils verticaux. La Figure 3.27 présente l'évolution de la vitesse vertical moyenne des gaz pour différentes positions (X,Z) sur la surface. Suivantes toutes les positions remarquons que la variation de vitesse est faible. Au centre de l'échantillon la vitesse

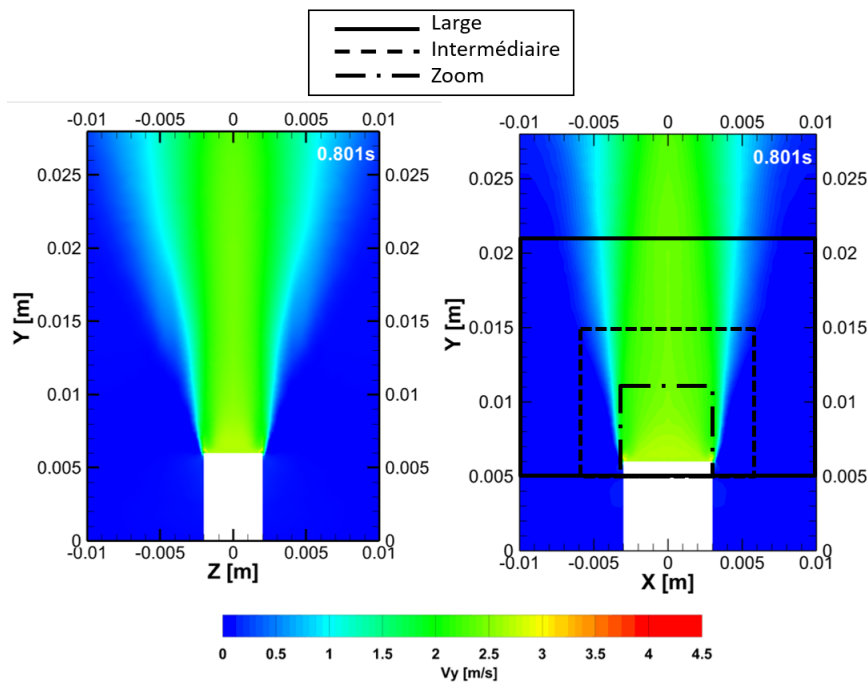


FIGURE 3.22 – Champ moyen la composante verticale de la vitesse des gaz suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à $t=0.8s$ de simulation

évolue de $3,2 \text{ m.s}^{-1}$ à la surface à 3 m.s^{-1} , soit une variation de 3%. Sur les bords, cette variation est légèrement moins importante de l'ordre de 2,8%. Cette faible variation de la vitesse est une observation importante car cela implique que nous pouvons la considérer constante suivant les 3 champs de visualisation. Ainsi les plus petites gouttes qui ont un diamètre de l'ordre de quelques micron voire plusieurs dizaines et qui ont par conséquent une faible trainé devraient voir leur vitesse tendre rapidement vers la vitesse des gaz.

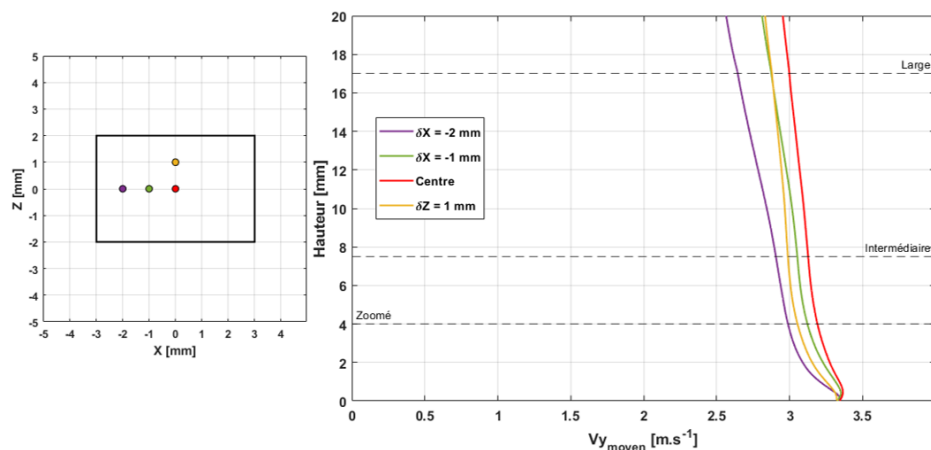


FIGURE 3.23 – Évolution de la composante verticale de la vitesse des gaz en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ.

Finalement, l'évolution des fractions massiques des gaz OX et PC sont présentés sur la Figure 3.24. Les images du haut représentent l'évolution de la fraction massique de gaz OX et celles du bas représentent celle du gaz PC. Le comportement est cette fois différent de celui observé sur la Figure 3.9. Dans le cas de l'oxydant la répartition de la fraction

massique semble être la même suivant la largeur et la longueur de l'échantillon. Nous observons une décroissance rapide de la fraction massique au dessus de la surface preuve de la consommation du gaz par les gouttes d'aluminium en combustion. Que ce soit dans le plan Z ou X, le gaz est très rapidement consommé à 75% sur les 4 mm au dessus de la surface c'est à dire la taille du champ zoomé.

La fraction massique ne semble pas dépendre de la taille de l'échantillon. Ce phénomène est principalement dû à la répartition homogène des deux classes de gouttes à la surface. Pour observer une hétérogénéité et éviter cette symétrie, il aurait été préférable de diviser la condition limite de la surface débitante de l'échantillon avec une proportion des deux classes de gouttes variable dans chaque sous condition limite. En revanche, cela complexifierait lourdement le calcul car il serait nécessaire de recalculer les conditions limites présentées dans la section 3.5.2. Il faudrait aussi émettre des hypothèses importantes sur les interactions à la frontière entre deux sous couches.

Bien que la répartition de la fraction massique soit similaire selon que l'on observe le plan suivant la largeur ou la longueur de l'échantillon la forme du jet n'est pas la même. Dans l'image suivant le plan X nous observons une forme de flamme en pointe qui montre que le gaz OX est plus rapidement consommé sur les bords du jet. Remarquons que la forme du jet dans le plan Z n'est pas la même et qu'il ne se peut que cette variation soit dû à la dilution par l'azote ambiant. En effet, comme l'ont montrées les images présentées dans les sections 3.4.2 et 3.4.4 l'effet de la dilution d'un gaz injecté dans un grand volume d'azote n'est pas aussi important. Remarquons quand même que la forme du jet sur la Figure 3.9 dans le plan X tend à se rétrécir avec la hauteur à la surface.

L'évolution de la fraction massique du gaz PC est présentée sur les images du bas de la Figure 3.24. La répartition du gaz est à l'inverse celle du gaz OX. La fraction massique est égale à zéro à la surface du propergol solide et augmente au fur et à mesure de la hauteur à la surface. La répartition est quant à elle assez similaire suivant la longueur ou la largeur de l'échantillon.

Finalement, la Figure 3.25 présente les profils verticaux de la fraction massique du gaz OX (à gauche) et du gaz PC (à droite) pour différente position (X,Z) sur la surface de l'échantillon. Remarquons que les biais liés au maillage sont uniquement dû au maillage sur la surface de l'échantillon car l'évolution de la fraction massique de gaz PC ne semble pas impactée. Suivant la hauteur du champ large, la fraction massique de gaz OX diminue de 60%. Cette observation montre que les gouttes non totalement consommées évoluent dans un milieu dont la concentration d'oxydant se raréfie avec la hauteur. Ainsi leur taux de combustion ne sera pas le même selon que l'on observe les gouttes en champs large ou en champ zoomé.

La fraction massique des fumées augmente de 60% sur la hauteur du champ large. Leur forte densité peut gêner la transmission du laser d'excitation à travers la flamme. Selon l'évolution présenté sur la Figure 3.25 l'intensité du laser d'excitation doit diminuer avec la hauteur. C'est pourquoi il est davantage intéressant d'observer les gouttes proches de la surface afin d'éviter d'être gêné.

Données thermodynamiques de la phase dispersée

Comme décrit précédemment, l'évolution de la phase dispersée est résolue par le solveur SPIREE uniquement. Nous pouvons donc en extraire des données qui lui sont propre. La Figure 3.26 présente l'évolution du diamètre des particules injectées en fonction de la hauteur à la surface pour différentes positions (X,Y). L'image de gauche présente l'évolution du diamètre des particules primaires et l'image de droite celle des agglomérés.

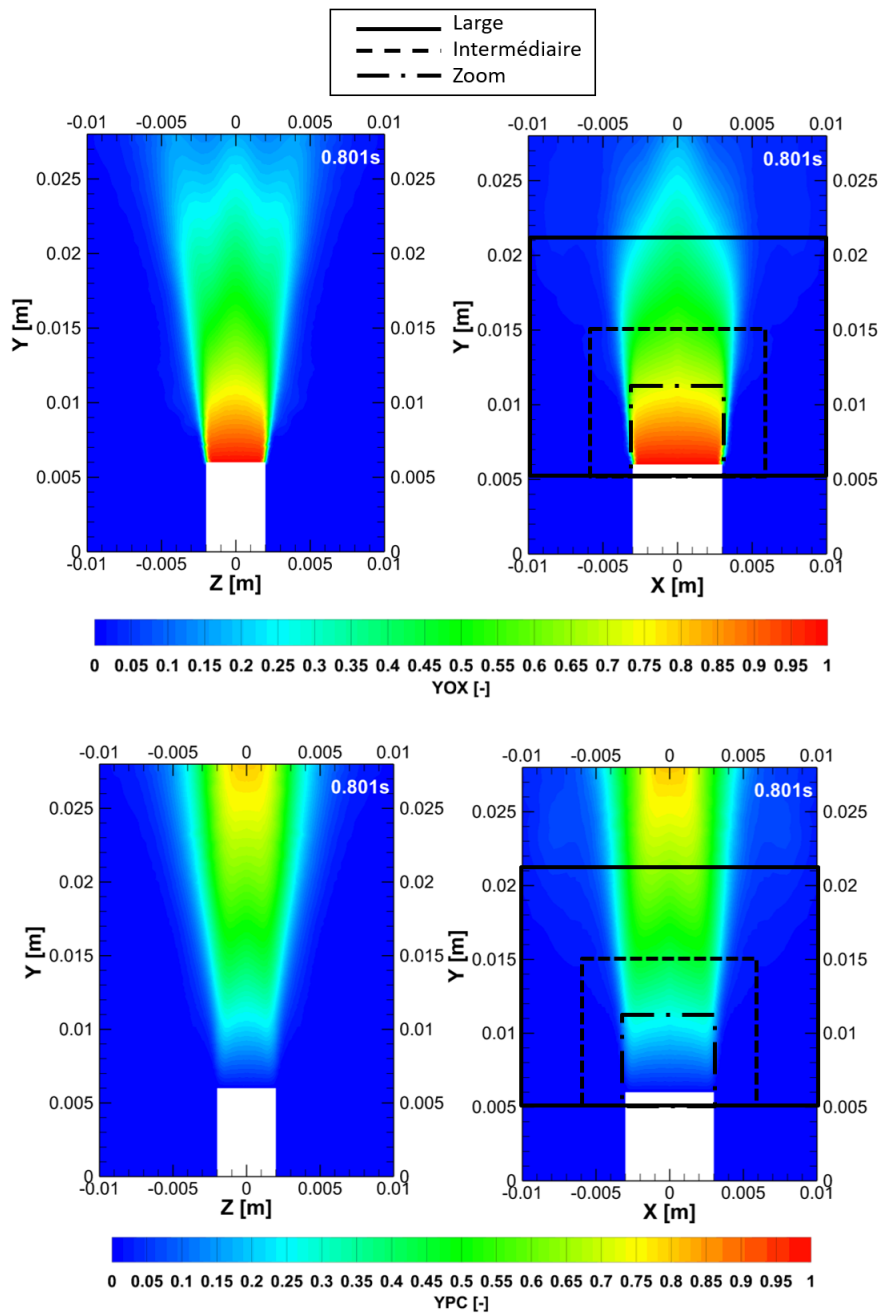


FIGURE 3.24 – Champ moyen la fraction massique de gaz OX suivant la longueur et la largeur de l'échantillon à $t=0,8s$ de simulation

rats.

Remarquons que le diamètre des deux classes de particules diminue dès leur départ de la surface, preuve que la combustion des gouttes est amorcée dès leur injection. Malgré les effets de bords liés à la nature de la simulation nous pouvons remarquer que la décroissance du diamètre semble être la même quelque soit la position (X,Z) choisie sur la surface de l'échantillon. De même, elles ne sont pas totalement consommées sur toute la hauteur des champs d'observation. Le diamètre des particules primaires diminue de $40 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$ sur toute la hauteur du champ large. Cela représente une diminution de $15 \mu\text{m}$ soit 37% du diamètre initial. En considérant la résolution spatiale du champ large de $12 \mu\text{m}/\text{pixel}$ la diminution du diamètre ne représente que 1,25 pixel. Connaissant les

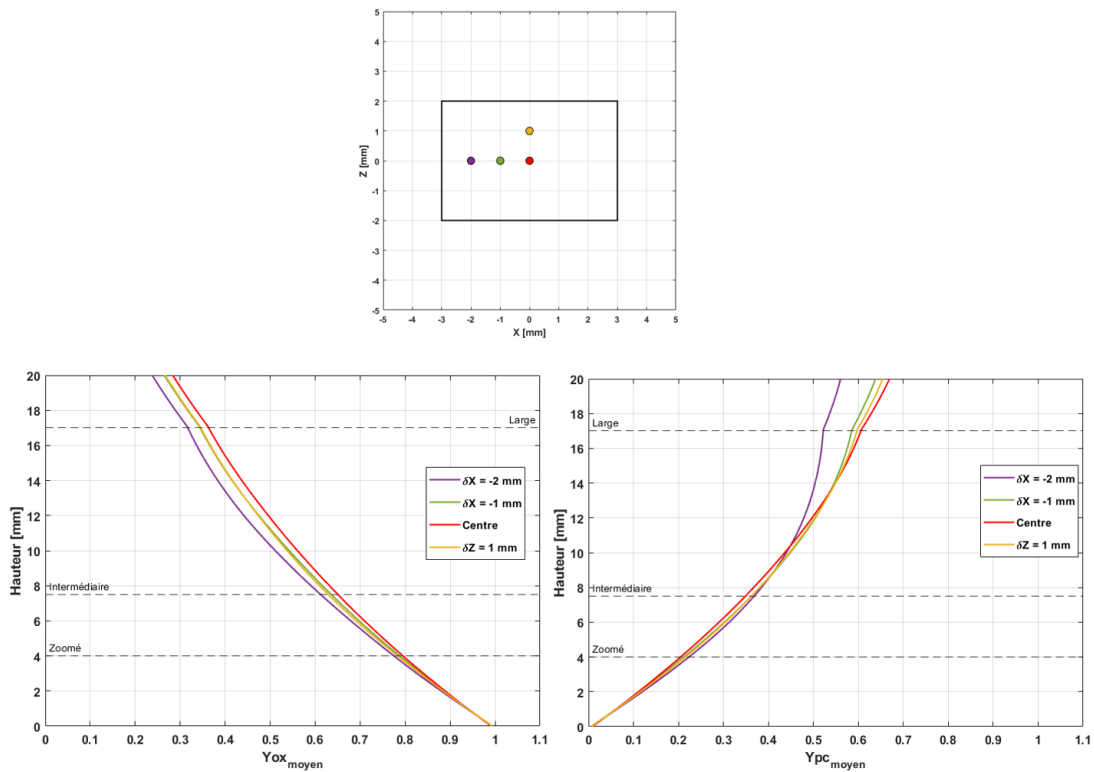


FIGURE 3.25 – Evolution de la fraction massique de gaz OX en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ

phénomènes qui interviennent dans la flamme cette faible variation est difficilement observable sur les images. Si l'on considère la hauteur du champ zoomé qui a une résolution spatiale de $5,3 \mu\text{m}/\text{pixel}$, le diamètre des particules primaires diminue de 40 à $36 \mu\text{m}$ soit à peine 1 pixel de variation.

De plus, le diamètre des agglomérats semble diminuer nettement moins que celui des particules primaires. Cependant, la variation sur toute la hauteur du champ large est de $14 \mu\text{m}$ soit 12% de variation. Comme pour les particules primaires, cette variation est trop faible pour pouvoir être observé de manière précise compte tenu des caractéristiques optiques de notre système d'acquisition.

La Figure 3.27 présente l'évolution de la vitesse verticale des particules en fonction de la hauteur à la surface pour différentes positions (X,Z). Comme pour l'image 3.26, l'image de gauche présente l'évolution du paramètre pour les particules primaires et à droite celle pour les agglomérats.

De par la nature de la simulation l'évolution de la vitesses des gouttes n'est pas la même suivant leur classe. Comme détaillé dans la section 3.5.2 les particules primaires sont injectées à l'équilibre dynamique avec le gaz. La vitesse du gaz OX est présentée en noir sur les graphiques de la Figure 3.27. Ainsi nous pouvons remarquer que la vitesse des particules primaires évolue de la même façon que la vitesse du gaz. Elle évolue entre 3 m.s^{-1} et $3,3 \text{ m.s}^{-1}$ suivant toute la hauteur du champ large, soit une variation de 10 %. Une vitesse de 3 m.s^{-1} correspond à un déplacement de $300 \mu\text{m}$ toutes les $0,1 \text{ ms}$. En considérant donc la résolution spatiale et la fréquence d'acquisition de notre caméra nous obtenons un déplacement théorique de 25 pixel en champ large, de 42 pixels en champ intermédiaire et de 56 pixel en champ zoomé. En sachant que notre résolution est 762×762 pixel cela implique que nous pouvons théoriquement suivre une particule primaire en-

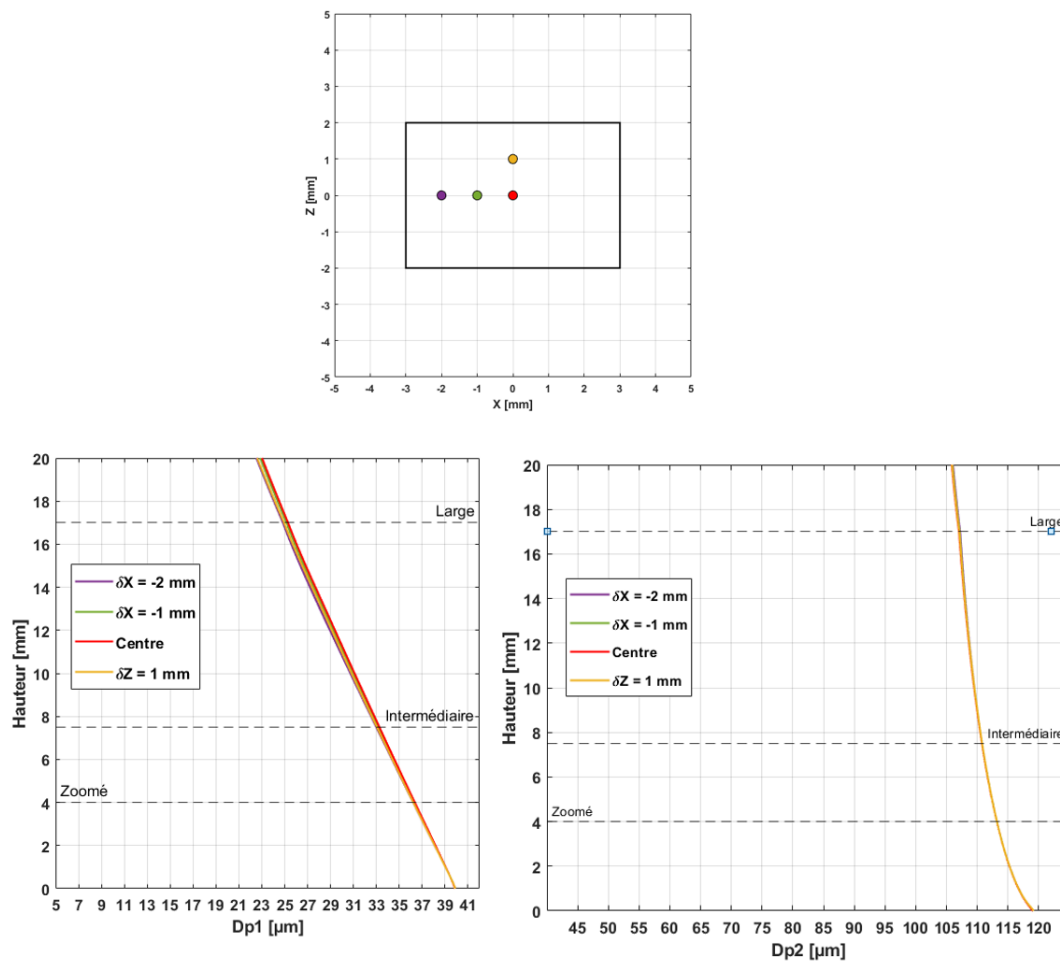


FIGURE 3.26 – Évolution du diamètre des particules primaire (à gauche) et des agglomérats (à droite) en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ

trant dans le bas de l'image sur 30 images successives en champ large, sur 18 en champ intermédiaire et sur 13 en champ zoomé. Néanmoins, comme dans la réalité les gouttes quittent la surface avec une vitesse quasi nulle, que de nombreuses gouttes interagissent et que leur taille n'est pas centrée sur deux classes ces chiffres sont éloignés des observations réelles comme le montre le Chapitre 2.

Les agglomérats étant plus lourds et injectés avec une vitesse égale à $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ leur évolution est différente de celle des particule primaires. Leur vitesse augmente de sorte à tendre vers la vitesse des gaz. Remarquons que même dans le cas du champ large cette vitesse n'est pas atteinte. Ainsi, nous sommes davantage susceptible de pouvoir observer l'évolution des agglomérats que les particules primaires car nous pouvons les suivre plus longtemps. La distinction entre les deux classes est alors plus simple à réaliser.

Finalement, la Figure 3.28 présente l'évolution de la température des particules en fonction de la hauteur à la surface. La configuration de la représentation est la même que pour les Figures 3.26 et 3.27.

Contrairement aux Figures précédentes, l'évolution du paramètre entre les deux classes de gouttes diffère peu. La température des particules primaires et des agglomérats est constante quelque soit la hauteur à la surface. En tenant comptes des observations faites lors de la section 3.5.3, le fait que la température des gouttes soit constante prouve que leur combustion n'est pas totalement terminée. Cela rejoint le constat fait en analysant l'évolution du diamètre. En revanche, il est intéressant de constater qu'il n'y a pas d'ex-

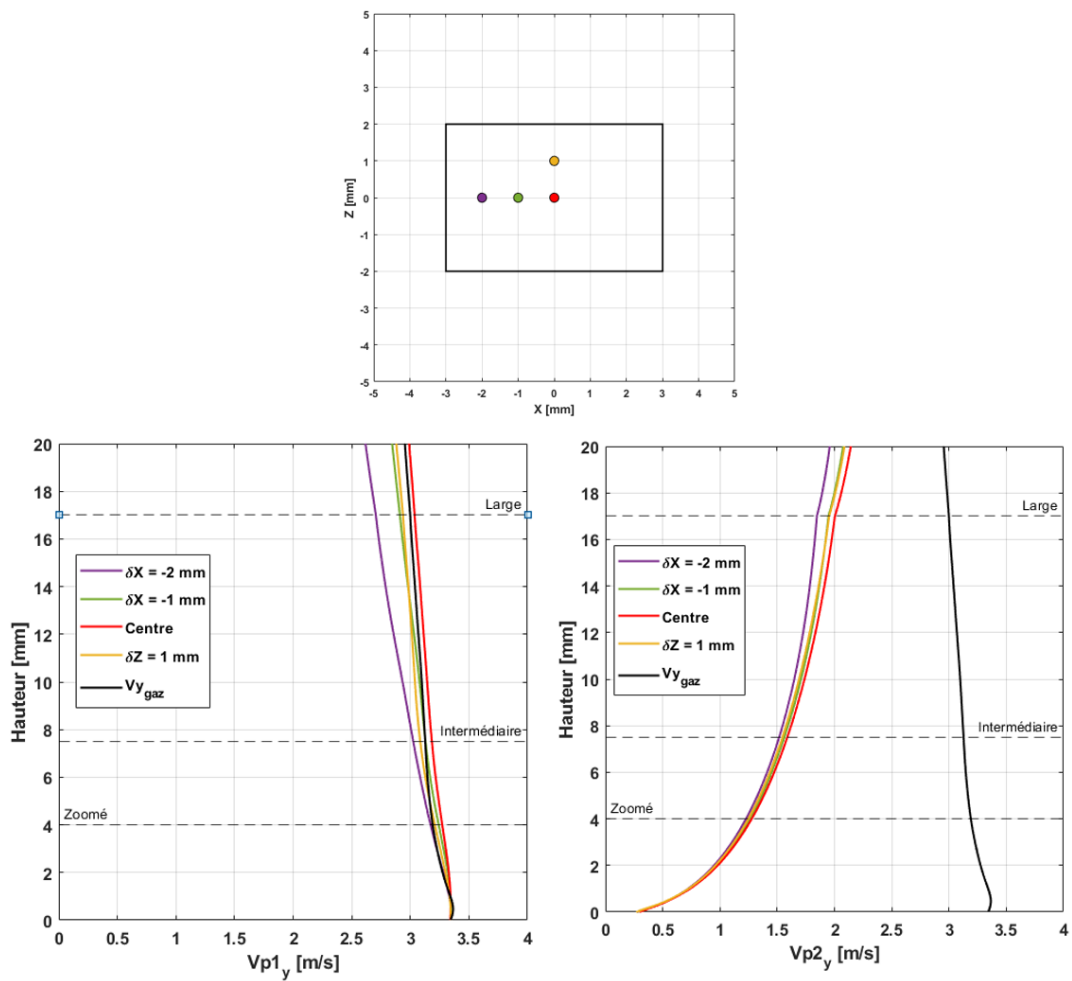


FIGURE 3.27 – Évolution de la vitesse verticale des particules primaire (à gauche) et des agglomérés (à droite) en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ

tion des particules. En effet, dans ce cas, nous devrions observer une diminution de la température et un diamètre fixe en fonction de la hauteur. Ainsi l'azote ambiant ne semble pas refroidir suffisamment les gouttes pour qu'elles s'éteignent quelque soit leur position par rapport à la surface du propergol solide.

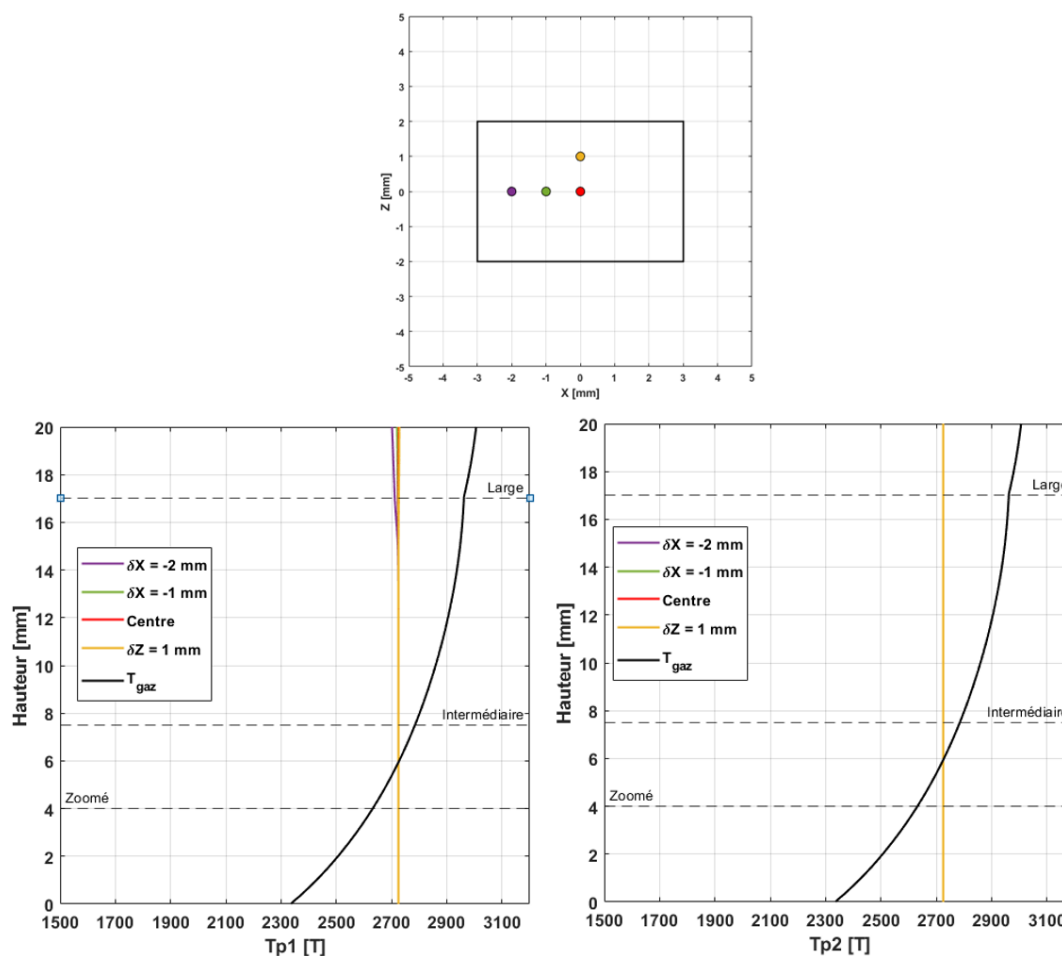


FIGURE 3.28 – Évolution de la température des particules primaire (à gauche) et des agglomérats (à droite) en fonction de la hauteur pour différentes position dans le plan XZ

3.6 Conclusion du chapitre

Les images expérimentales de PLIF-Al présentées dans le chapitre 2 montrent qu'il est nécessaire de connaître l'environnement dans lequel évolue les gouttes pour caractériser de manière fiable l'évolution du signal de LIF. Dans un premier temps, des simulations monophasiques de gaz dont les propriétés ont été estimées à l'équilibre chimique ont pu être réalisées. Malgré cela, ce type de simulation numérique ne permet pas une analyse fine locale des effets de dilution par l'azote, qui seraient dans tous les cas mieux analysés par une simulation hétérogène de type packing. Des concordances avec des mesures du rayonnement infrarouge d'une flamme de propergol solide ont été trouvées comme la hauteur du jet de gaz chaud ou encore l'évolution de la température proche de la surface. Mais même dans le cas d'une Butalite, le jet des gaz évolue de manière diphasique avec de nombreux éléments chauds qui se détachent de la surface et en cela nous avons pu pour reproduire très précisément les limites de notre modélisation. Le comportement de la simulation des gaz de Butalane a montré de fortes similitudes avec les simulations réalisées avec un gaz de Butalite. La température décroît avec la hauteur à la surface au centre de l'échantillon. La chute de la température est d'autant plus grande que le gaz est injecté dans la chambre au centre de l'échantillon ou en son bord. L'effet de la dilution du jet

par l'azote ambiant est alors assimilé à la formation d'un dard ou noyau de température au centre du jet qui reste à des températures proches de la valeur injectée. Et finalement, la vitesse des gaz est réduite dès leur injection puis décroît avec la hauteur à la surface mais ces effets de dilution peuvent être minimisés en augmentant la taille d'échantillon. L'étude paramétrique réalisée ici par CFD a été très instructive pour ajuster la taille des échantillons de propergols utilisés durant la deuxième campagne d'essais de cette thèse. Même sans raffiner la simulation à l'échelle de la chambre, ces calculs ont été utiles pour améliorer la représentativité des conditions d'essais à petite échelle.

Afin de simuler de manière plus fine la combustion d'un échantillon de propergol solide dans la chambre CHAMADE, une simulation diphasique avec injection de particules d'aluminium a pu être réalisée. La combustion est modélisée à l'aide d'une loi bimodale qui prend en compte la quantité de fumée générée. Deux classes de gouttes ont été injectées de sorte à analyser l'évolution des particules primaires d'une part et des agglomérats d'autre part. L'analyse de la phase gaz a permis de mettre en évidence la bonne prise en compte de la combustion de l'aluminium dans le jet. La fraction massique de gaz PC (espèce équivalente aux produits de Combustion) augmente avec la hauteur à la surface tandis que la fraction massique de gaz OX (espèce équivalente aux gaz Oxydants) diminue. De même la température des gaz augmente avec la hauteur à la surface, preuve d'un apport de chaleur par les gouttes d'aluminium en combustion. La vitesse des gaz est constante en fonction de la hauteur. Cette observation sera vérifiée par la suite du manuscrit dans l'analyse des images expérimentales. Finalement, l'analyse de l'évolution du diamètre des gouttes montre qu'il est difficile d'observer une variation sur les images expérimentales PLIF-Al. L'analyse de la température des gouttes montre qu'elle n'évolue pas en fonction de la hauteur comme celle des gaz. Cette invariabilité permet d'en déduire qu'aucune des deux classes de goutte n'est totalement consommée suivant la hauteur de nos champs d'observation. Comme la température des gouttes n'évolue pas en fonction de leur position sur la surface débitante cela permet aussi de montrer que l'azote ambiant ne semble pas influencer l'évolution des gouttes d'aluminium.

Les simulations réalisées dans ce chapitre permettent de tirer des conclusions quant aux choix à faire sur les gouttes à analyser. En résumé, nous pouvons noter que :

- la taille d'échantillon optimale est celle du cas B (4x6mm). Ces dimensions ont pu être mises en oeuvre dans la deuxième campagne d'essais ;
- la vitesse des gaz est relativement homogène sur la hauteur d'une image en champs large ce qui facilite l'analyse de l'entraînement des gouttes par les gaz ;
- la vitesse des grosses gouttes ne cesse d'augmenter sur la hauteur en champ large : aucun plateau de vitesse n'est atteint sur une distance de 20 mm de trajet vertical ;
- la taille des gouttes ne varie pas de façon significative sur la hauteur d'une image : même en champ large, il ne sera pas possible de suivre la consommation de l'aluminium ;
- plus généralement, la combustion des gouttes est incomplète, même sur une hauteur de 20 mm et même pour les petites gouttes de 40 μm de diamètre.

Ces éléments nous permettent d'un part d'affiner la zone d'étude dans la flamme et d'obtenir un ordre de grandeur de la vitesse à comparer avec les statistiques extraites des images PLIF. Le chapitre suivant introduit les méthodes de détection automatiques de gouttes et leur suivi d'une image à l'autre. Les profils simulés de vitesse du présent chapitre pourront ainsi être comparés à des données expérimentales en fin de chapitre 4, pour une première comparaison entre CFD et mesures in-situ.

3.7 Références

- M. Besckstead. 2000. *An overview of combustion mechanisms and flame structures for advanced solid propellants*. 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. 117
- S. Boulal, R. Devillers, J. Lestrade, J. Lamet, C. Corato, D. Heny, et J. Dupays. 2021. *Experimental investigation on the heat fluxes generated by ap/htpb solid propellant flames*. *Combustion and flames*, 228 :88–98. xix, xx, 96, 111, 112
- B. Bourasseau. *Programme de calcul des performances des systèmes propulsifs coppelia, 1ère partie : description théorique*, 1986. rapport technique , Cahier de recherche, ONERA. 90
- A. Braconnier. *Etude expérimentale de la combustion d'une particule d'aluminium isolée : influence de la pression et de la composition de l'atmosphère oxydante*. Thèse de doctorat , Université d'Orléans, 2020. 102
- M. Chase JR, J. Curnutt, J. Downey Jr, R. Mcdonald, A. Syverud, et E. Valenzuela. 1982. *Janaf thermochemical tables, 1982 supplement*. *Journal of physical and chemical reference data*, 11 :695–940. 90
- R. Devillers, C. Erades, D. Lambert, et J. Bellessa. 2014. *Mesure et suivi de particules, agglomérats et gouttes en combustion au-dessus de la surface d'un propergol en combustion*. 14th CFTL. 95
- F. Dubois. *Lemmes finis pour la dynamique des gaz*, 2011. rapport technique , CNAM. 106
- W. Kelvin. 1871. *Hydrokinetic solutions and observations*. *Philosophical Magazine*, 42. 106
- F. Maggi, A. Bandera, L. DeLuca, V. Thoorens, J. Trubert, et T. Jackson. *Agglomeration in solid rocket propellants : novel experimental and modeling methods*. volume 2, pages 81–98, 01 2011. 123
- M. Muller. *Modélisation de la combustion de gouttes d'aluminium dans les conditions d'un moteur fusée à propergol solide*. Thèse de doctorat , Sorbone Université, 2019. 87, 95, 119
- A. Murrone et P. Villedieu. 2011. *Numerical modeling of dispersed two phase flows*. *Aerospacelab*, 2 :1. 121
- M. Nugue. *Outils pour l'étude conjointe par simulation et traitement d'images expérimentales de la combustion de particules d'aluminium utilisées dans les propergols solides*. Thèse de doctorat , Université Paris Saclay, 2019. 92, 101
- A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, P. Gilbank, J. Troyes, L. Tessé, G. Chaineray, et J. Dargaud. 2011. *Cedre software*. *AerospaceLab*, 2 :1. 90
- D. Scharp. 1984. *An overview of rayleigh-taylor instability*. *Physica D : non linear phenomena*, 12. 106
- D. Scherrer, P. Chedeveigne, J. Grenard, J. Troyes, A. Murrone, E. Montreuil, F. Vuillot, N. Lupoglazoff, M. Huet, et B. Sainte-Rose. 2011. *Recent cedre applications*. *AerospaceLab*, 2 :1. 89

A. Sibra. *Modélisation et étude de l'évaporation et de la combustion de gouttes dans les moteurs à propergol solide par une approche eulérienne MultiFluide*. Thèse de doctorat , Université Paris Saclay, 2015. 121, 122

E. E. Toro, M. Spruce, et W. Speares. 1994. *Restoration of the contact surface in the hll-riemann solver*. *Shockwaves*, 4 :25–34. 101

Chapitre 4

Application d'un algorithme de détection/suivi automatique à l'imagerie PLIF-AI pour l'analyse de la combustion

*« Eins, hier kommt die Sonne,
Zwei, hier kommt di Sonne,
Drei, sie ist der hellste Stern von
allen,
Vier, hier kommt die Sonne »*

Sonne - Rammstein

Sommaire

4.1	Présentation du besoin	140
4.2	Présentation des outils et méthodes utilisés	142
4.2.1	Indicateurs de performance de la détection	142
4.2.2	Principe de fonctionnement de l'outil de détection	144
4.2.3	Principe de l'outil de suivi automatique	145
4.3	Optimisation des paramètres de détections MSER	147
4.3.1	En champ large (20 μm /pixel)	147
4.3.2	En champ zoomé (5,3 μm /pixel)	149
4.4	Application d'un algorithme de suivi sur les images PLIF-AL	154
4.4.1	Exemple de suivi en champ zoomé	154
4.4.2	Champs plus larges et tri des pistes	155
4.5	Exemples de statistiques observées à 1 MPa	156
4.5.1	Exemples de pistes observées en champ zoomée	156
4.5.2	Profils moyens de vitesse à 1 MPa	160
4.5.3	Évolution du signal le long de pistes et dans la flamme	163
4.5.4	Temps de résidence des gouttes dans la flamme	167
4.6	Première comparaison entre simulation et mesure	169
4.7	Bilan et perspectives de cette méthode	172
4.8	Références	173

Ce chapitre présente la méthode utilisée pour détecter automatiquement dans l'écoulement les objets d'intérêt, i.e. les gouttes d'aluminium en combustion, et les suivre d'une image à l'autre sur une série d'images PLIF-AL. L'intérêt de ce suivi est, d'une part, d'obtenir des statistiques sur les signaux LIF en évitant de décompter plusieurs fois un objet présent dans plusieurs images consécutives (ce qui augmenterait artificiellement les décomptes des objets les plus lents), d'autre part de permettre la mesure de la vitesse des particules dans la nappe laser, paramètre important pour comparer les mesures expérimentales aux simulations numériques. Le chapitre est divisé en deux sous-sections. Tout d'abord, seront rappelées les notions de base des détection et pistage et les spécificités de nos séquences; seront présentés également les algorithmes utilisés, à la suite des travaux de thèse de M. Nugue, et leur réglage pour être efficaces sur nos images. Dans un second temps, quelques exemples de statistiques seront présentées sur des séries d'images PLIF AL, pour illustrer le potentiel de ces analyses et pour fournir des statistiques sur la combustion des gouttes.

4.1 Présentation du besoin

L'évolution spatio-temporelle du signal LIF d'une goutte visualisée en champ zoomé (résolution de $5,3 \mu\text{m}/\text{pixel}$) est présentée sur la Figure 4.1. Les images LIF de la goutte sont associées aux images en émission visible (à droite de la figure). L'instant (t , en vert) et la hauteur par rapport à la surface (H , en rouge) de la goutte sont indiqués. Ce suivi est extrait de la série d'images enregistrée durant la combustion du propergol 2508 à 1,2 MPa. Les images visibles sont obtenues en champ intermédiaire ($13 \mu\text{m}/\text{pixel}$).

L'instant de départ de 0,2 ms correspond à l'apparition du signal LIF émis par la goutte qui se détache de la surface après qu'elle fut observée accrochée à la surface en imagerie visible sur un laps de temps de 200 μs . La Figure 4.2 montre l'évolution des signaux LIF et émission UV acquis en alternance (image avec laser, image sans laser espacées de 100 μs). La goutte est suivie pendant 2,4 ms sur une distance de 2,45 mm avant qu'elle sorte du champ de la caméra LIF. La goutte est en pleine accélération avec une vitesse qui varie de 1 m/s à 2,5 m/s (Cf. Figure 4.1). Le maximum de signal LIF, pic de 3000 coups, est atteint à 0,6 ms et à $H= 0,75$ mm avec un rapport S/E de 5. L'amplitude du signal LIF diminue graduellement de 30 % jusqu'à 1,2 ms. Puis à 1,4 ms, on observe une chute du signal d'un facteur 3 qui coïncide avec la baisse importante de l'émission de la goutte sur l'image d'émission visible (Cf. Figure 4.1 à droite). Le signal LIF est encore persistant et bien au-dessus de l'émission UV, rapport S/E= 4 à 1,4 ms. Sur la dernière image à 1,6 ms, la goutte émet de nouveau sur l'image visible tandis que le signal LIF continue de diminuer. L'émission visible apparaît plus intense à cet instant. Cela pourrait s'expliquer par la forte émissivité de la calotte d'alumine qui est face à la caméra visible du fait de la rotation propre de la goutte qu'on peut observer d'une image à l'autre. Si l'alumine devient prépondérante dans la goutte alors le signal de fluorescence de l'aluminium diminue. Cependant d'autres événements peuvent expliquer la baisse du signal LIF au cours de la montée de la goutte. L'intensité laser est atténuée en traversant un amas de gouttes ou des fumées denses d'alumine émises par les gouttes environnantes avant d'atteindre la goutte qui est suivie sur la Figure 4.1. La trajectoire de la goutte n'est pas parallèle à la nappe laser et le signal diminue lorsqu'elle sort de la nappe. Dans le cas de cette goutte qui est suivie en Figure 4.1, à l'instant $t= 1,4$ ms, la nappe laser traverse un amas de gouttes avant d'atteindre notre goutte, ce qui probablement contribue à la baisse du signal de fluorescence. La démarche de l'analyse de l'évolution de la goutte avec les images LIF associées aux

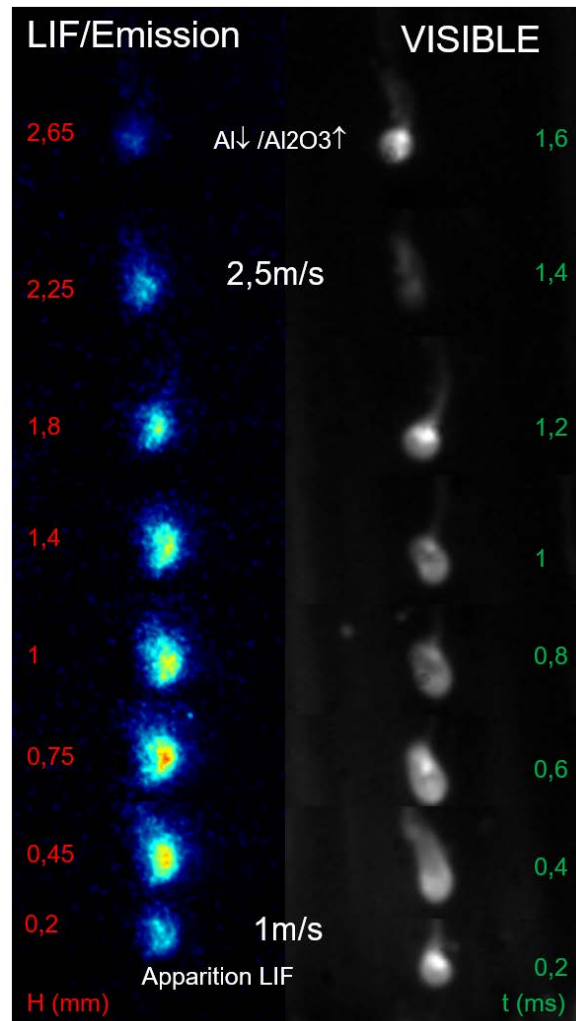


FIGURE 4.1 – Suivi manuel sur plusieurs images successives d'une goutte en combustion dans une flamme à 1,2 MPa en champ zoomé. Les images de signaux LIF+Emission sont à gauche et les images d'émission visible sont à droite. Résolution image LIF : $5\mu\text{m}/\text{pixel}$. Résolution image visible= $13\mu\text{m}/\text{pixel}$.

images d'émission visible est intéressante à poursuivre sur plusieurs scénarios à rechercher parmi toutes les images qui ont été enregistrées. Plusieurs données LIF doivent être croisées : la variation d'amplitude du signal, la variation des formes des profils spatiaux du signal, la vitesse de la goutte. Remarquons que l'association avec l'imagerie visible sera bien meilleure en zoomant sur la goutte à un niveau similaire à celui présenté pour la LIF en champ zoomé.

L'analyse de l'évolution du signal LIF sur les séries d'images acquises durant cette thèse nécessite alors d'observer le comportement de chaque goutte de façon à obtenir des statistiques spatio-temporelles afin d'en tirer des corrélations. Il devient alors clair que ce travail ne pourrait être réalisé de façon manuelle puisqu'un grand nombre d'images ont été acquises. Des algorithmes de détection et de suivi d'objets sur des images ont déjà pu être appliqués dans le cadre de l'analyse de la combustion de gouttes. Nous en avons principalement utilisé un qui va être présenté par la suite.

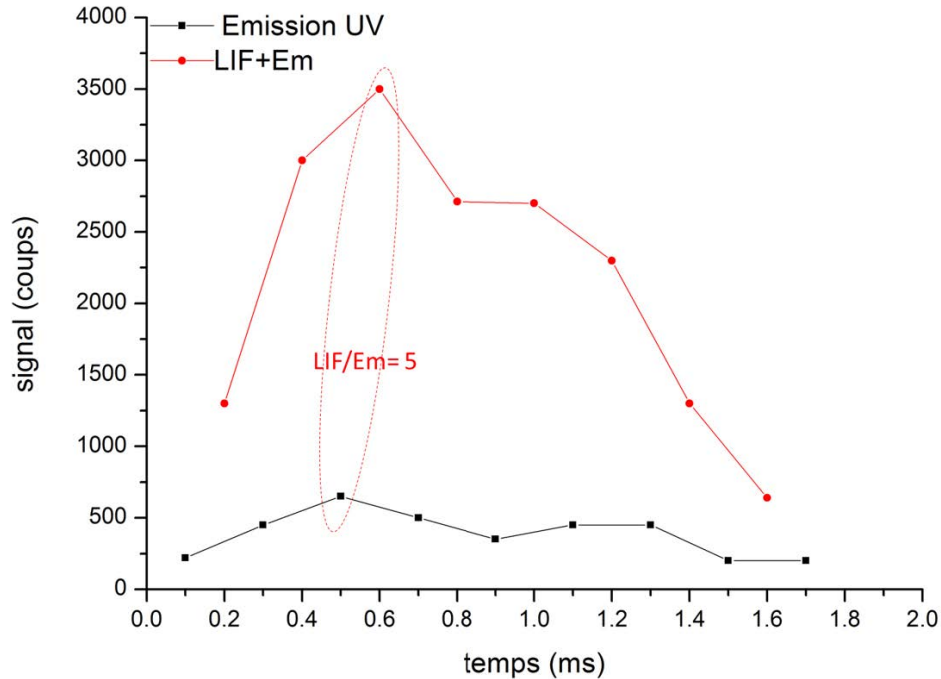


FIGURE 4.2 – Variation des signaux LIF et émission UV de la goutte qui est suivie sur la Figure 4.1.

4.2 Présentation des outils et méthodes utilisés

4.2.1 Indicateurs de performance de la détection

La détection d'objets dans des images est une problématique bien connue du traitement d'image. D'une manière générale, la détection est définie dans le domaine du traitement du signal par une décision binaire sur la présence ou non d'un signal recherché dans un "bruit de fond". En traitement d'image la détection est le plus souvent liée à la localisation d'un objet : on décide qu'il y a un élément d'intérêt à une position donnée. La détection devient alors une série de décisions binaires indiquant la présence d'un objet à une position donnée ou pas et le résultat de ces décisions est classé en quatre catégories. Chacune des décisions peut être vraie (il y a vraiment un objet au point désigné), on parle alors de Vrai Positif (Résultat de détection Vrai Positif (VP) ou bien fausse (dans notre cas, on a indiqué une particule là où il n'y en avait pas), on parle alors de Faux Positif (Résultat de détection Faux Positif (FP)). Une autre erreur est la non détection, qui consiste à n'avoir pas détecté un objet existant. Dans ce cas, on parle de Faux Négatif (Résultat de détection Faux Négatif (FN)). Enfin, et c'est souvent la majorité des cas, il y a aussi les Vrais Négatifs (Résultat de détection Vrai Négatif (VN)), c'est-à-dire les positions pour lesquelles rien n'a été détecté et où il n'y avait effectivement pas d'objet.

Notons que pour rendre ces définitions précises, il faut en fait se donner une tolérance sur la localisation des détections : un VP élevé correspond à une situation où le centre d'une zone de signal détectée est positionné à une certaine distance de la vraie position du centre d'un objet. Cette distance peut être reliée à la taille attendue de l'objet au regard de celle de la détection. Cela dans l'idée que la détection est correcte si elle est située dans le support de l'objet véritable.

Cela nous amène à un paramètre souvent associé à la détection en traitement d'image qui est la taille de l'objet détecté. L'estimation de la taille peut passer par la détermination du rayon d'une particule considérée comme sphérique ou par la définition d'une boîte englobante (dite "boundingbox") rectangulaire, ou même d'une liste de pixels cor-

respondant précisément au support de l'objet (notion de segmentation sémantique qui fut utilisée dans la thèse de [Nugue, 2019]).

Quelle que soit la règle choisie, on peut ensuite définir une performance moyenne d'une méthode de détection sur des images pour lesquelles on dispose de la Vérité Terrain (Vérité Terrain (VT)), c'est-à-dire la connaissance des positions et tailles des particules réellement présentes. Cette connaissance est bien souvent définie de façon manuelle par annotation des éléments. Cela passe d'abord par le décompte des VP, FP et FN sur toute l'image. On définit ensuite classiquement deux critères de performance :

- la précision (Précision, critère d'analyse de la qualité d'une détection (PR)) évalue la capacité de la méthode à détecter uniquement les objets d'intérêt. Elle est évaluée par le rapport du nombre de bonnes détections sur le nombre total de détections, soit :

$$PR = \frac{VP}{VP + FP} \quad (4.1)$$

- le rappel (Rappel, critère d'analyse de performances d'une détection (RA)) évalue l'exhaustivité de la détection, donné par le rapport du nombre de bonnes détections sur le nombre total d'objets d'intérêt (c'est aussi ce qu'on appelle communément le taux de détection), soit :

$$RA = \frac{VP}{VP + FN} \quad (4.2)$$

Une méthode de détection parfaite a une précision de 1,0 (toutes les éléments détectés correspondent effectivement à de réels objets) et un rappel de 1,0 (tous les éléments effectivement présents dans l'image ont été détectés).

Dans la pratique, on arrive en général à un compromis entre les deux critères qui apparaissent antagonistes, en fonction des paramètres de la méthode de détection. Pour donner un exemple, considérons la détection d'éléments brillants (clairs) dans une image sombre comme le présente la Figure 4.3. Un moyen de détection simple est de seuiller l'intensité de l'image et de décider qu'un objet est présent en tout point où l'intensité dépasse le seuil.

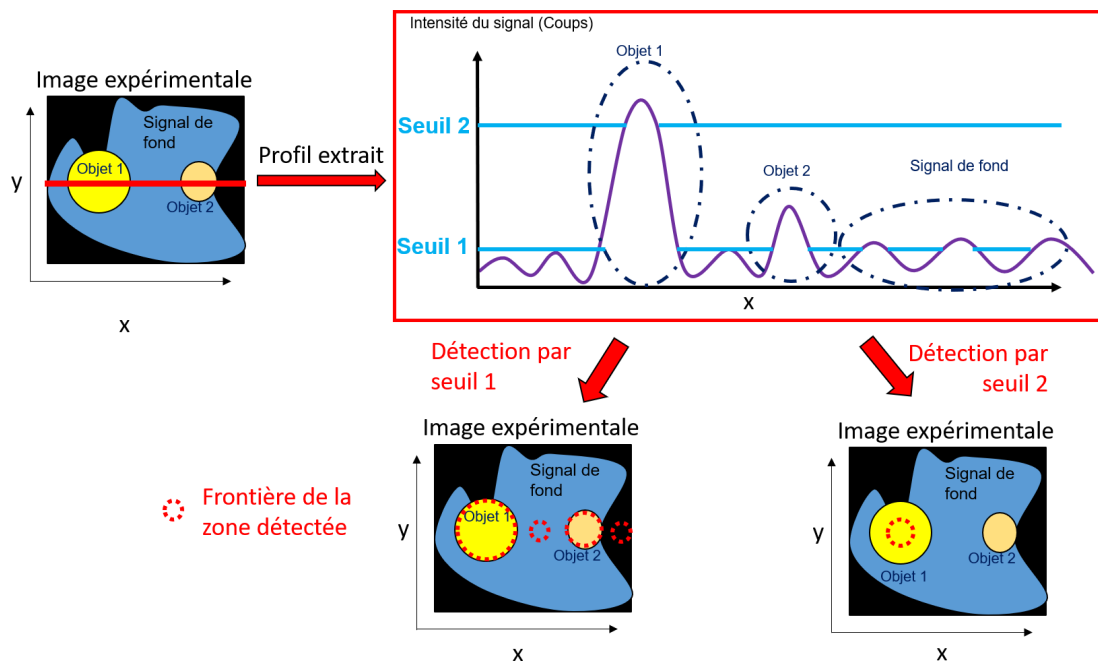


FIGURE 4.3 – Principe de détection d'objet par niveau de seuil de signal d'intensité.

On voit que si l'on prend un seuil élevé (comme le seuil 2 par exemple) nous détectons peu de vraies objets (RA faible) mais toutes les détections correspondront vraiment à un élément réel (PR faible).

Réciproquement, si on prend un seuil faible (Comme le seuil 1), on détectera la plus grande partie des objets (RA élevé) mais nous aurons aussi beaucoup de détections erronées, correspondant à des zones où le signal de fond est plus élevé que le seuil. Ce compromis réglé par un paramètre (ici le seuil) se visualise habituellement par une courbe dite de précision/rappel telle que celle présentée en Figure 4.4. La courbe jaune montre le réglage typique d'une méthode de détection, en partant du coin supérieur gauche. Dans ce cas, les critères de détection sont très stricts : peu de fausses détections (PR élevé), mais beaucoup de vraies détections sont oubliées (RA bas). A l'autre extrémité, dans le coin inférieur droit, la méthode est très tolérante : plus de 90% des vrais objets sont détectés (RA élevé) mais en contrepartie beaucoup de fausses détections ont lieu (PR bas). On cherche donc à s'approcher le plus possible du coin supérieur droit, repéré par le cercle noir.

4.2.2 Principe de fonctionnement de l'outil de détection

La méthode MSER fut proposée par [Matas et al., 2004] dans le but d'établir des correspondances entre des images d'une même scène prise depuis différents points de vue. Elle cherche à détecter des régions d'intensité homogène invariants par transformation affine ou variation monotone. De cette manière, entre deux images d'un même objet, déformées par une différence d'intensité ou de point de vue (du moins pour les changements de point de vue qui conduisent, en première approximation, à une déformation affine), la méthode MSER détectera les mêmes objets. Cependant ce détecteur a été utilisé depuis pour beaucoup d'autres applications que la mise en correspondance, notamment parce qu'il est très efficace pour détecter des objets centrés sur des zones d'intensité relativement homogène. Ainsi, elle a été appliquée pour détecter des particules dans notre laboratoire pour détecter des gouttes et particules sur des images d'ombroscopie

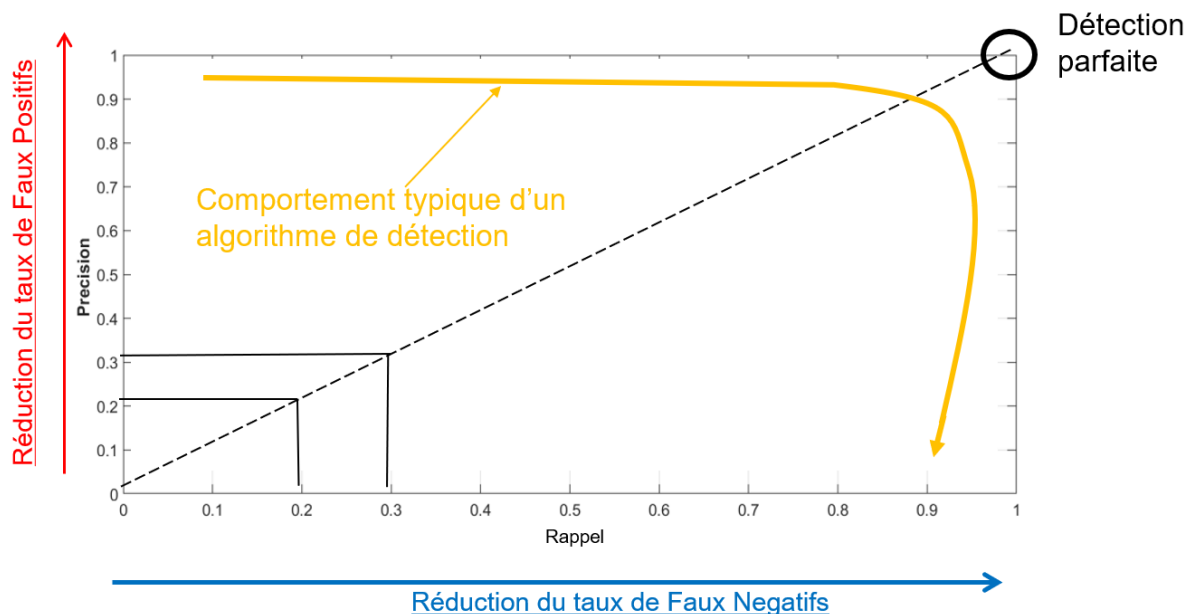


FIGURE 4.4 – Exemple de courbe précision/rappel

en combustion propergol [Nugue, 2019]. La première étape de la méthode est d'extraire des régions homogènes d'une image en y appliquant un seuillage pour toutes les valeurs d'intensités lumineuses possibles. Les régions retenues sont celles dont la surface varie peu sur une large gamme de seuil. Cela correspond à l'idée que des objets réels ont des formes spécifiques et des intensités sans rupture nette. Cela revient à extraire des régions assez homogènes autour d'extrema locaux de signal, et de détecter des formes variées sans forcément disposer de contours très nets.

Il nécessite trois paramètres qui sont :

- Δ : Intervalle du niveau de seuillage dynamique;
- *MaxVariation* : Paramètre de critère de stabilité d'une région;
- *MinDiversity* : Paramètre de critère de sélection entre deux régions stables.

La Figure 4.5 présente une schématisation de ces différents paramètres selon un signal arbitraire. Une région extrême est définie comme maximale stable pour la valeur minimale du critère de stabilité c'est-à-dire que pour une variation de l'intensité donnée, le paramètre "MaxVariation" est minimal.

L'ajustement de ces paramètres de détection MSER doit généralement être refait quand les conditions d'images changent nettement : plus gros objets, changement de résolution, contraste détérioré,... Cela fut ainsi notre cas pour les différentes résolutions spatiales de champs d'imagerie utilisées au cours de la thèse.

4.2.3 Principe de l'outil de suivi automatique

La méthode de détection présentée précédemment est utile pour l'analyse d'images seules. En appliquant cet outil sur toutes les images d'une série nous obtenons une base de données de détection. En supposant qu'un objet puisse changer de position d'une

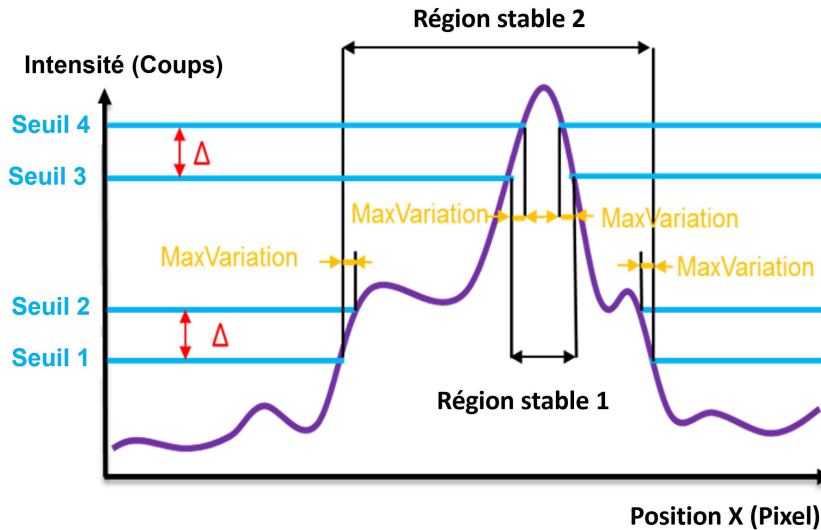


FIGURE 4.5 – Schématisation des différents paramètres utiles pour la caractérisation des MSER dans notre algorithme de détection.

image à l'autre en appliquant MSER nous obtiendrions deux détections distinctes et donc deux objets. Si l'on généralise cela, en considérant N objets se déplaçant sur M images, par application de l'algorithme nous obtiendrions $Q = N \times M$ objets détectés ce qui représente un biais de l'analyse. Pour corriger cela, il est nécessaire d'appliquer le principe du pistage. C'est à dire que l'on associe des détections effectuées sur plusieurs images d'une série à un objet unique se déplaçant d'un instant de prise de vue au suivant. Son principe consiste à classifier une série temporelle de détections selon deux classes : les bonnes pistes et les mauvaises. Une piste est un ensemble d'observations (i.e. la détection d'un objet à une position) qui sont les manifestations d'un même objet au cours du temps. Une piste est reliée à un modèle dynamique. En pistage, une mauvaise piste est une détection qui ne se confirme pas dans le temps. Autrement dit, tout ce qui peut être expliqué par un modèle dynamique donne lieu à la formation d'une piste, même si ce n'est pas un objet d'intérêt.

Sur ce principe, un outil a été développé à l'ONERA et fut utilisé durant la thèse de [Nugue, 2019] qui a présenté en détails son fonctionnement. Il est basé sur l'utilisation du filtre de Kalman qui permet de formaliser la notion de prédiction : connaissant les observations passées jusqu'à un instant k , il est possible de connaître les observations aux instants suivants à l'aide d'un modèle d'état (basé sur une loi gaussienne par exemple).

Dans le problème du pistage, le modèle de prédiction permet d'évaluer la probabilité qu'une détection à une position donnée soit effectivement la manifestation de la piste à l'instant courant. L'association de données est le fait de décider à un instant de mesure si une nouvelle détection doit être associée à une piste (piste nouvelle ou piste déjà répertoriée) ou à une fausse. La gestion des pistes devient alors le principal problème de l'algorithme de pistage car il est très combinatoire. La stratégie la plus simple consiste à chaque instant à effectuer des associations exclusives des pistes et des détections. Autrement dit, dans cette stratégie dite Single Hypothesis Tracking (SHT) à un instant donné si une détection est associée à une piste elle ne peut pas être associée à une autre piste. La décision logique est dans ce cas d'affecter la détection à la piste la plus proche, on parle de stratégie Global Nearest Neighbor (GNN). Les pistes qui n'ont pas de détection asso-

ciées sont prolongées et éliminées si la prédiction s'éloigne trop du modèle dynamique i.e. accélération soudaine et les détections non affectées servent à initialiser de nouvelles pistes.

Dans notre travail, nous avons utilisé l'implémentation du MHT incluse dans le logiciel de détection/pistage DetTracker développé par [Castaings, 2014]. Dans la suite, le paramétrage du logiciel DetTracker, ainsi que des pré- et post-traitement de sélection ont été adaptés pour améliorer la qualité des pistes en sortie, notamment :

- Sélection des objets sur la taille : les méthodes de tri des détections MSER pour rejeter les objets trop petits (susceptibles d'être du bruit ou des particules de petites tailles, difficiles à suivre car très rapides et donc susceptible de sortir rapidement du champ d'imagerie);
- Post-traitement des pistes : on effectue un certain nombre de vérifications de cohérence des pistes a posteriori, notamment lors du calcul de l'évolution de la vitesse. Les pistes qui ont des caractéristiques aberrantes et non cohérentes avec les accélérations physiquement attendues (accélération brusque, apparition d'une vitesse horizontale, retour en arrière, etc.) sont éliminées.

Ces choix ont été faits de manière ad-hoc en observant les pistes produites sur plusieurs séquences d'images. Le but est de générer des pistes automatiquement pour la majorité des objets dont les trajectoires sont visibles à l'oeil.

4.3 Optimisation des paramètres de détections MSER

4.3.1 En champ large (20 $\mu\text{m}/\text{pixel}$)

Un certain nombre d'images VT ont été créées manuellement pour ajuster les paramètres de détection en champ large. Le signal LIF généré par les gouttelettes d'aluminium a été considéré comme proche d'une sphère, comme on peut l'observer sur les [Devillers et al., 2018]. Un panache ascendant est souvent observé sur les images PLIF, attribué à la présence d'atomes Al gazeux dans la flamme entourant la gouttelette brûlante. Les zones pleines formées par des gouttelettes avec leur panache ont été sélectionnées manuellement en dessinant un cercle autour de la flamme et un trapèze autour du panache. Deux images avec deux gammes de couleurs différentes sont présentées dans la Figure 4.6 pour illustrer la large gamme de signaux collectés. Sur l'image de gauche, le niveau de seuil maximal est défini sur 1000 coups : les objets les plus grands et les plus brillants sont facilement délimités. Sur l'image de droite, le niveau de seuil maximum est de 200 coups : les gouttelettes avec un signal inférieur (en particulier les plus petites) sont maintenant discernables et plus faciles à sélectionner manuellement. La méthode manuelle utilisée pour générer des images VT n'est pas une méthode infaillible. Les gouttelettes peuvent ne pas avoir été vues par l'utilisateur et peuvent être détectées par MSER (comme indiqué sur l'image de droite). Cela peut impliquer un choix non optimal des paramètres de détection et influencer les performances de détection signalées. Mais cette VT, même imparfaite, fournit une référence pour que l'algorithme s'approche du niveau de détection des gouttes que ferait un être humain sur ce type d'images.

Un ensemble de 16 images a été sélectionné pour les annotations sur les séries d'essai 8-111 réalisé à 1,5 MPa avec une durée de porte de l'intensificateur de 100 ns. Elles ont été choisies parmi les images obtenues sur toute la durée de l'essai de combustion. Le nombre total de régions annotées est présenté dans le Tableau 4.3. Les images annotées vont par paire. Nous avons annoté chaque fois l'image PLIF et l'image d'émission UV

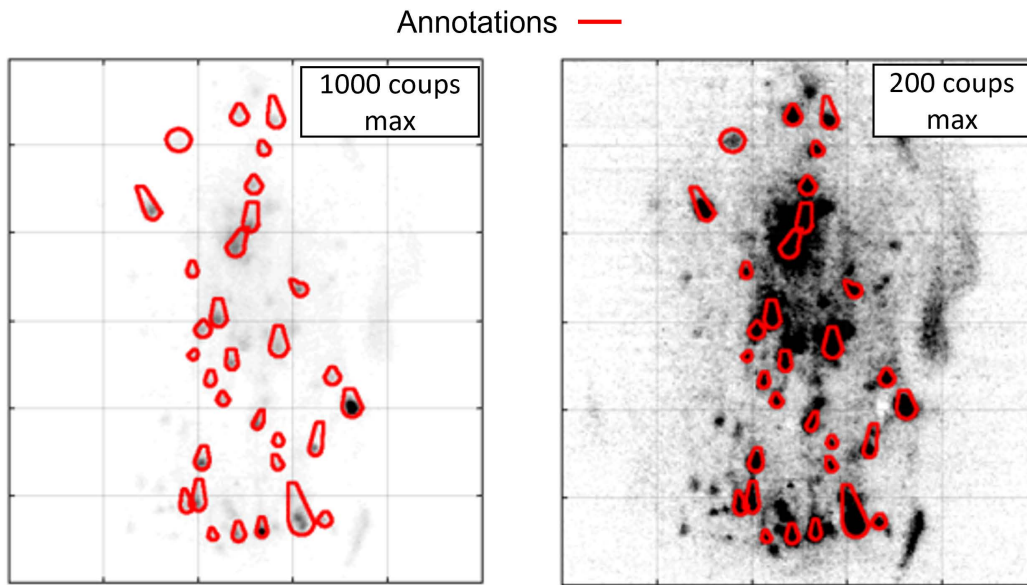


FIGURE 4.6 – Exemple d’annotations sur une même images PLIF avec deux niveau de seuil maximum.

suivante. Au total, 406 objets ont été annotés ce qui est statistiquement raisonnable pour l’étude paramétrique.

Catégorie	nombre d’images	nombre d’annotations
PLIF-AL	8	227
Emission UV	8	179

TABLEAU 4.1

Nombre d’images annotées et nombre d’annotations (essai 8-11 à 1,5 MPa).

L’étude a été menée sur les paramètres MaxVariation et MinDiversity tels que présentés dans le Tableau 4.2. Le paramètre Delta n’a pas été varié car lié au paramètre MaxVariation. Ça valeur est définie égale à 1. La Figure 4.7 présente les courbes obtenues.

Paramètres	Intervalle	Nombre de valeurs
MaxVariation	[0.1 ; 0.95]	7
MinDiversity	[0.7 ; 0.99986]	4

TABLEAU 4.2

Intervalle utilisées pour les paramètres MaxVariation et MinDiversity lors de l’étude paramétriques.

Le comportement de la détection pour une valeur du paramètre MinDiversity donnée correspond au comportement attendu et présenté dans la section précédente. En effet, on voit qu’augmenter MaxVariation revient à rendre la détection moins stricte : on détecte plus de vrais objets (meilleur rappel), mais aussi de faux positifs (diminution de la précision). Dans l’objectif de choisir les paramètres les plus adaptés pour l’analyse nous nous fixons deux critères. Le premier est que l’on souhaite détecter un maximum d’objets et le second est que l’on veut un minimum de fausses détections. La zone rouge correspond

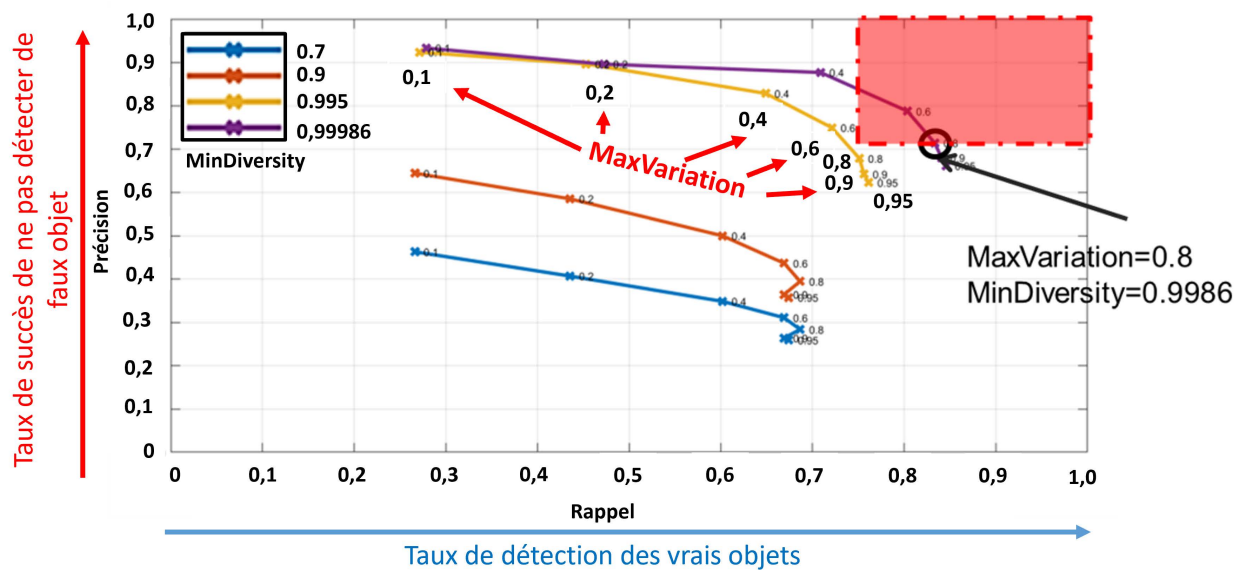


FIGURE 4.7 – Performances de détection pour lors de l'étude paramétrique.

à la zone de performances que nous souhaitons atteindre, soit un rappel et une précision supérieurs à 0,70. Pour des valeurs de MinDiversity très proches de 1 (courbes jaune et violette), on constate que les performances de détection sont dans la zone souhaitée. Dans ce cas-ci, nous pourrions choisir le couple de paramètres qui favorise le nombre de détections, à savoir $[\text{MaxVariation}; \text{MinDiversity}] = [0,8; 0,9986]$. Ces paramètres ont d'ailleurs été appliqués sur des images de l'essai 2508-104 effectué à 1,0 MPa avec une durée de porte de l'intensificateur de 30 ns. La réduction de la durée de la porte et de la pression ont réduit de façon significative la part d'émission de la flamme et en conséquence, ont augmenté le rapport signal/émission. Sur les images avec laser, MSER a détecté une grande partie des objets annotés avec peu de fausses détections. Sur les images sans laser, comme attendu, l'algorithme n'a trouvé que peu d'objets. Une forte variation de signal entre les images avec et sans laser réduit fortement les performances de détection. Ces performances de détections pour les deux essais analysés sont décrites dans la Figure 4.8. Afin d'illustrer la valeur ajoutée de l'utilisation de MSER, une détection par seuillage fixe a aussi été réalisée sur l'essai 2508-111. La valeur a été choisie de manière ad-hoc. Les performances de détections sont inférieures à celles de MSER et il semble difficile de trouver un compromis intéressant entre le nombre de vraies détections et la qualité (la précision ne dépasse pas 60% avec un seuil fixe) comme le montre la Figure 4.8.

4.3.2 En champ zoomé (5,3 $\mu\text{m}/\text{pixel}$)

Les images en champ zoomé ont une meilleure résolution spatiale qu'en champ large. Il est ainsi plus facile d'observer la répartition du signal LIF autour d'une goutte en particulier. Appliquer l'algorithme de détection sur ce type d'image permet donc d'établir une base de données des gouttes détectées et d'en sélectionner certaines jugées exploitables pour une analyse plus fine qu'avec les images en champ large. En procédant de la même façon que dans la section 4.3.1 nous obtenons les résultats présentés dans la 4.9. Sur ce graphique Précision vs Rappel, nous pouvons constater qu'il n'existe pas de couple (MaxVariation, MinDiversity) qui permette d'obtenir les perfor-

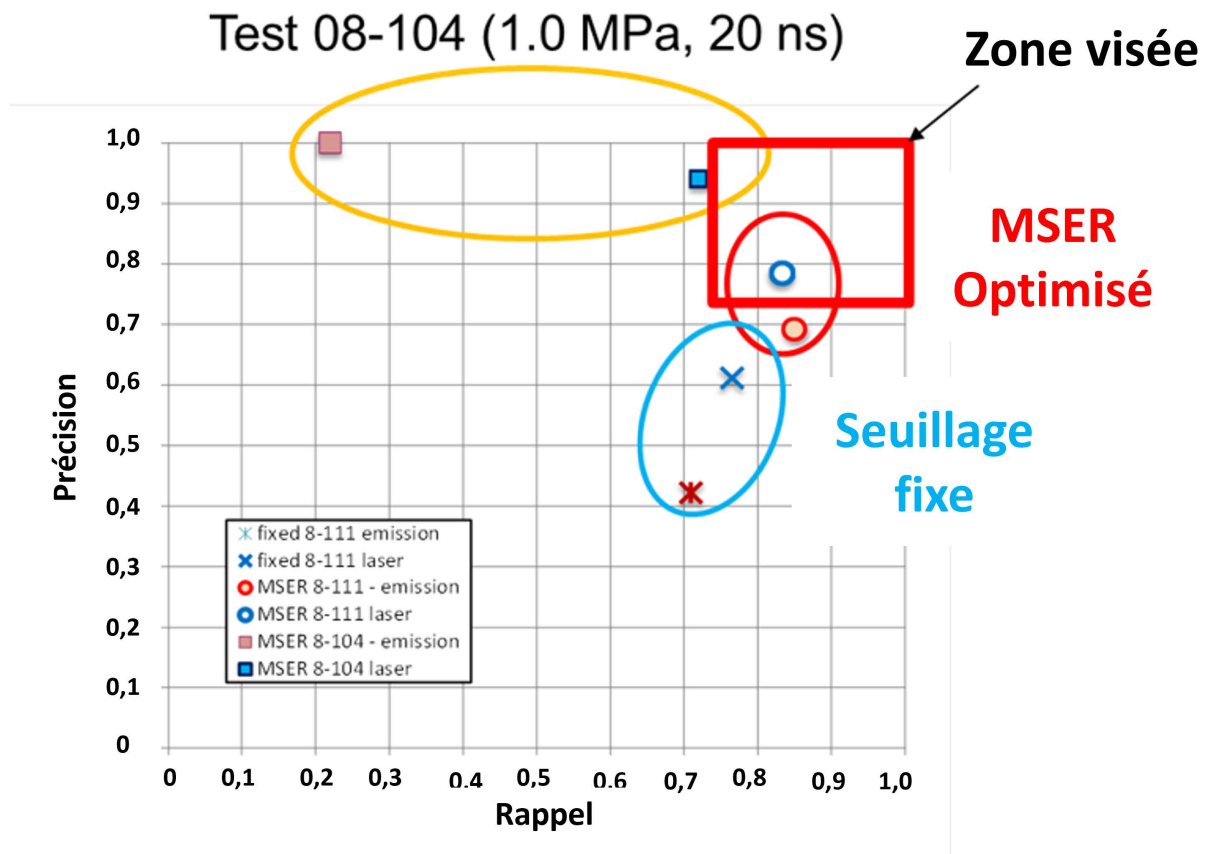


FIGURE 4.8 – Précision vs Rappel pour deux séries d’images issues d’essais réalisés dans des conditions différentes avec deux méthodes de détectons (algorithme MSER et seuillage fixe).

mances de détection recherchées. Comme le montre l’évolution des courbes, dans le meilleur des cas nous détectons une très grande majorité des objets annotés. Dans les cas où le paramètre MinDiversity est proche de 1, nous obtenons un Rappel supérieur à 92% ce qui est satisfaisant. Remarquons d’ailleurs, que l’effet de l’augmentation de ce paramètre est limité sur la détection puisque le Rappel atteint une limite à 95%.

Par ailleurs, lorsque nous augmentons le paramètre MaxVariation nous peinons à obtenir une précision supérieure à 45% ce qui nous indique que l’algorithme détecte un très grand nombre d’objets qui n’ont pas été annotés. Cette hypothèse a pu être vérifiée en observant les détections sur les images telles que nous le faisons sur la Figure 4.10. En effet sur l’image du haut nous pouvons constater qu’un très grand nombre d’objets non annotés avait été détectés (zone rouge). Par ailleurs, un seul et même objet tel que la goutte en haut à gauche n’a pas été détecté comme une seule zone mais comme un groupe de plusieurs ce qui diminue d’avantage la précision. Et finalement, nous sommes confrontés au cas où les objets peuvent se trouver en bord d’image, être incomplet ou contenir plusieurs zones hétérogènes de signal. Cette hétérogénéité peut être une gêne supplémentaire dans la détection comme le montre l’image du bas de la Figure 4.10.

Suite à ces observations, il semble nécessaire de définir des critères permettant de distinguer les bonnes des mauvaises détections. Une première possibilité serait de segmenter les détections par niveaux de signal. Nous pourrions ainsi distinguer les zones détectées avec un niveau de signal supérieur au fond de l’image des autres. Néanmoins, cette option n’a pas été envisagée ici car nous pouvons avoir plusieurs détections dans une

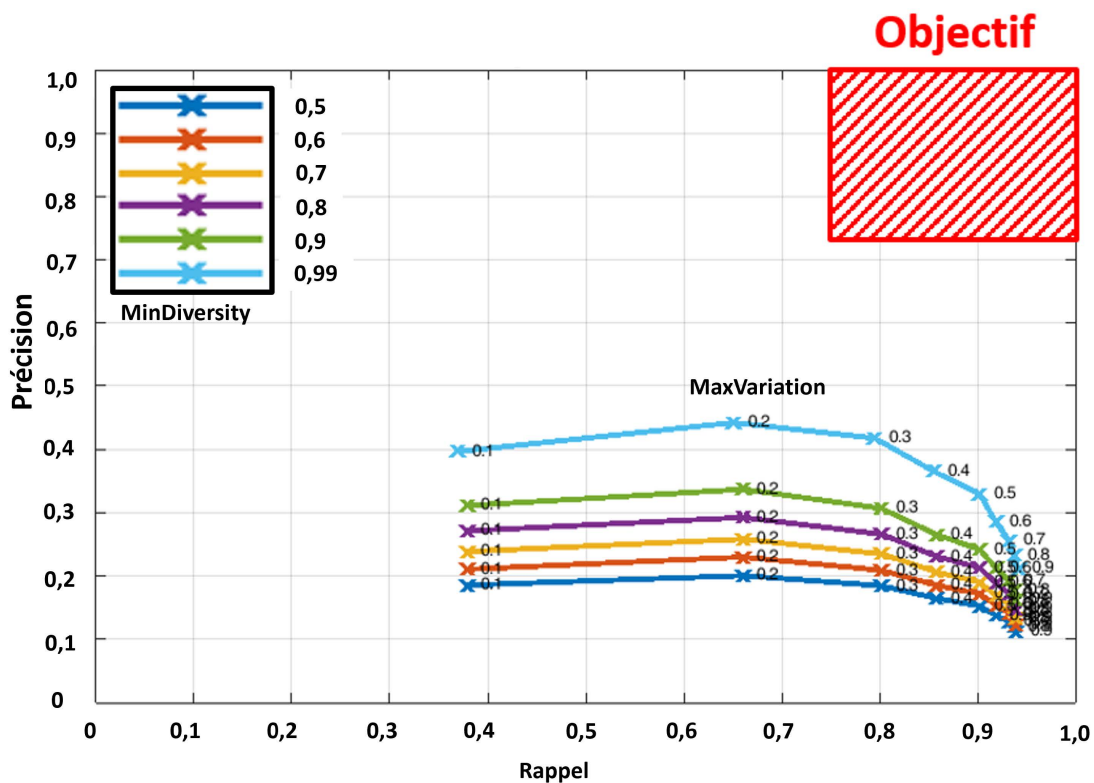


FIGURE 4.9 – Première application de l'étude paramétrique des paramètres MSER sur les images en champ zoomé (appliqué sur 106 images)

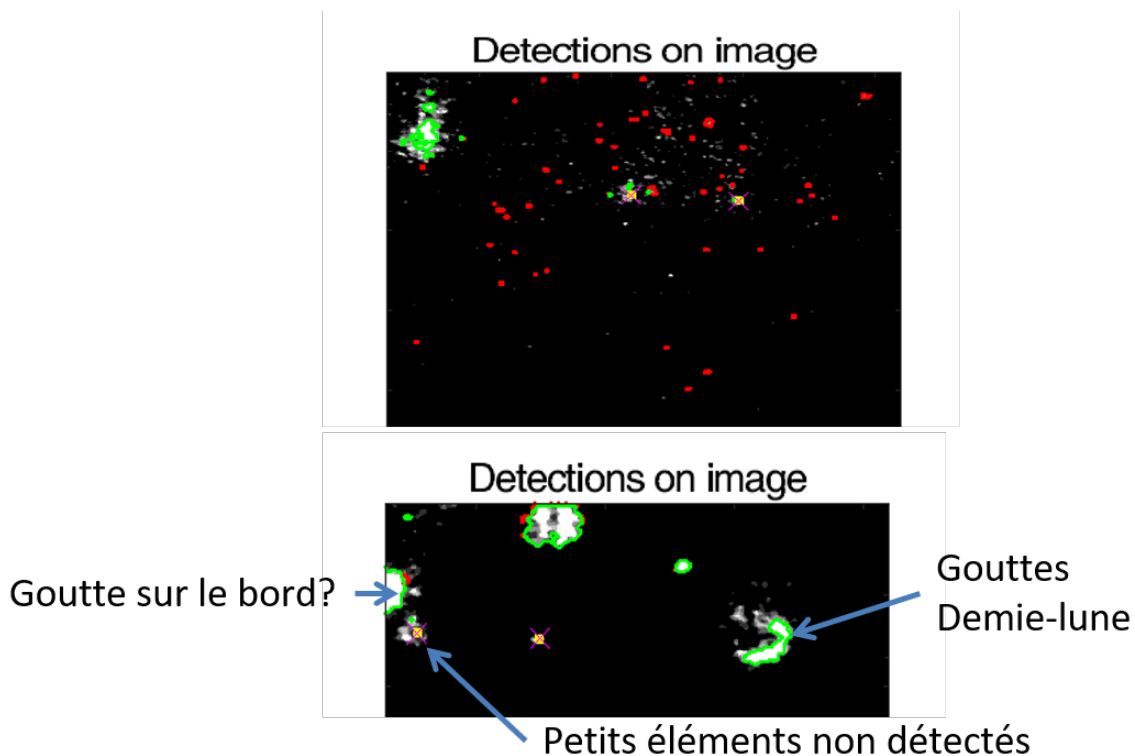


FIGURE 4.10 – Détections de l'algorithme MSER sur des images PLIF-AL en champ zoomé

même zone de signal plus élevé que le fond d'image et nous ne pourrions donc pas trier les bonnes des mauvaises détections.

Une seconde possibilité, et c'est celle-ci que nous utiliserons ici, est de trier les objets selon leur taille. Pour ce faire, nous utilisons une fonction prédéfinie dans Matlab, à savoir "Boundingbox". Elle renvoie les longueurs (L1) et largeur (L2) d'un rectangle dont la zone détectée y est inscrite. La Figure 4.11 présente une schématisation des paramètres que renvoie cette fonction sur une détection arbitraire.

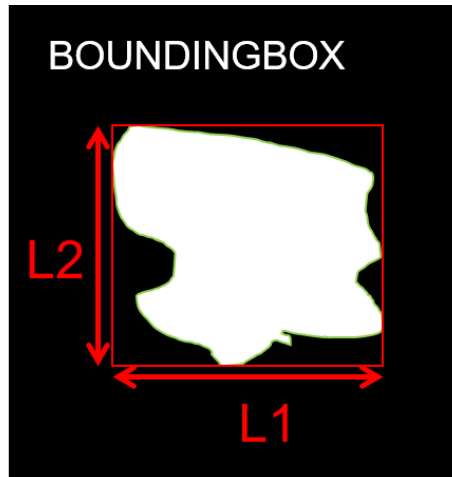


FIGURE 4.11 – Schématisation des paramètres renvoyés par la fonction Boundingbox sur une zone détectée arbitraire

Après application de la fonction sur les détections nous obtenons les résultats présentés sur la Figure 4.12. L'image du haut montre une image PLIF avec toutes les détections de l'algorithme. Nous avons appliqué le couple de paramètres (MaxVariation ; MinDiversity) égale à (0,9 ; 0,9) en référence à la Figure 4.9. Nous nous sommes ainsi placés dans le cas où nous détectons la plus grande majorité des objets annotés et une importante proportion d'objets non désirés. Toutes les détections ont été numérotées afin de pouvoir les distinguer.

Les graphiques sur la Figure 4.12 représentent le numéro de la détection en échelle logarithmique en fonction de la longueur (L1) et de la largeur (L2) du rectangle circonscrit à la zone détectée. Étant donné que nous connaissons les numéros des bonnes détections à l'aide des annotations de VT, nous pouvons directement distinguer les bonnes des fausses. Nous observons une distinction franche entre la taille des fausses détections (en rouge sur la Figure 4.10) et celle des bonnes (en vert sur la Figure 4.10) que ce soit en longueur et en largeur. Suite à cette observation, nous avons ajouté un critère de tri supplémentaire à l'algorithme lors de son utilisation sur des images en champ zoomé : toutes les détections dont les paramètres (L1,L2) sont tous les deux inférieurs à 10 pixels sont retirées. En considérant la résolution du champ zoomé, cela revient à supprimer les zones de signal de 40 μm de côté. Or pour qu'une goutte dans la nappe laser émette un signal PLIF de cette surface, nous supposons que son diamètre est nettement inférieur. Comme nous l'avons montré dans le chapitre deux, la granulométrie des molécules d'aluminium à la surface est susceptible de générer des gouttes de plus gros diamètres. Cela peut éliminer peut-être de petites gouttes, mais ça n'est pas grave car ce sont les grosses qui permettront une analyse nette de la morphologie du signal PLIF Al dans un premier temps.

En appliquant ce critère de tri supplémentaire à l'étude paramétrique réalisée précédemment, nous obtenons les performances présentées dans la Figure 4.13. Le critère

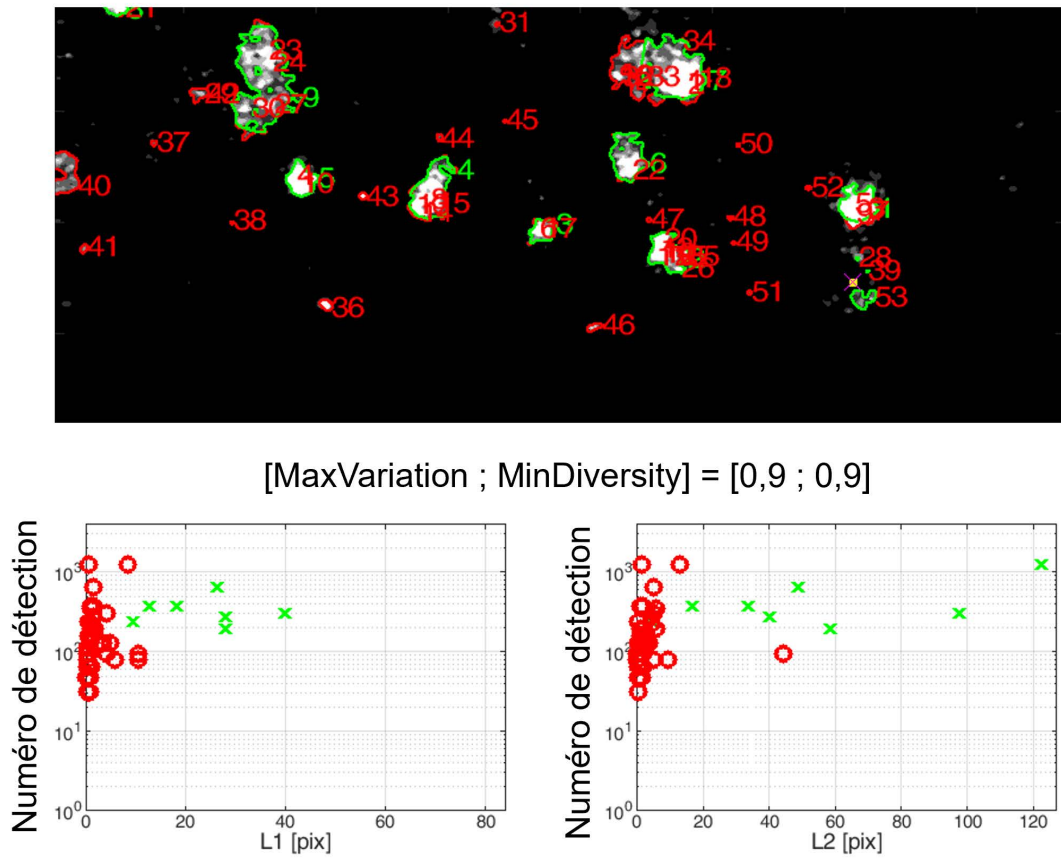


FIGURE 4.12 – Tri des objets détectés avec l'algorithme MSER sur une image en champ zoomé.

"MaxVariation" a varié entre 0,996 et 0,999 et celui de Mindiversity varie entre 0,5 et 0,99. Nous pouvons remarquer que les performances en terme de Précision ont été largement améliorées puisque cette fois nous nous situons entre 59% et 80%. De même, celles en terme de Rappel sont acceptables bien qu'elles aient été légèrement réduites. Cette procédure a ainsi été réalisée pour l'analyse des images PLIF-AL en champ zoomé.

Nous avons ainsi pu mettre en place un outil de détection automatique appliqué aux images PLIF-AL en optimisant les paramètres suivant la taille de champ de l'image. En appliquant cette méthode sur toutes les images d'une série nous obtenons une distribution de x_n zone de signal détectée sur les N images de la série. Afin d'obtenir des statistiques temporelles, il est nécessaire d'associer les détections d'une image à l'autre en appliquant l'algorithme de suivi présenté dans la section précédente.

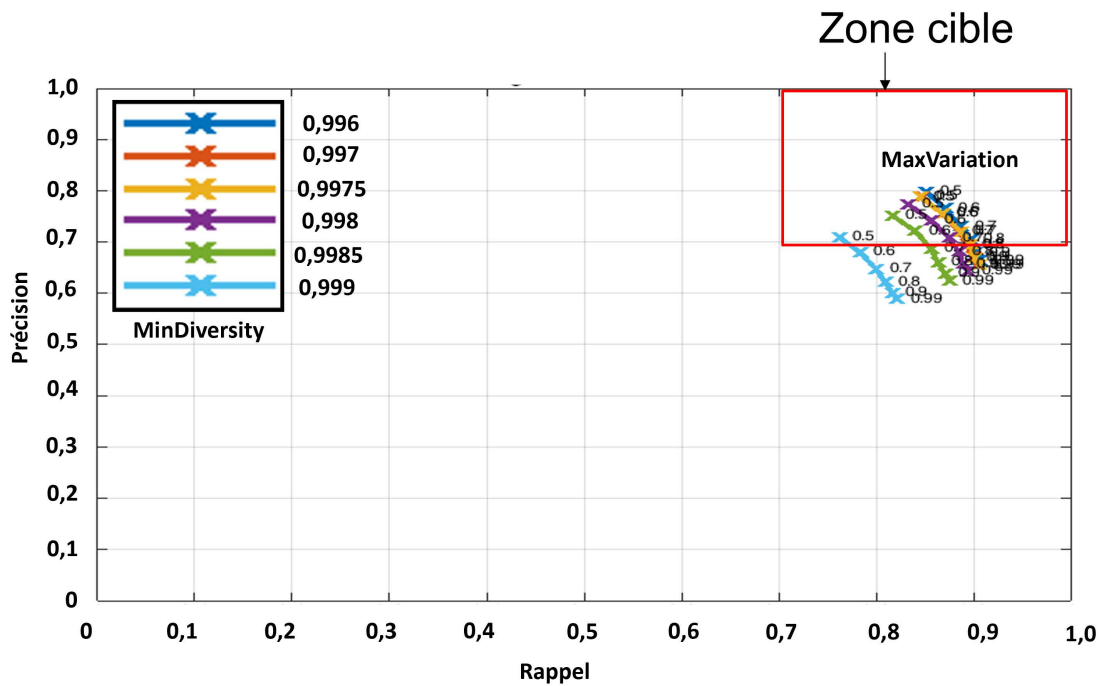


FIGURE 4.13 – Application de l'étude paramétrique des paramètres MSER sur les images en champ zoomé que la Figure 4.9 avec prise en compte du critère de taille (appliqué sur 106 images).

4.4 Application d'un algorithme de suivi sur les images PLIF-AL

4.4.1 Exemple de suivi en champ zoomé

L'algorithme de suivi automatique Detracker a d'abord été appliqué sur les images en champ zoomé car elles présentent l'avantage de contenir moins d'objets ce qui réduit la complexité d'association d'objets d'une image à l'autre.

La Figure 4.14 présente une image PLIF-AL en noir et blanc avec les pistes obtenues pour les détections sur les images précédentes. Le cercle mauve représente le barycentre des zones détectées sur l'image présentée et les croix vertes représentent ceux des images précédentes. Les lignes vertes présentent la trajectoire entre les deux objets en reliant les coordonnées spatiales des barycentres des images N-1 avec les images N. Nous pouvons ainsi observer que dans ce cas nous avons détecté 6 pistes. Remarquons que nous ne traitons que les images PLIF-AL acquises à la cadence de 5 kHz. Cet élément est à prendre en compte dans le sens où la distance de déplacement de la goutte est 2 fois plus importante entre deux images. Comme les vitesses attendues sont de quelques mètres par seconde, les déplacements entre deux images restent acceptables pour que l'algorithme arrive à associer deux détections successives. Par exemple, pour une vitesse de 5 m/s, cela correspond à un déplacement de 1 mm d'une image à l'autre. Ça n'est pas négligeable, mais reste raisonnable dans notre cas avec peu d'objets avec signal LIF sur chaque image.

Finalement, nous pouvons remarquer que nous arrivons à suivre les gouttes sur de nombreux instants comme le montre l'image sur la Figure 4.14. En effet, nous observons une piste de 13 détections successives. Cela revient à dire que nous avons suivi de façon automatique l'évolution du signal PLIF généré par une goutte sur durée de 2,6 ms, depuis une zone à proximité de la surface jusqu'à la limite haute du champ d'imagerie.

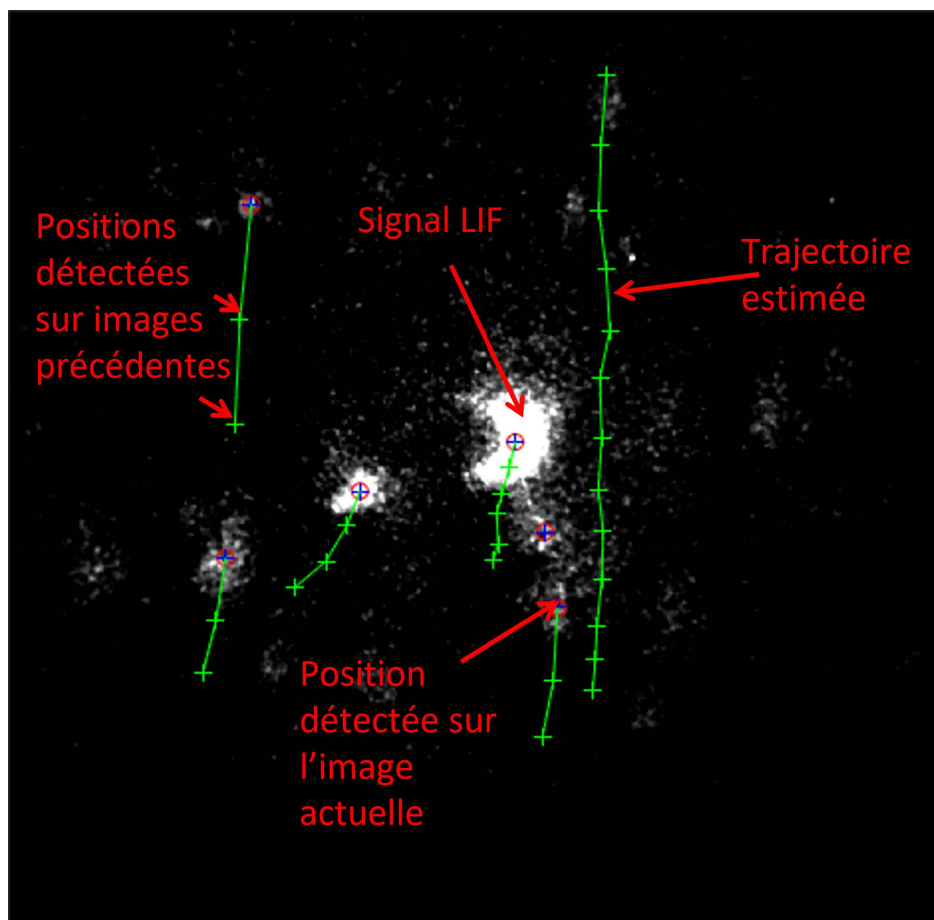


FIGURE 4.14 – Images PLIF-AL en nuance de gris avec les annotations des pistes détectées. Les croix représentent le centre de la zone détectées sur chacune des images précédentes. La ligne verte représente l'évolution spatio-temporelle des détectées (Champ zoomé).

4.4.2 Champs plus larges et tri des pistes

Ce constat est aussi observé sur la Figure 4.15 présentant des images PLIF-AL en champ large et en champ intermédiaire traités avec l'algorithme. Il était moins certain que l'algorithme arrive à dissocier deux détectées successives comme il y a plus de risque d'objets proches les uns des autres et donc difficiles à associer. Et pourtant c'est le cas puisque nous observons des pistes de plus de 20 positions en champ intermédiaire et de 40 positions successives en champ large ce qui représente un suivi sur 8 ms. Or pendant cette durée la distance entre le centre de gravité de la goutte et le plan central de la nappe évolue, de même que la combustion de la goutte d'aluminium. Ce cas théorique nous donnerait deux pistes distinctes. De même deux zones détectées très proches l'une de l'autre ne pourrait donner qu'une seule ou deux pistes qui s'entremêlent. Ou encore, parfois une goutte ne va générer du signal que sur deux images successives. Ainsi, le nombre de pistes détectées n'est pas similaire au nombre de gouttes observées. Après analyse complète d'une série d'images il nous faut appliquer des critères de tri des pistes supplémentaires.

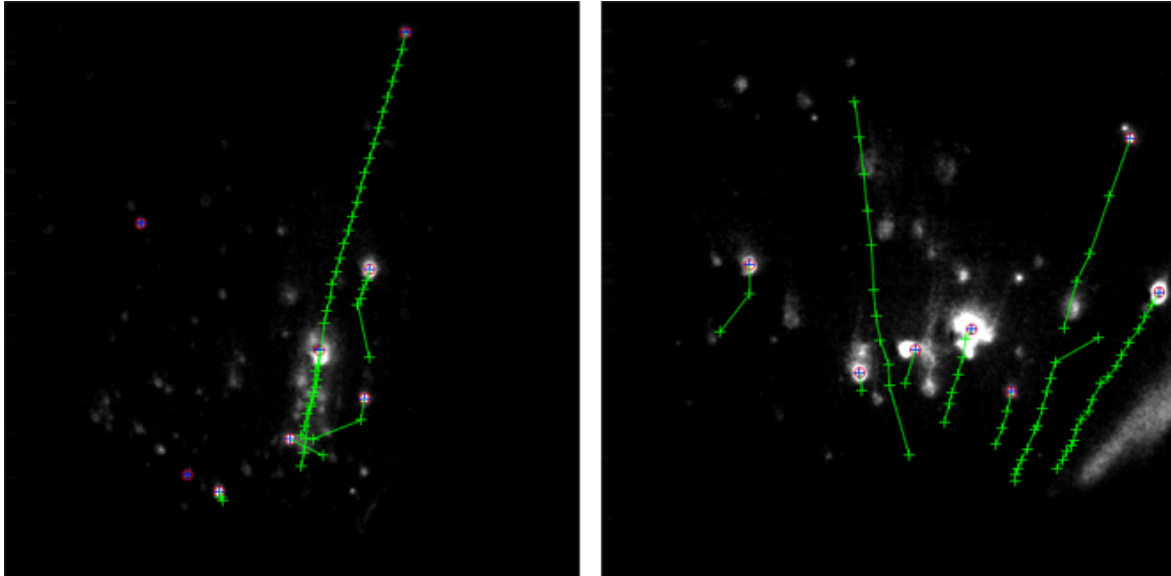


FIGURE 4.15 – Images PLIF-AL en nuance de gris avec les annotations des pistes détectées. Les croix représentent le centre de la zone détectée sur chacune des images précédentes. La Ligne verte représente l'évolution spatio-temporelle des détections (Champ large). A droite, champ intermédiaire ($10 \mu m/pix$), à gauche champ large ($20 \mu m/pix$).

4.5 Exemples de statistiques observées à 1 MPa

Toutes les séries d'images PLIF acquises durant ce projet de thèse n'ont pas pu être analysées de façon approfondie. Nous présentons des résultats de statistiques issus des analyses par la méthode algorithmique de détection/suivi pour les images sélectionnées sur des essais réalisées à la pression 1,0 MPa. Les exemples de statistiques ainsi obtenues doivent nous permettre de démontrer le potentiel de la méthode appliquée à l'imagerie LIF de gouttes.

4.5.1 Exemples de pistes observées en champ zoomée

La Figure 4.16 présente des statistiques d'une piste issue de l'analyse d'une série d'image PLIF-AL en champ zoomé de la combustion d'un échantillon de propergol 2508 à 1.0MPa. En haut à gauche est présentée la dernière image de la série avec les différentes positions détectées par l'algorithme et la position de la surface du propergol solide (recalée à l'aide de la caméra en imagerie visible). Les données sont présentées en fonction de la hauteur de la détection par rapport à la surface du propergol. Ces données qui sont extraites sont les vitesses verticales et horizontales des barycentres de zones détectées (haut à droite), le niveau de signal maximum détecté sur les images avec et sans excitation laser (en bas à droite) et l'évolution du RSE, rapport entre le signal LIF maximum(extrait des images avec excitation laser) sur l'émission propre maximum de la goutte (extrait de l'image sans excitation laser) (en bas à gauche). Remarquons que la vitesse est quasiment constante inférieure à 1 m/s. De plus, le signal augmente drastiquement après quelques images comme le montre l'évolution du RSE.

Des positions successives sont présentées dans les Figures 4.17 et 4.18. Les figures incluent des zooms sur les zones détectées à 5 instants des pistes, ainsi que les évolutions avec la hauteur de 3 grandeurs (vitesse V , position latérale X par rapport au bord de l'image et le signal maximal de la zone). Dans le cas de la piste 1480, on observe une augmentation

progressive de la vitesse de 2,2 à 4,5 m/s. Le signal présente une augmentation initiale de 500 à 1000 coups environ, avant de fluctuer entre 400 et 800 coups environ. Cela montre le potentiel de la méthode dans l'analyse des trajectoires (Y,X) et du profil vertical de vitesse des gouttes fluorescentes. L'évolution de l'amplitude du signal de fluorescence avec Y peut également être automatiquement tracée, cependant son analyse est moins directe. La piste 2066 montre quant à elle un mouvement plus lent entre 1,0 et 1,5 m/s, ce qui peut correspondre à une goutte de plus gros diamètre. Le signal maximal varie là aussi entre 500 et 1000 coups environ. Les images sur l'échelle 0-1500 coups font apparaître des zones plus intenses en arc de cercle assez nettes, différentes d'une symétrie circulaire. L'analyse de telles morphologies sera réalisée plus en détails dans le dernier chapitre.

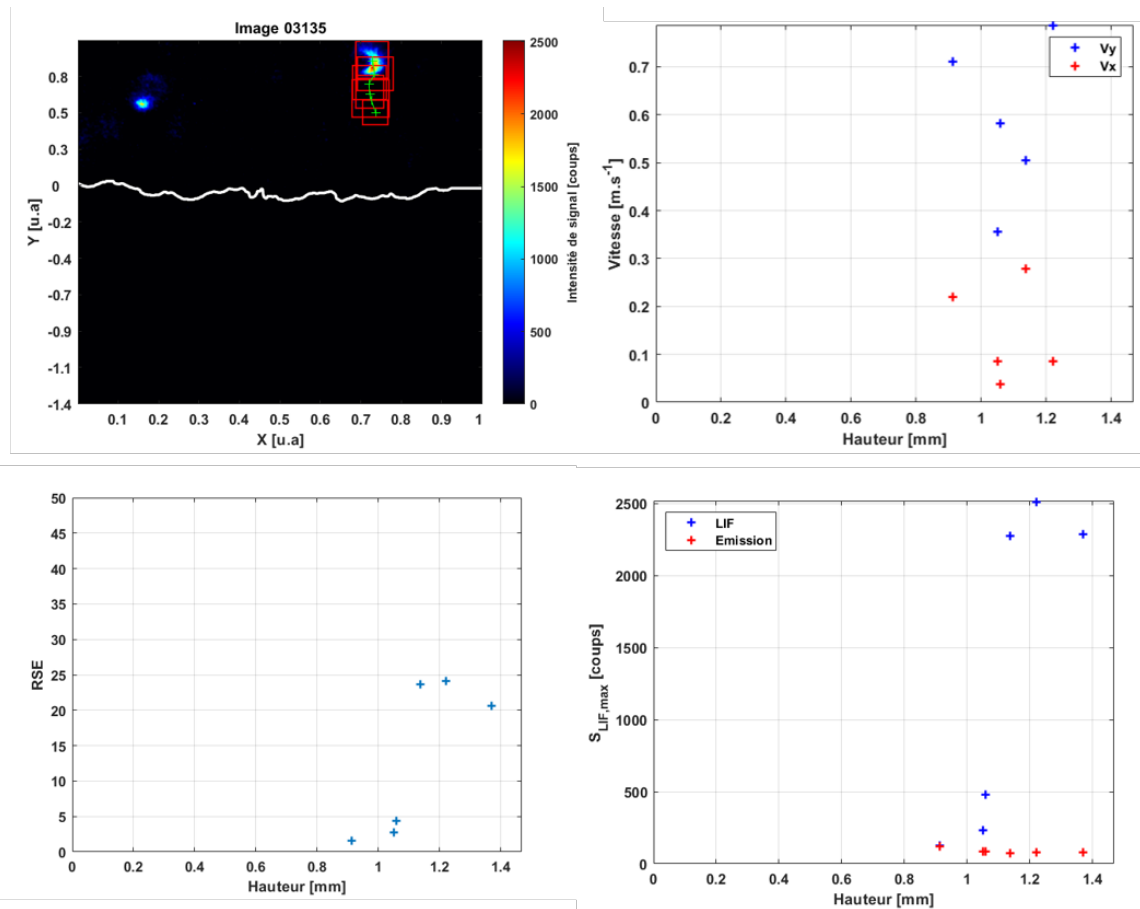


FIGURE 4.16 – Statistiques d'une piste issues de l'analyse d'une série d'images en champ zoomé de la combustion d'un échantillon de propergol 2508 à 1.0MPa

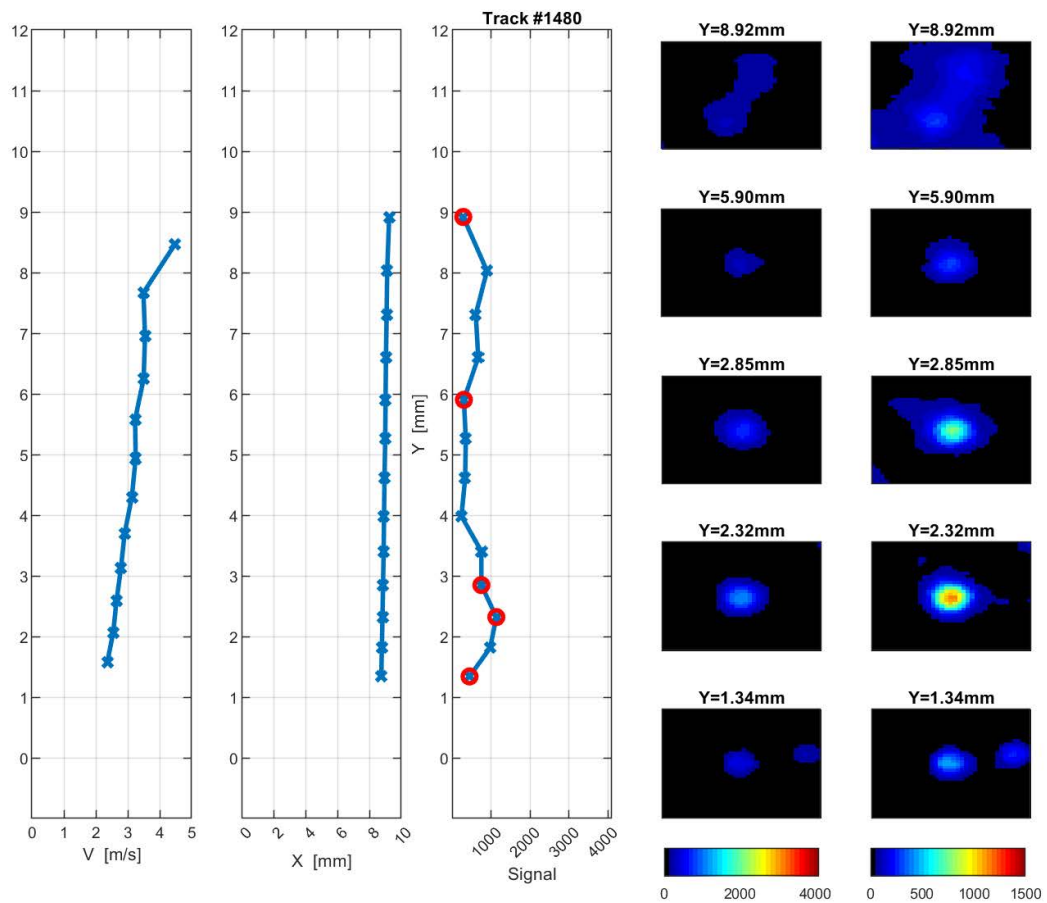


FIGURE 4.17 – Exemple de piste pour l'essai 08-104. Piste 1480. Les 3 graphes montrent les évolutions avec la distance à la surface Y de 3 paramètres : la position latérale X, la vitesse V et le signal maximal observé. Des zooms sur les images LIF pour des positions intermédiaires sont présentés à 5 instants. Images en fausses couleurs avec deux échelles différentes de niveau de signal.

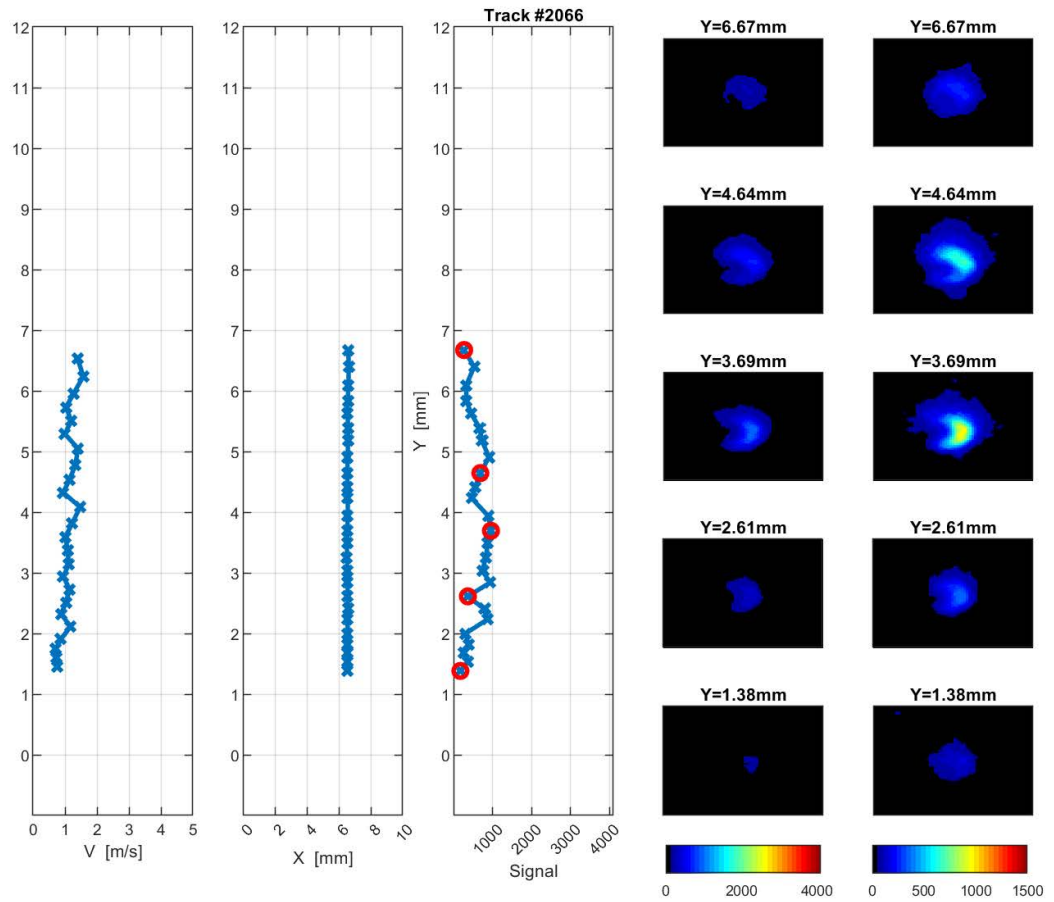


FIGURE 4.18 – Exemple de piste pour l'essai 08-104. Piste 2066. Les 3 graphes montrent les évolutions avec la distance la surface Y de 3 paramètres : la position latérale X, la vitesse V et le signal maximal observé. Des zooms sur les images LIF pour des positions intermédiaires sont présentés à 5 instants. Images en fausses couleurs avec deux échelles différentes de niveau de signal.

4.5.2 Profils moyens de vitesse à 1 MPa

Ainsi, en regroupant toutes les données sur plusieurs séries d'images analysées il est possible d'obtenir des statistiques pour les différentes grandeurs citées précédemment. En premier lieu, nous nous intéresserons à la vitesse des particules car c'est un paramètre facilement comparable à des simulations de mouvement de goutte. Les pistes présentées dans le paragraphe précédent suggèrent que l'évolution de vitesse avec la hauteur montre une accélération significative avec une vitesse qui augmente d'un facteur 2 pour la piste 1480 de la Figure 4.18, en particulier la piste 1480 et son augmentation de vitesse. La Figure 4.19 présente les profils de vitesse moyens pour 5 essais :

	Champ zoomé	Champ intermédiaire	Champ large
Propergol de recherche ONERA	8-415	08-201	08-104
Propergol industriel	-	09-201	09-106

TABLEAU 4.3
Numéro des essais considérés pour l'analyse.

Ces profils moyens ont été calculés sur un nombre différent de pistes pour chaque essai, mais au moins sur plusieurs centaines de pistes à chaque fois. On observe une très bonne concordance des profils de vitesse moyens pour tous les essais, que ce soit dans la zone d'accélération initiale (jusque 2.0 mm au-dessus de la surface) ou sur le plateau de vitesse entre 2,2 et 2,5 m/s. Cela démontre une excellente répétabilité des essais réalisés avec une même composition, d'autant que ceux-ci sont issus de campagnes expérimentales très espacées dans le temps. Pour les deux compositions différentes testées (2508, BU1209), cette concordance nous montre aussi que nous pouvons supposer que :

- Les vitesses des gaz sont similaires ;
- Les populations de gouttes observées ont des diamètres moyens similaires.

L'essai en champ zoomé semble présenter un profil de vitesse légèrement différent des quatre autres pour une hauteur de flamme supérieure à 1.0 mm mais cela provient certainement d'un biais lié au faible nombre d'objets pouvant être observés à cette hauteur du fait de la taille des images. En effet, la portion située à 1 mm de la surface n'apparaît que sur les dernières images de la série, ce qui réduit le nombre de pistes incluant cette portion de la flamme, et donc augmente la dispersion. C'est une tendance déjà observée dans les travaux de suivi effectués sur les images d'ombroscopie.

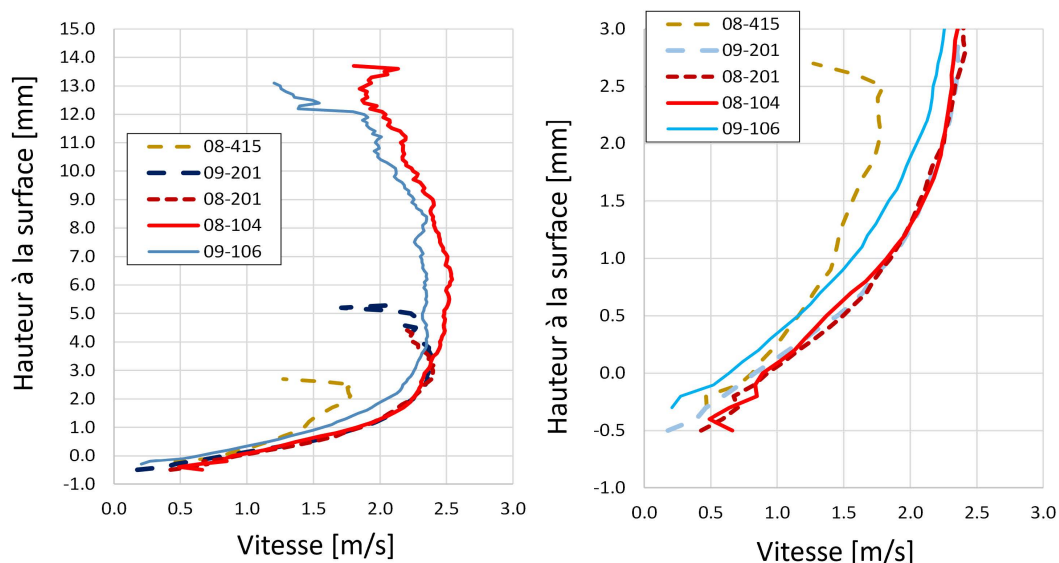


FIGURE 4.19 – Profils de vitesse moyens pour 5 essais analysés. Le graphique a) représente le profil complet et le b) présente ces mêmes profils mais pour 3 mm de hauteur à la surface maximum.

La Figure 4.20 présente quant à elle les dispersions de vitesse, avec les valeurs à 10 et 90% pour les distributions cumulées de vitesse. La Figure à gauche inclut aussi les valeurs à 10% et 90% en plus du profil de vitesse moyen dans le cas de l'essai 08-106 (champ large). On constate une dispersion des vitesses entre 1,25 et 3,50 m/s pour la valeur du plateau, principalement causée par la dispersion de taille des gouttes. Il est aussi à noter que la dispersion des vitesses peut également être induite par les hétérogénéités des vitesses des gaz, en particulier sur les bords de l'échantillon par rapport au centre. En effet, l'analyse des vitesses n'a pas été raffinée ici avec la position latérale des gouttes ce qui pourrait être un point à considérer. C'est pourquoi on peut s'attendre à un léger gradient de vitesse sur le bord latéral de l'échantillon du fait de la proximité entre l'azote froid et les gaz de combustion propergol. Les valeurs de dispersion observées peuvent aussi s'expliquer par la variation naturelle de la position du barycentre des zones détectées d'une image par rapport à l'autre effet induit par une légère incertitude dans la détection des zones PLIF mais aussi avec les variations de formes que nous commenterons plus tard. On constate que sur la Figure 4.20 droite que les dispersions des vitesses sont très similaires pour les 5 essais. Cela ne permet pas, au premier ordre, d'obtenir des distinctions nettes dans les populations de tailles de gouttes pour les deux compositions de propergol solide. En revanche, cela souligne à nouveau la bonne répétabilité des essais, ce qui est un point à souligner pour l'analyse de la combustion et la comparaison entre des tailles de champ différentes.

La Figure 4.21 montre sous la forme d'un nuage de point toutes les valeurs observées pour la composante horizontale de la vitesse. Un profil moyen est tracé en trait plein noir : un intervalle de dispersion est tracé en traits pointillés à plus ou moins une fois l'écart-type. On constate que la très large majorité des gouttes présente une vitesse de déplacement latérale inférieure à 0,5 m/s en valeur absolue avec une moyenne des déplacements latéraux autour de 0 m/s. On peut ainsi supposer que le déplacement latéral des gouttes se fait de manière indifférente dans toutes les directions perpendiculaires à l'axe vertical : le déplacement selon l'axe x visible sur nos images n'est donc qu'une projection

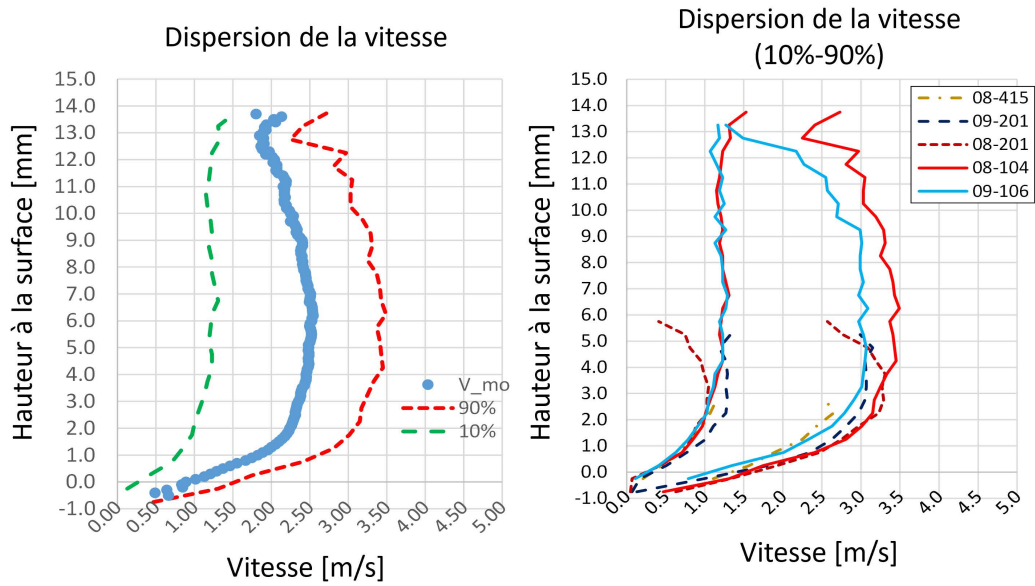


FIGURE 4.20 – Profils de vitesse avec dispersion des vitesses selon la hauteur. Profils pour les 10% les plus lentes ("10%") et les 10% les plus rapides ("90%")

des déplacements latéraux intervenant dans toutes les directions. La valeur de 0,5 m/s fournit ainsi un bon ordre de grandeur de la vitesse maximal du mouvement latéral des gouttes au-dessus de la surface, en particulier perpendiculairement à la nappe laser.

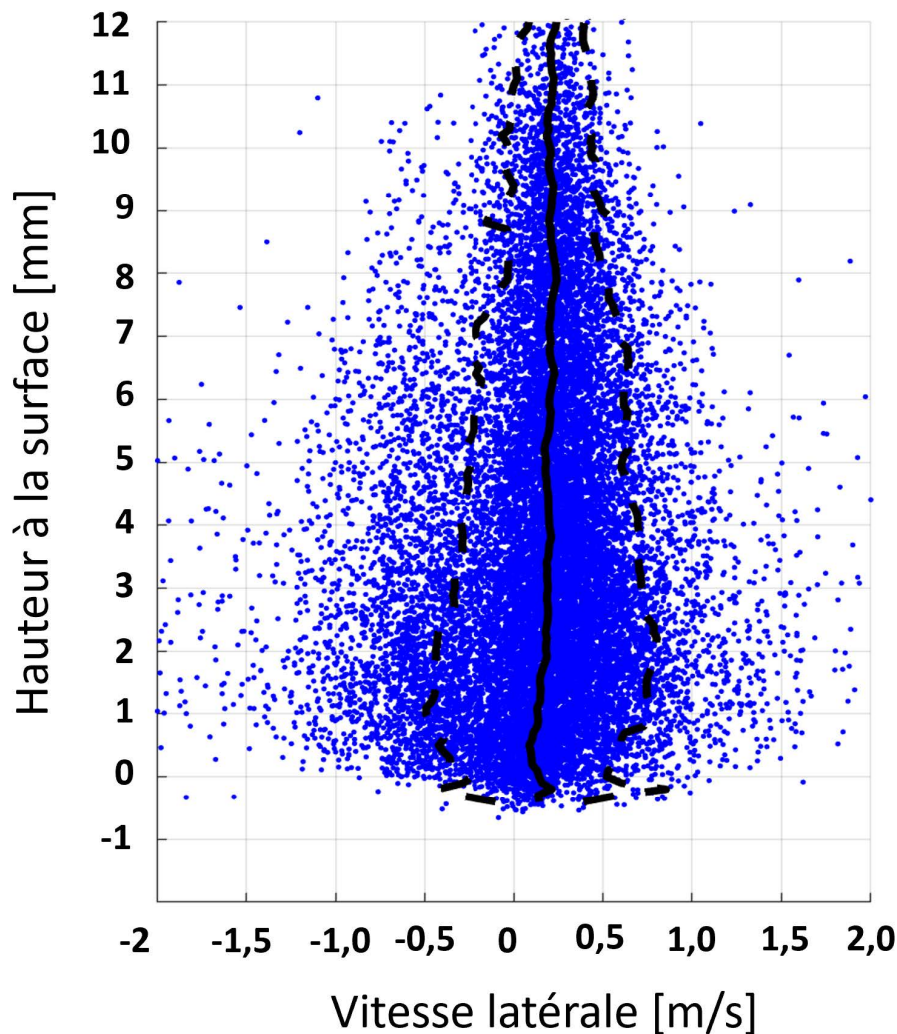


FIGURE 4.21 – Valeur de la vitesse latérale V_x pour toutes les détections réalisées, pour l'essai 08-104 en champ large. Le nuage de points est tracé selon la distance à la surface du propergol. Le trait noir correspond au profil moyen de V_x , les traits en pointillés aux profils à plus ou moins un écart-type.

4.5.3 Évolution du signal le long de pistes et dans la flamme

En plus de la vitesse, on a vu plus haut que l'on peut suivre l'évolution du niveau de signal LIF Al pour les positions successives d'une même goutte. Les figures précédentes suivaient ainsi le signal maximum observé, qui pouvait ainsi servir d'indicateur de début de combustion. On a vu que la forme varie assez sensiblement, avec en particulier des formes de type croissant de lune, toujours orientées du même côté (creux situé vers la gauche, à l'opposé de l'arrivée de la nappe laser. Il faut garder à l'esprit deux points pilotant la formation du signal LIF Al autour de la goutte :

- le signal apparaît dans la zone d'interaction entre champ d'aluminium gazeux et la nappe laser, mais celle-ci n'est pas toujours centrée sur la goutte d'aluminium;
- la concentration d'aluminium gazeux est très forte à proximité de la goutte, et plus

encore dans la goutte liquide elle-même, ce qui engendre les effets d'atténuation laser, voire d'absorption totale.

Or, on l'a vu plus haut, les gouttes n'ont pas un mouvement parfaitement vertical, mais peuvent avoir une légère composante de vitesse perpendiculaire à la goutte. Ainsi, d'une image à l'autre, la goutte ne sera pas centrée pareil par rapport à la nappe, ce qui explique les évolutions de morphologie du signal LIF Al d'une image à l'autre. Ce phénomène sera analysé en détails dans le prochain chapitre, en exploitant des simulations détaillées de la combustion d'aluminium à l'échelle de la goutte.

Comme illustration, différentes figures montrent la difficulté d'analyse statistiques des niveaux de signal à l'échelle de la flamme de notre échantillon. Pour cela on s'intéresse à un essai en champ large, l'essai 08-104, qui donne accès à une hauteur de flamme d'environ 20 mm de haut. La première Figure 4.22 illustre un niveau moyen de signal selon la hauteur. Il faut préciser le sens de cette moyenne, dans la mesure où il n'est pas direct de moyenniser les images : il n'y a pas de gouttes à chaque instant en toute position, et cela reviendrait à une moyenne incluant de nombreux instants sans signal. La flamme a donc été divisée en cellules de 1 x 1 mm ou 2 x 2 mm selon les essais. Chaque goutte détectée est attribuée à une cellule, et la moyenne est effectuée sur la population de gouttes dans chaque cellule. Peu de variation est observée dans la hauteur sur le niveau de signal moyen obtenu.

Cependant, on a approfondi l'analyse en cherchant à cibler les gouttes montrant un très fort niveau de signal. Un très fort niveau de signal constitue une indication de présence d'une forte concentration d'atomes Al, et peut donc correspondre à la présence de grosses gouttes. Ces forts niveaux de signal interviennent à des probabilités plus faibles, et ne vont pas être visibles sur toutes les images par exemple. Mais il reste intéressant de savoir si ces événements "fort niveau de signal", même peu courants, sont observés sur toute la hauteur de la flamme ou jusqu'à une certaine hauteur. Pour cela, dans chaque cellule, on a estimé la distribution de probabilité du signal des gouttes présentes, puis extrait le niveau de signal pour différents seuils de la distribution cumulée (50%, 75%, 90%...). On pourra noter $I_{\max}(90\%)(x,y)$ le niveau de signal pour 90% de la cumulée, pour montrer qu'il est estimé sur différentes positions (x,y) dans la flamme. Cela veut dire que, sur la durée d'essai, 10% des gouttes observées dans la cellule (x,y) considérée ont montré un signal plus élevé que $I_{\max}(90\%)(x,y)$. Trois niveaux sont représentés, 50% (valeur médiane), 75% et 90%.

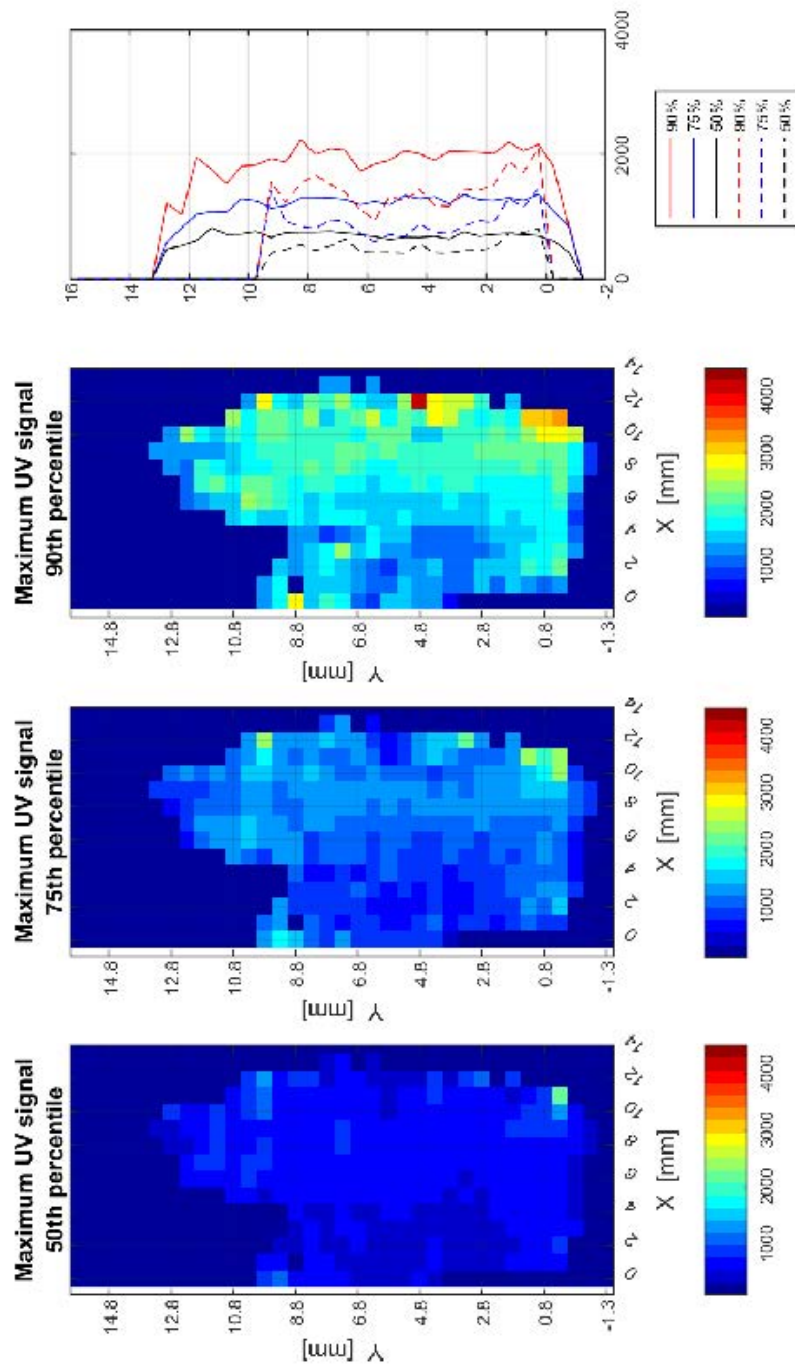


FIGURE 4.22 – Signal pour différents centiles des distributions cumulées.

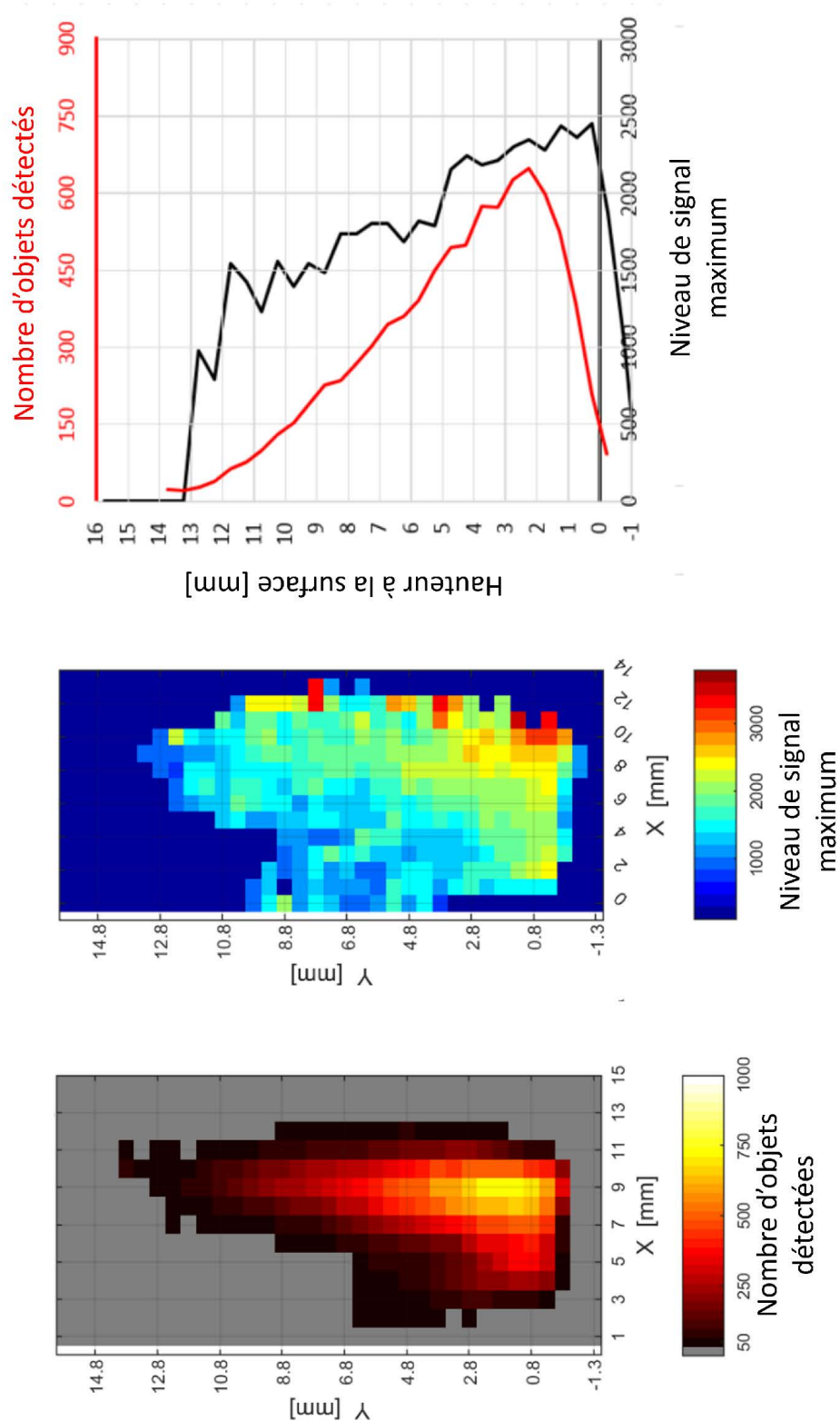


FIGURE 4.23 – Temps de présence depuis le départ de la surface, estimé à partir du profil de vitesse moyen et des limites à 10% et 90%. Données issues de l'essai 08-104 en champ large à 1.0 MPa et un temps d'exposition de 30 ns

La Figure 4.23 inclut les champs spatiaux ainsi que les profils verticaux (en trait plein, sur la droite de la flamme, en trait pointillé sur la gauche de la flamme). On observe ainsi

la décroissance du nombre d'objets et du signal $I_{\max}(90\%)$ avec la hauteur. Il est toutefois important de rappeler que $I_{\max}(90\%)$ n'est pas une valeur moyenne mais indique surtout la présence d'objets avec un très fort niveau de signal, représentatif d'une combustion. On observe ainsi une valeur $I_{\max}(90\%)$ très élevée dès $Y = 0.25$ mm, même s'il y a très peu d'objets détectés à cette hauteur : il y a certes peu des gouttes présentant du signal LIF Al à cette hauteur, mais certaines montrent un signal élevé, synonyme de combustion. La même observation peut être réalisée pour $Y > 11$ mm : très peu de gouttes sont détectés, mais le niveau de $I_{\max}(90\%)$ reste supérieur à 1000 coups, montrant que ces quelques objets détectés présentent un signal PLIF Al significatif.

La Figure 4.22 montre ainsi les valeurs de $I_{\max}(90\%)(x,y)$ sur la zone de flamme. On observe peu de variation sur la hauteur observée de 20 mm : même à plus de 15 mm de la surface, on observe de forts niveaux de signal, synonyme a priori de gouttes avec une combustion toujours intense. C'est cohérent avec la faible régression de grosses gouttes sur une telle distance, comme simulée dans le chapitre précédent avec l'approche en canal unidimensionnel.

Plus généralement, on observe de manière similaire que le niveau de signal aux différents centiles ne varie pas sensiblement avec la hauteur. Cela tend à prouver que la distribution de signal maximal observé reste similaire avec la hauteur de la flamme. C'est assez cohérent avec les résultats CFD du chapitre précédent en canal unidimensionnel, qui montraient que la l'avancement de la combustion des gouttes n'était pas très important sur une hauteur de 20 mm. Il n'est pas surprenant ainsi que les distributions de signal LIF Al soient similaires proche de la surface ou à 15 mm de la surface.

Cette approche par estimation de $I_{\max}(90\%)(x,y)$ fournit également un résultat pas forcément évident quand on observe les images individuelles. Les niveaux de $I_{\max}(90\%)$ sont plus élevés sur la partie droite de la flamme, par où entre la nappe laser. Cela permet d'observer un effet d'atténuation du signal laser pour le trajet de droite à gauche dans la flamme. Un tel phénomène est cohérent avec l'interaction d'une nappe laser réglée sur une longueur d'onde d'aluminium avec de l'absorption. Cela montre le potentiel d'une approche exploitant des distributions de grandeur pour des cellules locales de la flamme.

4.5.4 Temps de résidence des gouttes dans la flamme

La question du temps de combustion est un point clé pour l'étude des gouttes d'aluminium. Cette durée permet une comparaison directe avec des prédictions par modèle. Elle est également importante pour les études d'instabilités de type ITHAC, pilotée par l'interaction entre dégagement de chaleur par les gouttes et position de la couche limite acoustique : il s'agit ainsi de vérifier si des gouttes vont brûler au niveau de cette couche limite acoustique, située à une certaine distance de la surface propergol dans un propulseur.

Une première analyse de la durée de présence des gouttes dans la flamme en associations à leur combustion a pu être réalisée. En effet, il n'est pas vraiment possible d'estimer la hauteur de fin de combustion des gouttes compte tenu du fait que le nombre de détections diminue avec la hauteur si l'on se rappelle des longueurs de combustion estimées par simulations de type canal unidimensionnel, bien supérieures aux hauteurs visualisées sur les images de PLIF Al. Cependant, on peut illustrer les différences de temps de présence proche de la surface propergol induites par la dispersion de diamètre. Les données présentées sont issues d'un essai avec le propergol de recherche ONERA 2508 à 1,0 MPa et avec un temps d'exposition de 30 ns (essai 08-104).

L'analyse de la durée de combustion par PLIF Al reste donc à compléter et affiner, afin de mieux caractériser l'épaisseur en combustion, et sa dispersion causée par la distribution en taille des gouttes. Mais ces premières exploitations montrent le potentiel d'analyse à partir des données disponibles dans ces campagnes PLIF Al et imagerie visible.

Enfin, la Figure 4.24 présente quant à elle la durée écoulée depuis le départ de la surface propergol, estimée à partir du profil de vitesse moyen et de sa dispersion. Ainsi, pour le profil de vitesse moyen, une goutte met 7.0 ms pour atteindre une hauteur de 13 mm au-dessus de la surface. Pour la valeur à 90%, c'est-à-dire les gouttes les plus rapides, cette durée est de 4.0 ms; elle correspond aux plus petites gouttes détectées. Pour la valeur à 10% et les gouttes les plus lentes, la durée pour atteindre 13 mm de hauteur est de 12.5 ms, qui correspond au trajet des gouttes les plus grosses.

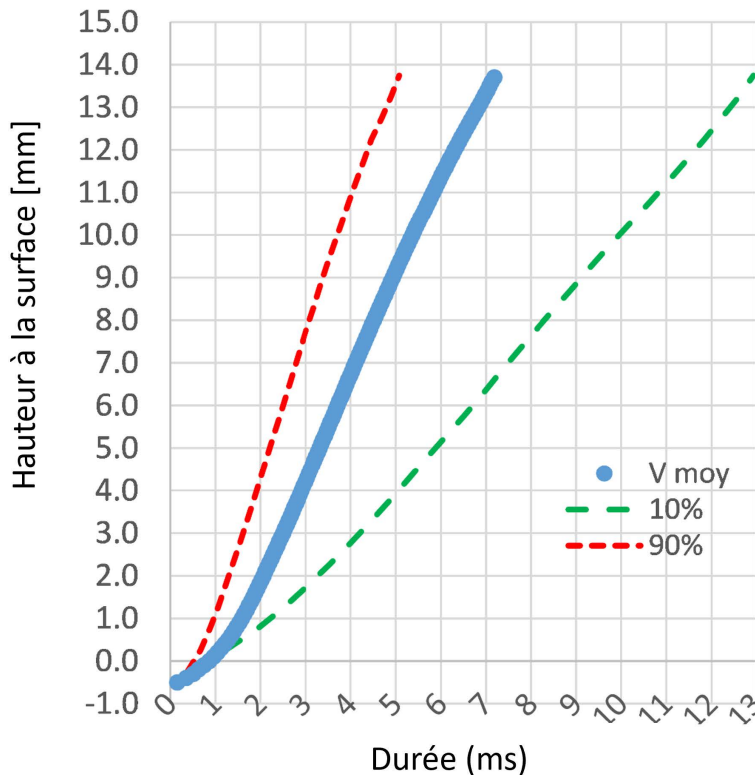


FIGURE 4.24 – Temps de présence depuis le départ de la surface, estimé à partir du profil de vitesse moyen et des limites à 10% et 90%

De la même manière, on utilise ces profils de durées dans l'écoulement pour fournir quelques ordres de grandeur associés à la combustion, présentés dans le Tableau 4.4 :

La première durée est appelée « échauffement ». Elle correspond à l'observation que le nombre maximum de détections est obtenu à une hauteur entre 1,5 et 3,0 mm de la surface. Une analyse possible de ce maximum consiste à dire que moins de gouttes sont détectées en-dessous de 1,5 mm car elles ne sont pas encore allumées : cette portion de trajet sert à leur échauffement / allumage. Ainsi, en considérant la dispersion des vitesses, cette durée d'échauffement correspond à un temps entre 1,20 et 4,20 ms dans l'écou-

	Hauteur limite	Durée pour V_{moy}	Durée pour $V(10\%)$	Durée pour $V(90\%)$
Echauffement	1.5 mm 3.0mm	1.85 ms 2.50 ms	4.20 ms	1.20 ms
Durée maximale de combustion	11.0 mm 13.0mm	6.0 ms 7.0 ms	12.0 ms	4.0 ms

TABLEAU 4.4

Ordre de grandeur du temps passé dans l'écoulement, pour l'échauffement initial et la durée maximale de combustion

lement. Comme déjà commenté, il n'est pas évident de fournir une durée moyenne de combustion, encore moins une dispersion de cette durée. Cependant, une borne supérieure peut être fournie à partir de la hauteur maximale à laquelle des gouttes sont encore détectées en LIF AL, à savoir à une hauteur de 11,0 à 13,0 mm de la surface. Considérant la dispersion de vitesse, cela correspondrait à une durée totale de combustion entre 4,0 et 12,0 ms. Cependant, il est plus plausible que les gouttes restant en combustion jusqu'à 13 mm de la surface soient les plus grosses gouttes, donc les plus lentes : 12,0 ms semble un meilleur estimateur de la durée maximale de la combustion pour les grosses gouttes.

4.6 Première comparaison entre simulation et mesure

Il est intéressant de comparer les profils de vitesse expérimentaux avec ceux issus de la simulation CEDRE pour les deux tailles de goutte simulées. Les deux types de profils sont tracés en Figure 4.25. On observe une très bonne cohérence entre les profils simulés et la dispersion des profils de vitesse : les deux tailles de goutte simulées s'insèrent bien dans l'intervalle 10%-90% pour les vitesses mesurées. Cela montre que les diamètres retenus pour les simulations sont aussi bien choisis. On constate juste que le profil simulé pour une goutte de $40 \mu m$ n'a pas été initialisé avec la bonne vitesse d'éjection : l'hypothèse d'injection en équilibre à la vitesse du gaz se trouve infirmée par les observations expérimentales. Il s'agira de choisir une vitesse initiale autour de 0.5 m/s même pour les plus petites gouttes simulées. Mais cette première comparaison est très prometteuse pour utiliser des simulations de la chambre afin de caractériser les conditions dans la chambre (vitesse, température locale...) Pour compléter la comparaison entre mesures expérimentales de vitesse et profils simulés, deux pistes individuelles ont été tracées sur la Figure 4.26, reprenant les deux pistes présentées plus haut (figure 4.17 et 4.18). On constate que la dynamique de ces pistes individuelles est elle aussi cohérente avec les deux profils simulés, ce qui suggère que ces deux pistes expérimentales correspondent à des diamètres autour de 40 et 120 μm respectivement. Les informations de vitesse pourront être utilisées à l'avenir pour consolider le diamètre des gouttes observées expérimentalement.

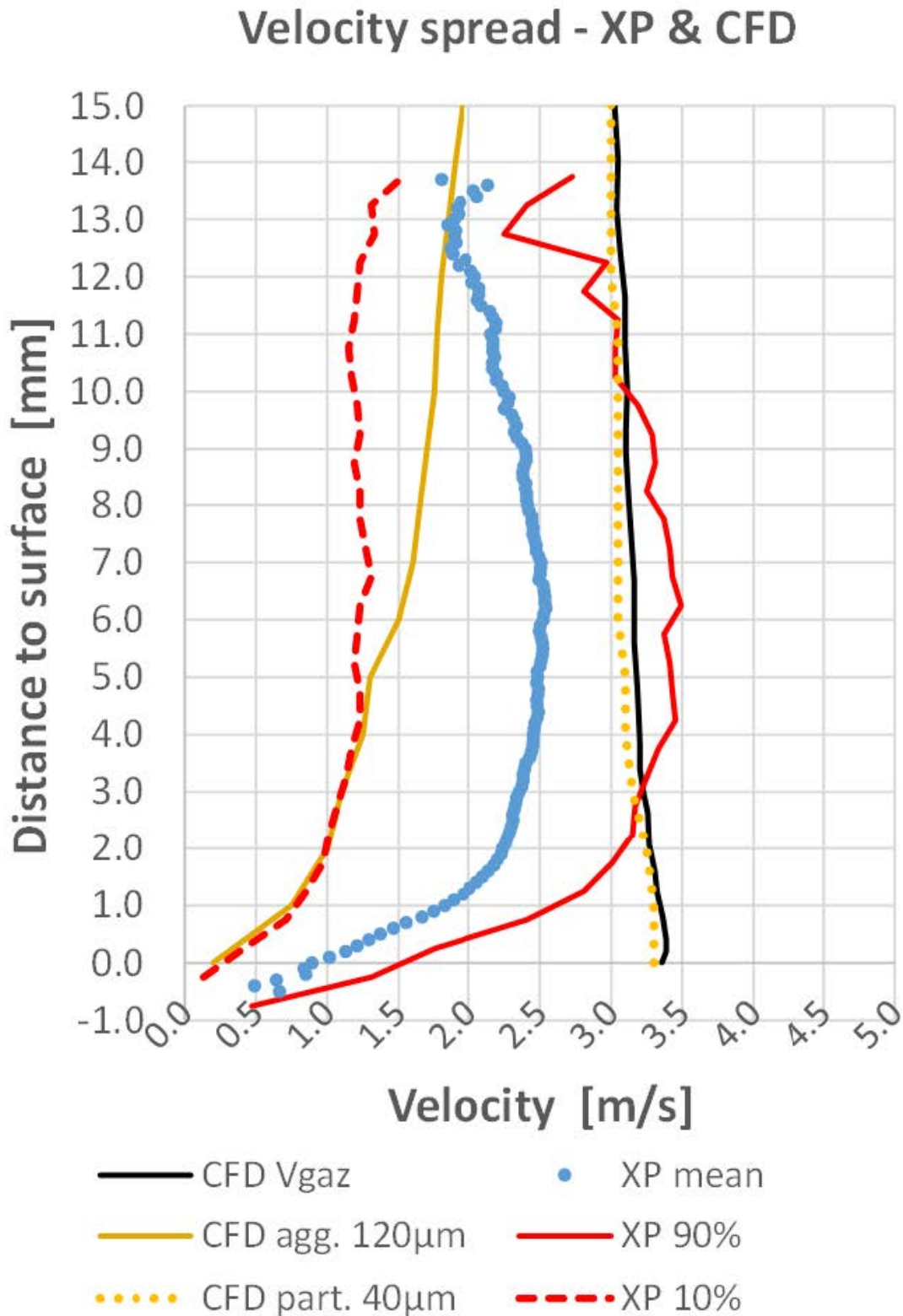


FIGURE 4.25 – Profils de vitesse expérimentaux (moyenne et valeurs à 10% et 90% et profils de vitesse issus de simulations CEDRE de l'essai. Conditions de l'essai 08-104, 1,0 MPa.

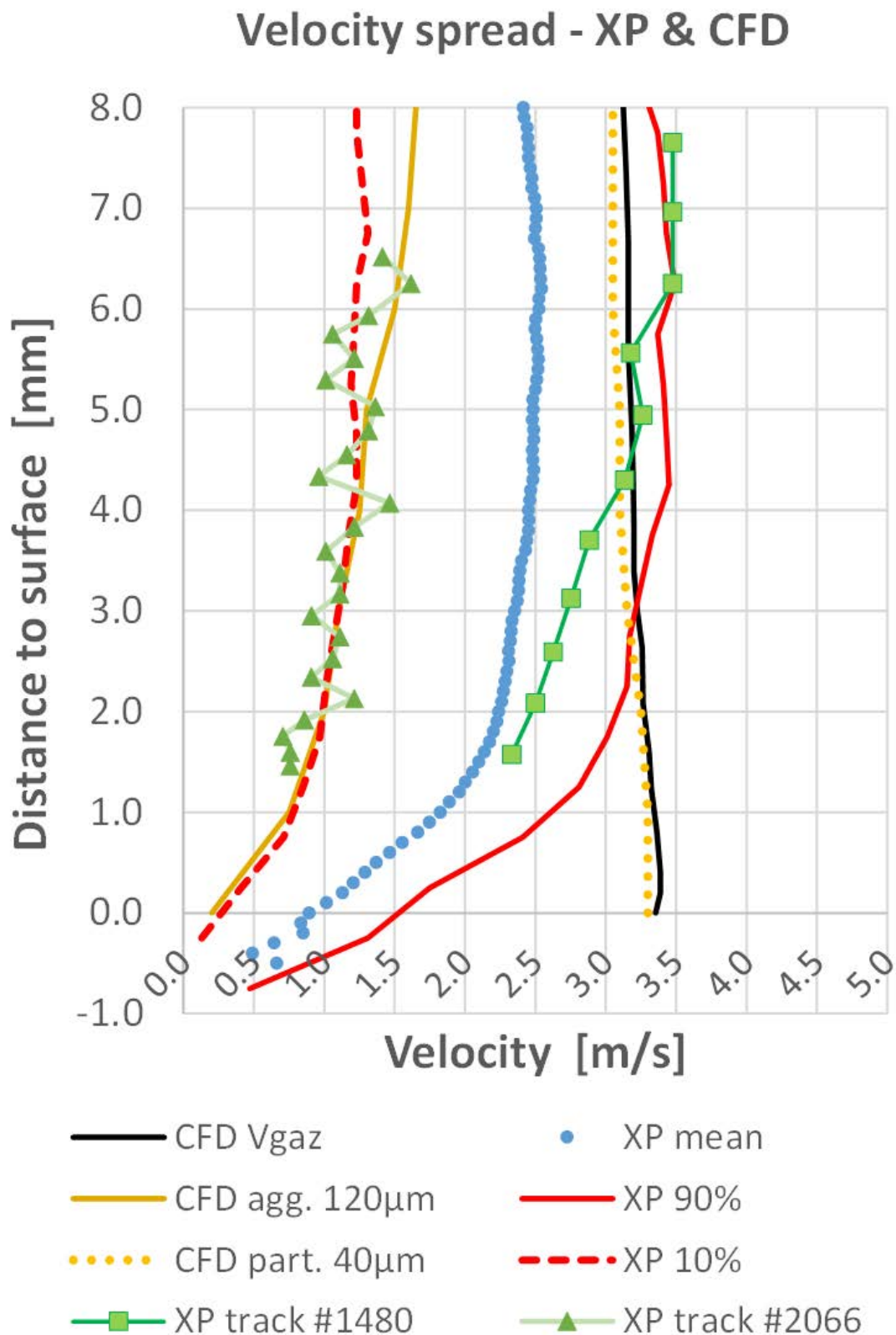


FIGURE 4.26 – Profils de vitesse expérimentaux (moyenne et valeurs à 10% et 90%, et deux exemples de pistes individuelles et profils de vitesse issus de simulations CEDRE de l'essai. Conditions de l'essai 08-104, 1,0 MPa.

4.7 Bilan et perspectives de cette méthode

Les diagnostics d'imagerie haute cadence génèrent une grande quantité de données, ce qui rend intéressant les méthodes d'analyse automatique. Les présents travaux ont permis d'adapter des algorithmes de détection et suivi temporel des gouttes. Les ajustements apportés aux méthodes existantes ont permis d'excellentes performances pour les détections des gouttes avec signal LIF Al, et ce quel que soit la résolution spatiale des images analysées. Un suivi classique par filtre de Kalman s'est aussi avéré très robuste, permettant même de suivre un grand nombre de trajectoires simultanément dans le cas des images en champs larges. Un tel développement d'algorithmes d'analyse automatique est extrêmement important pour l'exploitation future des bases de données de PLIF Al.

Même une fois ces détections obtenues, l'exploitation des statistiques n'est pas directe. Le signal observé est fortement influencé par la position de relative de la nappe laser par rapport à la goutte. De plus, la forte dispersion en taille des gouttes rend compliquée l'analyse de valeurs moyennes, et l'objectif est souvent de nous focaliser sur les grosses gouttes, les mieux résolues spatialement, présentes en nombre assez restreint. Ainsi, l'exploitation de grandeurs associées au signal PLIF Al moyen n'est pas révélateur, ce qui nous a poussé à analyser des grandeurs issues fournies par les distributions cumulées. Cette approche reste à fortement consolider, mais est prometteuse : elle a ainsi mis en valeur la présence d'un signal plus faible sur la gauche de la flamme, à l'opposé de l'entrée de la nappe laser et donc attribué à l'atténuation de la puissance laser dans son trajet dans les gaz chauds. Mais dans l'ensemble, ces premières analyses sur la hauteur de flamme restent à consolider. Il s'agira de s'assurer que la diminution du nombre d'objets détectés avec la hauteur correspond bien à la consommation progressive des gouttes d'aluminium : les données de simulations diphasiques suggèrent que la consommation des gouttes n'est pas complète sur la hauteur visualisée, mais le modèle de combustion utilisé n'est pas parfait non plus. Il pourra être utile aussi de mieux exploiter la vitesse des gouttes, afin de voir si elle peut constituer un critère supplémentaire pour suivre la taille des gouttes sur les seules images PLIF Al : les plus petites gouttes sont plus rapides du fait de leur plus faible traînée. Ici, les analyses se sont focalisées sur l'ensemble des objets détectés pour disposer de populations statistiques les plus importantes possibles à différentes hauteurs. Il pourra être utile de s'intéresser à des sous-ensembles de ces détections, pour une caractérisation plus précise. Ainsi, on peut imaginer une étude concernant uniquement des gouttes centrées par rapport à la nappe laser, sélectionnées dans la population totale par des critères de niveaux de signal LIF Al et de morphologie. Ainsi, la morphologie du signal LIF n'a pas encore été exploitée dans ces études statistiques d'ensemble, mais est certainement un indicateur supplémentaire de l'avancement de combustion ou de la taille de goutte. Enfin, plus généralement, il sera utile d'analyser la combustion pour une même composition de propergol à différentes pressions. La présente étude s'est limitée à une analyse pour les essais 1,0 MPa. Il sera utile de générer des statistiques pour les essais à 1,5 MPa, pour estimer les variations dans le niveau de signal LIF, dans la vitesse des gouttes, dans le nombre d'objets détectés.

4.8 Références

- T. Castaings. *Documentation technique du logiciel detracker de filtrage, détection et pistage*, 2014. rapport technique , ONERA, DTIM. 147
- R. Devillers, N. Dorval, G. Vilmart, G. Nugue, G. Le Besnerais, et J. Pichillou. 2018. *Aluminum particle tracking on experimental shadowgraphy and al-plif images to provide velocity data for two-phase flow simulations of solid rocket motors*. Space Propulsion conference, page 320. 147
- J. Matas, O. Chum, M. Urban, et T. Pajdla. 2004. *Robust wide-baseline stereo from maximally stable extremal regions*. Image and Vision computing, 20 :761–767. 144
- M. Nugue. *Outils pour l'étude conjointe par simulation et traitement d'images expérimentales de la combustion de particules d'aluminium utilisées dans les propergols solides*. Thèse de doctorat , Université Paris Saclay, 2019. 143, 145, 146

Chapitre 5

Développement d'une simulation d'imagerie PLIF-Al

*« We mock and slaughter all the purest kinds,
Blinded by the noise and maze,
this flash in our eyes,
Hope for the world but prepare for the worst,
I'd rather find a way on my own,
Another world, another place to be,
Other world, a new place for me »*

Another world - Gojira

Sommaire

5.1 Simulation de combustion de goutte	177
5.1.1 Schéma cinétique détaillé utilisé	177
5.1.2 Simulation unidimensionnelle de la combustion d'une goutte d'aluminium isolée	178
5.1.3 Simulation bidimensionnelle de la combustion d'une goutte d'aluminium isolée	180
5.2 Calcul du signal LIF et sa dépendance à la température	182
5.2.1 Signal LIF	182
5.2.2 Estimation de l'absorption du laser et de la réabsorption de la fluorescence par les atomes de Al	187
5.3 Méthode de simulation d'une image PLIF-Al : principe des scripts développés	189
5.3.1 Définition du domaine de calcul	189
5.3.2 Mise en données et stratégie	191
5.3.3 Méthode de simulation de l'image PLIF Al	192
5.3.4 Prise en compte de l'absorption et de la réabsorption du signal par le code	193
5.4 Incertitude de la simulation PLIF Al : mise à l'échelle des images	195
5.4.1 Comparaison d'images PLIF Al simulées entre elles	195
5.4.2 Transposer les images PLIF Simulées sur une échelle "caméra"	195

5.4.3	Utilité d'une analyse de morphologie	196
5.5	Cas étudié	197
5.6	Résultats : simulation de combustion d'une goutte de 140 μm	202
5.6.1	Résultat de la simulation unidimensionnelle de combustion	202
5.6.2	Résultat des simulations bidimensionnelles de combustion (CEDRE)203	
5.7	Résultats : simulation d'image PLIF Al pour une goutte de 140 μm	212
5.7.1	Simulation de combustion en unidimensionnelle	212
5.7.2	Simulation bidimensionnelle de la combustion (CEDRE)	216
5.7.3	Comparaison entre les signaux PLIF-Al simulés et mesurés	225
5.8	Conclusion du chapitre	231
5.9	Références	232

L'objectif principal des mesures de PLIF-Al est de fournir des informations locales précises pouvant être comparées à des simulations numériques détaillées de la combustion des gouttes (i.e. avec des schémas cinétiques détaillées, pour des zones simulées à proximité d'une goutte isolée). Une première comparaison directe entre des profils radiaux de signal provenant d'images LIF expérimentales et des profils radiaux de concentration de Al simulés a été réalisée à l'ONERA dans des travaux antérieurs à la thèse. Elle a montré qu'il est très difficile de trouver une correspondance exacte entre les formes des deux profils sans faire d'hypothèses sur le diamètre de la goutte ou bien la position de la nappe laser par rapport au centre de la goutte. Comme présenté dans le chapitre 2, la topologie du champ de signal LIF mesuré peut être très variable d'une goutte à l'autre. On constate que certaines images présentent des morphologies en « croissant » ou « quart-de-lune ». Une démarche a donc été mise en place pour comparer les signaux LIF expérimentaux et les données fournies par la simulation numérique, mettant en oeuvre une simulation d'image PLIF-Al à partir des données de CFD. Les outils et approches disponibles à l'ONERA pour la simulation numérique de combustion de goutte isolée sont présentées dans le paragraphe 5.1, que ce soit par une approche unidimensionnelle ou bidimensionnelle. La modélisation mise en oeuvre pour calculer le signal LIF Al est rappelée en 5.2. Le paragraphe 5.3 décrit quant à lui les scripts développés durant la thèse pour simuler des images PLIF Al à partir de résultats de CFD pour la combustion de gouttes isolées. Le paragraphe 5.4 explicite quelques difficultés et incertitudes à garder à l'esprit quand il s'agit de comparer des images PLIF Al simulées et mesurées. La démarche est présentée à l'aide d'un exemple de goutte d'aluminium autour de $140\ \mu\text{m}$ de diamètre, observée en sur des images expérimentales de PLIF Al. Ce cas est présenté dans le paragraphe 5.5. Les résultats de simulations sont décrits dans les paragraphes suivants : résultats de simulation numérique de combustion en 5.6, puis images PLIF Al simulées en 5.7.

5.1 Simulation de combustion de goutte

Nous commencerons par présenter ici les différentes hypothèses faites pour la simulation de combustion de goutte en approche unidimensionnelle (code FLAL) et bidimensionnelle (code CEDRE). Ces simulations utilisent les mêmes schémas cinétiques détaillés.

5.1.1 Schéma cinétique détaillé utilisé

Les réactions chimiques sont modélisées à la surface de la goutte et dans le milieu gazeux à l'aide des mécanismes cinétiques développés dans la thèse de [Muller, 2019]. Le mécanisme cinétique pour la surface prend en compte la réaction d'évaporation de l'aluminium et les réactions pour les espèces oxygénées du mécanisme de [Glorian, 2015]. Le mécanisme cinétique pour la phase gazeuse est similaire à celui présenté par [Glorian, 2015] auquel il a été ajouté les réactions propres au Oxyde d'azote (NO) et Oxyde de carbone hydrogéné (HCO).

5.1.2 Simulation unidimensionnelle de la combustion d'une goutte d'aluminium isolée

Modélisation de la combustion

La simulation unidimensionnelle a été réalisée suivant l'approche stationnaire telle que développée par [Muller, 2019]. Les simulations de la combustion de gouttes en atmosphère flamme de propergol solide présentée dans le chapitre 3 ont montré que leur diamètre n'évoluait pas sur la hauteur des champs d'observation. Les signaux LIF expérimentaux observés sont ceux issus d'une goutte dont l'atmosphère environnante est homogène. C'est-à-dire qu'elle se trouve au centre du jet et qu'elle évolue peu au cours du temps. Ainsi, l'approche stationnaire en configuration sphériquement symétrique est suffisante pour notre application.

Cependant, afin de simplifier notre approche, nous faisons aussi les hypothèses suivantes :

- les rayons des frontières intérieures (surface de la goutte) et extérieures du domaine de calcul sont fixes;
- le flux thermique est nul à l'intérieur de la goutte;
- les concentrations des espèces surfaciques sont supposées égales à celles à l'équilibre (taux nets de production nuls);
- la pression est constante dans tout le domaine;
- la composition du mélange gazeux et sa température sont considérées comme constantes et fixes à la frontière extérieure.

La frontière extérieure n'est cependant pas adiabatique. Ainsi, elle permet les échanges massiques d'espèces et énergétiques entre l'atmosphère oxydante et la surface de la goutte. La position de cette frontière est arbitraire car ainsi nous pouvons simuler les effets dus à la convection des gaz oxydants sur la goutte. En l'éloignant de la goutte, on modélise la combustion dans un milieu stagnant. En la rapprochant de la surface, les échanges deviennent de plus en plus intenses ce qui produit des effets semblables à ceux d'un milieu sous convection. La maillage est adaptatif au cours du calcul. Il se raffine dans les zones de fortes variations de température ou de fraction massique.

La goutte est constituée d'aluminium et d'alumine liquide. L'influence moyenne de la calotte d'alumine sur la combustion est modélisée en supposant que sa surface n'est pas adiabatique. On la considère inerte mais avec des échanges thermiques avec l'atmosphère ambiant. Les surfaces réactive et inerte sont définies à partir d'une représentation géométrique d'une section de goutte (i.e un disque). Finalement, la masse volumique de la calotte est considérée comme fixe.

Le volume initial du domaine est égal au volume du gaz disponible pour la combustion d'une goutte. Cette hypothèse est valable dans le cas où la quantité de gaz disponible dans la flamme est répartie entre les gouttes proportionnellement à leur masse. Ainsi cela permet de respecter la composition massique du propergol solide.

Conditions initiales du calcul

Les moyens expérimentaux actuels ne permettent de connaître les conditions atmosphériques dans lesquelles les particules d'aluminium s'enflamment et brûlent pendant les quelques premières millisecondes où elles quittent la surface du propergol solide. C'est pourquoi la combustion des gouttes d'aluminium est modélisée dans les gaz produits par la combustion des grains de PA avec une certaine quantité du liant plastifié. On

suppose que les réactions générant les produits gazeux sont suffisamment rapides pour qu'un équilibre chimique des gaz soit atteint avant que l'aluminium n'entre en combustion. Les conditions gazeuses à l'équilibre sont déterminées de sorte à préserver la composition et l'enthalpie du PA, du PBHT réticulé et du DOZ en proportions choisies. Les conditions d'équilibre ont été simulées pour différentes proportions de PA. En effet, les simulations présentées dans le Chapitre 3 ne tiennent pas compte de sa granulométrie dans la composition et l'observation expérimentale de la combustion par le champ large est réalisée très proche de la surface. Ainsi, suivant sa position, une goutte peut se trouver dans une atmosphère plus ou moins riche. La Figure 5.1 montre l'évolution de la température et la fraction massique du dioxygène dans les gaz de combustion en fonction du taux de fraction massique de PA. Avec un taux égale à 0,827, la température est avoisinante de 2600 K, ce qui est largement supérieure à la température de fusion de l'alumine (à savoir 2327 K), mais les gaz sont peu oxygénés. En augmentant le taux PA jusqu'à 0,886, on observe une croissance de la température avec un niveau maximal de 2879 K. Une faible quantité d'O₂ est observée ce qui indique que le mélange est proche de la stœchiométrie. Pour des taux de PA encore plus élevés, la température diminue et la quantité d'oxygène disponible augmente. Les taux PA variant de 0,88 à 1 donne des conditions plus favorables pour l'allumage des gouttes d'aluminium.

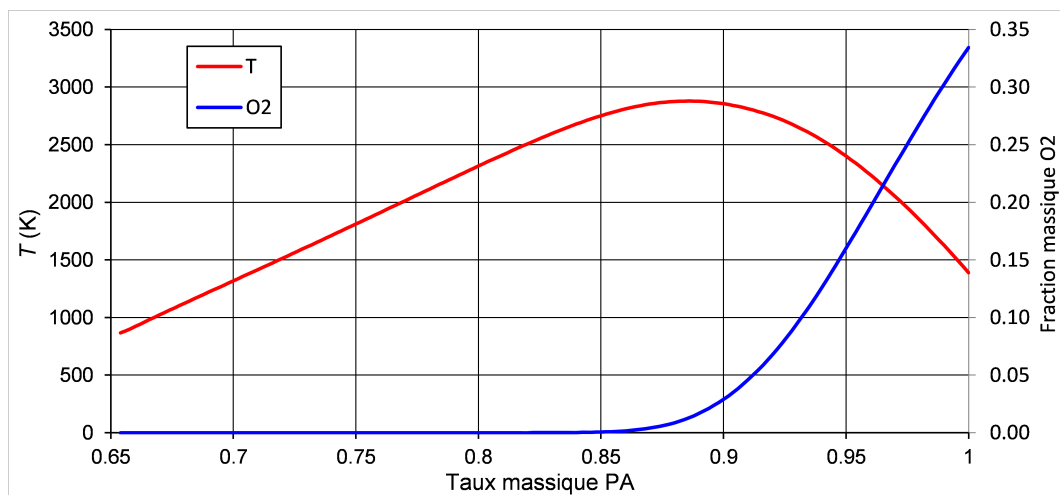


FIGURE 5.1 – Fraction massique et température du O₂ dans les gaz en fonction du taux massique de PA issus de [Devillers et al., 2021].

Afin de simplifier le cadre de notre étude, nous supposons que la goutte est située à une hauteur de la surface du propergol telle que l'on peut considérer que l'atmosphère gazeuse est homogène. Le taux de PA moyen choisi est donc celui avec la plus haute température c'est à dire 0,827. On suppose aussi que les effets liés aux interactions avec les autres gouttes sont négligeables. La température et les compositions molaires des gaz à 1,0 MPa sont détaillés dans le Tableau 5.1.

T(K)	2574
H ₂ O	0,32171
CO	0,20555
HCl	0,16069
H ₂	0,14914
N ₂	0,08299
CO ₂	0,07024
H	0,00422
Cl	0,00318
OH	0,00209
NO	0,00011
O	0,00004
O ₂	0,00003
Cl ₂	0,00001

TABLEAU 5.1

Température et composition molaire des gaz environnants pour la simulation unidimensionnelle de la combustion établie d'une goutte d'aluminium à 1,0 MPa.

5.1.3 Simulation bidimensionnelle de la combustion d'une goutte d'aluminium isolée

Mise en données

Bien qu'utile pour le développement de l'outil de simulation de l'imagerie PLIF-AL, la simulation de la combustion unidimensionnelle ne tient pas compte de phénomènes susceptibles d'influencer la topologie du signal. A ce titre, nous pouvons citer la position exacte de la calotte d'alumine ou encore la convection des gaz à sa surface. Pour cela nous utilisons la modélisation bidimensionnelle développée par [Muller, 2019]. Les simulations sont effectuées avec le code CEDRE selon l'approche stationnaire. Nous faisons l'hypothèse que le temps d'établissement de l'écoulement gazeux est très court par rapport à l'évolution du diamètre et de la température de la goutte. Par ailleurs, nous avons remarqué dans le chapitre 3 que la régression des gouttes ne semblait pas être importante sur la hauteur d'analyse de la flamme dans la chambre d'essai.

Trois configurations ont été de faite considérées :

- goutte sans calotte (dans l'hypothèse où elle ne serait pas dans le champ) ;
- goutte avec calotte en poupe (sous la goutte) ;
- goutte avec calotte en proue (sur la goutte).

Le schéma de la goutte avec calotte en position arrière est montré sur la Figure 5.2. L'axe x correspond à la direction de l'écoulement. Les surfaces libre d'aluminium et d'alumine sont respectivement traitées comme réactives et inertes.

Le domaine de calcul est illustré sur la Figure 5.3. Sa frontière est divisée en six parties :

- l'axe en amont et en aval de la goutte ;
- la frontière amont où on impose les conditions d'entrée en termes de vitesse axiale, de température et de fractions des espèces chimiques ;
- la frontière aval sur laquelle on impose les conditions de sortie avec la pression ambiante ;

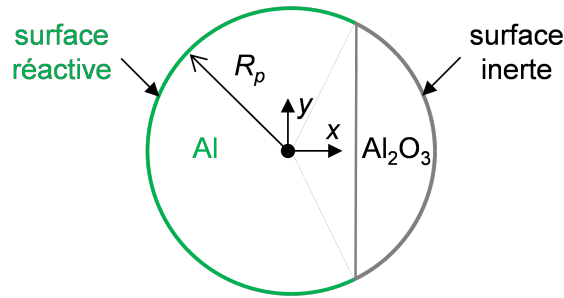


FIGURE 5.2 – Schéma de la goutte avec calotte d'alumine en position arrière.

— la surface réactive et la surface inerte de la goutte avec une température imposée.

Les conditions limites appliquées à la surface réactive sont définies de sortes à respecter l'équilibre chimique c'est-à-dire que les taux nets de production des espèces surfaciques doivent être nuls. L'utilisation du mécanisme cinétique pour la surface permet de calculer les taux de production des espèces gazeuses et donc le débit de gaz en surface pour une température imposée. Les phénomènes d'adhérence et de couches limites sont pris en compte le long de la surface inerte.

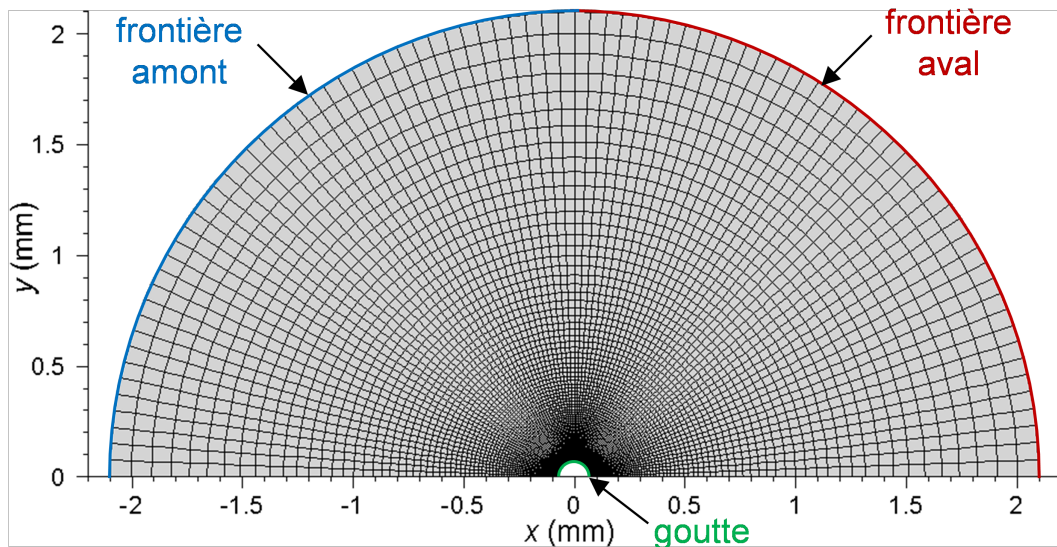


FIGURE 5.3 – Domaine de calcul et maillage pour la simulation bidimensionnelle en configuration axisymétrique.

Le maillage est structuré comme il l'est montré sur la Figure 5.3. Il est uniforme dans le sens azimutal et adapté en direction radiale afin de résoudre correctement le champ réactif au voisinage de la goutte. Le cas de base représente un domaine dont les frontières amont et aval sont situées à $30 R_p$. Le maillage est composé de 90 mailles selon l'azimut et 135 mailles selon le rayon. Deux cas supplémentaires ont été exploités : un avec la dimension radiale de $100 R_p$ et même résolution spatiale; un avec 270 mailles selon le rayon pour une meilleure résolution spatiale. Les calculs avec ces deux domaines ont permis de vérifier que la dimension radiale et la résolution spatiale du cas de base étaient suffisantes pour que la solution ne dépende pas du maillage.

Hypothèses de calcul en approche bidimensionnelle

Les cas simulés diffèrent en termes de présence et de position de la calotte, de la vitesse convective et de l'état thermique de la goutte. Le détail des cas effectivement étudiés est présenté plus loin. Mais on peut déjà dire que :

- 3 hypothèses sur la calotte ont été testées : sans calotte, calotte en aval ou en arrière de l'écoulement ;
- 2 conditions sur la vitesse des gaz ont été comparées pour illustrer la sensibilité des calculs à cet aspect ;
- 2 hypothèses sur la température de surface de la goutte, qu'elle corresponde à une hypothèse adiabatique ou au niveau de température similaire à celui du calcul unidimensionnel.

L'idée est d'illustrer la sensibilité des images PLIF Al de gouttes à différents paramètres.

5.2 Calcul du signal LIF et sa dépendance à la température

La section suivante présente brièvement les étapes nécessaires à la modélisation d'un signal LIF appliqué à l'atome d'aluminium. Elle a pour but de présenter les différents facteurs qui influencent l'amplitude du signal LIF. Le calcul de l'absorption du laser par les atomes Al ainsi que la réabsorption de la fluorescence qui ont été pris en compte dans cette modélisation.

5.2.1 Signal LIF

Le signal LIF en régime linéaire est calculé à l'aide de la relation suivante :

$$S_{LIF} \propto N_{Al} \times f_b(T) \times W_{be}(T, P) \times \Phi_{flu0394,396nm}(T, P) \quad (5.1)$$

où N_{Al} [atomes.cm⁻³] la concentration d'atomes d'aluminium dans le milieu, f_b la fraction de population de l'état b donnée par la distribution thermique des états régie par la loi de Maxwell-Boltzmann dans les conditions à l'équilibre thermodynamique, W_{be} [W.cm⁻²] le taux d'absorption de l'état b vers l'état e et $\Phi_{flu0394,396nm}$ le rendement quantique de fluorescence.

L'absorption d'un photon de l'état b vers l'état e est caractérisée par le taux d'absorption, W_{be} , qui s'exprime comme :

$$W_{be}(T, P) = \frac{I}{c} B_{be} G(T, P) \quad (5.2)$$

où I [W.cm⁻²] est l'intensité laser, c [m.s⁻¹] la célérité de la lumière, B_{be} [J⁻¹.m³.s⁻²] le coefficient d'Einstein d'absorption de l'état b vers l'état e [Daily, 1997], [Hilborn, 1982] et G [s] l'intégrale de recouvrement entre le profil spectral de la raie atomique et le profil spectral laser. Le taux d'absorption dépend de la température et de la pression au travers du terme G .

Densité de population

A l'équilibre thermodynamique la densité de population d'un état N_i est calculée avec la relation suivante :

$$N_i = f_i(T) \times N_{Al} = \frac{g_i e^{-\frac{E_i}{k_B T}}}{\sum_{j=1}^n g_j e^{-\frac{E_j}{k_B T}}} \times N_{Al} \quad (5.3)$$

où N_{Al} [*atomes.cm*⁻³] est la concentration totale d'atomes d'aluminium, f_i est la fraction de population de l'état i , g_i le poids statistique de l'état i , E_i [*cm*⁻¹] l'énergie de l'état i , $k_B = 1,3806 \times 10^{-23}$ en [*m*².*kg*.*s*⁻².*K*⁻¹] la constante de Boltzmann, T la température et n le nombre d'états considérés. Les énergies et les poids statistiques des 5 états considérés sont donnés dans le Tableau 5.2 [Kurucz, 1995].

Etat	Poids Statistique g_i	Energie E_i [<i>cm</i> ⁻¹]
a	2	0
b	4	112,061
c	2	25347,756
d	4	32435,435
e	6	32436,796

TABLEAU 5.2
Poids statistiques et énergies [Kurucz, 1995] des états mis en jeu dans le schéma d'excitation/fluorescence.

La Figure 5.4 présente l'évolution de la fraction de population des états présents dans le schéma d'excitation et fluorescence. On constate que dans cette gamme de température les atomes sont répartis sur les deux états de plus basses énergies, l'état fondamental (a) avec une fraction de 35% et l'état (b) avec une fraction de 65%. Les fractions de populations des états supérieurs (c, d, e) de plus hautes énergies ($E_i > 25000$ *cm*⁻¹) sont négligeables. La variation de la fraction de population dans l'état b qui est mis en jeu dans les mesures PLIF-AL est faible avec seulement 0,1% sur l'intervalle de température considéré. La population est donc insensible à la température.

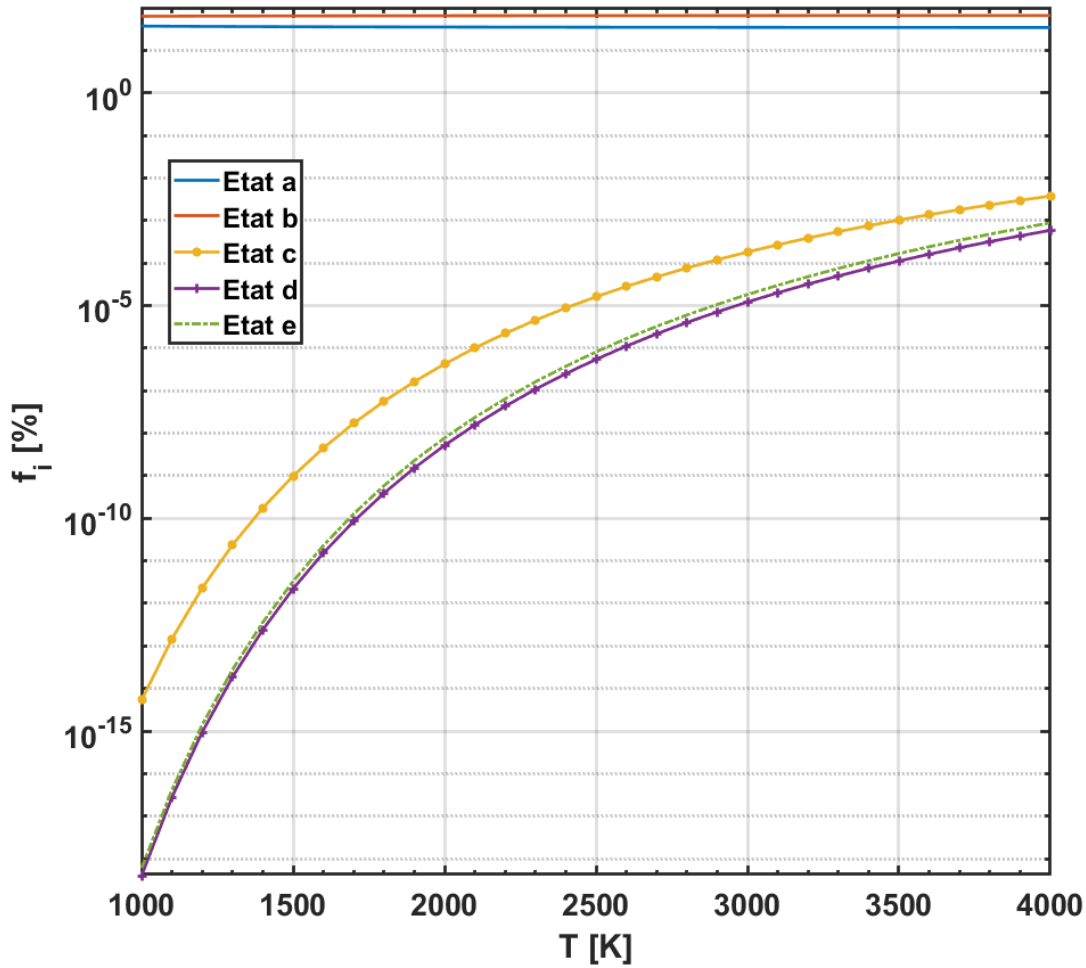


FIGURE 5.4 – Variation de la fraction de population des états mis en jeu dans le schéma excitation/fluorescence en fonction de la température.

Intégral de recouvrement

L'intégrale de recouvrement spectral dépend de la température et de la pression. Elle s'exprime comme :

$$G(T,P) = \int g_{laser}(\nu, \Delta\nu) \times f_s(\nu, \nu_0, P, T) d\nu \quad (5.4)$$

avec g_{laser} le profil spectral du laser (centré sur la raie 2) qui est constant, ν [Hz] est la fréquence, $\Delta\nu$ [Hz] est la largeur à mi-hauteur du profil, f_s le profil spectral de la raie 2, ν_0 [Hz] est la fréquence centrale de la raie. Le détail du calcul du profil de raie pour le schéma excitation/fluorescence considéré a déjà été présenté dans la thèse de [Vilmart, 2017]. Afin de compléter les informations de ce chapitre les détails de calcul sont présentés dans l'Annexe A.

La Figure 5.5 présente l'évolution de l'intégrale de recouvrement en fonction de la température pour différentes pressions. A 1,0 MPa, G est comprise entre $1,05 \cdot 10^{-11}$ s et $1,41 \cdot 10^{-11}$ s. On constate une variation de 80% sur la plage de température considérée pour des pressions supérieures à 1,0 MPa. Cette très importante variation est expliquée par la variation de la largeur du profil de raie en fonction de la température. Pour une même pression, il

s'affine avec la température. La surface de recouvrement entre le profil du laser et celui de la raie devient alors plus important. C'est pourquoi la valeur de l'intégrale augmente significativement avec la température. Au contraire, l'augmentation de pression élargit le profil de raie et la surface de recouvrement diminue à température constante. L'intégrale de recouvrement diminue avec la pression.

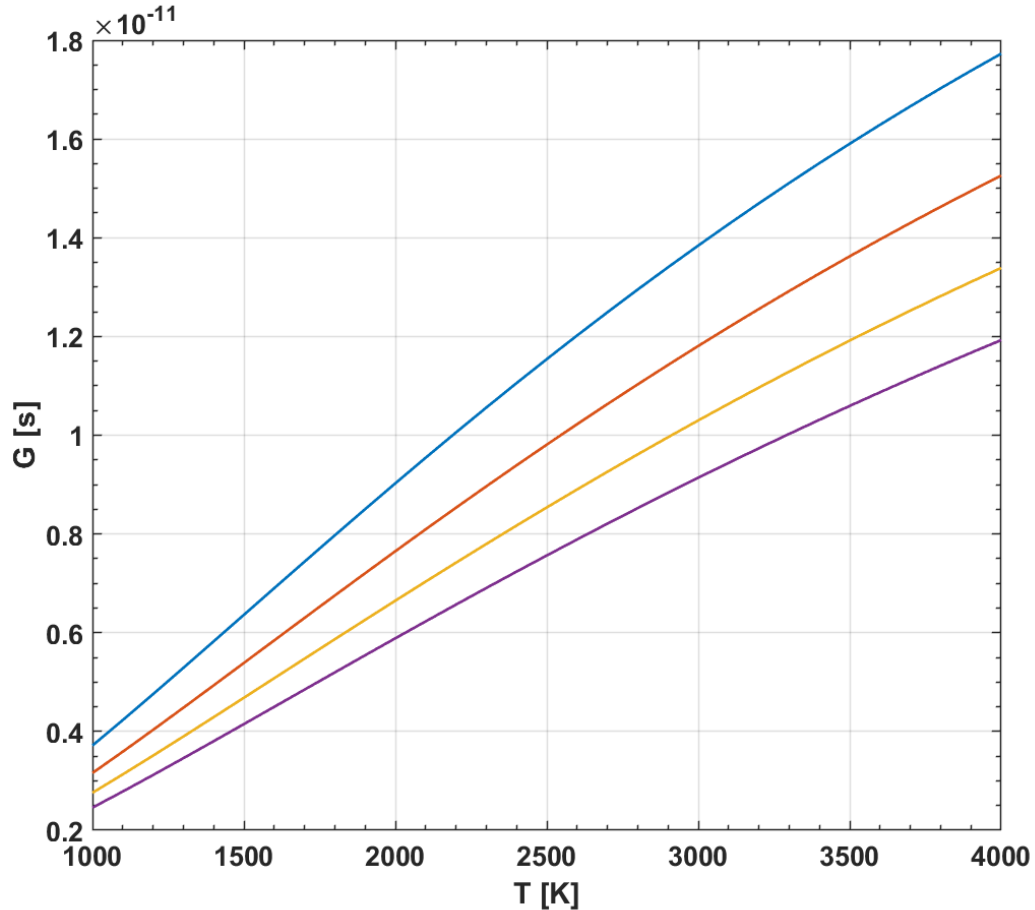


FIGURE 5.5 – Intégrale de recouvrement en fonction de la température et de la pression.

Rendement quantique de fluorescence

Avec la pression, le processus LIF subit des pertes conséquentes dues aux processus de désexcitation non radiatifs causés par les collisions (on parle de quenching). Le rendement quantique de fluorescence caractérise l'efficacité de fluorescence des atomes excités par laser face aux processus de désexcitation non radiatifs : il s'agit d'estimer la proportion des atomes excités qui vont effectivement émettre de la fluorescence. La compétition entre la désexcitation radiative (fluorescence) et la désexcitation non radiative (induite par les collisions) est quantifiée par le rendement quantique de fluorescence Φ qui dépend de la pression et de la température. Pour les raies de fluorescence détectées à 394 nm et 396 nm (3 et 4), le rendement $\Phi(T, P)$ se calcule de la façon suivante :

$$\Phi_{flu_{394,396nm}}(T, P) = \frac{(A_3 + A_4) \frac{N_c}{N_e}}{A_2 + Q_e^{tot} - Q_{de} \frac{N_d}{N_e} - Q_{ce} \frac{N_c}{N_e}} \quad (5.5)$$

où A_2, A_3 et A_4 [s^{-1}] sont les coefficients d'Einstein d'émission spontanée, N_c, N_d et N_e sont les densités de population des états c, d et e en $atome.cm^{-3}$, Q_{de} le taux de transfert collisionnel entre les états d et e, Q_{ce} le taux de transfert collisionnel entre les états c et e et Q_e^{tot} le taux de transfert collisionnel total de l'état e. Les taux de transferts collisionnels ont été déterminés en gaz pur d'azote durant une thèse précédente [Vilmart, 2017].

La Figure 5.6 présente l'évolution du rendement quantique de fluorescence en fonction de la température pour différentes pressions de N₂. A 1,0 MPa et 2800 K, le rendement est de 0,4%. Ce rendement diminue quand la pression augmente du fait de l'augmentation du taux de quenching. A 2800 K, le rendement de 0,4% à 1,0 MPa diminue à 0,25% à 1,6 MPa. Il est bien proportionnel à la pression. La variation est estimée à 45% sur la plage 1000 – 4000 K comme le montre la Figure 5.6.

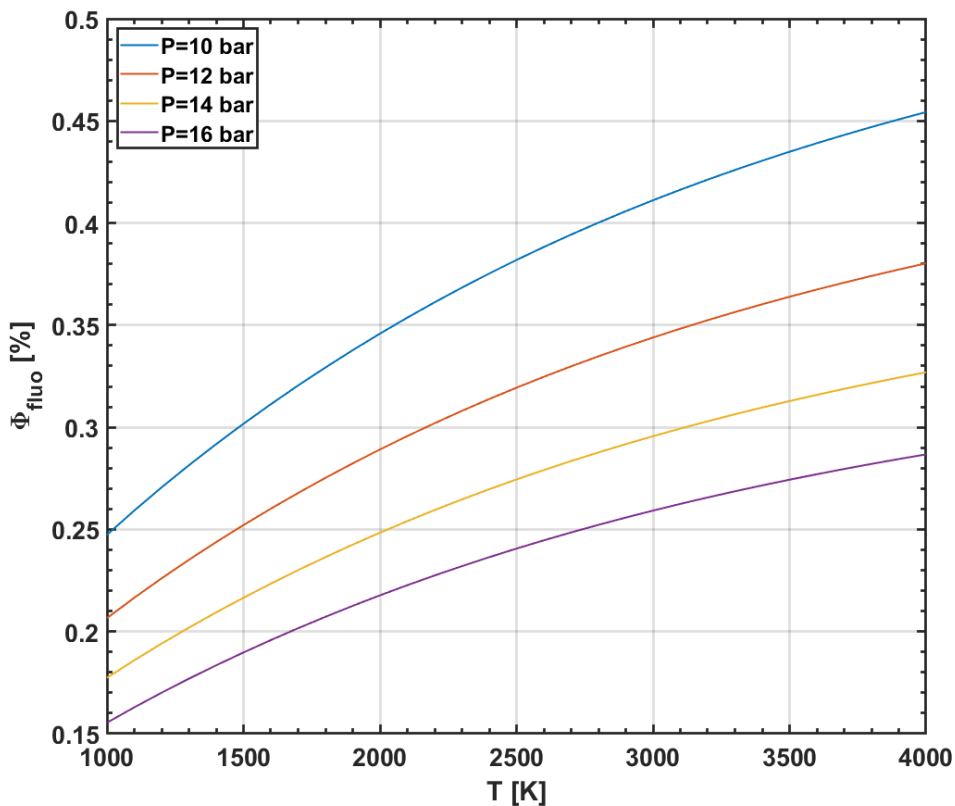


FIGURE 5.6 – Rendement quantique de fluorescence calculé pour différentes pressions dans une gamme de température comprise entre 1000 et 4000 K.

Influence de la température sur le signal LIF

La dépendance en température du signal de fluorescence a été calculée pour une gamme de températures plus grande que celle représentative de la combustion de gouttes d'aluminium (2300 K à 4000 K).

La Figure 5.7 compare l'évolution des différents termes du signal LIF et l'évolution du signal LIF (en violet) en fonction de la température à une pression de 1,0 MPa. Le signal LIF est donc dépendant de la température et varie de 34 % entre 2300 et 3000 K d'après ces calculs. Cette variation avec la température est cependant faible par rapport à la variation de signal due à la variation de concentration de vapeur d'aluminium qui est de plusieurs ordres de grandeur sur cette plage de température comme l'indiquera le calcul

de la concentration de l'aluminium autour de la goutte dans la suite de ce chapitre. Il est donc raisonnable de considérer que la variation du signal LIF est principalement régie par la concentration d'atomes Al.

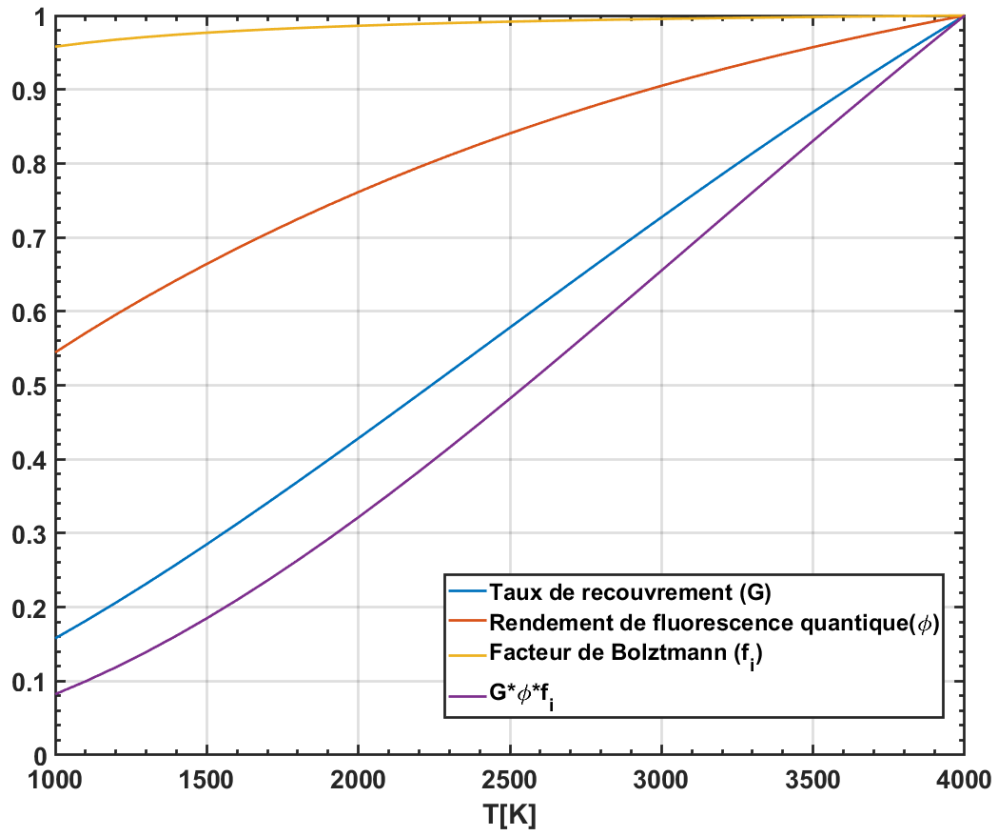


FIGURE 5.7 – Évolution du signal LIF en fonction de la température à 1,0 MPa.

5.2.2 Estimation de l'absorption du laser et de la réabsorption de la fluorescence par les atomes de Al

Estimation de l'absorption du laser par les atomes de Al

Afin de décrire la modélisation de l'absorption du laser, nous considérons un volume de gaz parallélépipède de côté de longueur L . L'atmosphère autour de ce volume est considérée vide. Le gaz contenu est principalement de la vapeur d'aluminium. Les autres espèces susceptibles d'intervenir dans la combustion des gouttes ne sont pas prises en compte dans le calcul. En considérant que le laser se propage de la droite vers la gauche, nous notons I_0 son intensité avant qu'il n'entre dans le volume et I son intensité une fois qu'il en est ressorti. De par le principe la méthode d'imagerie PLIF-AL, les atomes Al qui sont sur le trajet optique du laser absorbent une partie de son énergie et donc, de facto nous avons $I < I_0$. Tout cela est présenté sur la Figure 5.8. Si l'on considère que L est égale à la taille d'une maille, nous pouvons calculer un taux d'absorption ou de transmission du laser pour chaque maille du domaine.

Le taux de transmission du laser s'exprime de la façon suivante :

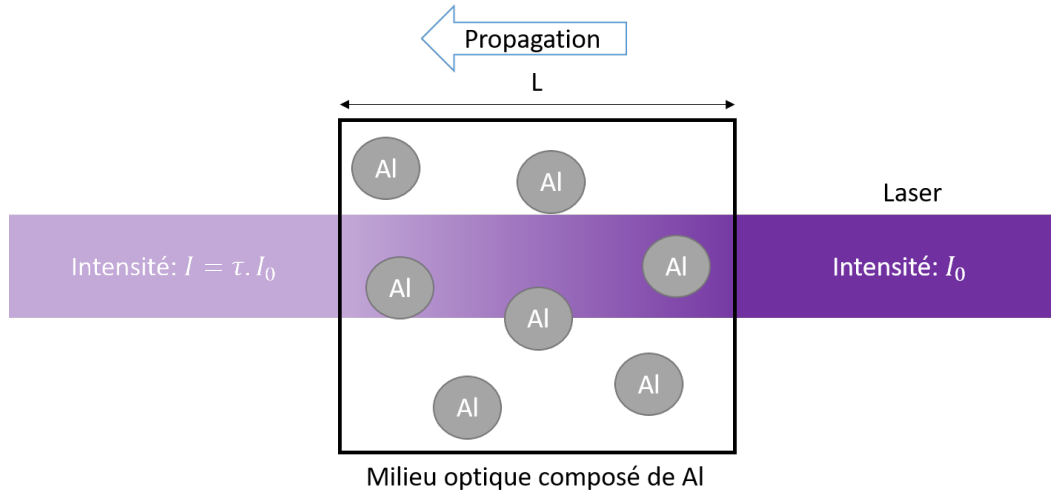


FIGURE 5.8 – Schéma représentant le phénomène d'absorption d'un laser à travers un milieu de longueur L.

$$\tau = \frac{I}{I_0} = e^{-\max(f_s)N_b\sigma_{\lambda_2}L} \quad (5.6)$$

où τ est le taux de transmission du laser, L [m] la longueur du trajet optique dans le milieu à traverser, I_0 [$W.cm^{-2}$] l'intensité initiale du laser avant d'entrer dans le milieu, N_b [$atome.cm^{-3}$] la densité de population de l'état b, σ_{λ_2} [$cm^2.s^{-1}$] la section efficace d'absorption intégrée en fréquence pour la raie 2. Elle est définie de la façon suivante :

$$\sigma_{\lambda_2} = \frac{1}{8\pi} \frac{g_e}{g_b} \lambda_2^2 A_2 = 7,15 * 10^{-4} cm^2 \text{ (à } 1,0MPa, 3000K) \quad (5.7)$$

Sur le même principe de calcul et aux mêmes pression et température, la section efficace d'absorption des raies 4 et 5 vaut $\Sigma_{lambda4,5} = 5,90 * 10^{-14} cm^2$.

On suppose que la concentration de Al calculée est homogène dans une maille et on calcule la transmission du laser au travers de celle-ci, notée τ_i . La transmission du laser sur la longueur totale du maillage est donnée par le produit des transmissions sur la longueur de chaque maille :

$$\tau_{laser,total} = I_0 \cdot \prod_{i=1}^{N_{1,D}} \tau_{laser,i} \quad (5.8)$$

Estimation de la réabsorption du signal par les atomes Al

De même que l'absorption du laser, il est nécessaire d'estimer la réabsorption du signal généré par la nappe laser par les atomes Al afin de pouvoir déterminer la quantité de signal effectivement mesuré par le capteur de la caméra. La Figure 5.9 présente un schéma de principe de la réabsorption du signal LIF généré par la nappe laser. Bien que la diffusion de la fluorescence soit isotrope, on considère ici uniquement le signal qui est émis dans l'axe du capteur, c'est à dire, la fluorescence émise à 90° de la nappe laser. Le principe de calcul de la réabsorption est le même que celui de l'absorption du laser en utilisant la loi de Beer-Lambert. La fluorescence est détectée via les deux raies (3 et 4) à 396 nm pour la raie 4 et 394 nm pour la raie 5. Pour le calcul de la transmission de la fluorescence, on considère les profils spectraux intégrés des deux raies qui sont incluses dans

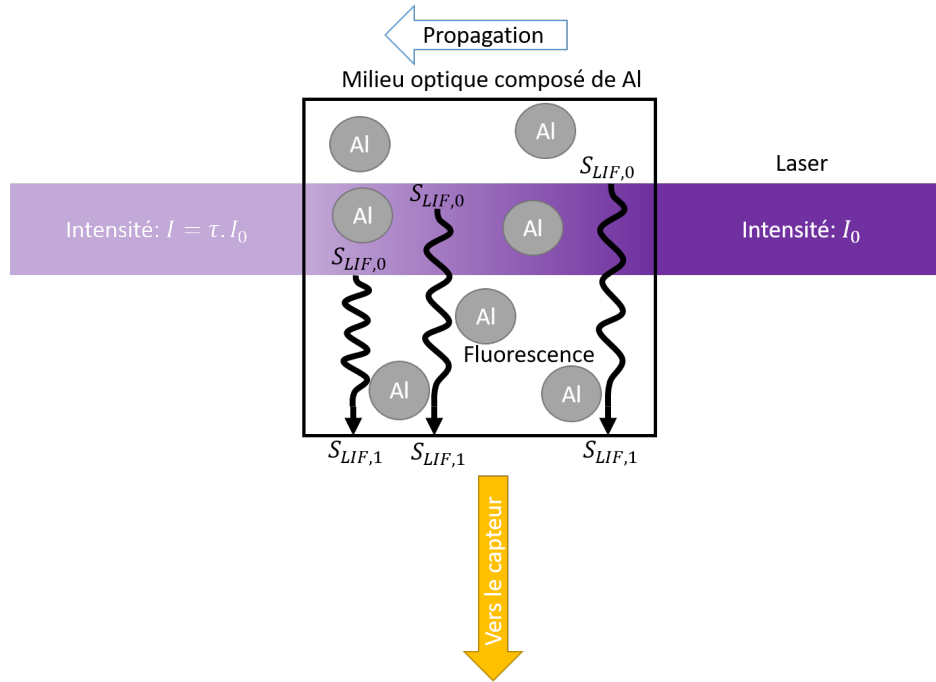


FIGURE 5.9 – Schéma représentant le phénomène de réabsorption du signal de fluorescence générée par une nappe laser dans un milieu optique composé de Al.

les bandes passantes des filtres de la caméra. Dans ce cas, la transmission pour chaque raie de fluorescence s'exprime de la façon suivante :

$$\tau_{LIF} = \frac{S_{LIF}}{S_{LIF0}} = e^{-\int \phi(\nu) \cdot N \cdot \sigma \cdot L} \quad (5.9)$$

En prenant en compte la section d'absorption propre à chaque raie et en sachant que la concentration des atomes absorbants répartis sur les deux états électroniques a et b avec la proportion 35%/65% est prise en compte on obtient :

$$I_{LIF} = \int (I_{0,LIF394}(\nu) \cdot e^{-\phi_{394}(\nu) \cdot N_a \cdot \sigma_{394} \cdot L} + I_{0,LIF396}(\nu) \cdot e^{-\phi_{396}(\nu) \cdot N_a \cdot \sigma_{396} \cdot L}) \quad (5.10)$$

5.3 Méthode de simulation d'une image PLIF-Al : principe des scripts développés

Cette section présente les principes de calculs d'images PLIF Al à partir des données fournies par la simulation numérique de combustion. Les scripts Matlab utilisés ont été développés durant la thèse.

5.3.1 Définition du domaine de calcul

Comme la montre la Figure 5.10, nous ne simulons que la collection du signal de fluorescence généré suivant l'axe optique de la caméra. Cette hypothèse simplifie le calcul bien que la fluorescence soit isotrope. La nappe intercepte la goutte d'aluminium suivant l'axe x (perpendiculaire à l'axe optique du système d'acquisition). Pour une goutte de rayon R_p la quantité d'atomes excités dépend de la position de la nappe par rapport à la goutte (Z_{laser}) et de son épaisseur (e_{laser}). La fluorescence est collectée par le système

de détection à 90° suivant l'axe z . Pour calculer le signal LIF il est nécessaire de calculer la fluorescence émise en chaque point de la nappe laser puis de tenir compte de l'éventuelle réabsorption par les atomes à l'intérieur et l'extérieur de la nappe laser. Ainsi, il est nécessaire de réaliser la simulation dans un domaine tridimensionnel. Le maillage est uniforme avec une taille de maille égale à quelques micromètres. Cette valeur est principalement dépendante de la puissance de calcul du système de simulation.

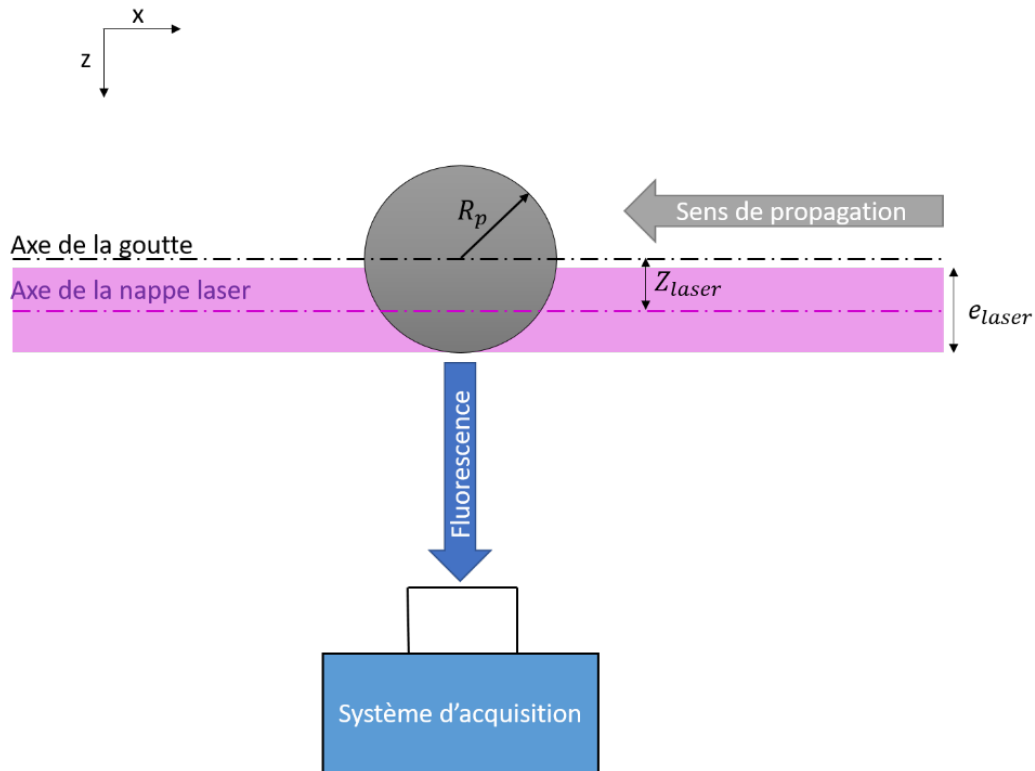


FIGURE 5.10 – Schéma représentant la configuration simplifiée dans le cadre de la simulation de signal LIF.

5.3.2 Mise en données et stratégie

La stratégie de simulation du signal LIF est présentée dans la Figure 5.11. Les cases en bleu représentent la partie liée à la simulation de la combustion de gouttes isolées d'aluminium en ambiance propergol. A partir de la composition du propergol solide, le logiciel COPPELIA permet d'estimer la composition des produits de combustion et la température à l'équilibre thermodynamique. Cette composition est alors injectée dans le modèle unidimensionnel ou bidimensionnel de combustion de goutte isolée développé durant une autre thèse [Muller, 2019]. Il permet de calculer les profils ou champs des concentration des espèces gazeuses intervenant dans la combustion de l'aluminium et la température des gaz autour de la goutte. Le bloc jaune correspond à la modélisation du signal LIF qui a été développée durant la thèse de G. Vilmart [Vilmart, 2017]. A partir des concentrations d'aluminium gazeux et de la température du gaz, il permet de calculer le signal LIF généré par les atomes Al contenus dans un volume dont la taille correspond à celle d'un pixel d'une image expérimentale. La case verte correspond à la dernière étape qui consiste à simuler l'image bidimensionnelle qui tient compte de l'épaisseur de la napper laser et de sa position. Les modélisations de l'absorption du laser et de la réabsorption de la fluorescence y ont été intégrées.

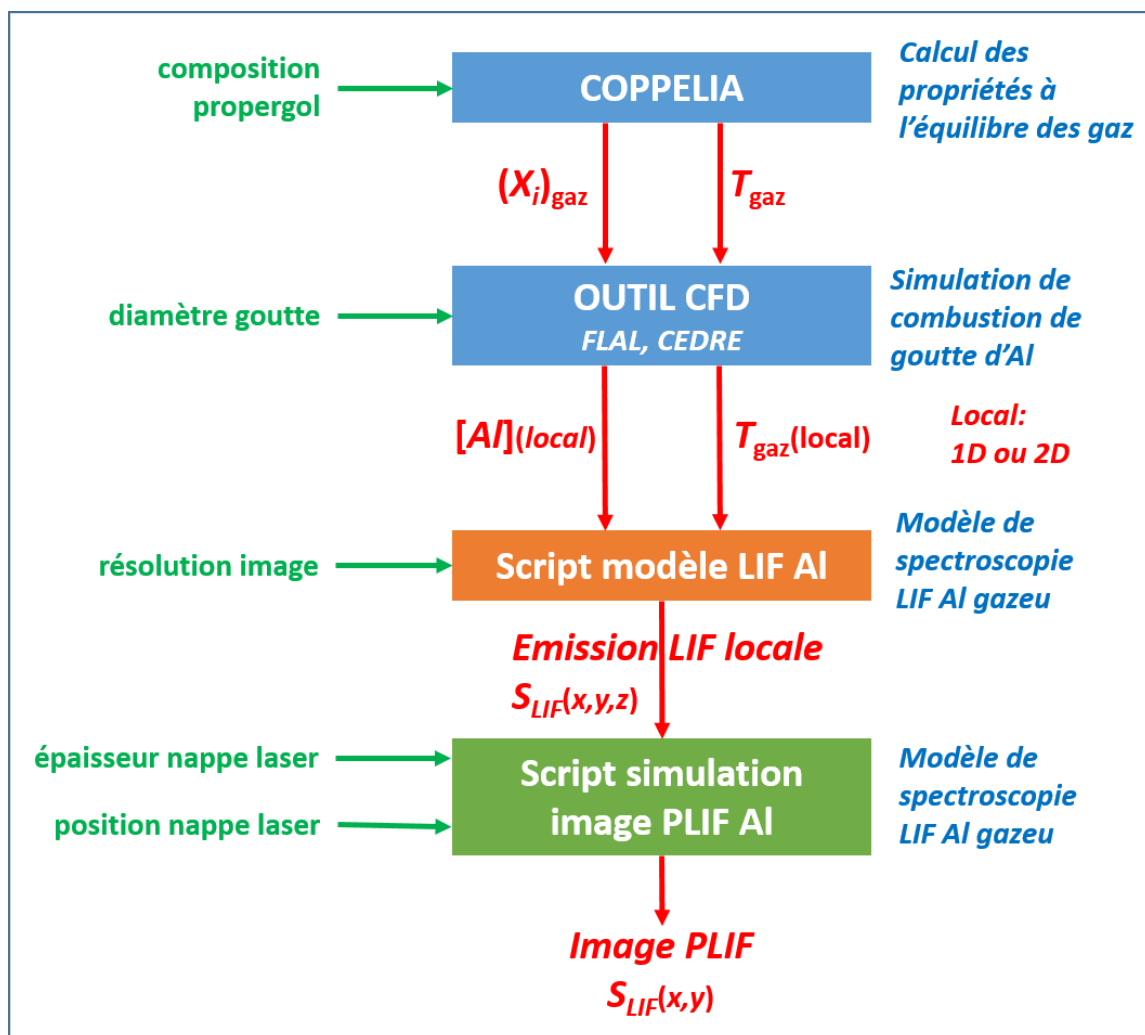


FIGURE 5.11 – Stratégie de simulation d'une image PLIF-Al à partir de simulations de combustion de goutte isolée d'aluminium. Chaque bloc de couleur fait appel à une modélisation physique qui lui est propre.

5.3.3 Méthode de simulation de l'image PLIF Al

Le code de simulation du signal LIF fonctionne à l'aide de deux scripts. La Figure 5.12 présente un schéma de la chaîne de calcul. Les données d'entrée sont en rouge et sont par exemple les profils unidimensionnels ou champs bidimensionnels de concentration et de température (issus du code FLAL ou du code CEDRE), le diamètre de la goutte, la pression et la résolution de l'image. Le script de mise en données génère les valeurs locales du taux de transmission du laser et du signal LIF, du taux d'absorption, du rendement quantique de fluorescence et de la population de l'état b pour chaque maille. Il crée aussi les matrices 3D de concentration et de température valable dans tout le domaine. Ces données sont injectées dans le second script de simulation de l'image PLIF-Al, qui nécessite de connaître en plus la position de la nappe laser et son épaisseur. Il renvoie en sortie l'image simulée.

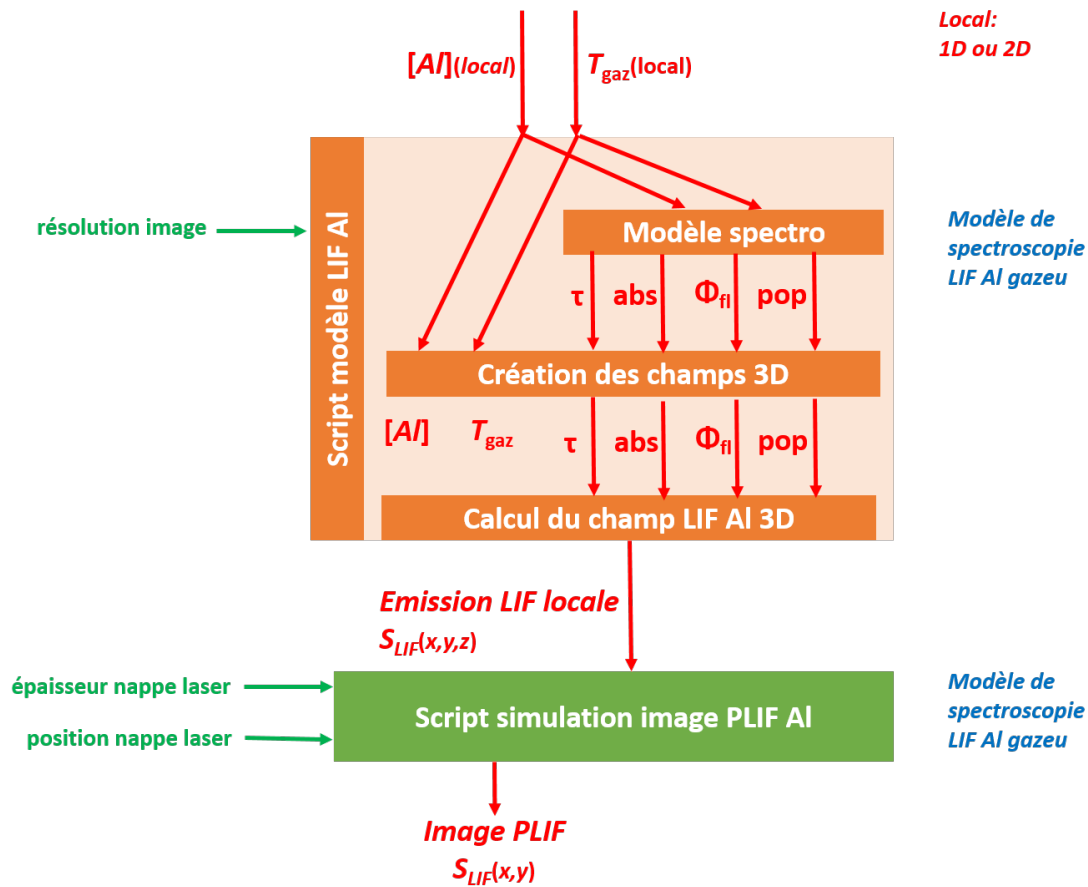


FIGURE 5.12 – Chaîne de calcul de la simulation d'une image LIF, focalisée sur les 2 scripts propres à la simulation LIF.

La Figure 5.13 décrit dans le détail le principe de fonctionnement du script de simulation de l'image PLIF-Al. Le principe de fonctionnement repose sur l'hypothèse qu'à chaque valeur de concentration correspond une et une seule valeur de température. En effet, la concentration de Al décroît de façon monotone avec la position R : il y a donc équivalence entre la position radiale R et valeur de concentration du point de vue de la position dans le domaine. Dans un premier temps, le script calcule le signal LIF généré pour chaque maille en procédant par indexation. Pour un pixel donné à la position (i, j, k) dans la matrice de génération du signal, le script cherche la valeur de concentration à la même position, fournie par la matrice tridimensionnelle de concentration. Ayant la

valeur de concentration, il cherche sa position radiale R dans le profil unidimensionnel de concentration et ainsi la position dans tous les autres profils générés précédemment. Il récupère alors les données à cette même position dans les profils de transmission, de taux d'absorption et de rendement quantique; cela permet ainsi de calculer le signal LIF correspondant. Les différents valeurs sont alors injectées dans leur différentes matrices tridimensionnelles et procède ainsi par itération sur chaque maille du domaine. Cette manière de procéder par indexation a permis de réduire le temps de calcul de quelques heures (en calcul linéaire) à trois minutes. Ce temps pourrait encore être réduit en parallélisant le calcul du signal sur plusieurs cœurs de processeurs. Une fois le signal LIF calculé pour chaque pixel de la nappe laser, le script applique des facteurs correctifs qui tiennent compte des taux de transmission de l'intensité laser et du signal en lui même. La modélisation est présentée dans les sections suivantes.

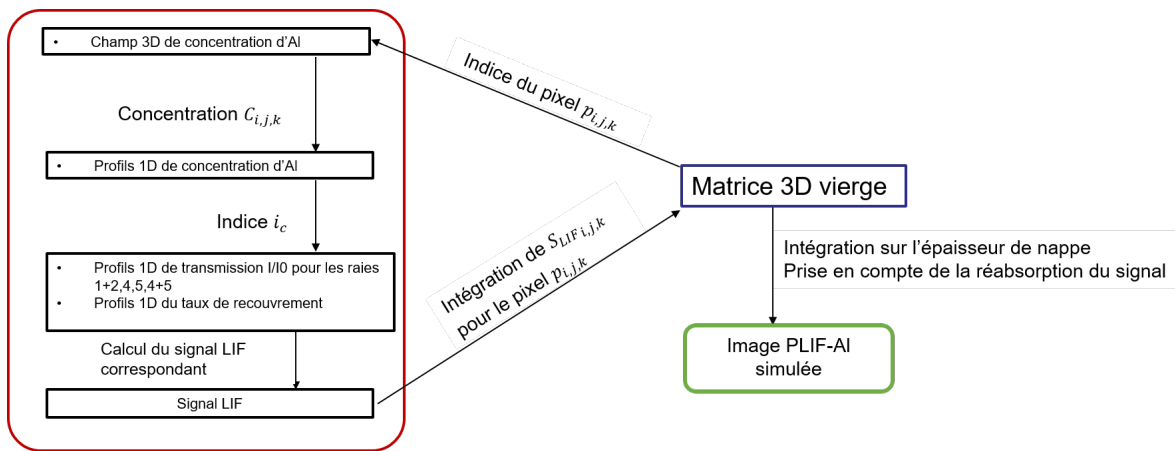


FIGURE 5.13 – Schéma de principe expliquant le fonctionnement du script de simulation.

5.3.4 Prise en compte de l'absorption et de la réabsorption du signal par le code

Les éléments présentés précédemment permettent ainsi le calcul du signal LIF en prenant compte la température et la concentration de Al dans le milieu, ainsi que l'absorption de la nappe laser et la réabsorption du signal. Cette étape de calcul sont présentées dans le cas d'un environnement simple c'est à dire, un environnement composé uniquement d'atome de Al.

La Figure 5.15 présente la discrétisation de la nappe laser selon son épaisseur (150 μm) en n nappes élémentaires (résolution pixel de l'image). Le taux de transmission du laser est appliqué successivement sur les mailles de chaque nappe élémentaire i , $i+1$, etc. Le taux de réabsorption est ensuite pris en compte pour les nappes $i+1$, $i+2$, etc. De facto, le signal LIF généré par une maille P_{i+1} sur la nappe élémentaire $i+1$ est calculé de la façon suivante :

$$S_{P_{i+1},\text{corrigé}} = S_{P_i} \cdot \tau_{\text{LIF}i+1} + S_{P_{i+1},\text{calculé}} \quad (5.11)$$

avec $i > 1$. Le signal généré à la dernière nappe élémentaire correspond à celui généré par les atomes situés dans son volume d'excitation auquel s'ajoute les signaux des nappes précédentes corrigés de la réabsorption par les atomes Al du volume total de la nappe. Ainsi, le signal observé sur la dernière nappe élémentaire correspond au signal de l'image PLIF-AL. Pour l'instant, le script ne tient pas compte de la profondeur de champ de

l'objectif. En sachant que la nappe laser a une épaisseur de $150\ \mu\text{m}$ et que l'objectif QM-100 a une profondeur de champ de $100\ \mu\text{m}$, nous ne captions pas de manière optimale la fluorescence d'un tiers du volume de la nappe laser, à savoir celle située en dehors de la profondeur de champ. De plus, on effectue le calcul pour une goutte isolée sans obstacle susceptible de réabsorber le signal entre elle et la caméra. La Figure 28 présente un schéma pour le calcul. Comme l'on suppose que la répartition de la concentration de la vapeur de Al est axisymétrique autour de la goutte, les atomes en dehors de la nappe sont susceptibles d'absorber notre signal généré par la tranche PN. On calcule ainsi l'atténuation du signal par les atomes environnant par pas successif de $5\ \mu\text{m}$ en augmentant la distance de la nappe jusqu'à atteindre la frontière du volume de calcul.

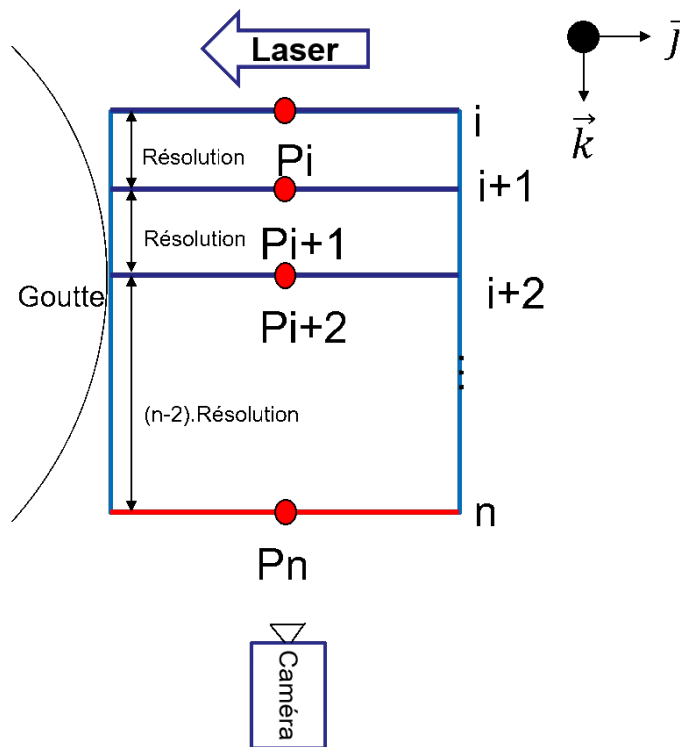


FIGURE 5.14 – Discretisation de la nappe laser de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur en n nappes laser élémentaires

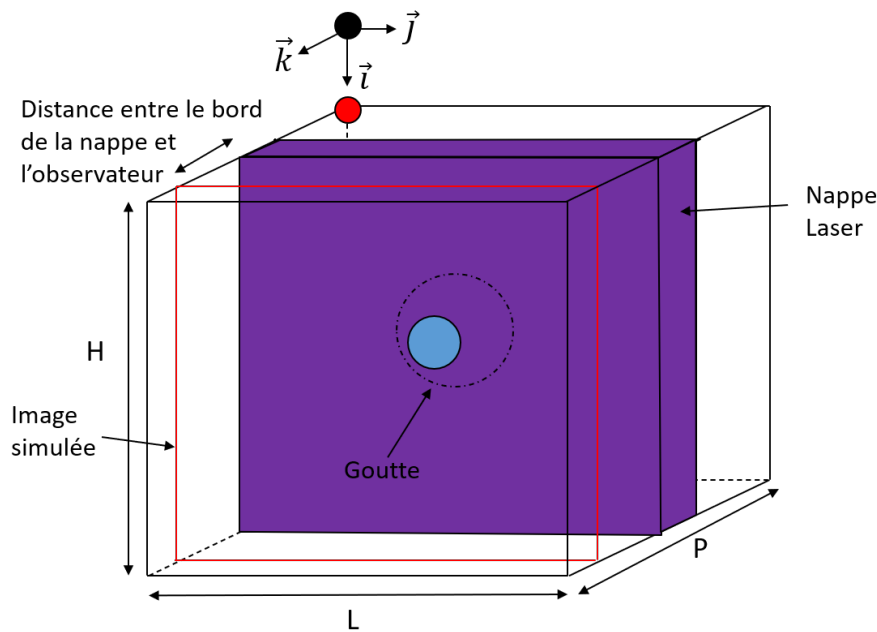


FIGURE 5.15 – Schéma de la nappe laser dans le domaine

5.4 Incertitude de la simulation PLIF Al : mise à l'échelle des images

L'objectif de cette démarche est de comparer des images PLIF Al simulées : comparaison entre différentes hypothèses de simulations, mais aussi avec des images PLIF Al expérimentales. Dans notre cas, les images PLIF expérimentales ont été enregistrées sur 12 bits, donc sur une échelle de 0 à 4096 coups. Il est important de préciser ici les hypothèses retenues pour mettre les images PLIF simulées sur une échelle représentative de cette dynamique 12 bits.

5.4.1 Comparaison d'images PLIF Al simulées entre elles

Dans le cas d'une comparaison d'images PLIF Al simulées, il n'est pas nécessaire d'effectuer une mise à l'échelle réaliste, représentative de celle d'images expérimentales. Dans ce cas, les images PLIF Al simulées ont été laissées dans une échelle associée au nombre d'atomes d'Al par m^3 . Dans ce cas, les échelles de teintes ont été fixées au-dessus de 10^{18} par exemple.

5.4.2 Transposer les images PLIF Simulées sur une échelle "caméra"

Cas général

A priori, il n'est pas possible de simuler le niveau PLIF Al expérimental réel sans connaître certains paramètres quantitatifs de l'expérience : densité spatiale de puissance laser, étalonnage précise de la sensibilité du montage optique (caméra + objectif) en luminance... Une telle démarche quantitative complète n'a pas été mise en œuvre ici, connaissant sa complexité propre, mais aussi la complexité du milieu d'étude. Les niveaux de pression sont tels que l'absorption laser et l'absorption du signal rendent très difficiles l'estimation

réelle de la densité spatiale de puissance en un point donnée de la chambre.

Il a donc été privilégié une approche par comparaison de niveaux de signal PLIF relatif. Toutefois, pour rendre la comparaison plus intuitive, l'échelle relative du signal PLIF Al simulé a tout de même été tracée sur une échelle 12 bits de 0 à 4096 coups. Cela permet un tracé du signal PLIF Al autour d'une goutte de manière réaliste, i.e. proche de celle d'une vraie image.

Cela pose toutefois la question de l'hypothèse faite pour cette mise à l'échelle sur 12 bits. En effet, sans étalonnage complet de la démarche, il n'est pas possible de savoir si le maximum de signal simulée atteint 4096 coups, conduit à une saturation de l'image ou à une image peu contrastée avec un maximum autour de 1000 coups. Il a été décidé de caler les maxima simulés sur le max de l'échelle 12 bits, à savoir 4096 coups. Il faut rappeler que les réglages expérimentaux ont été fixés de telle manière que presque aucune saturation n'ait été observée, mais des niveaux élevés proches de 4000 coups ont bien été rencontrés : fixer le max des images PLIF simulées à 4096 coups n'est donc pas irréaliste. Quand l'étude concerne une image expérimental donnée, le maximum de signal dans la zone est connu, par exemple 2500 coups. Dans ce cas, les images PLIF Al simulées ont été mise à l'échelle avec le même maximum, pour une comparaison plus directe.

5.4.3 Utilité d'une analyse de morphologie

Même si cette mise à l'échelle sur un max expérimental est assez réaliste, il peut rester trompeur pour certaines comparaisons. Ainsi, des analyses complémentaires ont été introduites pour caractériser la morphologie des zones de signal PLIF Al, que ce soit sur des images simulées ou des images expérimentales. Le but était d'atténuer l'impact de tracer les images simulées avec un niveau de dynamique maximum à 4096 coups. Ainsi, nous nous sommes intéressés à la position du maximum de signal par rapport au centre de la goutte, et ce quel que soit la valeur de ce maximum. Cette position a été estimée en coordonnées polaires : distance au centre et angle par rapport à l'horizontal. La Figure 5.16 présente un schéma du système utilisé. L'angle θ n'est compris qu'entre -120° et 120° car la morphologie des signaux analysés est de type "croissant de lune" du côté de l'impact du laser sur la surface de la goutte.

En plus du maximum sur toute la zone entourant la goutte, on s'est intéressé à la position du maximum de signal à chaque angle autour de la goutte. Cela permet d'avoir une illustration de l'extension de la zone de signal PLIF dans toutes les directions, indépendamment d'un niveau de seuil sur le signal. Enfin, dans la même idée de caractériser le signal PLIF Al à tous les angles entourant la goutte, un diagramme polaire a été tracé pour afficher le maximum de signal PLIF Al pour chaque azimut. De tels diagrammes sont utilisés dans les prochains paragraphes pour comparer différentes conditions entre elles.

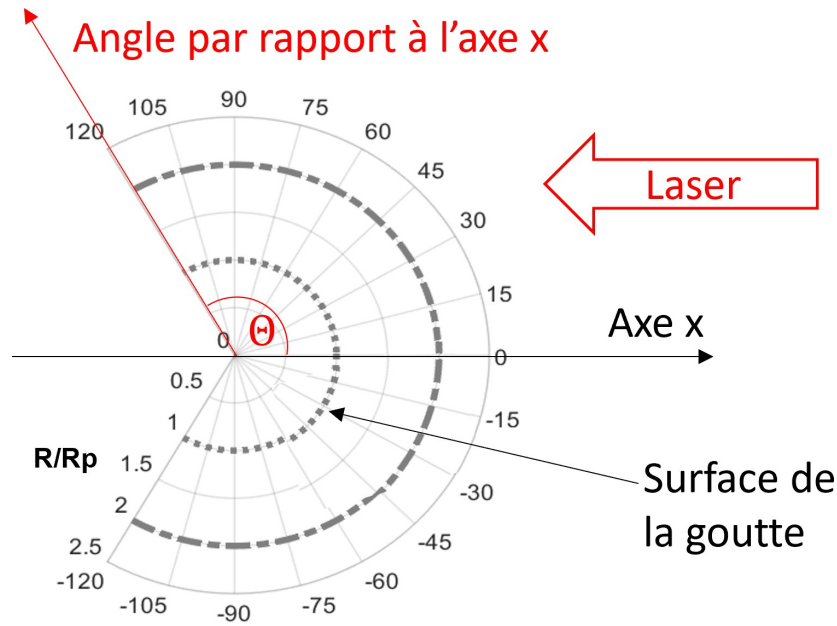


FIGURE 5.16 – Schéma du système de coordonnées polaires tel qu'utilisé pour la représentation des données LIF analysées.

5.5 Cas étudié

La démarche de simulation d'image PLIF AL est démontrée pour un exemple de goutte observée sur des images expérimentales. Le diamètre de la goutte ainsi que la fraction massique de la calotte sont estimés à partir des images visibles d'une goutte choisie parmi les essais. La figure 5.17 présente les trois images successives détectées par le traitement d'image automatique présenté dans le chapitre 4. A l'aide des images nous considérons un diamètre de $140\ \mu\text{m}$ et une masse de calotte égale à 10% de la masse totale de la goutte. La pression est fixée à 1,0 MPa.

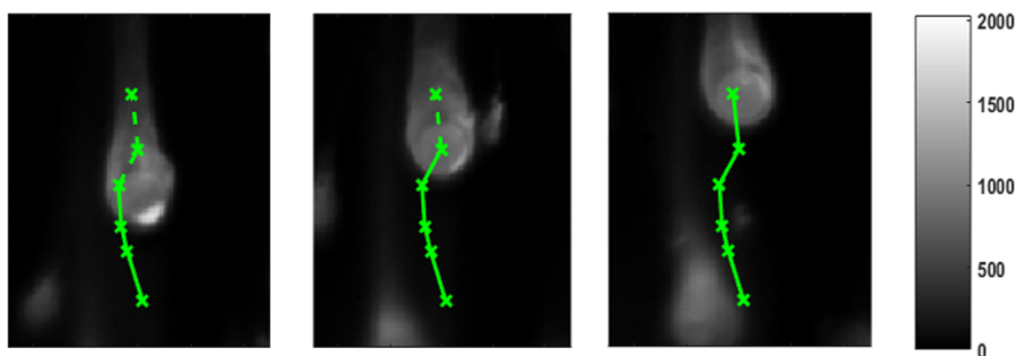


FIGURE 5.17 – Trois positions successives d'une même goutte à 1,0 MPa.

Choix d'une goutte et analyse de la topologie

Les trois dernières positions détectées sont présentées sur la Figure 5.18. La première ligne montre les images PLIF-Al. Nous pouvons constater que la distribution spatiale de signal et son intensité change en fonction du temps. La seconde ligne montre les images en émission UV (i.e. sans laser) enregistrées après chaque image PLIF-Al. Remarquons

que l'intensité du signal en émission UV est huit fois inférieure à celle du signal LIF. Cela confirme donc que le signal observé sur les images de la ligne du haut est bien majoritairement du signal LIF de l'atome Al. Les images de la dernière colonne correspondent à celles en émission visible prises simultanément avec les images PLIF-AL. Remarquons que le suivi automatique permet d'observer l'évolution de la morphologie, de la position de la calotte d'alumine et de la trajectoire et vitesse dans le temps sur les images visibles successives. La ligne verte correspond à la trajectoire estimée par l'algorithme de suivi à partir des zones PLIF-AL détectées automatiquement. Chaque croix représente le centre de la zone de signal LIF détectée. La variation de position horizontale de la trajectoire suivie est due aux variations de taille et de morphologie de la zone détectée. La forme du signal de fluorescence passe d'une forme ovale à une forme de croissant de quart de lune en l'espace de trois images. L'évolution de la forme du signal de fluorescence pourrait alors s'expliquer par des variations de la distance relative de la nappe laser à la goutte. Cela peut être causé par le déplacement horizontal de la goutte par rapport au centre de la nappe laser. Le diamètre des gouttes et leur position par rapport à la surface du propergol solide sont utilisés pour simuler les caractéristiques de la flamme présentées dans les sections précédentes.

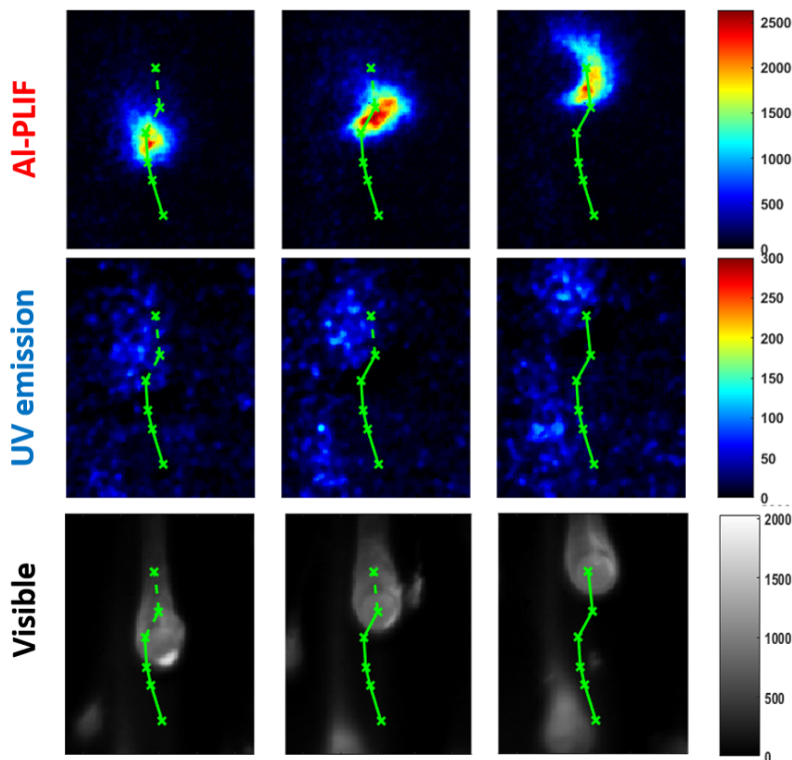


FIGURE 5.18 – 3 dernières positions de la goutte suivie par l'algorithme de détection automatique. La ligne verte correspond à la trajectoire complète de la piste détectée.

La correspondance initiale des images d'émission visible et PLIF-AL est effectuée à l'aide d'une cible optique. Cette étape intervient lors de la procédure d'étalonnage de la caméra. La précision de cette méthode est estimée à quelques pixels, ce qui est un bon résultat par rapport à la taille globale de l'image (768×768). Néanmoins, même un petit déplacement du centre de la goutte provoque des changements significatifs dans les profils radiaux du signal LIF. Nous avons alors décidé d'ajuster manuellement la position des

gouttelettes en essayant de faire correspondre une paire d'images suivant leur topologie. Les exemples d'images sur les Figures 5.19 et 5.20 sont choisis car la zone fluorescente est de dimensions comparables à celle de la goutte. Le contour des gouttes est d'abord dessiné manuellement sur l'image puis il est placé sur l'image PLIF avec des contours à luminosité constante pour visualiser la topologie de l'image directe. La forme irrégulière de la zone très lumineuse sur l'image PLIF épouse alors bien le bord de la calotte d'alumine sur la face inférieure de la goutte.

Cependant, afin d'approfondir l'analyse, la correspondance est effectuée en utilisant le déplacement des gouttes mesuré à partir des images d'émission visible correspondantes. Le résultat de cette procédure est illustré sur les Figures 5.19 5.20. La forme globale de la zone fluorescente ressemble à celle des images simulées présentées sur la Figure 5.18, mais l'intensité du signal est relativement faible dans la moitié supérieure de la zone d'émission. Un tel effet peut être causé par la calotte d'alumine située sur le côté supérieur gauche de la goutte selon l'image en émission visible.

Afin de permettre une comparaison plus quantitative avec le signal simulé, les profils d'intensité LIF sont extraits pour différents angles de l'image expérimentale, présentée sur la Figure 5.21. Les profils ne sont tracés que pour le quadrant inférieur, sous le diamètre horizontal, afin de réduire les interférences qui pourrait être générées par la calotte d'alumine. L'image en émission visible de la Figure 5.19 suggère qu'elle est située sur le côté droit juste au-dessus du diamètre horizontal, ce qui a tendance à réduire l'évaporation de l'atome Al de la surface dans cette zone. La réduction de l'évaporation dans cette partie peut expliquer que le niveau du signal est légèrement plus faible dans la moitié supérieure de la forme en croissant de la Figure 5.19 que dans la partie inférieure. La réduction du signal est également visible dans les profils de la Figure 5.21 avec des maxima de signal pour un angle de 0° à -30° inférieur à -60° . Les profils montrent également qu'aucun signal LIF n'est obtenu pour des distances supérieures à $Z = 3R_p$ de la goutte.

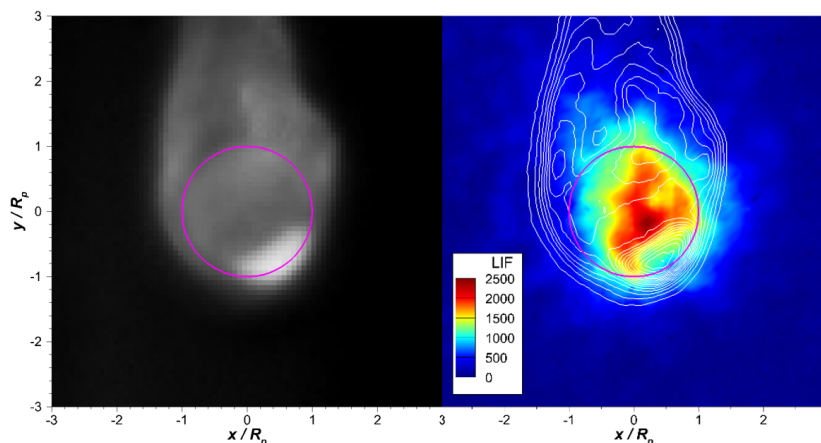


FIGURE 5.19 – Images en émission visible (à gauche) et PLIF-AL d'une goutte avec la calotte d'alumine en bas.

Vitesse d'injection du gaz oxydant pour la simulation bidimensionnelle

Dans le cas d'une simulation bidimensionnelle sous CEDRE, la simulation avec une température de goutte imposée implique un échange thermique avec le gaz. Il est nécessaire de vérifier que la goutte soit globalement adiabatique donc l'intégrale des flux thermiques à la surface de la goutte doit être nulle. La simulation est alors effectuée à plusieurs reprises en ajustant la température de la goutte pour arriver finalement à l'état

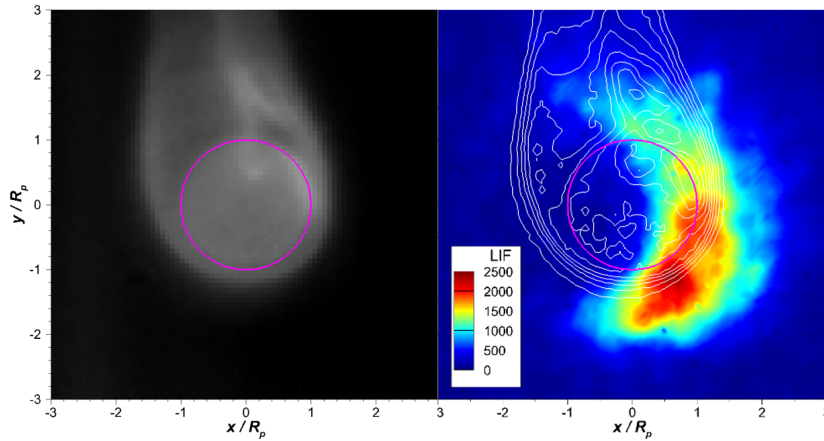


FIGURE 5.20 – Images en émission visible (à gauche) et PLIF-Al d'une goutte avec la calotte d'alumine en bas.

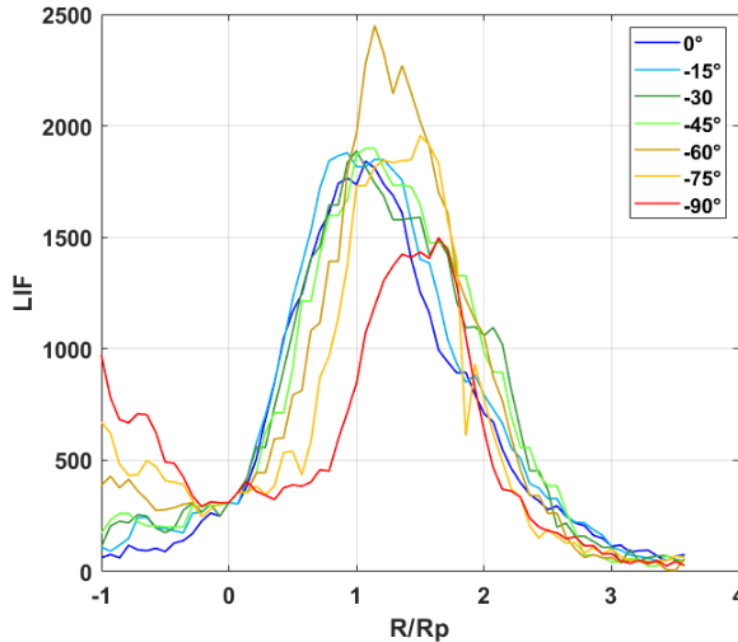


FIGURE 5.21 – Profils du signal LIF extrait de l'image PLIF de la Figure 5.20 pour différents angles polaires.

globalement adiabatique. Le détails de la méthode de simulation sont présentés dans la thèse de [Muller, 2019].

L'état thermodynamique des gaz à la frontière amont est donné dans le Tableau 5.1. La vitesse convective est estimée à partir de la simulation unidimensionnelle de l'entraînement d'une goutte inerte, comparée à la vitesse observée expérimentalement pour une petite goutte. Ces vitesses ont été mesurée par annotation successives et manuelles des plus petites gouttes observables de l'ordre de 30-40 μm). La vitesse de la goutte d'aluminium mesurée à partir des images expérimentales est comparée sur la Figure 5.22 avec les résultats des simulations pour différentes vitesses de l'écoulement gazeux V_{gas} . On estime la vitesse du gaz entre 3 et 4 m/s. La vitesse convective correspond à la différence entre les vitesses du gaz et de la goutte. Elle est présentée sur la Figure 5.23. Les résultats de calcul sont présentés pour différentes vitesses de l'écoulement gazeux. Elle varie assez peu par rapport aux marges d'erreur des mesures expérimentales. Nous avons retenus les

valeurs moyennes pour la trajectoire observée expérimentalement.

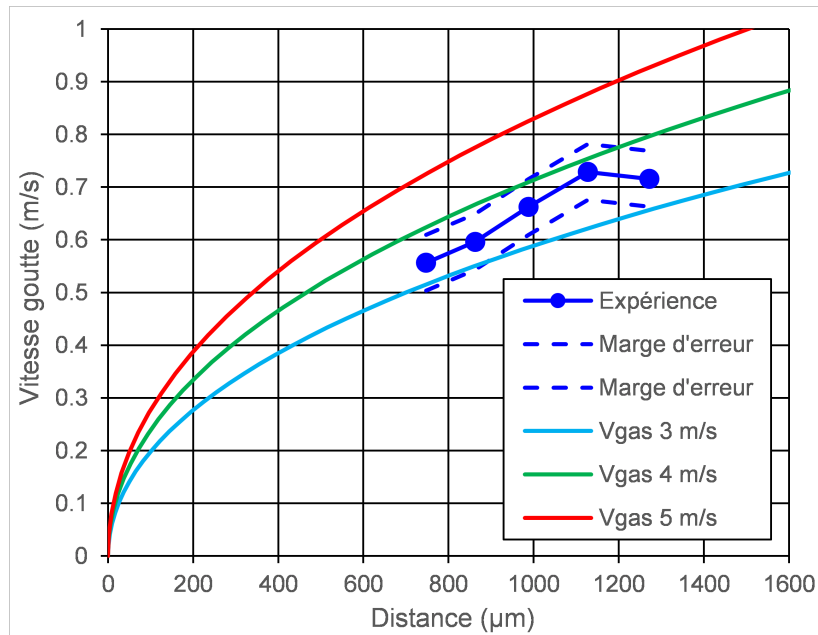


FIGURE 5.22 – Vitesse de la goutte mesurée expérimentalement et calculée.

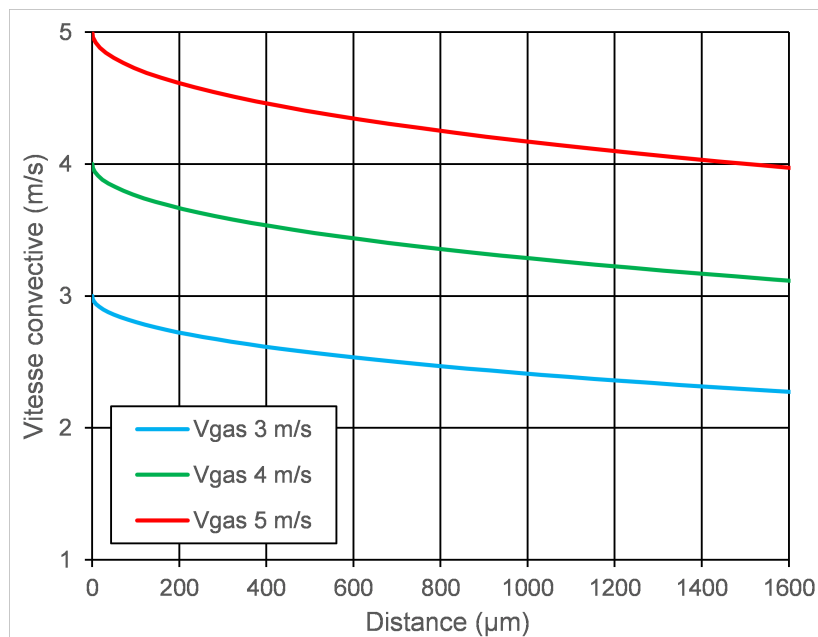


FIGURE 5.23 – Vitesse convective calculée.

Hypothèses de calcul en bidimensionnelle

Les cas simulés diffèrent en termes de présence et de position de la calotte, de la vitesse convective et d'état thermique de la goutte. Les caractéristiques de ces cas sont résumées dans le Tableau 5.3.

Numéro de cas	Calotte	Vitesse du gaz (m/s)	Vitesse convective (m/s)	Température de la goutte (K)	Condition imposée sur la température de surface
S1	Sans	3	2,38	2791,3	adiabatique
S2	Sans	4	3,24	2783,7	adiabatique
AV1	En avant	3	2,68	2808,3	adiabatique
AV2	En avant	4	3,24	2796,5	adiabatique
AR1	En arrière	3	2,38	2739,7	Simulation unidimensionnelle
AR2	En arrière	3	2,38	2739,7	Adiabatique
AR3	En arrière	4	3,24	2739,7	Simulation unidimensionnelle
AR4	En arrière	4	3,24	2808,2	Adiabatique

TABLEAU 5.3

Cas simulés sous CEDRE en configuration bidimensionnelle axisymétrique.

5.6 Résultats : simulation de combustion d'une goutte de 140 μm

Cette section présente les résultats pour les simulations unidimensionnelles et bidimensionnelles de combustion. Les simulations d'images PLIF Al sont présentées dans la prochaine section.

5.6.1 Résultat de la simulation unidimensionnelle de combustion

Les simulations ont été effectuées pour différentes positions radiales de la frontière extérieure du domaine. Le rayon extérieur R_e rapporté au rayon de la particule R_p varie de 1,5 à 3. Les résultats obtenus montrent une forte influence du rapport R_e/R_p sur la flamme simulée.

À faible distance de la frontière extérieure, l'échange intense avec le milieu environnant produit des pertes thermiques dépassant le dégagement de chaleur dans la flamme, ce qui refroidit les gaz réactifs et diminue l'intensité de la combustion. L'augmentation de la distance R_e peut être associée avec la diminution de la vitesse de convection. Dans les conditions considérées, la combustion de la goutte est accélérée lorsque la convection diminue [Devillers et al., 2021].

Les profils radiaux de température et de fractions molaires d'aluminium et d'alumine liquide ($\text{Al}_2\text{O}_3(\text{L})$) dans la flamme sont tracés sur les figures 5.24 et 5.25. D'après les profils sur la Figure 5.24, la température dans la flamme ainsi que la température de la goutte augmentent fortement en fonction du ratio R_e/R_p . Le taux d'évaporation de l'aluminium à la surface augmente en fonction de la température de la goutte conduisant ainsi à la croissance de la fraction massique de Al dans les gaz autour de la goutte (Figure 5.25). Ces profils sont ensuite utilisés pour la simulation d'une image PLIF-Al détaillés dans les sections suivantes.

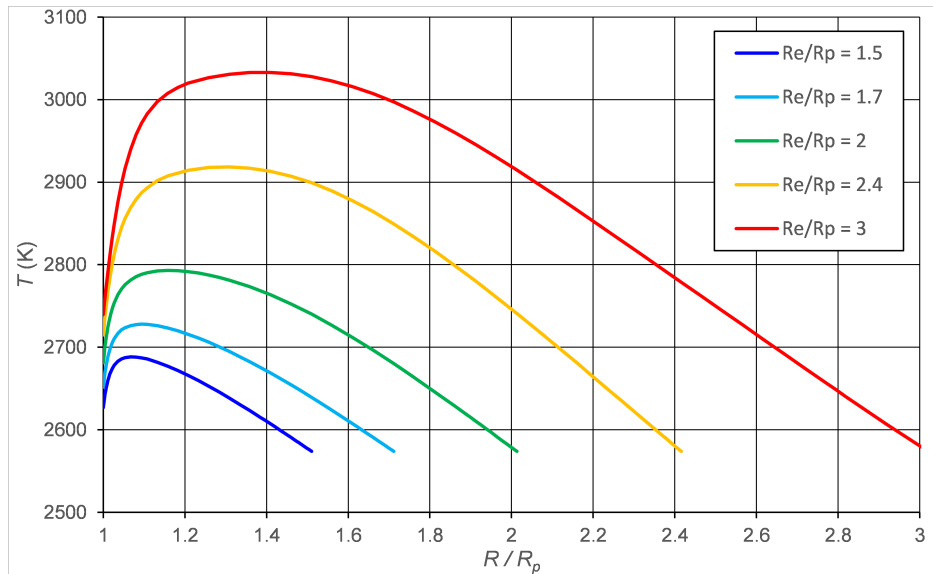


FIGURE 5.24 – Profils radiaux de température dans la flamme établie pour différentes positions relatives de la frontière extérieure.

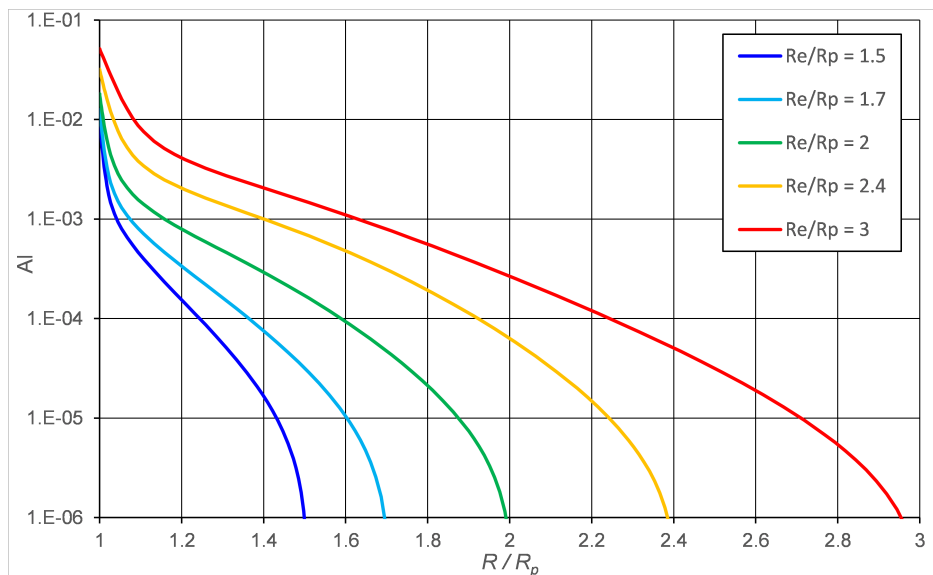


FIGURE 5.25 – Profils radiaux de fraction molaire de la vapeur d'aluminium dans la flamme établie pour différentes positions relatives de la frontière extérieure.

5.6.2 Résultat des simulations bidimensionnelles de combustion (CEDRE)

Les champs bidimensionnels de température et de fraction massique de l'atome Al et de l'alumine liquide, obtenus pour la goutte sans calotte, sont présentés sur la Figure 5.26 pour la vitesse du gaz de 3 m/s et sur la Figure 5.27 pour la vitesse du gaz de 4 m/s. Des lignes de courant sont également tracés sur les champs. Nous pouvons noter le caractère asymétrique des parties amont et aval des champs sous l'effet de la convection. L'influence de la vitesse convective est bien visible en comparaison des champs de température. À plus forte vitesse, la flamme est visiblement compressée en amont de la goutte comme le montre son épaisseur et la température maximale réduites. En aval de la goutte, les champs sont moins sensibles au changement de la vitesse convective. D'après les données dans le Tableau 5.3, la température de la goutte est faiblement impactée par la vitesse du gaz. En effet, comme l'a montré Muller dans sa thèse, la convection a un impact impor-

tant sur la combustion du mélange gazeux autour de la goutte. Mais une zone de séparation entre l'écoulement incident et l'écoulement provenant de la goutte se forme à travers une couche limite d'une hauteur de $0,5 R_p$ de la surface de la goutte. Elle est donc protégée de l'effet de convection i.e. sa température est invariable selon la convection [Muller, 2019].

Les champs pour la goutte avec calotte en position avant, sont présentés sur la Figure 5.28 pour la vitesse du gaz de 4 m/s. La partie débitante de la surface est bien marquée par les lignes de courant et par la fraction élevée de l'atome Al au voisinage de la goutte. La flamme est principalement localisée sur les côtés et en arrière de la goutte bien que la température en amont soit supérieure à la température de la goutte. Les espèces Al et $Al_2O_3(L)$ y sont également présentes en quantité réduite notamment grâce à la diffusion. Les champs dans la partie aval sont bien semblables à ceux sur la Figure 5.27.

Les champs pour la configuration de goutte avec calotte en position arrière sont présentés sur la Figure 5.29 pour la vitesse du gaz de 4 m/s. La partie débitante de la surface est bien marquée par les lignes de courant et par la fraction élevée de l'atome Al au voisinage de la goutte. Malgré l'absence de débit sur la surface de la calotte, la température et surtout la fraction $Al_2O_3(L)$ sont hautes dans le sillage. La fraction $Al_2O_3(L)$ est particulièrement haute à la surface de la calotte, ce qui crée des conditions favorables pour son dépôt. Les champs dans la partie amont sont bien semblables à ceux sur la Figure 5.27.

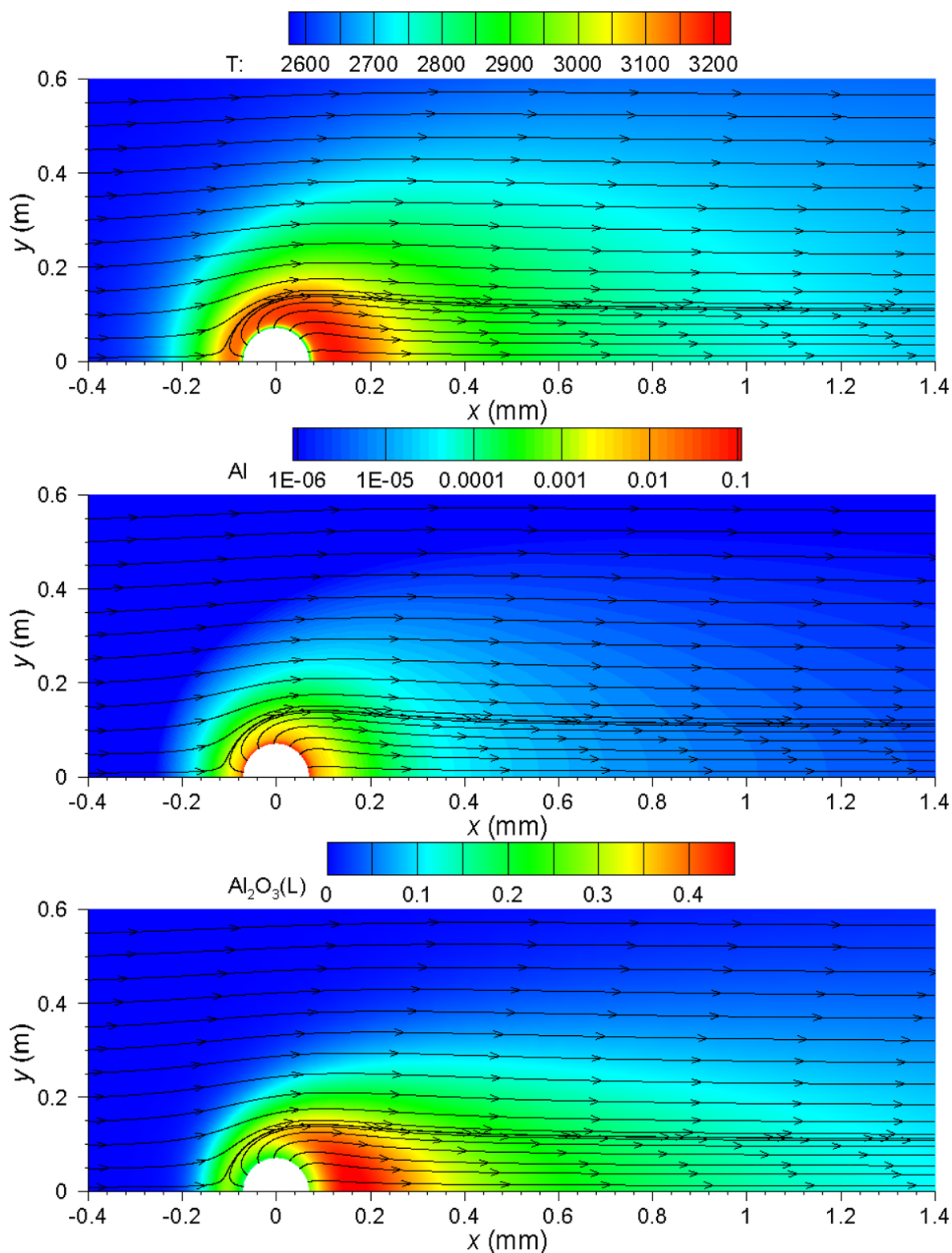


FIGURE 5.26 – Combustion de la goutte sans calotte et avec vitesse du gaz 3 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.

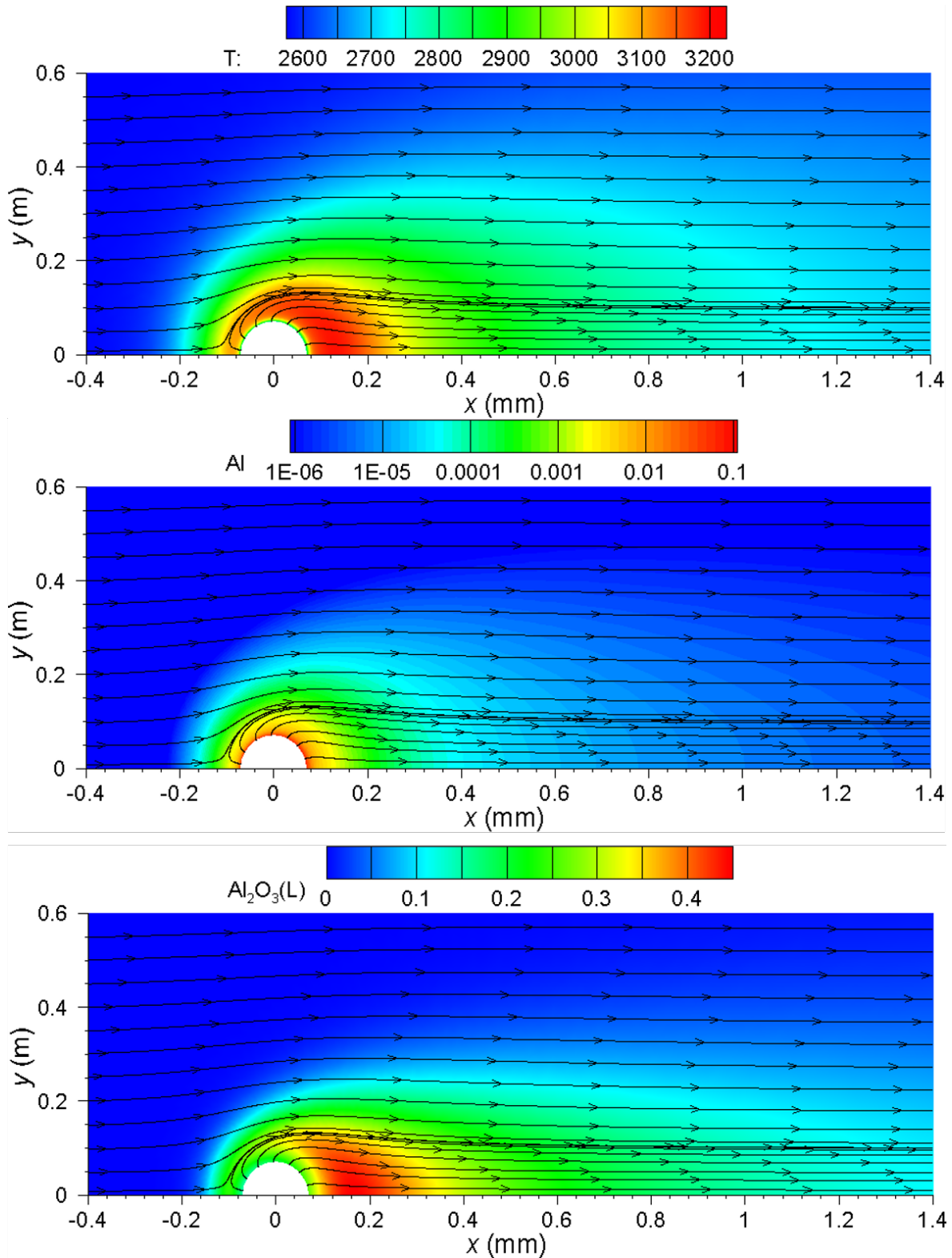


FIGURE 5.27 – Combustion de la goutte sans calotte et avec vitesse du gaz 4 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.

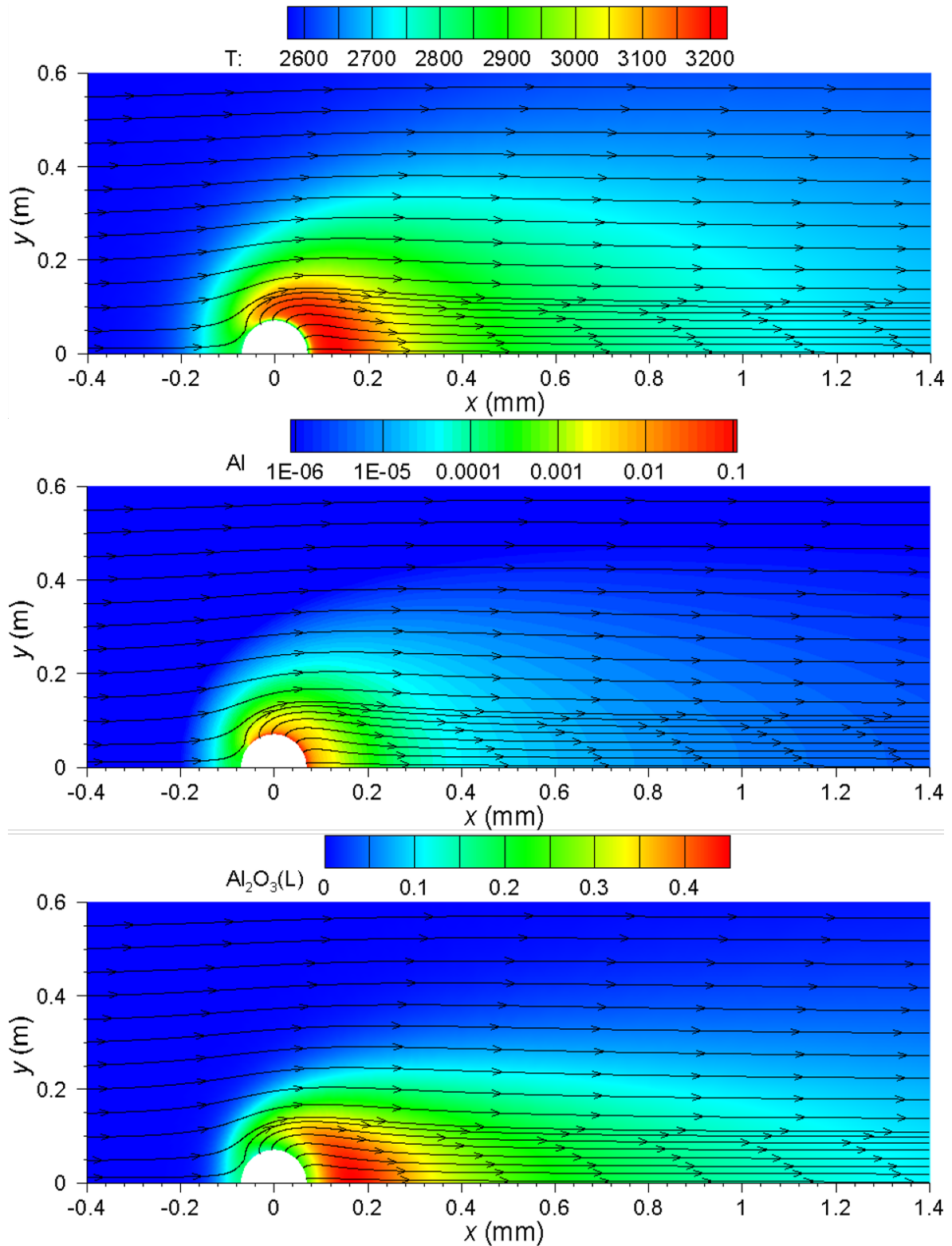


FIGURE 5.28 – Combustion de la goutte avec calotte en avant et vitesse du gaz 4 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.

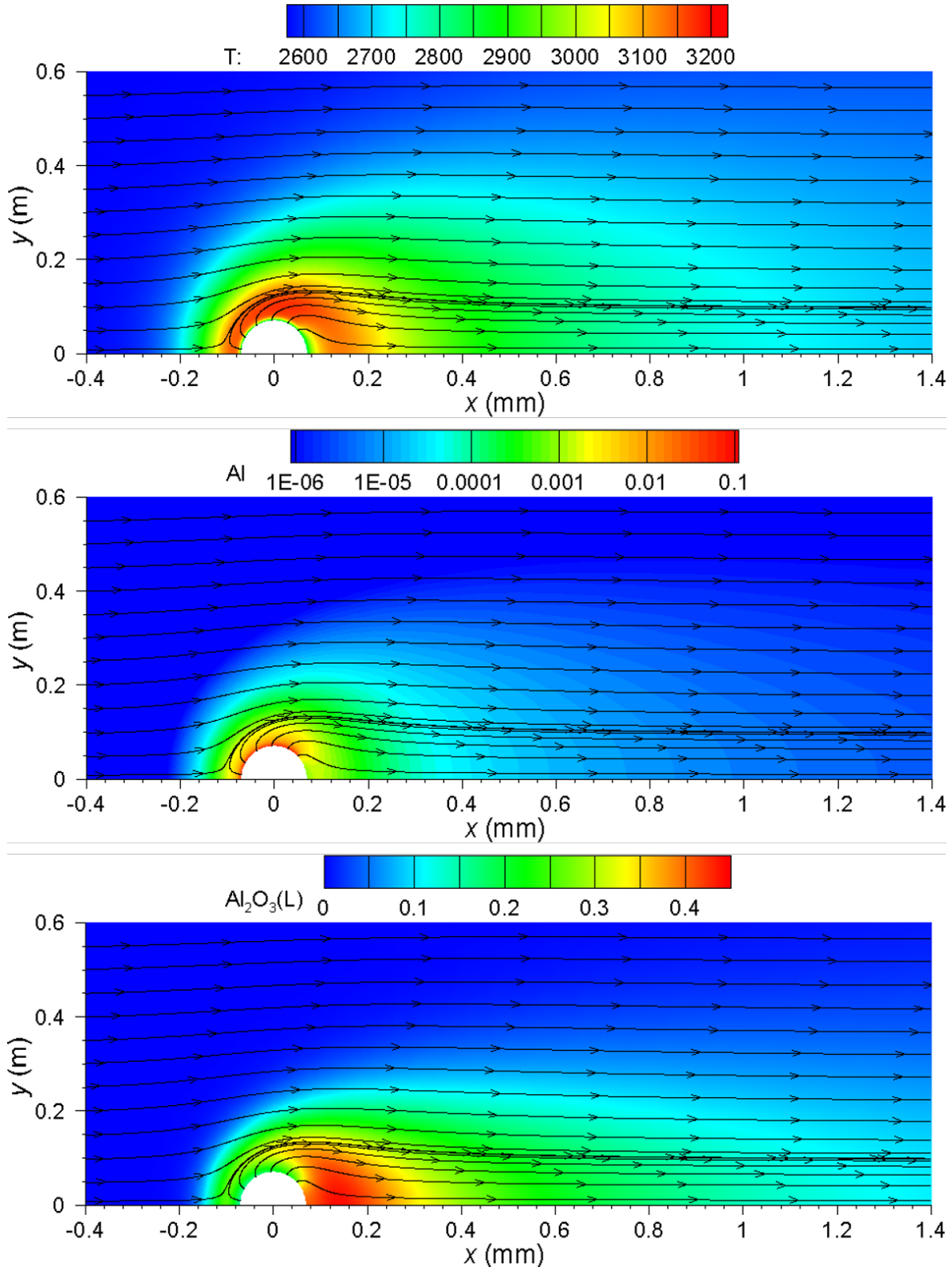


FIGURE 5.29 – Combustion de la goutte avec calotte en arrière et vitesse du gaz 4 m/s. Champs bidimensionnels avec des lignes de courant : a) température; b) fraction massique de l'atome Al; c) fraction massique de l'alumine liquide.

Puisque la calotte se situe en arrière sur l'image visible de la Figure 5.20 nous utilisons les profils radiaux extraits des champs bidimensionnels pour la goutte avec calotte en position arrière. Ils sont comparés avec les profils unidimensionnels pour le rapport $Re/Rp = 3$ en Figure 5.31 (vitesse de gaz de 3 m/s) et Figure 5.32 (vitesse de gaz de 4 m/s).

L'angle polaire est mesuré dans le sens antihoraire à partir de l'axe x comme le montre la Figure 5.30.

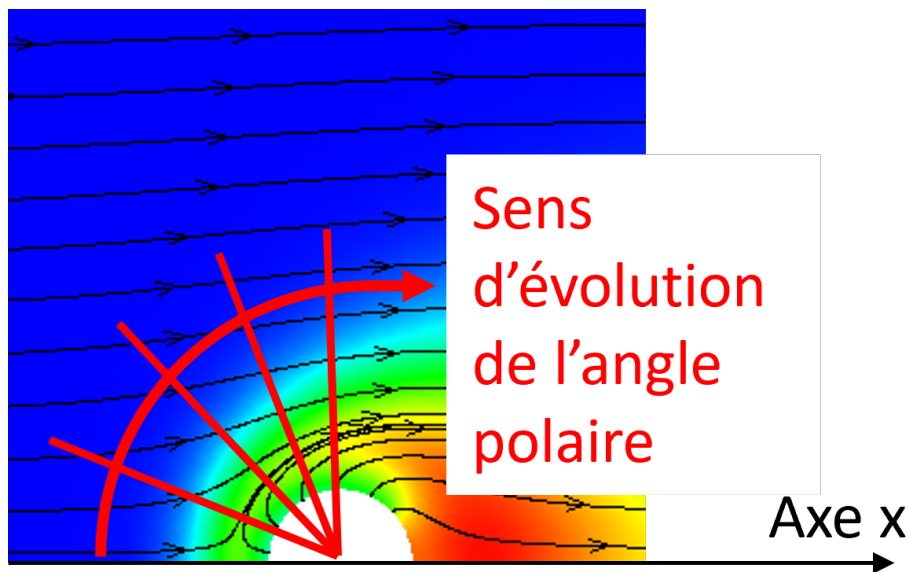


FIGURE 5.30 – Schéma présentant le sens d'évolution de l'angle polaire pour l'extraction des profils unidimensionnels.

La température de la goutte dans les cas bidimensionnel est prise égale à celle dans la simulation unidimensionnelle (voir le Tableau 5.3). Pour la vitesse du gaz de 3 m/s, on obtient un bon accord entre les profils prélevés le long de l'axe en amont et les profils unidimensionnels surtout au voisinage de la goutte (Figure 5.31). Les profils unidimensionnels montrent cependant une décroissance nettement plus raide à l'approche de la frontière extérieure du domaine ($R/R_p > 2$). Pour la vitesse du gaz de 4 m/s, le meilleur accord est observé avec le profil prélevé à l'angle polaire de 136° . Cette comparaison montre que l'approche unidimensionnelle peut être toute à fait valable même dans le cas d'une vitesse convective importante dans certaines limites et pour une analyse de première approche plus rapide. L'incertitude est liée au choix de la position de la frontière extérieure.

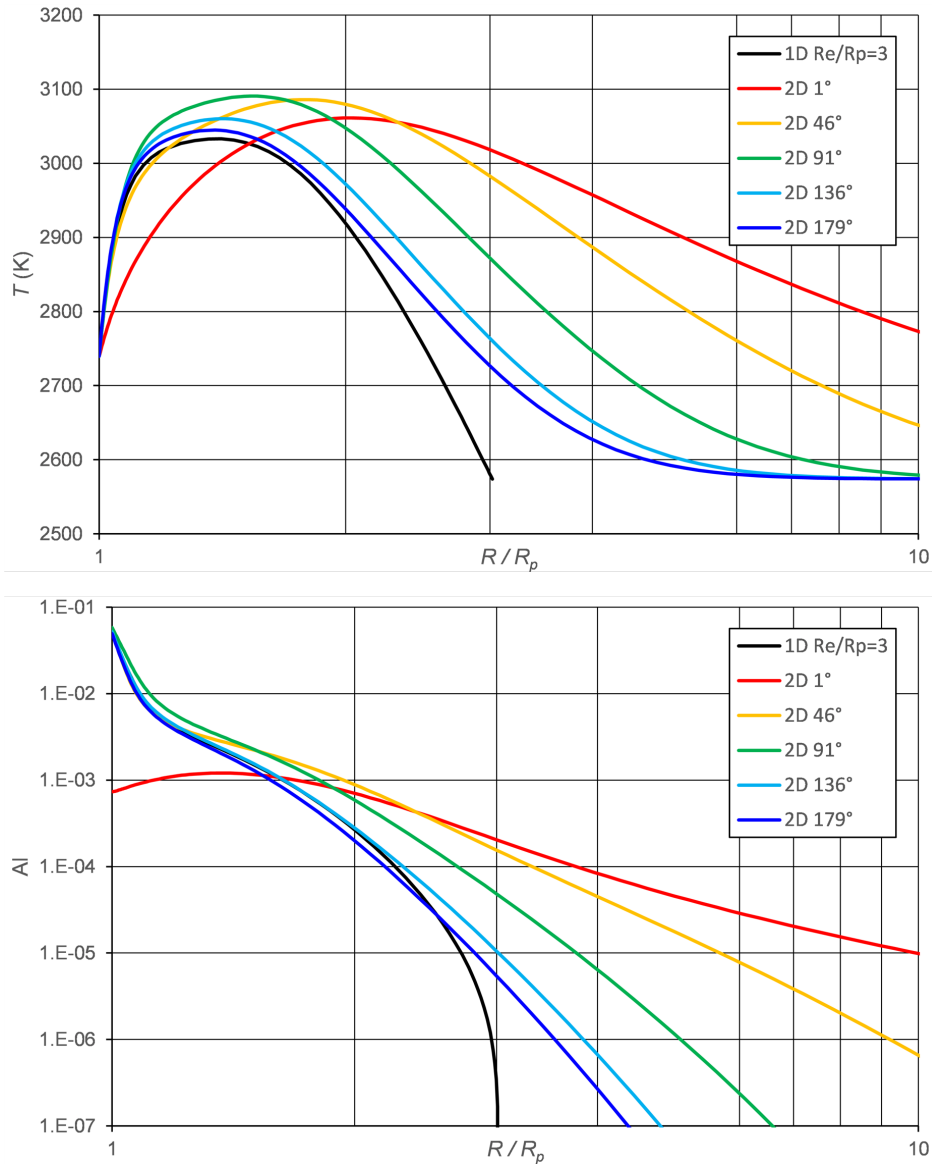


FIGURE 5.31 – Comparaison du profil unidimensionnel pour $Re /Rp = 3$ et des profils radiaux du champ bidimensionnel pour la vitesse du gaz 3 m/s. a) température; b) fraction molaire de l'atome Al.

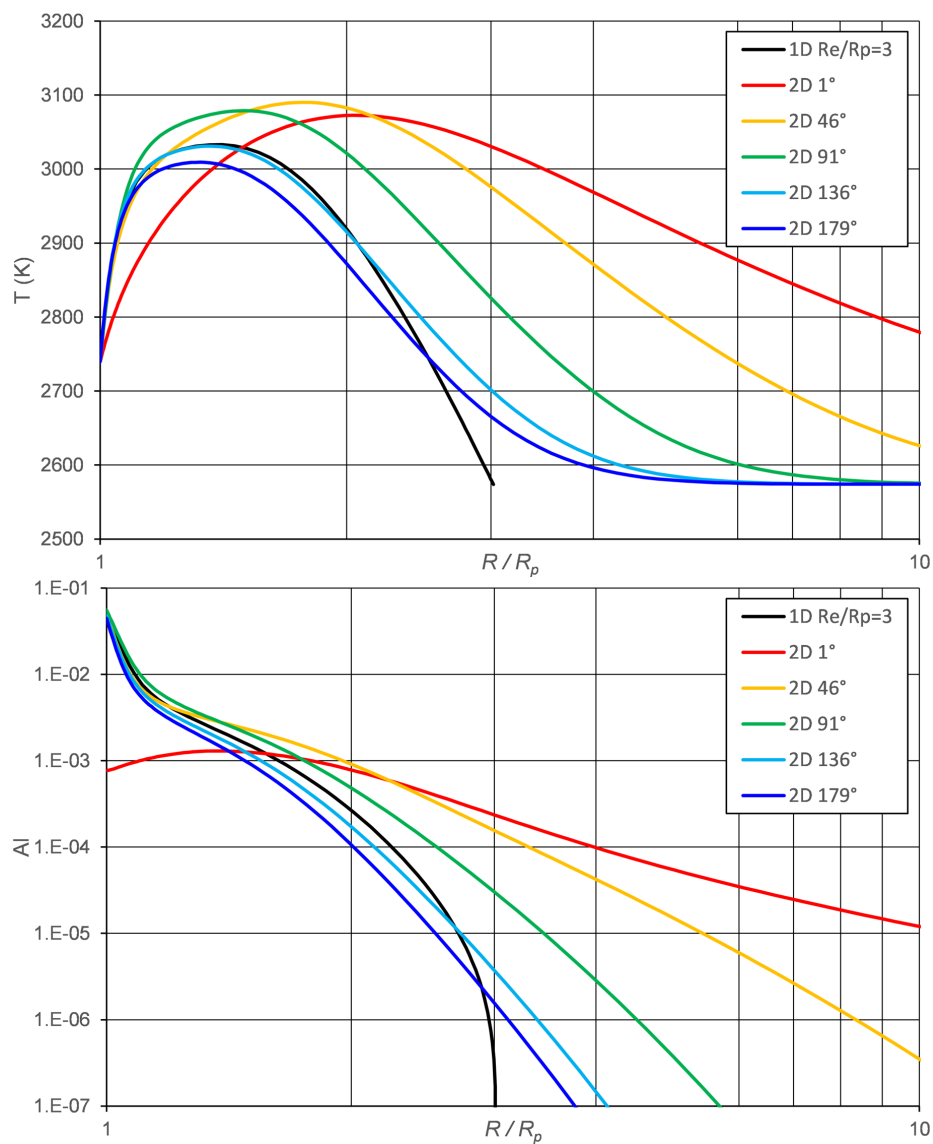


FIGURE 5.32 – Comparaison du profil unidimensionnel pour $Re / R_p = 3$ et des profils radiaux du champ bidimensionnel pour la vitesse du gaz 4 m/s. a) température ; b) fraction molaire de l'atome Al.

5.7 Résultats : simulation d'image PLIF Al pour une goutte de 140 μm

5.7.1 Simulation de combustion en unidimensionnelle

Influence de la taille du domaine de simulation unidimensionnelle sur le signal PLIF Al

Comme le montre la Figure 5.33, les images PLIF-Al ont été simulées pour les trois plus grandes conditions de rayon aux limites présentées dans les sections précédentes. Les valeurs des conditions limites ont été choisies de façon à montrer l'influence de la concentration de la vapeur de Al sur l'absorption du laser. Les cas où R/R_p est plus petit que 2 sont moins intéressants car la concentration d'aluminium est importante sur une faible distance et le laser est très rapidement absorbé ce qui est moins explicite pour la démonstration de cette section. Les images de la Figure 5.33 sont toutes calculées pour la position de la nappe laser $Z = 0$. Une forme de croissant de lune est observée pour chaque cas simulé. Pour $R_e = 2,0R_p$, nous constatons que l'intensité I de la nappe laser à la surface de la goutte n'est pas nulle. Pour $R_e = 2,4R_p$ et $R_e = 3,0R_p$, la nappe laser est totalement absorbée avant d'atteindre la surface de la goutte. Par ailleurs, nous constatons que la zone de signal LIF s'éloigne de la surface de la goutte lorsque l'on augmente la position de la frontière extérieure. Cela montre que le profil de concentration d'aluminium s'étend avec l'éloignement de la frontière. Les zones de signal PLIF-Al pour $R_e = 2,0R_p$ et $R_e = 2,4R_p$ semblent trop étroites par rapport aux zones de signal observées sur les images expérimentales. Ce résultat nous montre que la taille du domaine de simulation est un facteur de premier ordre à prendre en compte dans une démarche de comparaison entre des signaux simulés et mesurés. En effet, dans ce cas précis, il est notable que la morphologie du signal semble équivalente sur les 3 cas, ce qui n'est pas le cas de son amplitude. Pour la suite de l'analyse nous garderons une taille de domaine égale à $3R_p$.

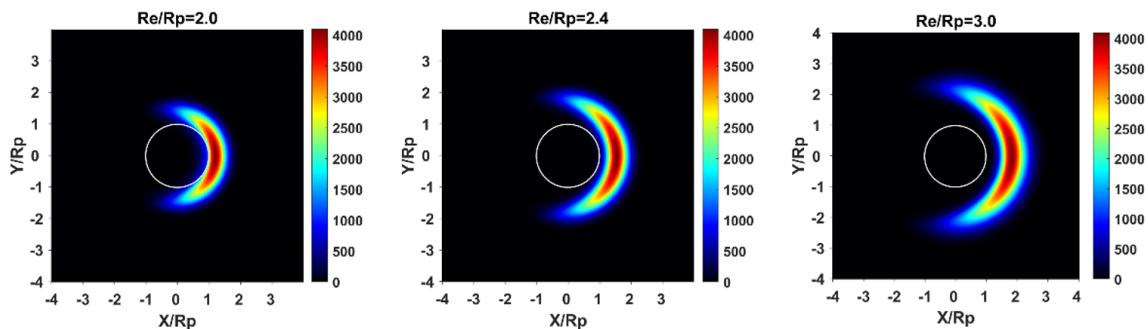


FIGURE 5.33 – Images PLIF-Al simulées pour 3 positions R_e de la frontière extérieure. Le signal est normalisé sur une dynamique de 12bits pour comparaison entre les images.

Influence de la position de la goutte par rapport à la nappe

Suivant la position d'une goutte par rapport à la nappe laser nous pouvons émettre l'hypothèse que la typologie du signal ne sera pas la même. En effet si l'on se réfère aux trois positions présentées sur la Figure 5.34, nous pouvons remarquer que le volume d'excitation de la nappe laser ne couvre pas la même zone autour de la goutte. Les conditions thermo-chimiques ne sont pas les mêmes. Des simulations ont été effectuées pour huit positions du centre de la nappe laser par rapport au centre de la goutte, entre $Z = -2,0R_p$ et

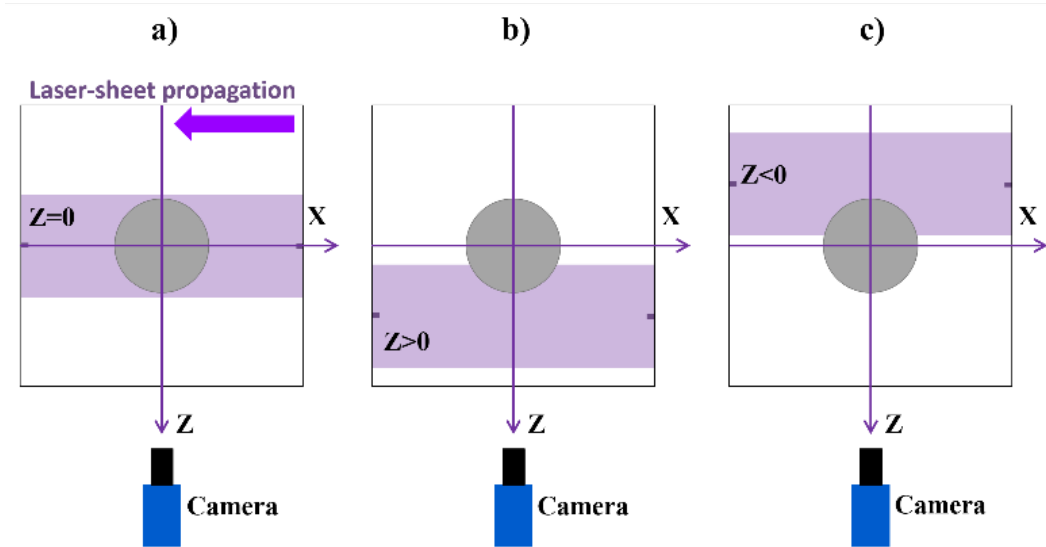


FIGURE 5.34 – Différentes positions relative de la nappe par rapport au centre de la goutte.

$Z = 3,0R_p$. Les images simulées sont présentées sur la Figure 5.35. Chaque image est normalisée à son propre maximum de signal et ajustée à la plage dynamique de la caméra. De cette façon, l'impact de la position de la feuille laser sur la forme de la distribution spatiale du signal est clairement visible. Pour $Z = -2R_p$, la topologie du signal est éclip-sée par la surface de la goutte. Ce cas n'a été observé expérimentalement sur aucune des images. Remarquons que la morphologie du signal est similaire pour $Z = 0R_p$, $0,5 R_p$ et $1,0 R_p$ dont la forme est similaire à celle d'un croissant mince. La frontière gauche du signal se rapproche de la surface de la goutte lorsque la distance de la nappe laser à la goutte augmente. Pour $Z = 1,5R_p$ à $3,0 R_p$, la typologie du signal évolue d'un croissant en quart de lune en une forme en demi-disque. La distribution spatiale du signal couvre partiellement la goutte. Sa hauteur diminue progressivement pour se rapprocher du diamètre des gouttes.

Sur la Figure 5.36, les huit images simulées sont normalisées à l'aide d'une valeur commune, c'est-à-dire à la valeur de signal maximale obtenue pour $Z = 0$. Étant donné que l'intensité du signal dépend de la position de la nappe laser, la Figure 5.36 illustre la variation de signal prédite pour une goutte se déplaçant le long de l'axe Z par rapport à la nappe laser. Le niveau de signal devient inférieur à 1000 coups pour $Z > 2,5R_p$. La Figure 5.37 présente les profils horizontaux extraits des images simulées de la Figure 5.36. Le signal de crête est réduit de 10% à $Z = 0,5R_p$, de 30% à $Z = 1,0R_p$, de 50% à $Z = 1,5R_p$ et de 90% à $Z = 3,0R_p$. L'emplacement du maximum de signal se rapproche également du centre de la goutte lorsque Z augmente. L'amplitude et la forme du profil du signal dépendent fortement de la position de la goutte par rapport à la position de la nappe laser. Ainsi, cela montre la complexité de l'analyse directe des signaux observés sur les images.

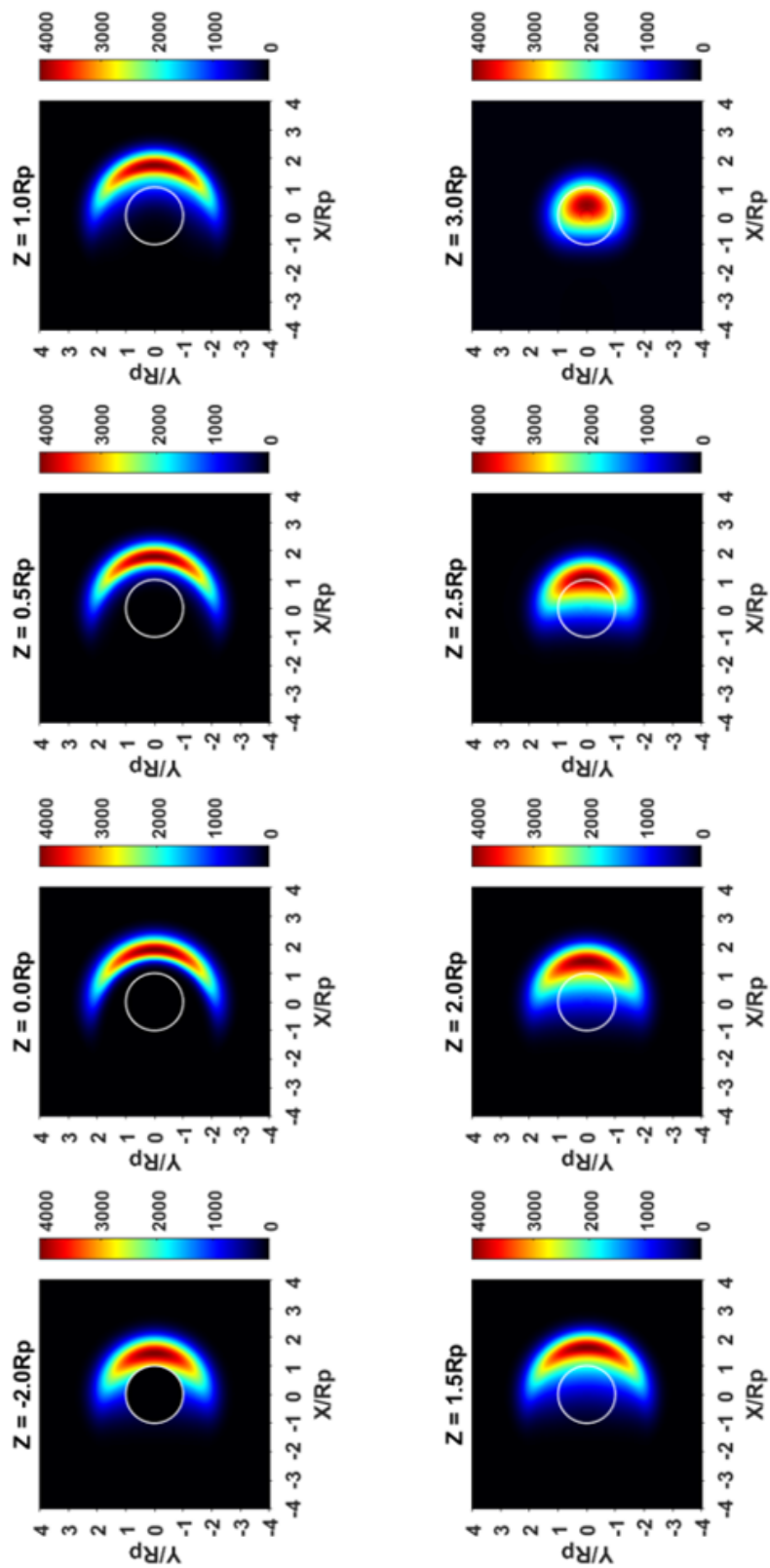


FIGURE 5.35 – Images PLIF-AL simulée pour une même goutte suivant huit positions relatives de la goutte par rapport à la nappe laser. Les signaux sont normalisés par rapport à leur propre maxima.

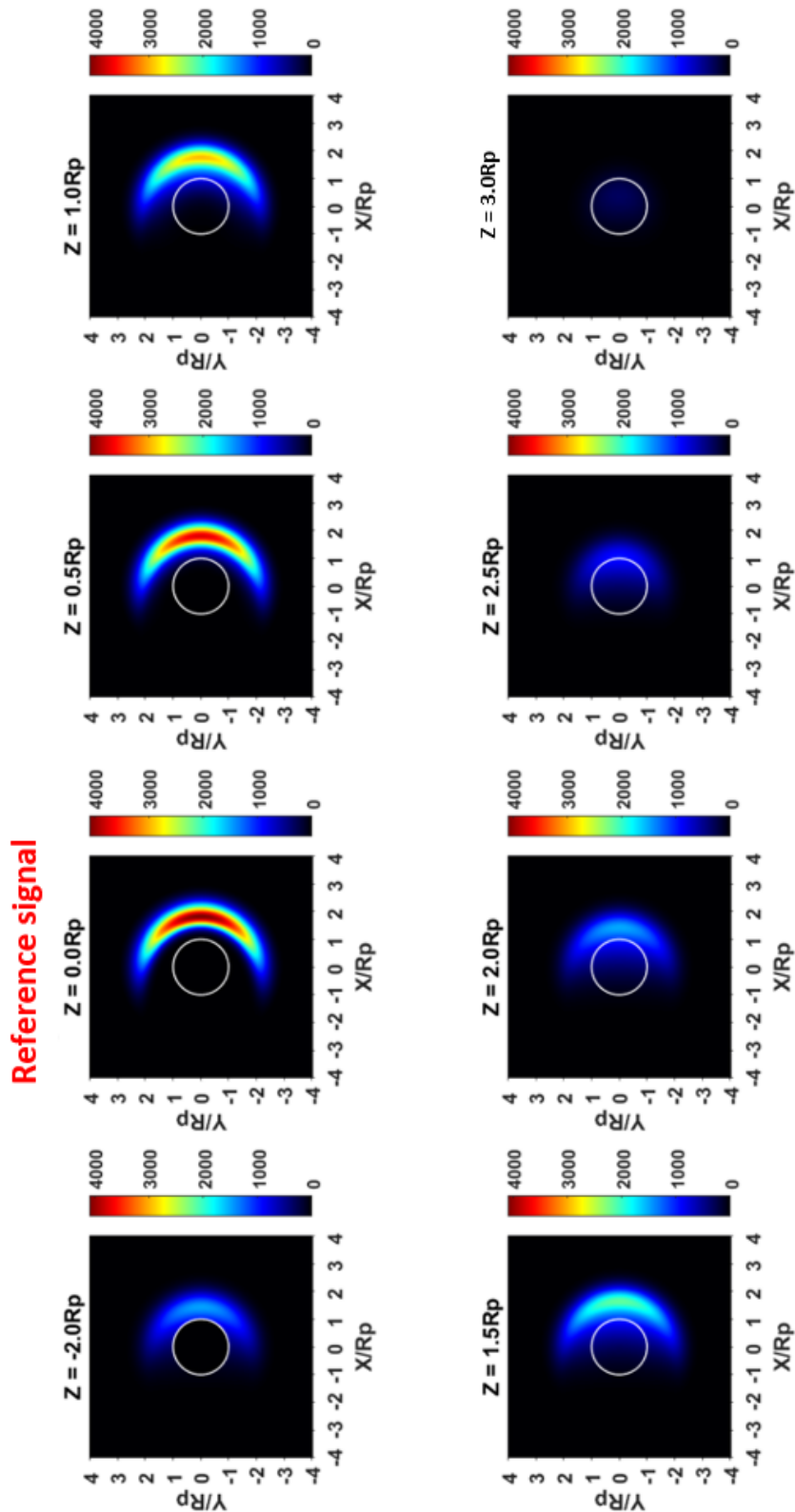


FIGURE 5.36 – Images PLIF-AL simulée pour une même goutte suivant huit positions relatives de la goutte par rapport à la nappe laser. Les signaux sont normalisés par rapport au maximum de la configuration qui génère le plus de signal ($Z = 0$).

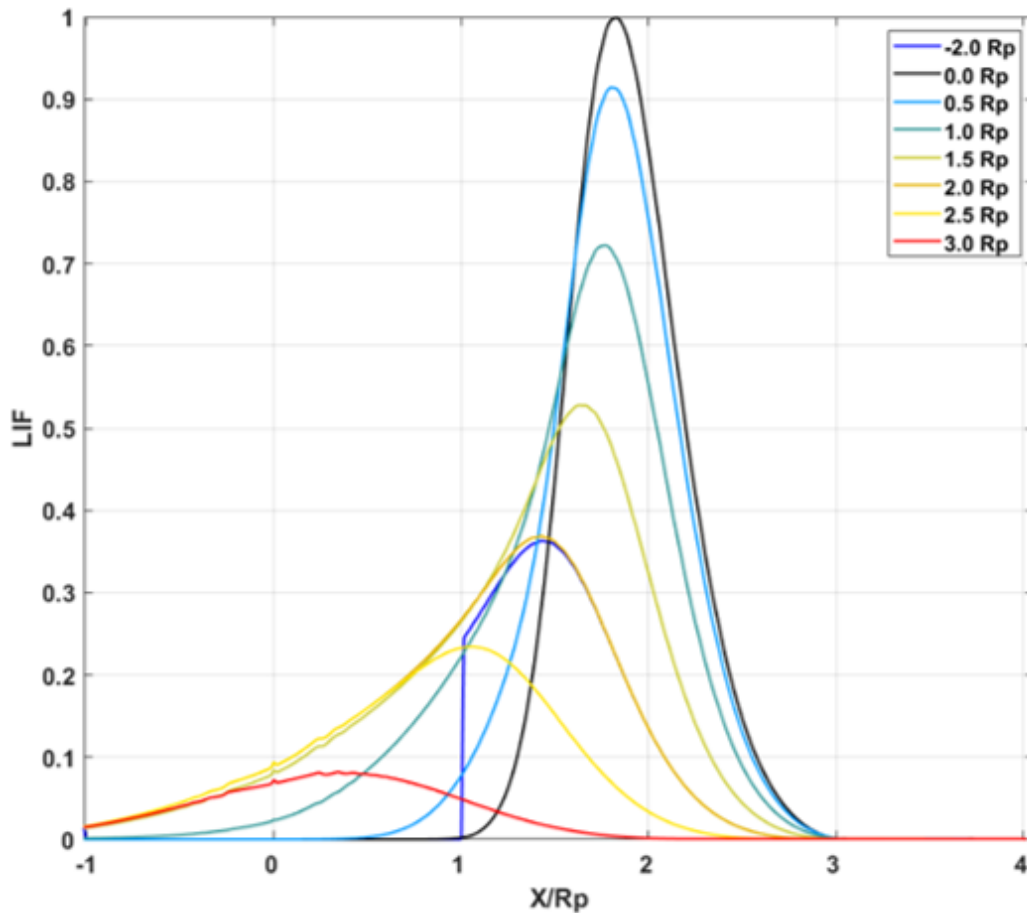


FIGURE 5.37 – Profils horizontaux extraits des images PLIF-Al présentées dans la Figure 5.36. Pour mémoire, les signaux sont normalisés par rapport au maximum de la configuration qui génère le plus de signal ($Z = 0$).

5.7.2 Simulation bidimensionnelle de la combustion (CEDRE)

Comparaison générale entre les simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle

Les simulations d'images PLIF Al avec le modèle bidimensionnel ont d'abord été confrontées à celles réalisées avec le modèle unidimensionnel. Dans le cadre de la modélisation bidimensionnelle, les images ont été réalisées pour la même température des gaz de combustion que la modélisation unidimensionnelle, avec la calotte d'alumine placée en haut et des gaz environnants à une vitesse de $4\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans les figures suivantes, les images PLIF Al n'ont pas été ajustée sur une échelle 12 bits, mais tracées en lien avec la concentration locale d'atome Al. C'est motivé ici par les niveaux de concentration très différents entre les deux types de simulation.

Les Figures 5.38 et 5.39 présentent des images PLIF simulées pour deux positions de nappe laser, à savoir une nappe centrée ($Z = 0$) et une nappe à $Z = 2R_p$. L'effet de la convection des gaz est nettement visible ce qui conduit à un étalement plus important de typologie du signal. Nous remarquons néanmoins que le niveau de signal est moins élevé que dans le cas de la simulation unidimensionnelle. Les valeurs de signal ont volontairement été laissées brutes pour la comparaison des niveaux maximum de signal générés par les deux types de simulations. Cet écart est explicable par l'effet de l'atténuation du laser. La concentration est plus forte dans le cas bidimensionnel que dans le cas unidimensionnel pour des distances supérieures à $2 R_p$, ce qui conduit à une plus forte

atténuation de l'intensité du laser. Cette observation est visible sur la Figure 5.41. L'intensité laser proche de la goutte est ainsi plus faible dans le cas bidimensionnel que le cas unidimensionnel, conduisant à un niveau de signal LIF environ 2 fois plus élevé dans le cas unidimensionnel.

Ces analyses sont observables à l'aide des diagrammes en coordonnées polaires présentés dans la Figure 5.40 pour $Z = 0$. Le 3ème graphique (à droite) est utile pour constater la différence de position et d'intensité des maximaux de signal LIF. Il est ainsi plus de deux fois plus élevé dans le cas unidimensionnel. Le second graphique (au centre) montre la position des maxima angulaires. Nous pouvons faire remarquer qu'au-dessus de la goutte dans le calcul bidimensionnel, le maximum de signal est atteint pour des distances $R > 3R_p$, tandis que la position du maximum de signal reste proche de $R = 2R_p$ quel que soit l'angle dans le cas unidimensionnel. Enfin, le premier graphique (à gauche) indique la position en coordonnées polaires du maximum de l'image complète. Dans le cas unidimensionnel, celui-ci est obtenu le long de l'axe y , tandis qu'il se trouve à -15° environ dans le cas de la simulation de combustion en bidimensionnelle. Cela montre l'effet conséquent de la convection sur la typologie des champs de signaux PLIF-AL.

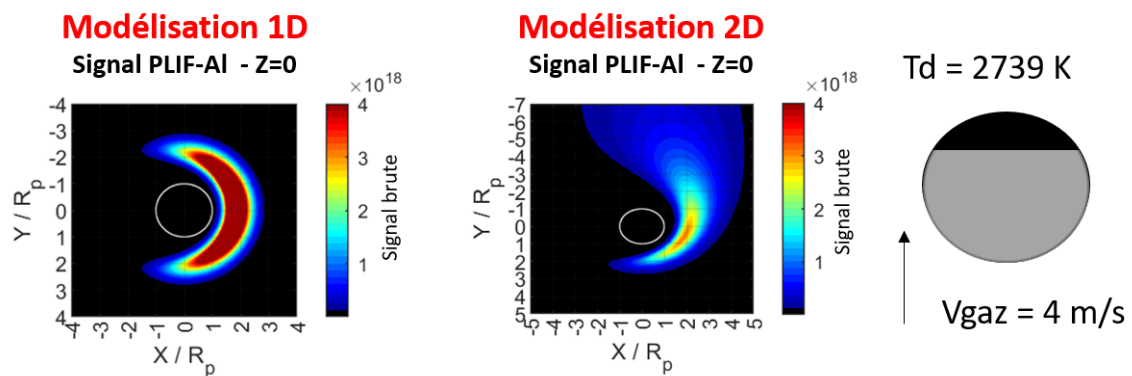


FIGURE 5.38 – Images PLIF simulées à partir de simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle pour $Z=0$.

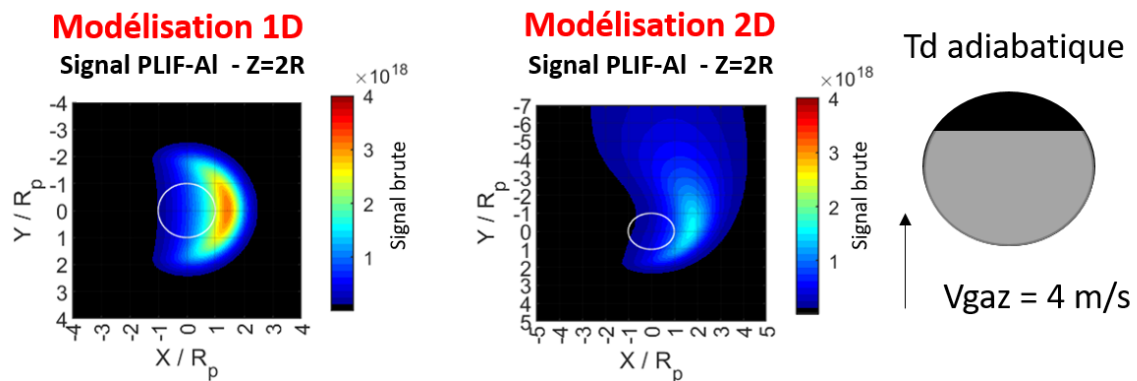


FIGURE 5.39 – Images PLIF simulées à partir de simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle pour $Z=2R$.

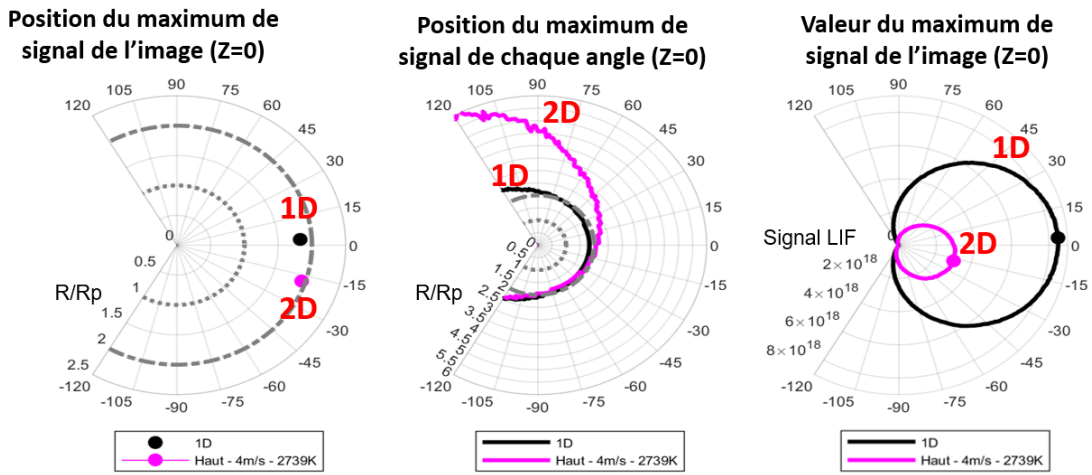


FIGURE 5.40 – Diagramme en coordonnées polaires pour la comparaison entre simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle. Nappe laser à $Z = 0$.

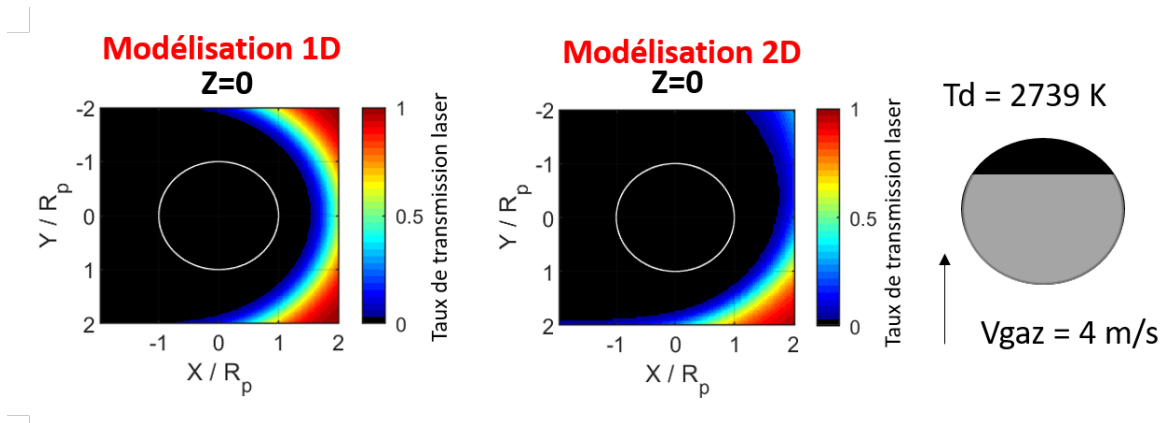


FIGURE 5.41 – Champs des taux de transmission du laser pour la comparaison entre simulations unidimensionnelle et bidimensionnelle. La nappe laser à $Z = 0$.

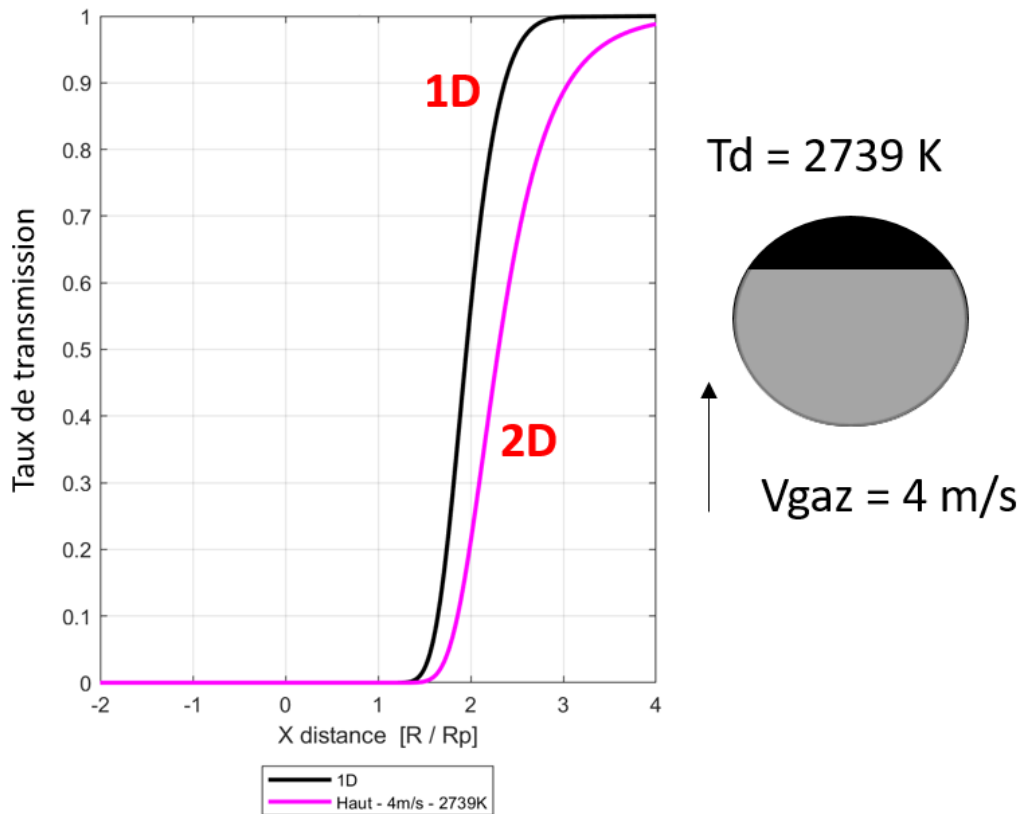


FIGURE 5.42 – Profils horizontaux des taux de transmission du laser pour la comparaison entre les modélisations unidimensionnelle et bidimensionnelle. La nappe laser à $Z = 0$.

Influence des paramètres thermodynamiques des simulations de combustion sur la topologie du LIF simulé

On effectue ici une comparaison de cas simulés 2 par 2, pour illustrer la sensibilité du signal PLIF Al simulés à certains paramètres de la simulation de combustion.

Vitesse des gaz oxydant

Les Figures 5.43 et 5.44 fournissent des comparaisons pour deux simulations bidimensionnelles où seule change la vitesse des gaz (3 m/s et 4 m/s). Les deux calculs ont été réalisés avec une calotte d'alumine en haut et une température adiabatique des gaz par rapport à celle de la goutte. Remarquons que les résultats sont similaires. Dans le cas où $Z = 0$, c'est à dire sur la Figure 5.43, nous pouvons remarquer une petite différence du niveau maximum de signal. Le cas à 4 m.s^{-1} semble générer un maximum de signal légèrement plus élevé. Hormis cet aspect, la topologie des champs de signaux à $Z = 0$ est similaire pour les deux vitesses. Aucune différence n'est discernable à l'œil à partir des champs LIF pour $Z = 2R_p$.

Le diagramme polaire pour $Z = 0$ sur la Figure 5.45 montre les niveaux de signal LIF maximaux. Nous pouvons souligner cette légère différence de niveau car nous observons un niveau de signal plus élevé à 4 m/s. En dehors de cela, il n'apparaît pas d'autres différences visibles pour la position des maxima angulaires. Sur la Figure 5.46, pour $Z = 2R_p$, nous constatons que le signal est légèrement plus important dans le cas de la vitesse de 4

$m.s^{-1}$, mais l'écart entre les deux calculs est encore plus faible que dans la configuration de la nappe centrée.

Ainsi, le choix de la vitesse des gaz ne semble pas avoir un réel effet sur la topologie du signal généré. Néanmoins, suivant la gamme de vitesse considérée, l'effet ne semble pas du premier ordre en ce qui concerne les images LIF. Dans la suite, nous considérons donc les calculs dans le cas où la vitesse est fixée à $4 m.s^{-1}$.

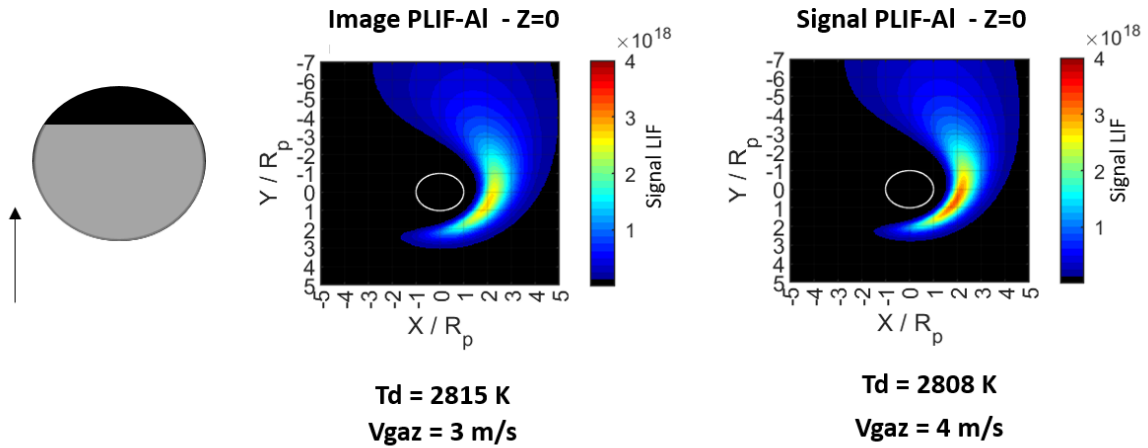


FIGURE 5.43 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux vitesses de gaz. Les deux cas sont avec calotte en haut et température adiabatiques. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$.

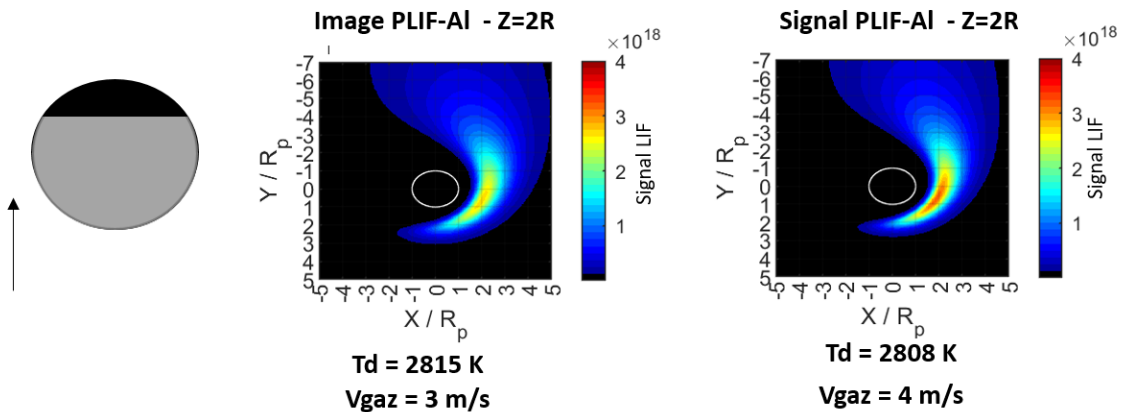


FIGURE 5.44 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux vitesses de gaz. Les deux cas sont avec calotte en haut et température adiabatiques. Images calculées pour une nappe à $Z = 2R$.

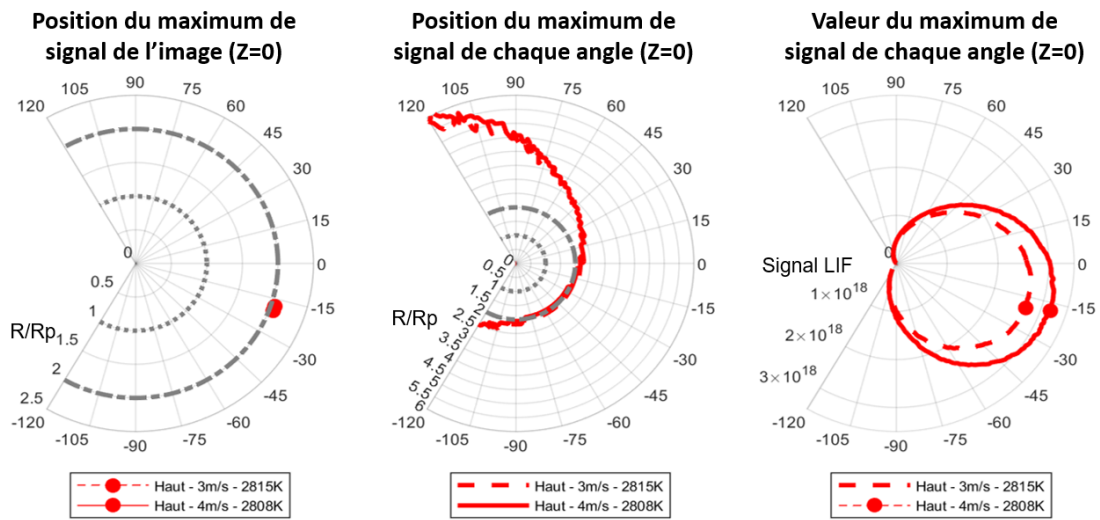


FIGURE 5.45 – Diagrammes polaires pour les simulations bidimensionnelles à deux vitesses de gaz pour $Z=0$ (calotte en haut et température adiabatique).

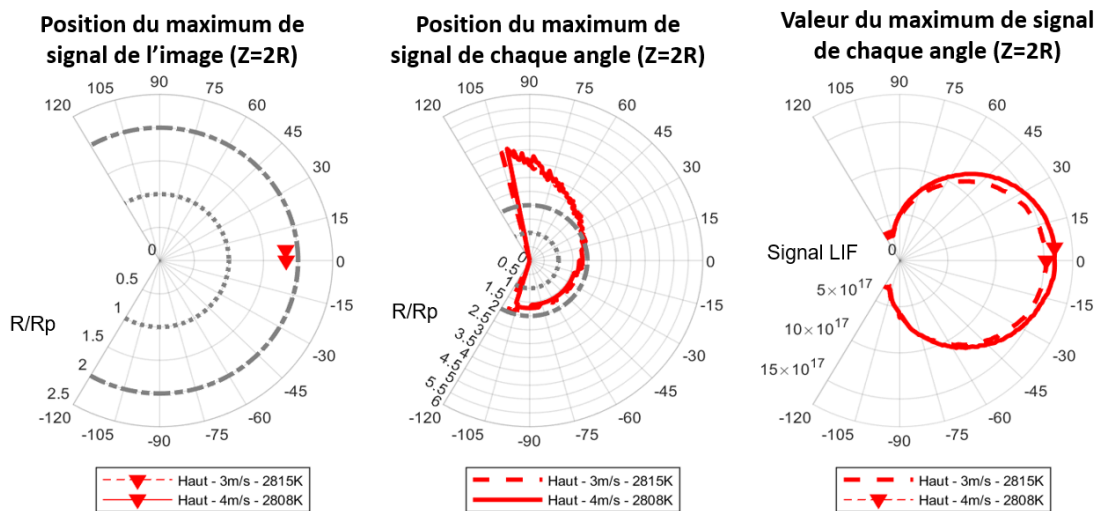


FIGURE 5.46 – Diagrammes polaires pour les simulations bidimensionnelles à deux vitesses de gaz pour $Z=2R$ (calotte en haut et température adiabatique).

Position de la calotte d'alumine

Les Figures 5.47, 5.48, 5.49 et la Figure 5.50 présentent des simulations pour les trois positions de la calotte d'alumine détaillées dans la section 5.1.3. Pour rappel, elles sont : calotte en haut, calotte en bas ou absence de calotte. Ces trois cas ont été simulés dans le cas d'une vitesse des gaz des 4 m/s et d'une température adiabatique.

Remarquons que sur les Figures 5.47, 5.48, 5.49, les images LIF calculées pour ces 3 cas ne montrent pas de différences très franches. Pour $Z = 0$, nous semblons juste deviner que le maximum de signal est un peu plus faible pour le cas avec calotte en bas. Mais l'aspect des signaux reste extrêmement similaire pour les trois cas d'étude. Cette observation est d'ailleurs valable dans la configuration avec la nappe laser à $Z = 0$ ou $Z = 2R_p$.

Comme la seule vraie différence montrée par la Figure 5.49 concerne la position de nappe $Z = 0$, les tracés polaires présentés en Figure 5.49 le sont pour cette configuration. Nous pouvons remarquer que les courbes sont très proches quel que soit le paramètre choisi. Il apparaît juste deux petits écarts. Sur le 3ème diagramme (à droite), nous remarquons que le signal LIF est un peu moins intense en-dessous de la goutte dans le cas où la calotte est en bas. Cela semble cohérent puisque le dégagement d'aluminium est bloqué par la calotte. De la même façon, le signal LIF est légèrement moins intense au-dessus de la goutte pour le cas calotte en haut. Mais l'écart est encore plus faible. Nous faisons ainsi l'hypothèse que la convection des gaz vers le haut compense certainement le plus faible débit d'aluminium dans le cas de la calotte en haut. Il semble donc que la position de la calotte ne soit pas un paramètre de premier ordre sur la topologie du signal. Cette observation est cependant à nuancer dans le sens où la calotte se déplace autour de la goutte pendant l'écoulement. L'hypothèse d'un écoulement stationnaire n'est donc pas franchement réaliste.

Il est à noter que cette approche sera à approfondir dans le cas particulier d'une calotte dans l'axe de propagation du laser. Mais cette approche est complexe dans le sens où la simulation n'est plus axisymétrique. En parallèle, un autre axe à approfondir pourrait être l'influence de la taille de la calotte sur le niveau de signal généré.

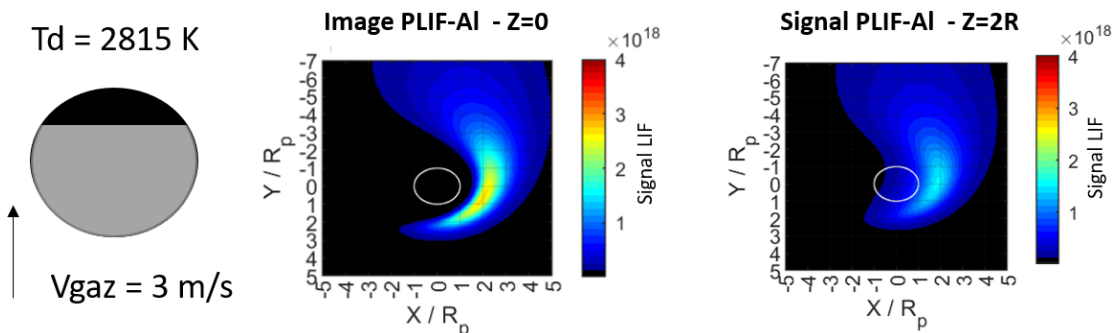


FIGURE 5.47 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles calotte d'alumine en haut. Température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3 \text{ m/s}$. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$ et $2R$.

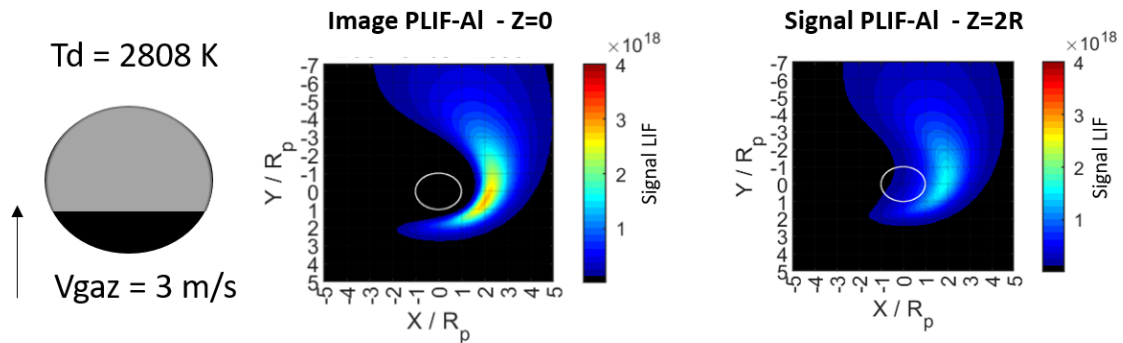


FIGURE 5.48 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles calotte d'alumine en bas. Température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3 \text{ m/s}$. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$ et $2R$

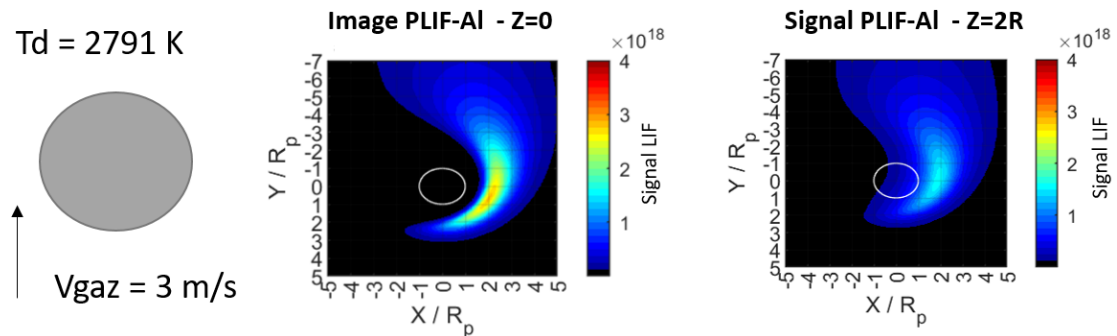


FIGURE 5.49 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles sans calotte. Température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3 \text{ m/s}$. Images calculées pour une nappe à $Z = 0$ et $2R$)

Température de la goutte

Un dernier paramètre à étudier est l'effet de la température de la goutte. Deux simulations numériques avec calotte d'alumine en haut et vitesse des gaz à 4 m.s^{-1} ont été réalisées. Le cas à 2739 K est celui avec la même température que la simulation unidimensionnelle; le cas à 2808 K correspond quant à lui à la condition adiabatique du calcul bidimensionnel.

Sur la Figure 5.51 et 5.52, nous présentons les images PLIF Al à $Z = 0$ et $Z = 2R_p$. Remarquons que les deux cas sont presque indiscernables. Leur topologies sont identiques et les niveaux de signal sont les mêmes. Sur la Figure 5.53 sont représentés les diagrammes en polaire. Remarquons que la position des maxima en coordonnées polaires pour la configuration $Z = 2R_p$ ne montrent pas de différences sensibles selon les deux hypothèses de température. Nous constatons un écart infime du niveau maximum de signal LIF. Cet écart semble assez négligeable dans une optique de comparaison avec des images LIF expérimentales. Dans le cas d'une simulation bidimensionnelle, les deux hypothèses de température étudiées ici n'entraînent donc pas un écart du premier ordre dans les images LIF calculées.

On remarquera que la sensibilité de ce cas étudié est faible de par les conditions de température simulées. Dans la continuité de ces travaux, il serait intéressant de tester une variabilité plus importante des paramètres comme la vitesse des gaz à titre d'exemple.

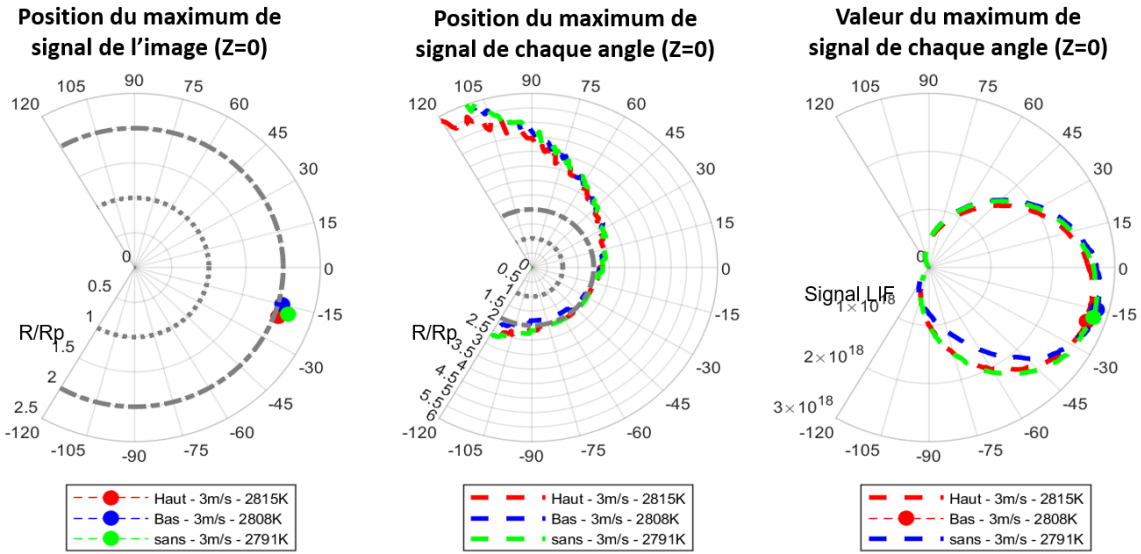


FIGURE 5.50 – Diagrammes polaires à $Z = 0R$ pour les simulations bidimensionnelles aux trois positions de calotte d'alumine (température adiabatique et $v_{\text{gaz}} = 3 \text{ m/s}$).

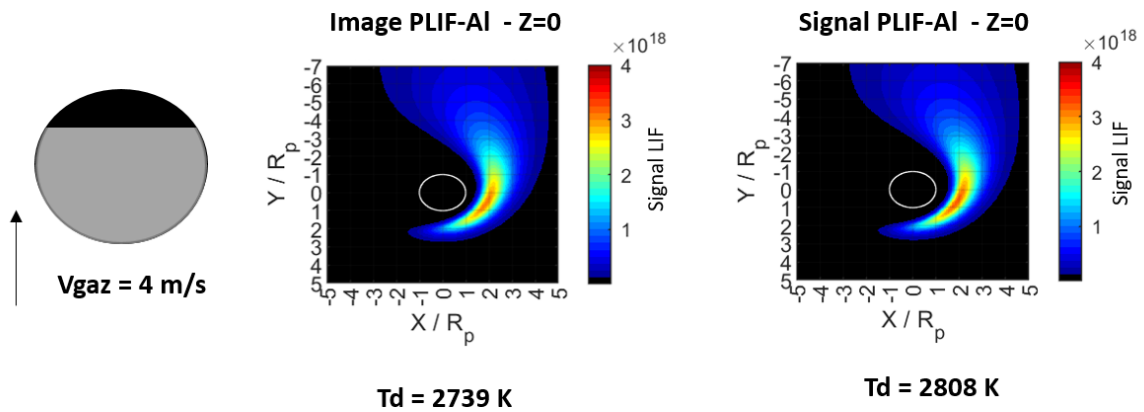


FIGURE 5.51 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux températures. Les deux cas sont avec calotte en haut et $v_{\text{gaz}}=4 \text{ m/s}$. Images calculées pour une nappe à $Z=0$.

L'analyse présentée dans cette section permet de se focaliser uniquement sur la sensibilité de la simulation aux hypothèses du modèle cinétique de la combustion de l'aluminium abordé. C'est une approche qui devra être poursuivie dans l'objectif d'affiner l'analyse présentée dans ce cas-ci.

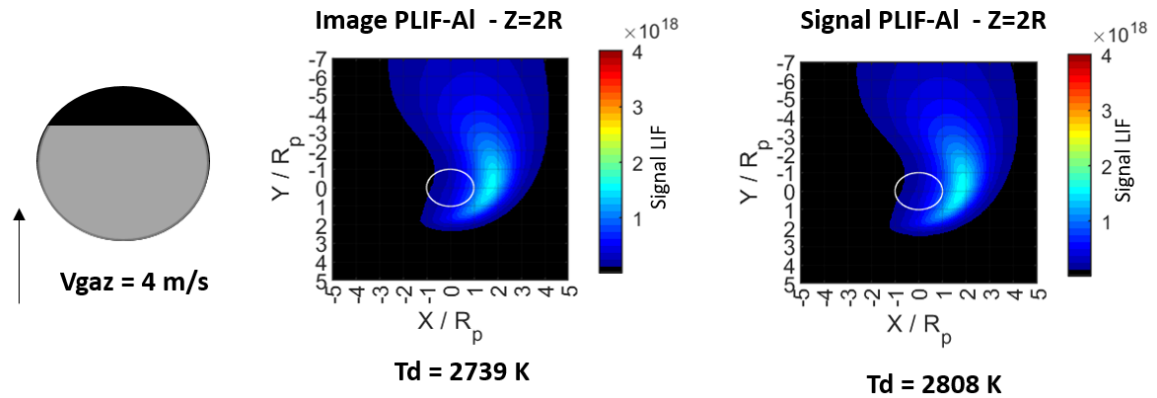


FIGURE 5.52 – Images PLIF simulées à partir de simulations bidimensionnelles pour deux températures. Les deux cas sont avec calotte en haut et $v_{\text{gaz}} = 4 \text{ m/s}$. Images calculées pour une nappe à $Z = 2R$

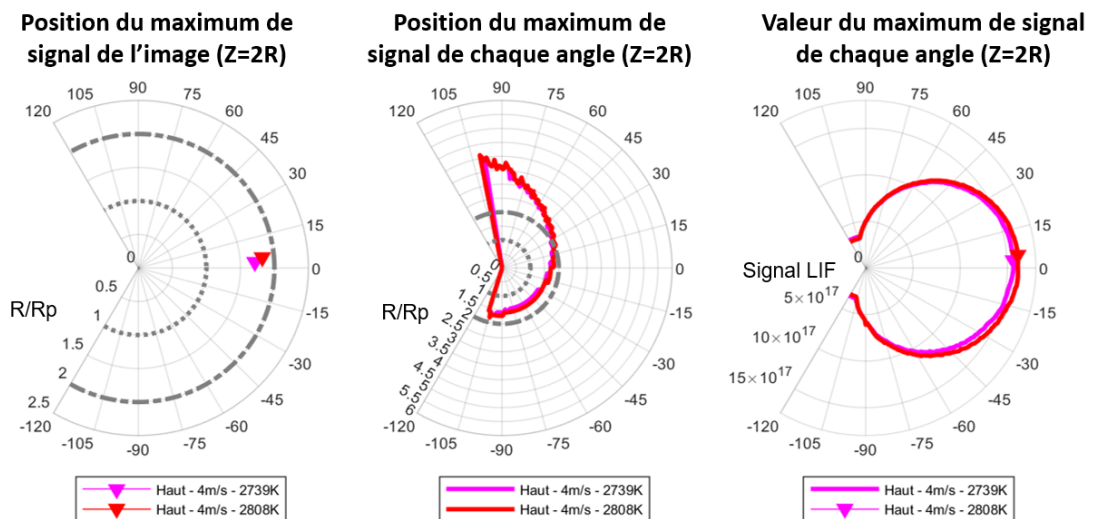


FIGURE 5.53 – Diagrammes polaires à $Z = 2R$ pour les simulations bidimensionnelles à deux températures (calotte en haut et $v_{\text{gaz}} = 4 \text{ m/s}$).

5.7.3 Comparaison entre les signaux PLIF-AI simulés et mesurés

Dans l'objectif de montrer le potentiel de l'approche, une étude de cas pour un exemple de goutte donné a été réalisé. On rappelle que c'est pour une goutte de $140 \mu\text{m}$ pour laquelle on dispose de 3 positions successives.

Confrontation avec la modélisation unidimensionnelle

La Figure 5.54 montre l'image PLIF-AL de la Figure 5.20 avec deux images simulées ($Z = 2R_p$ et $Z = 2,5R_p$). le niveau de signal des images simulées a été ajusté sur une dynamique d'échelle de $[0, \text{niveau maximum de l'image expérimentale}]$, c'est à dire $[0; 2500]$. Remarquons que la morphologie et la distribution du signal dans la forme sont ressemblants au moins pour la moitié inférieure des images.

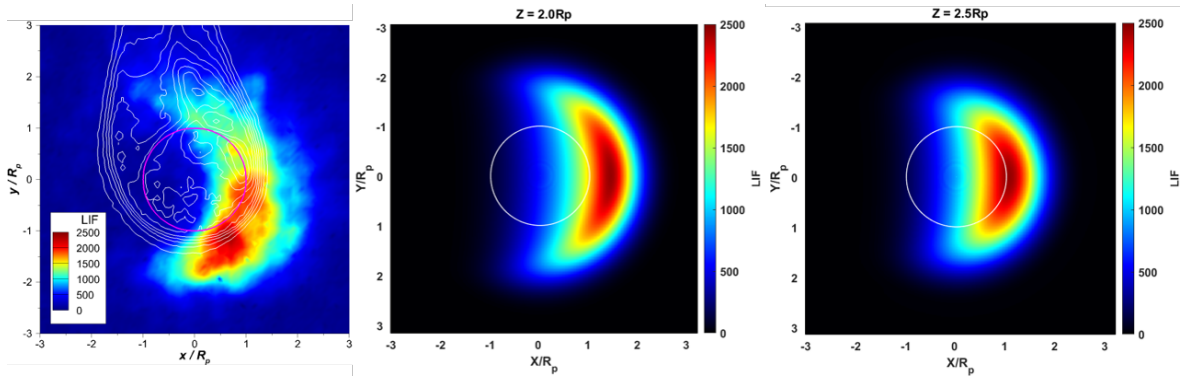


FIGURE 5.54 – Image PLIF-AL de la Figure 5.20 avec deux images simulées

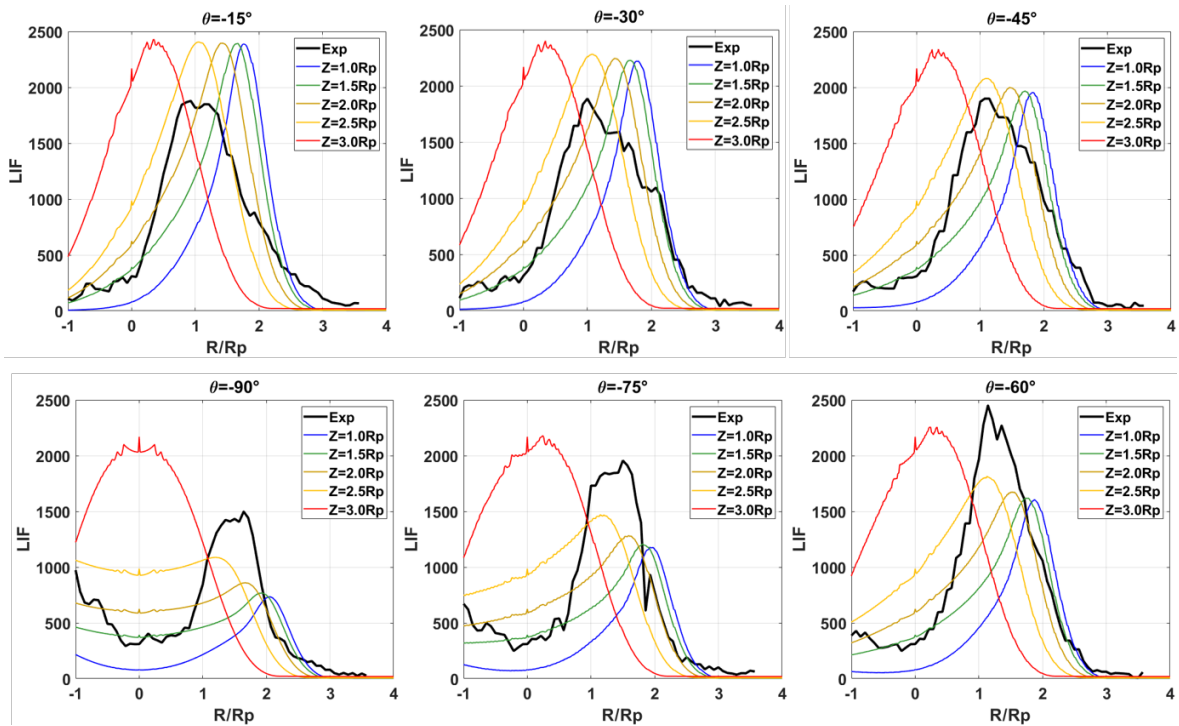


FIGURE 5.55 – Profils LIF extraits de l'image expérimentale de la Figure 5.20 et des différentes images simulées pour la comparaison

Les profils LIF radiaux du signal sont tracés sur la Figure 5.55 dans le cas des données expérimentales et simulées. Chaque tracé correspond à des profils passant par le centre de la goutte selon des angles spécifiques par rapport au diamètre horizontal, de -15° à -90° . Les données simulées sont tracées pour cinq positions de la nappe laser i.e. de $Z = 1,0R_p$ à $Z = 3R_p$. Cette comparaison montre plus quantitativement que les données expérimentales sont plutôt concordantes avec les positions de la nappe laser $2,0R_p$ et $2,5R_p$ en se fiant à la position du pic (meilleure concordance pour des distances de la nappe proche de $1,5R_p$) et à l'extension de la zone LIF (concordance jusqu'à $2,5$ à $3,0R_p$ du centre des gouttes). Les valeurs maximales ne correspondent pas parfaitement pour chaque angle, mais les tendances sont plutôt cohérentes : l'écart entre la simulation pour $Z = 2,0R_p$ et les mesures n'est pas supérieur à 40%. Ce résultat est très prometteur car il s'agit de la toute première confrontation de données simulées à des mesures, basée uniquement sur un nombre limité de cas de simulation de combustion. Néanmoins, les simulations unidimensionnelles ne tiennent pas compte des facteurs im-

portants qui ont une réelle influence sur le processus de combustion des gouttes d'aluminium en ambiance propergol solide. La comparaison avec la simulation bidimensionnelle devient alors plus intéressante.

Confrontation avec la modélisation bidimensionnelle

Dans ce cas, la comparaison est réalisée avec une simulation dont la température de gaz est adiabatique et leur vitesse est de $4m.s^{-1}$. En effet, nous avons montré dans la section 5.7.2 que le choix de ces paramètres n'avait pas un réel impact sur la simulation d'une image PLIF-AL. Plusieurs positions estimées du centre de la goutte ont été testées. Une seule sera présentée dans ce manuscrit. Finalement, seuls deux positions de nappe laser ont été utilisées pour cette comparaison.

La Figure 5.56 et la Figure 5.57 présentent l'image expérimentale et une image simulée pour une nappe laser à $Z = 2R_p$ ainsi que leur diagramme associé. Nous constatons que le maximum de signal LIF se trouve à une distance d'environ $Z = 2R_p$, pour un angle de 0° , comme le montre le diagramme polaire de la Figure 5.57. Nous pouvons remarquer une certaine cohérence d'ensemble entre les zones de signal LIF simulées et mesurée, mais cependant le signal simulé s'étend plus loin de la goutte que le signal expérimental, en particulier vers le haut.

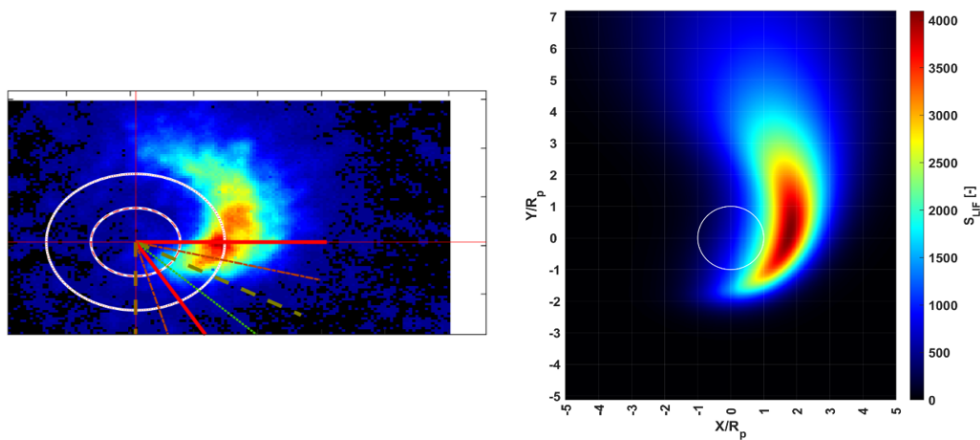


FIGURE 5.56 – A gauche, image expérimentale telle que montrée dans la Figure 5.20. A droite, l'image PLIF-AL simulée pour $Z = 2R_p$.

La Figure 5.58 et la Figure 5.59 s'intéressent quant à elles à une image LIF simulée pour une position de nappe centrée sur la goutte ($Z = 0$). Le maximum de signal LIF se trouve alors légèrement en-dessous de la goutte pour un angle -15° et à distance toujours autour de $Z = 2R_p$. Il est assez facile de retrouver cette valeur d'angle pour l'image expérimentale, en décalant le centre de la goutte de seulement 6 pixels vers le haut par rapport au cas du paragraphe précédent. La variation des maxima angulaire (troisième diagramme polaire) semble montrer une meilleure concordance entre les résultats expérimentaux et simulés, dans le cas où $Z = 0$.

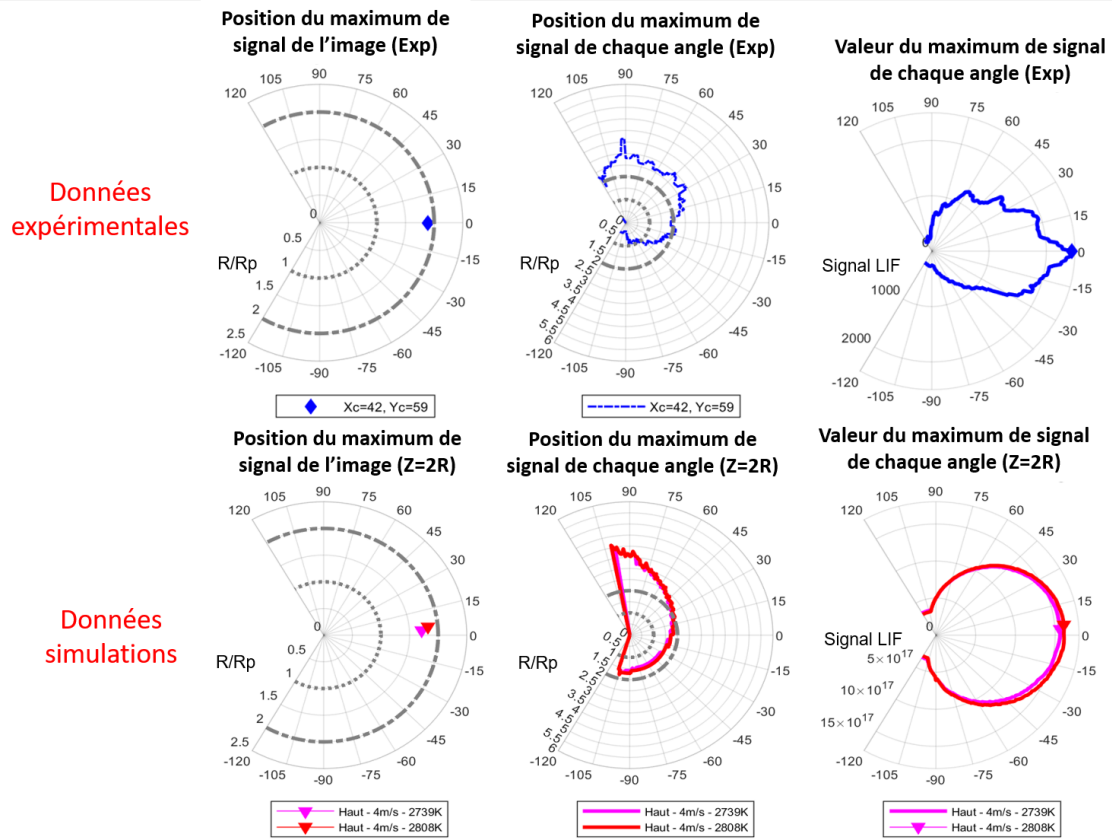


FIGURE 5.57 – Diagrammes polaires de l'image expérimentale et de l'image simulée présentées sur la Figure 5.56.

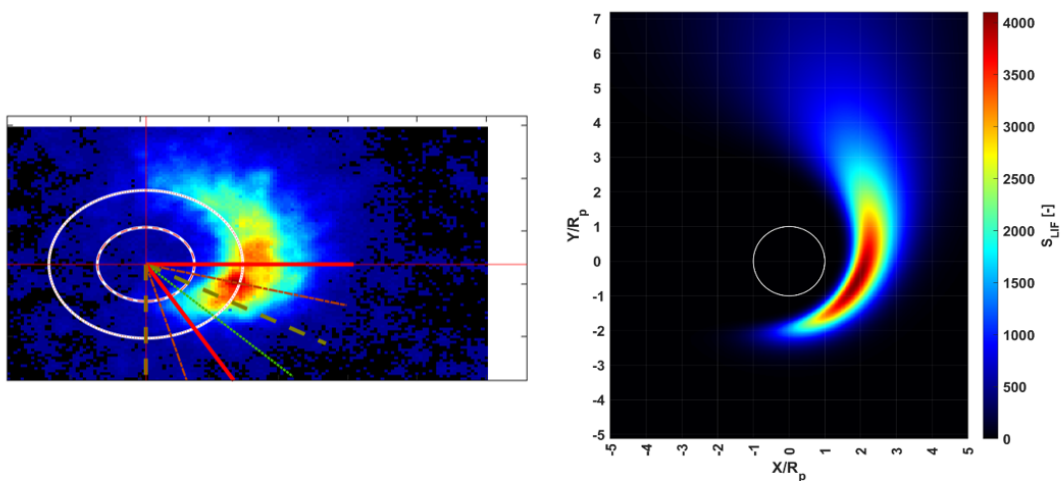


FIGURE 5.58 – A gauche, image expérimentale telle que montrée dans la Figure 5.20. A droite, l'image PLIF-AL simulée pour $Z = 0$.

Si l'on s'intéresse maintenant à l'image expérimentale de la Figure 5.19 pour laquelle la morphologie de la zone de signal est davantage convexe, nous constatons un tout autre

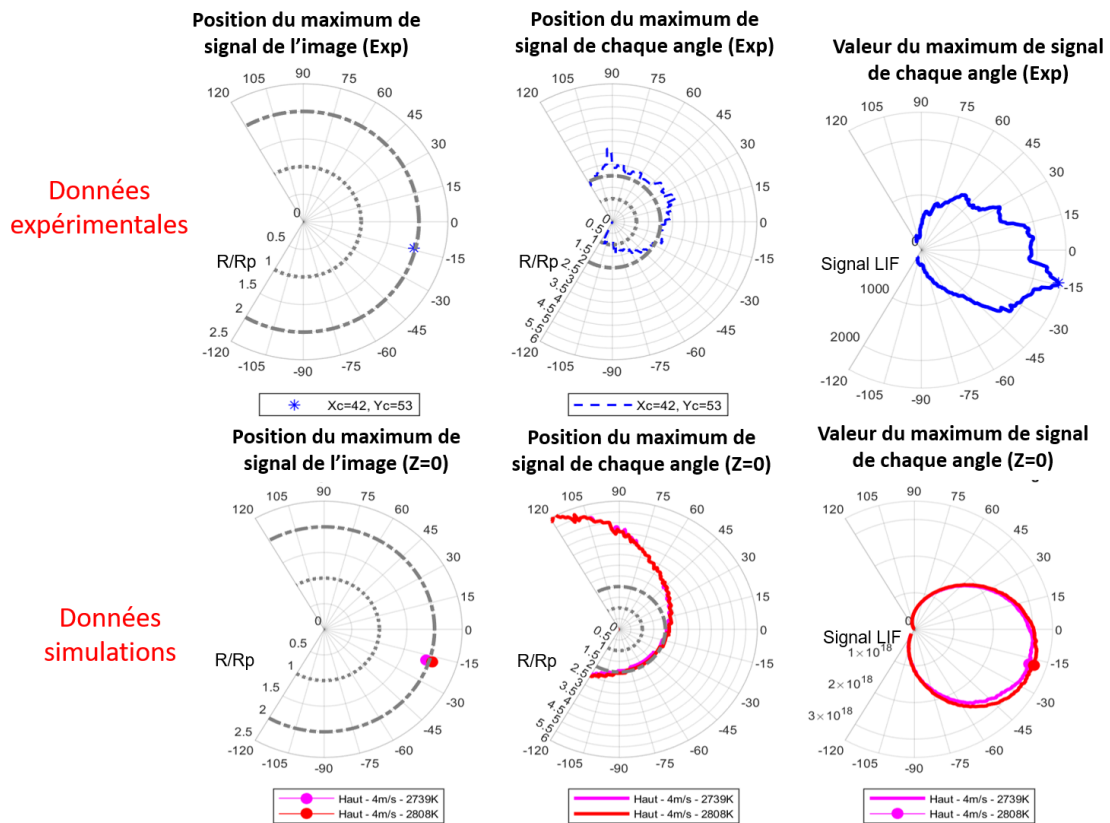


FIGURE 5.59 – Diagrammes polaires de l’image expérimentale et de l’image simulée présentées sur la Figure 5.58.

résultat. La convexité visible sur l’image expérimentale suggère une plus faible absorption du laser et donc un décalage un peu plus net de la nappe par rapport à la goutte. De plus, l’image visible associée montre la calotte dans la partie basse de la goutte. Le cas de simulation utilisé pour la comparaison est celui avec la calotte en bas dans la configuration où $Z = 3R_p$. La température des gaz est toujours considérée comme adiabatique et leur vitesse reste à 4 m/s.

La Figure 5.60 présente ainsi l’image expérimentale telle que présentée sur la Figure 5.19. La Figure 5.61 présente les diagrammes polaires pour le cas simulé. Il est intéressant de constater que le maximum de signal est au-dessus de l’axe horizontal de la goutte. C’est à dire au coordonnées à $+30^\circ$ et une distance de $1,5 R_p$. Cependant, pour retrouver le maximum de signal à cette position sur l’image expérimentale, il est nécessaire de décaler le centre de la goutte en-dessous de la zone convexe (Cf. Figure 5.60). Hors, il apparaît assez nettement que le signal simulé s’étend davantage vers le haut que le signal mesuré. La correspondance entre les deux signaux reste donc assez relative.

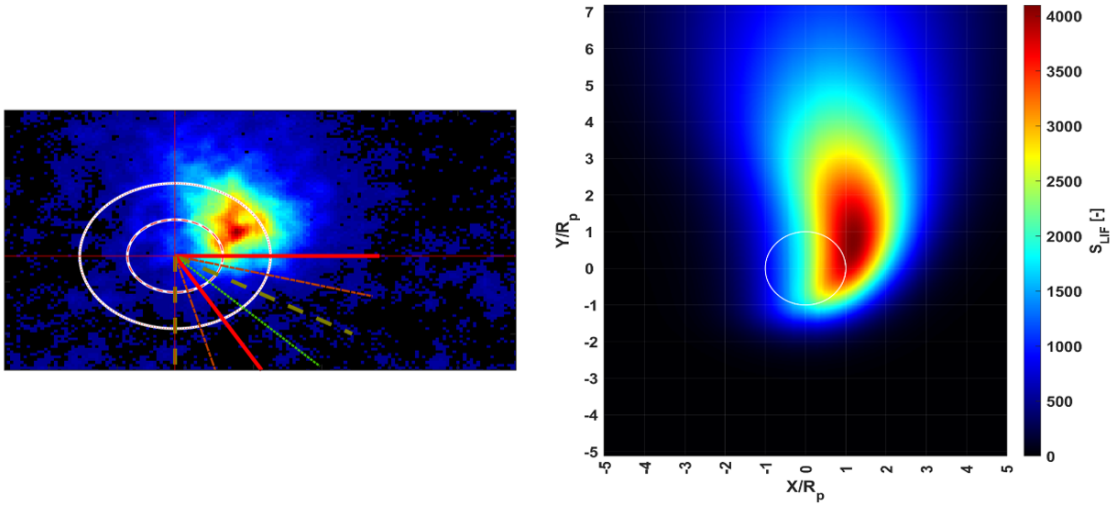


FIGURE 5.60 – A gauche, image expérimentale telle que montrée dans la Figure 5.19. A droite, l'image PLIF-AL simulée pour $Z = 3R_p$

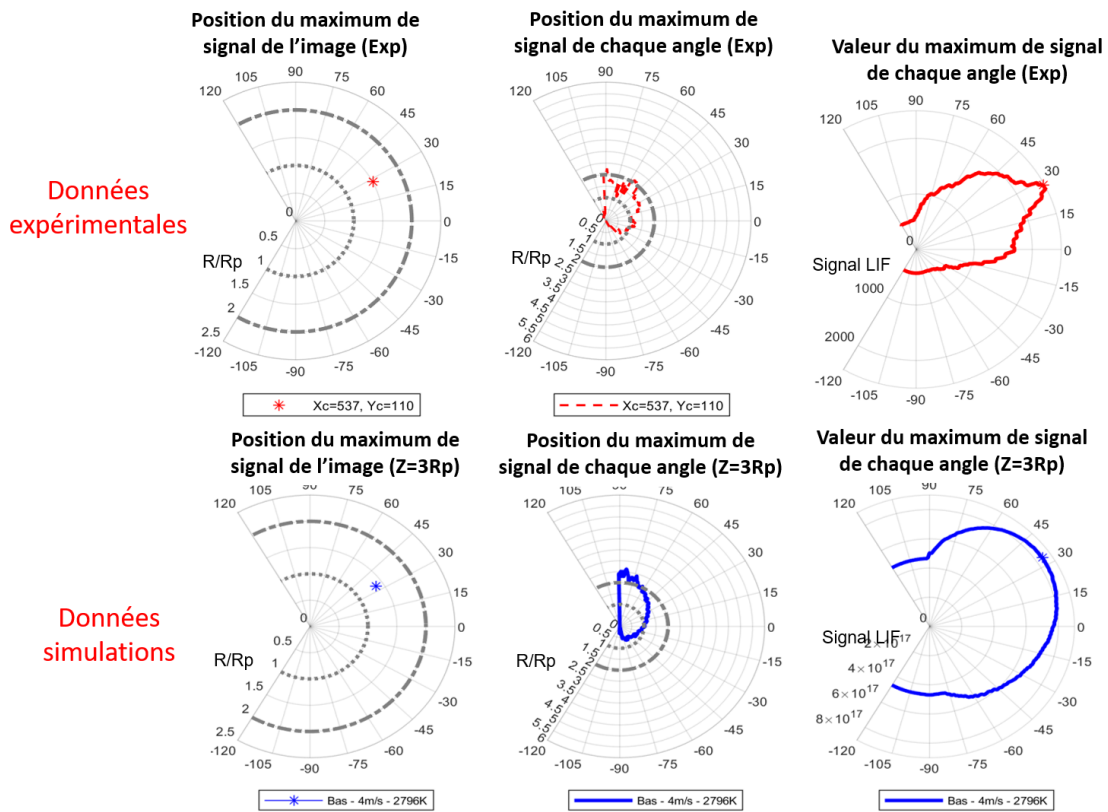


FIGURE 5.61 – Diagrammes polaires de l'image expérimentale et de l'image simulée présentées sur la Figure 5.60

5.8 Conclusion du chapitre

Cette étude de la combustion d'aluminium à l'aide de la PLIF Al à l'échelle de la goutte a permis des progrès significatifs dans la démarche de comparaison entre images expérimentales et données simulées. Celle-ci repose sur une comparaison entre champs expérimentaux de LIF Al et données simulées via la simulation du signal PLIF Al. Cette simulation de signal PLIF Al exploite des modélisations détaillées, aussi bien au niveau de la combustion (avec des schémas cinétiques détaillés) que de la spectroscopie de l'atome Al. Une telle démarche de comparaison n'est pas commune pour exploiter des images de PLIF, mais semble très prometteuses pour répondre au besoin de validation des simulations numériques de combustion à l'échelle de la goutte.

Des simulations numériques unidimensionnelles avec chimie détaillée ont permis une première étude paramétrique. Des simulations numériques bidimensionnelles axisymétriques ont fourni des champs de température et concentration d'atomes Al avec un effet de convection pour les gaz chauds entourant la goutte. La simulation d'images PLIF Al à partir de ces champs simulés en approche unidimensionnelle et bidimensionnelle a conduit à de premières comparaisons entre hypothèses de simulation du point de vue de la LIF, ainsi qu'une première comparaison entre images LIF simulées et mesurées expérimentalement.

Cette première comparaison entre images LIF simulées et mesurées fournit montre une cohérence assez grossière entre les signaux, il faut l'admettre. Mais elle reste assez prometteuse si l'on garde à l'esprit le nombre limité de valeurs choisies pour les paramètres testés pour les de simulations :

- 1 seul diamètre de goutte, la sensibilité du signal simulé avec le diamètre de goutte n'a donc pas été observé;
- 2 vitesses de gaz seulement;
- 1 seule hypothèse pour la cinétique de surface, donc aucune comparaison encore entre deux schémas cinétiques;
- 3 positions de nappe laser seulement pour le cas bidimensionnel avec convection ($Z = 0, 2R_p$ et $3R_p$).

De plus, la comparaison entre mesure et simulation n'a concerné que quelques paramètres descriptifs du signal, principalement la position du maximum de signal par rapport à la goutte ainsi que l'extension de la zone de signal, définie à partir d'un seuil assez arbitraire. Il s'agira à l'avenir de définir une démarche plus systématique entre signaux PLIF Al mesurés et simulés, via des corrélations spatiales plus rigoureuses. Cela impliquera certainement de prendre en compte la sensibilité des signaux simulés à différents paramètres, afin de bien prendre en compte les incertitudes impliquées dans la démarche.

5.9 Références

- J. Daily. 1997. *Laser induced fluorescence spectroscopy in flames*. Prog. Energy Combust. Sci., 23(2) :133–199. 182
- R. Devillers, D. Davidenko, N. Dorval, et P.-H. Chevalier. *Rapport rt-nt-151000-5-oner*, 2021. rapport technique , ONERA. xxii, 179, 202
- J. Glorian. *Cinétique hétérogène pour la combustion de l'aluminium*. Thèse de doctorat , Ecole Polytechnique, 2015. 177
- C. Hilborn. 1982. *Einstein coefficients, cross section, f values, dipole moments, and all that*. American Journal of Physics, 50 :982–986. 182
- R. Kurucz. Atomic spectral line database from cr-rom 23, 1995. URL <https://lweb.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>. xxx, 183
- M. Muller. *Modélisation de la combustion de gouttes d'aluminium dans les conditions d'un moteur fusée à propergol solide*. Thèse de doctorat , Université Sorbone, 2019. 177, 178, 180, 191, 200, 204
- G. Vilmart. *Détection de vapeurs d'atomes métalliques par fluorescence induite par laser (LIF) : application à la propulsion solide*. Thèse de doctorat , Université Paris-Saclay, 2017. 184, 186, 191

Conclusion

Les travaux réalisés dans ce projet de thèse et présentés dans ce manuscrit concernent la caractérisation expérimentale de la combustion des gouttes d'aluminium dans une ambiance gazeuse de propergol solide aluminisé. La compréhension des phénomènes physico-chimiques mis en jeu dans la combustion de l'aluminium est un sujet d'étude de fort intérêt en propulsion solide, notamment pour appréhender les instabilités thermoacoustiques qui peuvent se produire au sein des moteurs à propergol solide. Sachant qu'elles sont néfastes pour les performances propulsives et peuvent causer des dommages sur les charges utiles.

Alors que les travaux de modélisation de la combustion de l'aluminium n'ont cessé d'évoluer depuis les premières études théoriques qui datent de plus de 30 ans, les études expérimentales réalisées en ambiance propergol quant à elles se sont avérées plus rares. En effet, les études par simulation numérique ne présentent pas de contraintes sur les conditions pouvant être simulées, au contraire des techniques de caractérisations expérimentales in situ dont certaines limitations ne permettent pas de surmonter les conditions sévères rencontrées dans les moteurs à propulsion solide (pression élevée, très hautes températures). Mais les résultats des simulations sont dépendants des hypothèses de la modélisation, ce qui requiert de les alimenter avec des données expérimentales représentatives. Les récents progrès significatifs des méthodes de diagnostics optiques et de leurs procédures de traitement, que ce soit en visualisation directe ou bien en technique optique avancée (e.g. technologies laser couplées à des détecteurs rapides dotés de hautes résolutions spatiale et temporelle), ont permis des avancées sur les caractérisations in situ de la combustion de gouttes d'aluminium en flammes de propergols, même si le périmètre des conditions expérimentales reste restreint ou encore à petite échelle vis-à-vis des conditions réelles des propulseurs.

C'est dans ce contexte, à savoir fournir des diagnostics optiques avancés à la communauté scientifique de la combustion des propergols solides, que l'imagerie LIF de haute cadence sur l'atome Al a récemment été développée à l'ONERA et appliquée à des flammes de propergols. L'analyse du signal LIF généré par les gouttes en combustion dans une flamme de propergol solide nécessite d'élaborer des outils numériques de traitement spécifiques, avec pour objectif de confronter les résultats d'imagerie avec les résultats issus de la simulation numérique. C'est dans cette perspective à savoir améliorer les méthodologies d'analyse des images LIF pour la caractérisation de la combustion des gouttes en flammes propergols que ces travaux ont été entrepris.

L'étude a surtout porté sur l'adaptation et le perfectionnement des moyens expérimentaux et numériques mis à disposition à l'ONERA. A savoir, du point de vue expérimental : les conditions expérimentales utilisées dans la chambre de combustion d'échantillons de propergols solides (plus haute cadence en particulier), la consolidation et l'amélioration de l'imagerie LIF sur Al de haute cadence (résolution spatiale, approche pour la mise au point. . .). Du point de vue de la simulation numérique, cela a consisté à appliquer des modèles détaillés de combustion de gouttes d'aluminium disponibles dans les conditions

expérimentales utilisés pour l'imagerie LIF, pour permettre de premières comparaisons entre les données expérimentales et simulées.

Ces travaux se sont appuyés sur de nouvelles expérimentations d'imagerie LIF-Al réalisées jusqu'à 1,5 MPa. Des efforts ont été fournis plus particulièrement sur la réussite de l'imagerie en champ zoomé ($5 \mu\text{m}/\text{pixel}$) qui est la plus délicate à maîtriser dans ces conditions de flammes et pour ces faibles dimensions de profondeur de champ et d'épaisseur de nappe laser, voisines toutes les deux de $100 \mu\text{m}$. Combinée à de l'imagerie directe des gouttes avec la même résolution spatiale, ce qui a augmenté la complexité de l'alignement optique, la méthode d'imagerie en champ zoomé a permis de définir avec précision la zone de vapeur d'aluminium autour de la goutte en comparaison avec l'imagerie directe, qui donne accès à la morphologie de la goutte (taille de goutte, position du lobe d'alumine. . .). L'obtention d'images de gouttes nettes sur les deux caméras, LIF et visible, n'étaient certes pas systématique, et a demandé de reproduire plusieurs essais dans les mêmes conditions, avant d'obtenir des séries d'images de qualité qui soient exploitables. Etant donné que le signal LIF est influencé par la pression et la température des gaz du milieu ambiant, des simulations CFD multiphasiques de la chambre de combustion ont été réalisées afin d'aider l'analyse des images et d'améliorer la compréhension de l'environnement expérimental. Elles sont présentées dans le chapitre 3. Nous avons procédé par incrémentation progressive de niveaux de complexité de la modélisation. Dans un premier temps des simulations monophasiques ont permis de montrer la forte dépendance du jet aux instabilités hydroacoustiques. Une taille d'échantillon optimale a été définie en fonction des résultats obtenus. Dans un second temps des simulations diphasiques avec injection de particules en combustion dans le milieu ont permis de montrer que la vitesse des gaz était suffisamment homogène et que la combustion des gouttes est incomplète sur la hauteur de visualisation en champ large d'imagerie. Ces éléments nous permettent d'affiner la zone d'étude dans la flamme et d'obtenir un ordre de grandeur de la vitesse à comparer avec les statistiques extraites des images PLIF.

Plus généralement, l'exploitation avancée des images PLIF a été au coeur des travaux de développement. D'une part, le besoin d'analyser un grand nombre d'images PLIF Al pour générer des statistiques a été exploré en adaptant un algorithme de détection automatique d'objets, à savoir la méthode MSER. Cela répond au besoin de repérer automatiquement les gouttes présentes à l'image sur plusieurs milliers d'images. De premières analyses reposant sur cette détection automatique ont montré le potentiel pour estimer la vitesse des gouttes et les évolutions de signal dans la flamme.

De plus, la mise en oeuvre d'un montage avec résolution spatiale fine de $5 \mu\text{m}/\text{pix}$ a soulevé le besoin d'analyser finement la forme des signaux LIF Al autour de gouttes isolées, dans l'optique d'une comparaison avec des simulations numériques de combustion de gouttes isolées. Les fortes dépendances du signal LIF Al à la température et la concentration rendent presque impossible une inversion simple du signal LIF pour remonter à la seule concentration d'Al. Mais la mise en oeuvre de la modélisation spectroscopique de la fluorescence d'Al a permis d'effectuer le chemin inverse, à savoir simulation des images PLIF Al à partir de résultats de simulations numériques de combustion. Une telle approche est assez peu mise en oeuvre dans la communauté des diagnostics d'imagerie laser, mais elle s'est avérée ici très prometteuse. De premières comparaisons ont été réalisées avec des résultats de simulation numérique de combustion en 1D et 2D, pour une goutte de $140 \mu\text{m}$ à 10 bar. Elles ont souligné la forte dépendance du signal PLIF Al à la position relative de la goutte dans la nappe laser, ce qui n'est pas surprenant vus les ordres de grandeur mis en jeu (nappe laser de $100 \mu\text{m}$, diamètre de goutte de $140 \mu\text{m}$. . .). Cette approche est très prometteuse pour de futures validations des hypothèses mises en jeu

dans les cinétiques chimiques détaillées mise en oeuvre pour simuler la combustion de l'aluminium.

Perspectives pour approfondir l'étude

Ces différents aspects constituent des avancées significatives et prometteuses pour une meilleure caractérisation de la combustion d'aluminium intervenant dans les boosters solides en propulsion spatiale. De nombreuses pistes d'amélioration sont envisageable afin de consolider les analyses réalisées. De manière synthétique, on peut envisager :

- Une meilleure caractérisation des hétérogénéités dans la composition des gaz proche de la surface propergol, importante pour une bonne simulation de l'allumage des gouttes et donc la bonne estimation de leur durée de vie dans l'écoulement;
- Une meilleure exploitation statistique de la base de données d'images PLIF Al en champ intermédiaire et champ large, pour consolider l'analyse du point de vue des temps de combustion des gouttes;
- Une sélection plus large de pistes / trajectoires d'intérêt en champs large, pouvant fournir des cas de comparaison avec la simulation numérique de combustion sur une distance de plusieurs centimètres. Cela passera par la définition de critères pour isoler les pistes utiles, que ce soit pour le niveau de signal observé, l'évolution des morphologies des zones de signal d'une image à l'autre, ou la qualité des images visibles disponibles en simultanément pour évaluer la taille des gouttes;
- Une meilleure exploitation des images visibles, en mettant en oeuvre les outils d'analyse d'images avancés issus de la thèse de M. Airiau. L'utilisation de réseaux de neurones convolutifs entraînés par deep learning (comme Mak R-CNN ou U-net) sur ces images visibles devrait permettre une bien meilleure estimation de la taille des gouttes de manière automatique;
- La mise en oeuvre de simulations de PLIF Al pour différentes tailles de gouttes, en particulier plus petites que le diamètre de 140 μm montré comme exemple dans ce manuscrit. Cela permettra d'examiner la validité des hypothèses employées dans les simulations pour différents diamètres;

Annexe A

Calculs préliminaires à la simulation LIF

A.1 Profil de raie

Les raies atomiques ne sont pas monochromatiques. Leur largeur spectrale dépend de la température et de la pression du milieu ambiant. On distingue alors deux types d'élargissement :

- L'élargissement inhomogène qui est un effet de distribution statistique sur la population des atomes. Comme chaque atome absorbant un photon a une vitesse et une propagation qui lui est propre cela crée un décalage spectral par effet Doppler. Ce phénomène est proportionnel à l'évolution de la température dans le milieu.
- L'élargissement homogène qui influence toute la population des atomes excités.

L'élargissement inhomogène est décrit mathématiquement par un profil Gaussien dont la largeur à mi-hauteur est définie comme [Daily, 1997] :

$$\Gamma_G = 2\sqrt{\ln(2)} \frac{v_{ik}}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m_A}} \quad (\text{A.1})$$

où v_{ik} est la fréquence centrale de la raie [Hz], c est la célérité de la lumière [$m.s^{-1}$], k_B est la constante de Boltzmann [$J.K^{-1}$] et m_A est la masse de l'atome [kg].

L'élargissement homogène est une combinaison de 3 types d'élargissements :

- L'élargissement naturel qui dépend du temps nécessaire pour que la population de l'état excité se soit relaxée par émission spontanée. Ça valeur est directement corrélié à la durée de vie radiative de l'état excité.
- L'élargissement par collisions inélastiques qui dépend de taux de transfert collisionnel de l'état excité. La durée de vie radiative diminue avec le changement d'état quantique induit par les collision.
- L'élargissement par collisions élastiques qui correspond au décalage de phase de la raie par les collisions.

L'élargissement homogène est décrit par un profil Lorentzien dont la largeur à mi-hauteur est définie comme :

$$\Gamma_L = 2\gamma_c P \quad (\text{A.2})$$

où γ_c est le coefficient d'élargissement collisionnel total en [$atome^{-1}.cm^3.s^{-1}$] et P est la pression ambiante en [MPa]. En supposant que le temps entre deux collisions d'atomes

d'Al soit supérieur à la durée d'une choc et que le N2 soit le seul partenaire de collision on définit γ_c comme :

$$\gamma_c = k^{tot} + \gamma_e + \Gamma_{nat} \quad (\text{A.3})$$

avec [Daily, 1997], [Van Calcar et al., 1982] :

$$\gamma_e(T) = \gamma_e(T_{ref}) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^\beta \quad (\text{A.4})$$

$$k^{tot}(T) = \sum k_{ik}(T) \quad (\text{A.5})$$

$$\Gamma_{nat} = \frac{1}{2\pi c \tau_{nat}} \quad (\text{A.6})$$

où k^{tot} est le coefficient de transfert collisionnel total de l'état excité en [$\text{atome}^{-1} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$], k_{ik} le coefficient de transfert collisionnel de l'état i vers l'état k en [$\text{atome}^{-1} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$], γ_e est le coefficient d'élargissement inélastique en [$\text{atome}^{-1} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$], T_{ref} est la température de référence pour le calcul des coefficient de transfert collisionnel en [K] et β est une constante dépendant de l'atome et de son partenaire de collision valant typiquement -0,8. Γ_{nat} est le coefficient d'élargissement naturel. Dans le cas de la raie 2, il vaut $\Gamma_{nat} = 0,0004 \text{cm}^{-1}$.

Les raies atomiques peuvent aussi être élargies par phénomène de saturation. Cet effet intervient lorsque le laser est à très haute intensité et que tous les atomes susceptibles d'être excités le sont. Une fois que toutes la population de l'état fondamental à atteint son maximum d'énergie, la largeur de raie ne dépend plus de l'intensité laser. Durant la thèse de Vilmart [2017] l'hypothèse est faite que la raie n'est pas saturée par le laser. Dans ce cas, elle est modélisée à l'aide d'un profil de Voigt. Pour le calcul numérique, il est usuel d'utiliser une pseudo-fonction de Voigt. Le profil est alors calculé par la convolution d'un profil de Gaussien avec un profil Lorentzien [Liu et al., 2001]. La largeur à mi-hauteur de ce profil peut être alors calculé à l'aide de la relation suivante [Olivero et Longbothum, 1977] :

$$\Gamma_V = 0,5346\Gamma_L + \sqrt{0,2166\Gamma_L^2 + \Gamma_G^2} \quad (\text{A.7})$$

La fonction f_V est définie comme :

$$f_V(\nu, \nu_{ik}) = c_L f_L(\nu - \nu_{ik}, \Gamma_V) + c_G f_G(\nu - \nu_{ik}, \Gamma_V) \quad (\text{A.8})$$

où c_L et c_G sont des paramètres correctifs, f_G est une pseudo fonction de Gauss en [Hz^{-1}] et f_L est une pseudo fonction de Lorentz en [Hz^{-1}]. Les fonctions sont définies de la façon suivante :

$$f_G(\nu - \nu_{ik}, \Gamma_V) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_V}{(\nu - \nu_{ik})^2 + \Gamma_V^2} \quad (\text{A.9})$$

$$f_L(\nu - \nu_{ik}, \Gamma_V) = \frac{\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi}\Gamma_V} e^{-\frac{\ln(2)(\nu - \nu_{ik})^2}{\Gamma_V^2}} \quad (\text{A.10})$$

Taux de transfert collisionnel

Pour estimer la largeur de raie dans les conditions de flammes de propergols solides (2500K, 1,0 MPa), il est nécessaire de connaître les coefficients de transfert collisionnel. Dans le cas où la raie 2 est excitée, il s'agit de déterminer k_e^{tot} le coefficient de transfert collisionnel total pour l'état e. Comme la raie 1 est proche de la 2, il est intéressant de la prendre en compte dans la modélisation. Il faut donc aussi connaître k_d^{tot} , le coefficient de transfert collisionnel de l'état d. Des mesures ont été réalisées dans un cube évaporateur. Cette enceinte permet de générer de la vapeur d'aluminium pour une pression et une ambiance gazeuse donnée. Les coefficients de transfert collisionnel provenant des états e et d ont pu être déterminés entre 1 et 10 mbar à 1200 K. Les valeurs sont détaillées ci dessous :

Coefficient	Valeur [$atome^{-1}.cm^3.s^{-1}$]
k_{ec}	$(0,85 \pm 0,15) \times 10^{-10}$
k_{ed}	$(3,18 \pm 0,34) \times 10^{-10}$
k_{ea}	$1,75 * 10^{-10}$
k_{eb}	k_{ea}
k_e^{tot}	$5,77 * 10^{-10}$
k_{dc}	$(0,85 \pm 0,15) \times 10^{-10}$
k_{de}	k_{ed}
k_{da}	$3,20 \times 10^{-10}$
k_{db}	k_{da}
k_d^{tot}	$7,31 \times 10^{-10}$

TABLEAU A.1

Coefficients de transfert collisionnel pour les états e et d mesurés à 1200 K entre 1 et 10 mbar en ambiance gazeuse N2 durant la thèse de Vilmart [2017]

Les coefficients de transfert collisionnel dépendent de la température. Leur variation est calculée de la façon suivante [Vilmart, 2017]

$$k_{ik}(T) = k_{ik}(T_{ref}) \sqrt{\frac{T}{T_{ref}}} \quad (A.11)$$

Il est à noter que cette expression ne s'applique que pour les coefficients individuels k_{ik} et non pour les coefficients totaux k_i^{tot} .

γ_e a été mesuré à 2500 K et 0,1 MPa dans le même cube évaporateur et vaut $9,47 * 10^{-10}$ en $atome^{-1}.cm^3.s^{-1}$. La Figure A.1 présente l'évolution des coefficients de transfert collisionnel totaux des états e et d, du coefficient d'élargissement élastique et du coefficient d'élargissement collisionnel total des raies 1 et 2 en fonction de la température. On constate que pour des températures supérieures à 1000 K γ_c dépend majoritairement de γ_e . A plus haute température, l'agitation thermique des atomes se fait plus importante. Les coefficients de transfert collisionnel totaux augmentent et influencent davantage l'évolution de γ_c . Dans les flammes de propergols solides de type butalane, la température des gaz évolue autour de 2500 K. Les coefficients d'élargissement élastique et inélastique ont dans ce cas le même ordre de grandeur. On se situe dans un régime transitoire.

L'évolution des coefficients d'élargissement en fonction de la température est présentée dans la Figure A.2. Le profil de l'élargissement Gaussien (ou homogène) est en bleu,

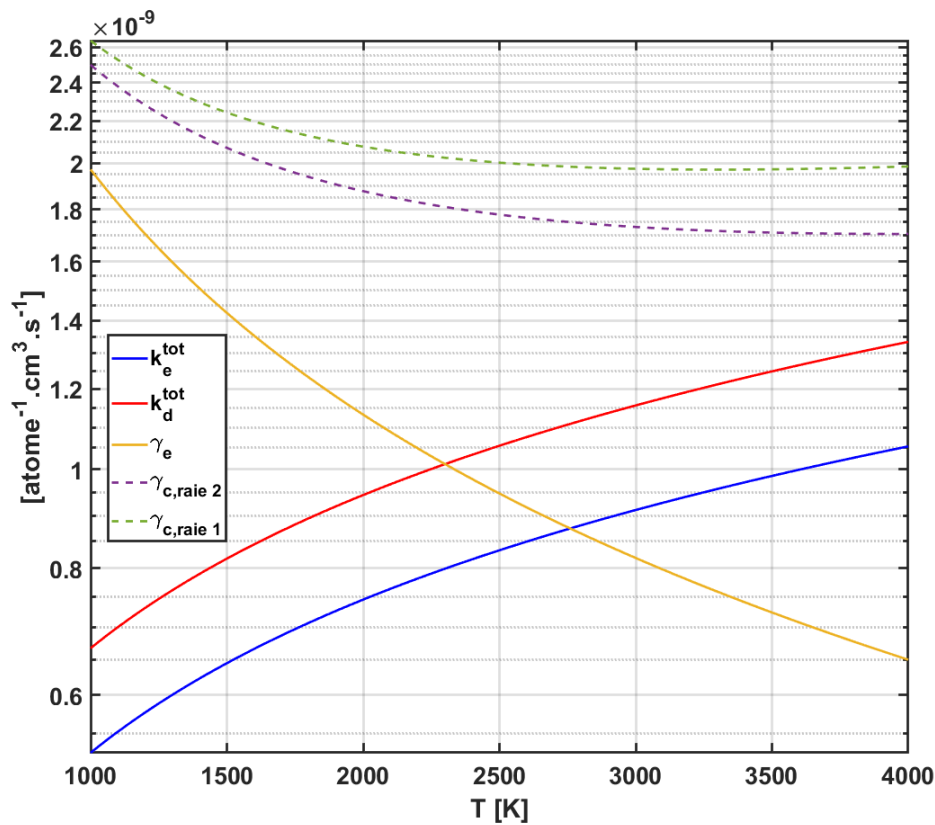


FIGURE A.1 – Évolution des coefficients d'élargissement et de transfert collisionnel des états e et d en fonction de la température

celui de l'élargissement Lorentzien (ou inhomogène) est en rouge et celui du profil de Voigt en bleu. Pour des températures proches de 1000 K, le profil de raie est fortement dépendant du profil de Lorentz. Comme l'élargissement homogène augmente avec la température, son influence sur l'élargissement du profil de raie est de premier ordre pour des températures supérieures à 3000 K. Ainsi l'élargissement du profil de Voigt décroît avec la température entre 1000 et 2500 K et devient constant.

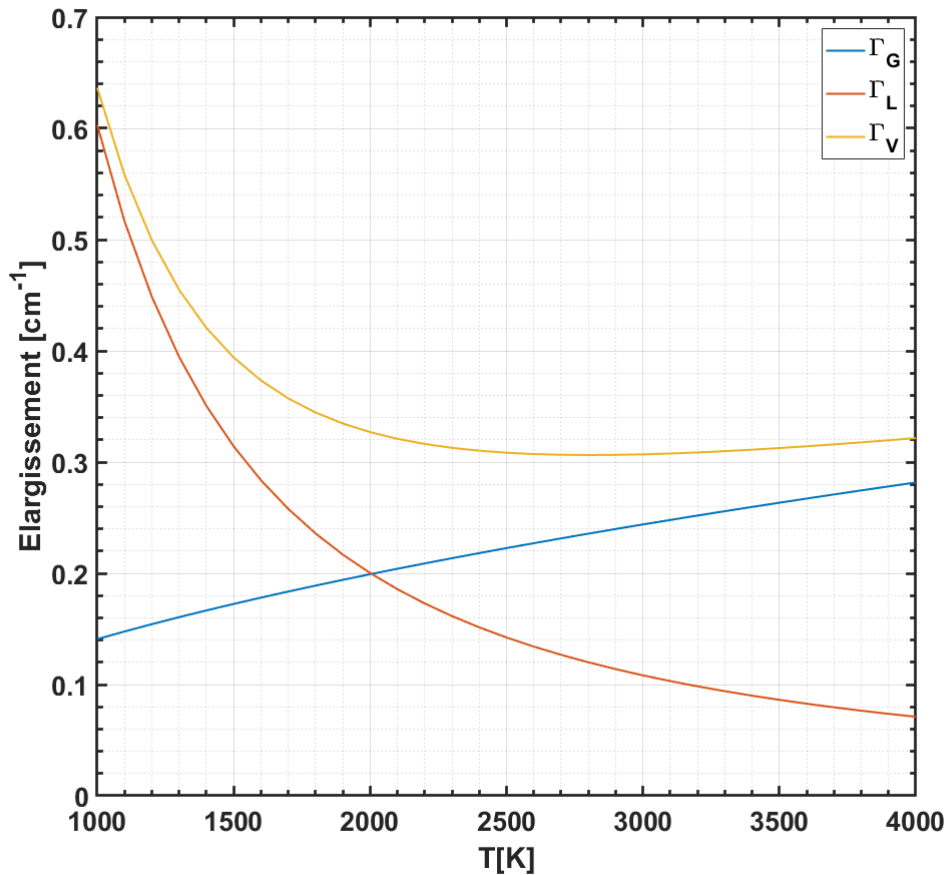


FIGURE A.2 – Évolution des coefficients d'élargissement en fonction de la température

Influence de la pression

La pression rapprochant les atomes elles augmentent les transferts collisionnels. La Figure A.3 présente les mêmes élargissements présentés sur la Figure A.2 à 1,0 MPa. L'élargissement de Lorentz étant proportionnel à l'évolution de la pression, il est 10 fois supérieur à celui issu de la Figure A.2. L'élargissement de Gauss restant le même quel que soit la pression, l'élargissement du profil de Voigt est fortement influencé par sa composante lorentzienne.

L'influence de la pression est nettement plus visible sur les profils de raie. La Figure A.4 présente le profil de raie prenant en compte les profils de raies 1 et 2. La courbe bleue correspond au profil de raie à 0,1 MPa et 2500K tandis que la courbe rouge correspond au même profil à 1,0 MPa à la même température. On constate qu'à faible pression, l'écart entre les deux raies n'est pas nette. La raie 1 est absorbée par l'aile de la raie 2. Néanmoins, elle contribue à augmenter l'intensité de la raie 2 de 5%. A plus forte pression, l'élargissement collisionnel étant 10 fois plus important, l'influence de la raie 1 est nettement moins visible. L'intensité des 2 raies diminue de 78%.

Le profil du laser d'excitation est à prendre en compte. La Figure A.5 présente l'évolution du profil de la raie 2 pour des pression comprises entre 1,0 et 1,6 MPa à 2500K (ligne de couleur). La courbe noire correspond au profil de raie du laser d'excitation mesuré dans la thèse de Vilmart [2017]. Il est modélisé à l'aide d'un profil de Voigt et possède une importante composante Lorentzienne de $0,136 \text{ cm}^{-1}$ (1,3 pm) et une composante Gaussienne de $0,052 \text{ cm}^{-1}$ (0,5 pm). La largeur de profil de Voigt est de $0,155 \text{ cm}^{-1}$ (1,48 pm). On

constate que l'intensité de la raie diminue de 30% avec l'augmentation de la pression.

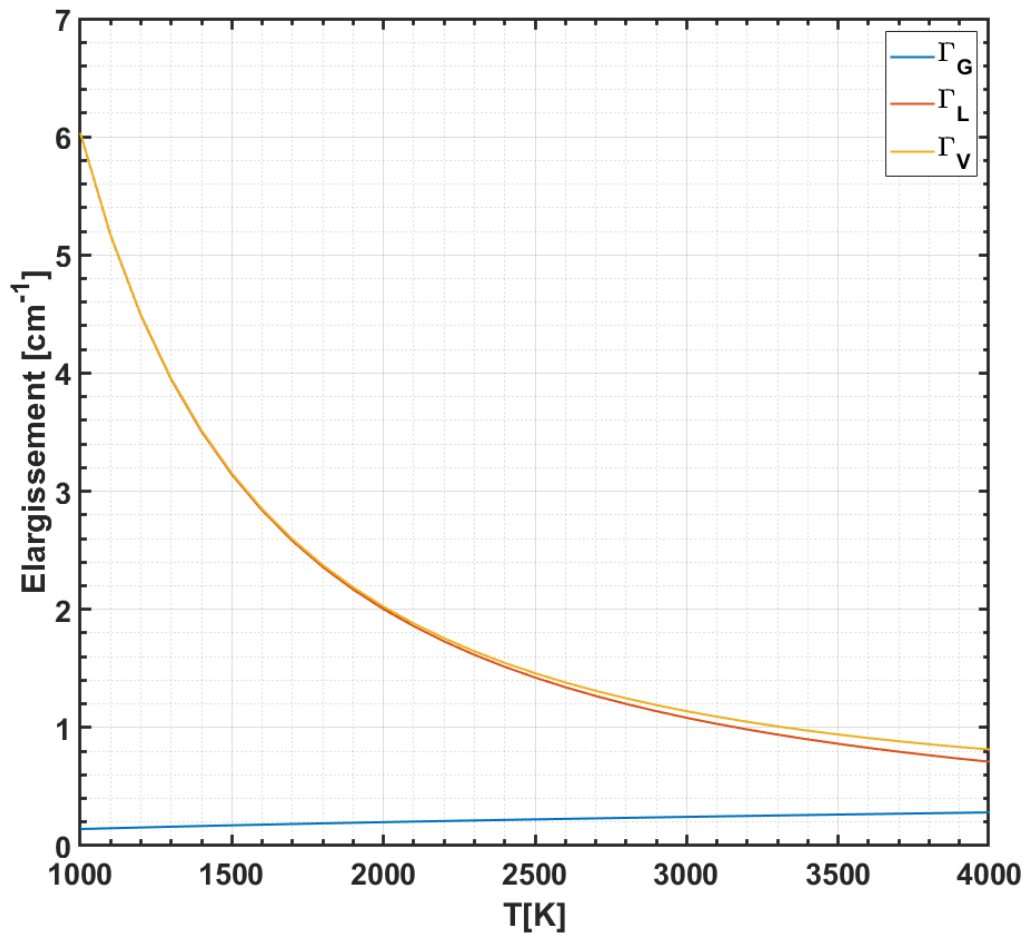


FIGURE A.3 – Évolution des élargissements spectraux en fonction de la température à 1,0 MPa

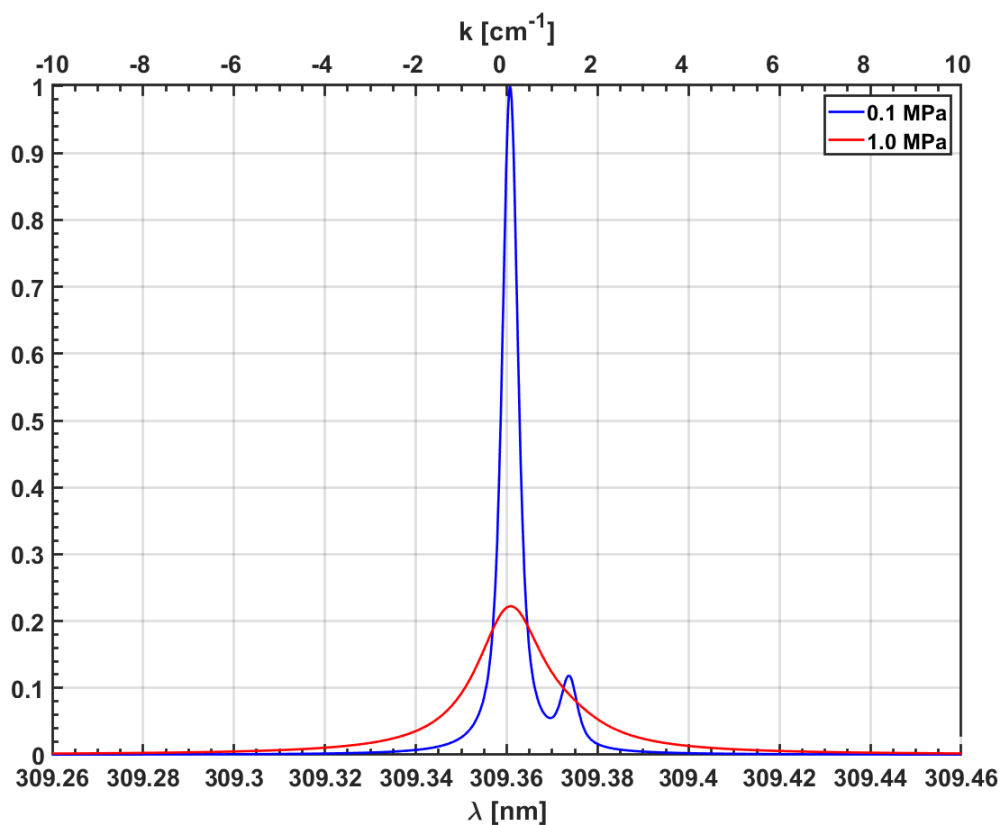


FIGURE A.4 – Profils de la combinaison des Raie 1 et 2 à 0,1 MPa et 1,0 MPa à 2500 K

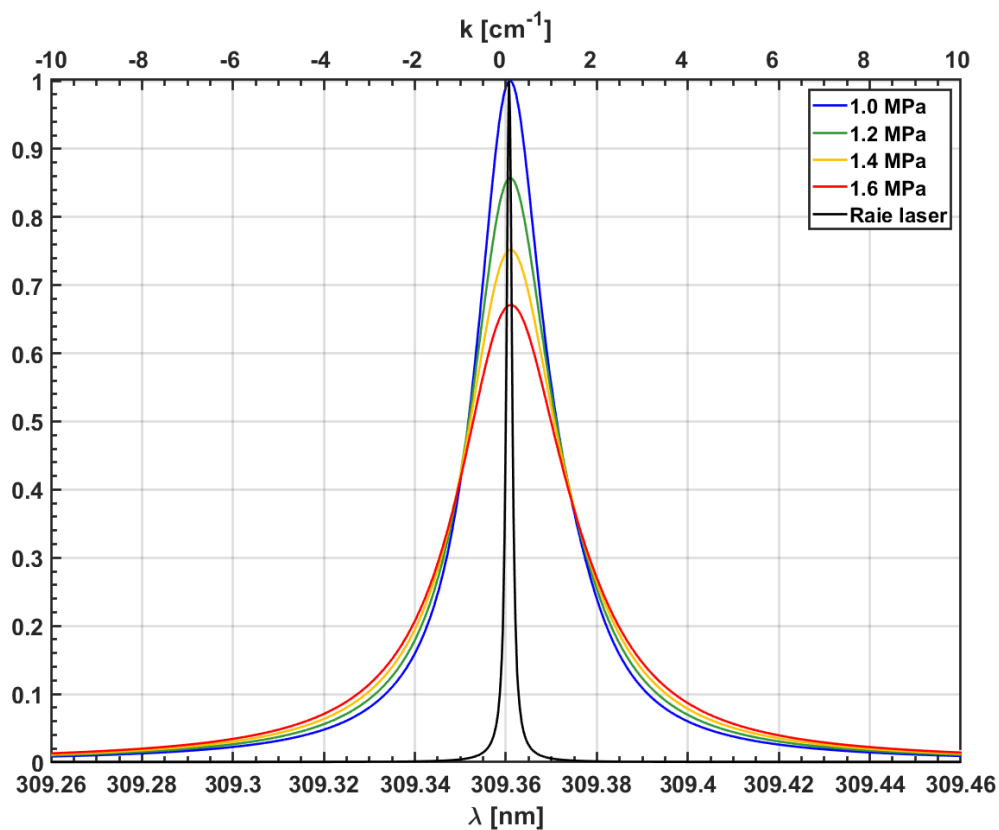


FIGURE A.5 – Profils de la raie 2 à 2500K pour des pressions comprises entre 1,0 et 1,6 MPa. La ligne noire représente le profil de raie du laser d'excitation

A.2 Références

- J. Daily. 1997. *Laser induced fluorescence spectroscopy in flames*. Prog. Energy Combust. Sci., 23(2) :133–199. I, II
- Y. Liu, J. Lin, G. Huang, Y. Guo, et C. Duan. 2001. *Simple empirical analytical approximation to the voigt profile*. Iot. Soc. Am. B., 18(5) :666. II
- J. Olivero et R. Longbothum. 1977. *Empirical fits to the voigt line width : a brief review*. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 17(2) :233–236. II
- R. Van Calcar, M. Heuts, B. Van Uitert, H. Meijer, T. Hollander, et C. Alkemade. 1982. *Power broadening of the na-d lines in a flame – ii. the fluorescence line width as a function of the spectral irradiance of the pulsed dye laser*. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 28(1) : 1–12. II
- G. Vilmart. *Détection de vapeurs d'atomes métalliques par fluorescence induite par laser (LIF) : application à la propulsion solide*. Thèse de doctorat , Université Paris-Saclay, 2017. xxx, II, III, V

Liste des acronymes

- CO₂** Dioxyde de Carbone. 51
- O₂** Dioxygène. xxii, 179
- Al** Aluminium. xiv, xviii, xix, xxii–xxv, xxix, II, 10, 11, 18, 25–27, 30, 34–38, 50, 59, 60, 68–71, 100, 101, 175, 180, 183, 187–189, 191–193, 197, 198, 202, 212, 214–217, 223, 227, 228, 230
- AlO** Oxyde d’Aluminium. 31, 35, 38
- CARS** Coherent Anti-stokes Raman Scattering. 33, 36, 38
- CEDRE** Calcul d’Écoulements Diphasiques Réactifs pour l’Énergétique. 90, 95, 121, 180
- CHAMADE** Chambre d’Ablation des Matériaux Energétiques. 50, 51
- COPPELIA** Calculs et d’OPTimisation des Performances Energétiques des systèmes Liés à l’Autopropulsion. 87, 88, 90, 96, 100, 101, 121, 191
- DIH** Digital In-line Holography. 32, 38
- DOZ** Azéiate de Dioctyle. 69, 179
- EAP** Etages d’Accélération à Poudre. 7, 13, 15, 37
- FN** Résultat de détection Faux Négatif. 142, 143
- FP** Résultat de détection Faux Positif. 142, 143
- HCl** Chlorure d’Hydrogène. 27, 111
- HCO** Oxyde de carbone hydrogéné. 177
- HMX** Octogène. 10, 11
- Isp** Impulsion spécifique. 8–10
- ITHAC** Instabilités THERmoACoustiques. 15, 16, 18, 19, 23
- LES** Large Eddy Simulation. 89
- LIF** Laser Induced Fluorescence. xiii, xiv, xxii, 45, 46, 113, 114, 126, 175, 178, 182, 188, 190–193, 198, 217, 219, 227
- MPS** Moteurs à Propergol Solide. xvii, 7–10, 12–19, 21–27, 31, 34, 36, 50, 91, 113, 123
- MSER** Maximum Stable Extremal Region. xxi, 144–147, 149, 150, 153, 236
- N₂** Azote. xxx, II, III, 186
- NO** Oxyde d’azote. 177
- ODP** Oscillations de Pression. 13–16, 23
- ONERA** Office National des Études et Recherches Aérospatiales. xxix, 69, 90, 92, 94, 146, 235
- PA** Perchlorate d’ammonium. xvii, 10–12, 17, 18, 69, 101, 179
- PBHT** Polybutadiène Hydroxytéléchélique. 10–12, 17, 18, 69, 101, 179

- PDF** Fonction de densité de probabilité. xix, 69, 70
- PLIF** Planar Laser Induced Fluorescence. xiv, xviii, xxii–xxv, 34, 35, 37, 38, 50, 59, 60, 88, 92, 100, 101, 175, 180, 183, 187, 189, 191–193, 197, 202, 212, 214–217, 223, 227, 228, 230
- PR** Précision, critère d'analyse de la qualité d'une détection. 143, 144
- RA** Rappel, critère d'analyse de performances d'une détection. 143, 144
- RANS** Reynolds Average Navier Stokes. 89
- RDX** Hexogène. 10, 11
- VN** Résultat de détection Vrai Négatif. 142
- VP** Résultat de détection Vrai Positif. 142, 143
- VSA** Vortex Shedding d'Angle. 14, 15
- VSO** Vortex Shedding d'Obstacle. 14, 15
- VSP** Vortex Shedding Pariétal. 14, 15
- VT** Vérité Terrain. 143, 147

Nomenclature

Symbole	Description	Unité	Page
A_2	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée de la raie 2.	s^{-1}	185, 186, 188
A_3	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée de la raie 3.	s^{-1}	185, 186
A_4	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée de la raie 4.	s^{-1}	185, 186
τ	Taux de transmission du laser.	–	188, 189
B_{be}	Coefficient d'Einstein d'absorption de l'état b vers l'état e.	$J^{-1}.m^3.s^{-1}$	182
β	Constante collisionnel.	-	II
c	Célérité de la lumière.	$m.s^{-1}$	I, II, 182
c_G	Facteur correctif du profil Gaussien.	-	II
c_L	Facteur correctif du profil Lorentzien.	-	II
D_{10}	Diamètre de la moyenne arithmétique en nombre.	m	69–71
D_{20}	Diamètre de la moyenne en surface et en nombre.	m	69
D_{30}	Diamètre de la moyenne en volume et en nombre.	m	69
D_{32}	Diamètre de Sauter.	m	69–71
Δv	Largeur à mi hauteur du profil de raie laser.	Hz	184
D_i	Diamètre de la classe i.	m	68
D_j	Diamètre de la classe j.	m	68
D_{pq}	Diamètre représentatif d'une distribution de taille.	m	68
E_i	Energie de l'état i.	cm^{-1}	183
e_{laser}	Épaisseur de la nappe laser.	μm	189
f_G	Pseudo fonction de Gauss.	Hz^{-1}	II
f_i	Fraction de population de l'état i.	-	183
f_L	Pseudo fonction de Lorentz.	Hz^{-1}	II
f_s	Profils spectral de la raie.	Hz^{-1}	184, 188
f_V	Pseudo fonction de Voigt.	Hz^{-1}	II
γ_c	Coefficient d'élargissement collisionnel total.	$atome^{-1}.cm^3.s^{-1}$	I–III
γ_e	Coefficient d'élargissement collisionnel élastique.	$atome^{-1}.cm^3.s^{-1}$	II, III
Γ_G	Largeur totale à mi-hauteur de l'élargissement inhomogène.	Hz	I, II

Symbole	Description	Unité	Page
Γ_L	Largeur totale à mi hauteur de l'élargissement homogène.	Hz	I, II
Γ_V	Largeur totale à mi hauteur du profil de Voigt.	Hz	II
Γ_{nat}	Coefficient d'élargissement naturel.	Hz ⁻¹	II
g_b	Poids statistique de l'état b.	–	188
g_e	Poids statistique de l'état e.	–	188
g_i	Poids statistique de l'état i.	–	183
g_{laser}	Profils spectral du laser.	Hz ⁻¹	184
G	Intégrale de recouvrement entre le profil de raie et le laser.	s	182, 184
I_0	Intensité initiale du laser d'excitation.	W.cm ⁻²	187, 188
I	Intensité du laser d'excitation.	W.cm ⁻²	182, 187, 188, 212
k_B	Constante de Boltzmann.	J.K ⁻¹	I, 183
k_{da}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état d vers l'état a.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{db}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état d vers l'état b.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{dc}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état d vers l'état c.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{de}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état d vers l'état e.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_d^{tot}	Coefficient de transfert collisionnel total pour l'état d.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{ea}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état e vers l'état a.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{eb}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état e vers l'état b.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{ec}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état e vers l'état c.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{ed}	Coefficient de transfert collisionnel de l'état e vers l'état d.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_e^{tot}	Coefficient de transfert collisionnel total pour l'état e.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k_{ik}	Coefficient de transfert collisionnel entre de l'état i vers l'état k.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	II, III
k_i^{tot}	Coefficient de transfert collisionnel total de l'état i.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	III
k^{tot}	Coefficient de transfert collisionnel total.	atome ⁻¹ .cm ³ .s ⁻¹	II
L	Longueur du trajet optique dans le milieu.	L	xxii, 187–189
λ_2	Longueur d'onde de la raie 2.	nm	188
m_A	Masse atomique.	Kg	I
N_{Al}	Concentration totale d'atome d'aluminium.	atome.cm ⁻³	183
N_b	Densité de population de l'état b.	atome.cm ⁻³	188
N_c	Densité de population de l'état c.	atome.cm ⁻³	185, 186
N_d	Densité de population de l'état d.	atome.cm ⁻³	185, 186
N_e	Densité de population de l'état e.	atome.cm ⁻³	185, 186
N_i	Densité de population de l'état i.	atome.cm ⁻³	182, 183

Symbole	Description	Unité	Page
n_i	Fréquence d'une classe de taille i.	–	68
n_j	Fréquence d'une classe de taille j.	–	68
ν	Fréquence spectrale.	Hz	II
ν	Fréquence spectrale.	Hz	184
ν_0	Fréquence spectrale de la raie.	Hz	184
ν_{ik}	Fréquence centrale de la raie.	Hz	I, II
P	Pression ambiante.	MPa	I, 182, 184, 185
Q_{ce}	Taux de transfert collisionnel entre les états c et e.	s^{-1}	185, 186
Q_{de}	Taux de transfert collisionnel entre les états d et e.	s^{-1}	185, 186
Q_e^{tot}	Taux de transfert collisionnel total de l'état e.	s^{-1}	185, 186
R	Distance à la surface de la goutte en coordonnées polaires.	μm	192, 193
R_e	Rayon de la frontière extérieur des simulations numérique de combustion uni et bi-dimensionnelle.	m	xxiii, 202, 212
R_p	Rayon des particules des simulations numérique uni et bi-dimensionnelle.	m	xxiv, xxv, 189, 199, 202, 212, 213, 216, 217, 219, 222, 223, 225–227, 229, 230
$\Phi_{flu0394,396nm}$	Rendement quantique de fluorescence des raies 4 et 5.	-	185
σ_{λ_2}	Section efficace d'absorption intégrée en fréquence pour la raie 2.	$cm^2.s^{-1}$	188
S_{LIF}	Signal LIF.	–	189
τ_i	Taux de transmission du laser d'une maille i.	-	188
τ_{nat}	Durée de vie naturelle de l'état excité.	Hz^{-1}	II
T	Température du milieu.	K	I–III, 182–185
T_{ref}	Température de référence pour le calculs des coefficients de transfert collisionnel.	K	II, III
W_{be}	Taux d'absorption de l'état b vers l'état e.	s^{-1}	182
Z_{laser}	Distance entre le centre de la nappe et le centre de la goutte.	μm	189

Titre: Contribution à l'analyse de l'imagerie LIF sur l'atome d'aluminium à l'aide d'outils numériques pour la caractérisation de flammes de propergol solide aluminisé

Mots clés: Aluminium, Propergol solide, Combustion, Diagnostic Optique, Fluorescence, Simulation

Résumé: Les moteurs à propergol solide sont utilisés dans la propulsion des lanceurs spatiaux comme Ariane 6. L'aluminium est utilisé comme catalyseur de flamme afin d'améliorer l'impulsion spécifique du moteur. Sa combustion forme des résidus d'alumine dans le canal interne générant des instabilités de pression et des pertes d'écoulement diphasiques. Elles peuvent conduire à la dégradation des systèmes embarqués. Leur compréhension passe par l'amélioration de la prise en compte de la combustion de l'aluminium dans la simulation numérique de l'écoulement. La validation de modèles de combustion de l'aluminium requiert des données expérimentales représentatives des conditions réelles de fonctionnement d'un moteur à propergol solide. Or, l'obtention de ces données à l'aide de diagnostics in situ est ardue à cause de l'ambiance qui est très hostile. Grâce aux nouvelles technologies laser couplées à des détecteurs rapides dotés de hautes résolutions spatio-temporelles, cela devient possible. L'ONERA a développé la méthode d'imagerie de fluorescence induite par laser sur l'atome Al en phase gazeuse à haute cadence d'acquisition en l'appliquant à des flammes de petits échantillons de propergols solides aluminisés à 1,0 MPa. L'analyse des images de fluorescence obtenues dans ce complexe environnement nécessite cependant de connaître les données thermo-chimiques des produits de combustion du propergol gazeux dans lequel évolue les gouttes pour déterminer leurs influences sur l'intensité et la forme du signal de fluorescence. Dans ce projet de thèse, une des démarches scientifiques suivie pour analyser les images mesurées a consisté à mettre en place un algorithme de détection et de suivi automatique des gouttes adapté. Des statistiques sur la dynamique des gouttes et sur l'évolution du signal LIF dans la flamme ont ainsi pu être obtenues. Afin d'estimer les conditions thermodynamiques de l'ambiance gazeuse dans laquelle évolue les gouttes en combustion, des simulations tridimen-

sionnelles stationnaires monophasiques et instationnaires multiphasiques de la combustion d'un échantillon de propergol solide aluminisé dans un milieu pressurisé à l'azote ont été réalisées. Elles ont permis de montrer que la trajectoire des gouttes était rectiligne uniforme dans le jet et que leur combustion n'était pas complète lorsqu'elles sortaient du champ d'imagerie. Les vitesses calculées sont concordantes avec les vitesses mesurées pour des tailles de gouttes semblables. Les simulations ont aussi permis d'estimer l'influence de l'azote environnant sur la combustion des gouttes et de définir une région d'intérêt à privilégier pour l'analyse des images où son influence n'est pas critique. L'autre démarche consiste à confronter les images mesurées à des images simulées à partir des champs de température et de concentration des atomes Al calculés à l'aide d'un modèle de combustion de gouttes d'aluminium isolées en ambiance propergol solide développé à l'ONERA. De nouvelles expérimentations d'imagerie PLIF-Al en flammes de propergols solides jusqu'à 1,5 MPa ont été réalisées afin de perfectionner le contraste et les résolutions spatio-temporelles des images. Le couplage des imageries PLIF-Al et émission visible au moyen d'une caméra rapide a permis d'observer l'évolution des gouttes depuis la surface. Leur association permet d'enrichir les observations utiles aux méthodes d'analyses. Une simulation d'image PLIF-Al a été développée à partir des concentrations de vapeur d'aluminium et températures estimées à l'aide de simulations 2D stationnaires d'une goutte isolée en combustion dans les conditions expérimentales. La simulation LIF prend en compte l'absorption du laser et la réabsorption de la fluorescence par les atomes Al. Les images simulées ainsi obtenues ont montré une certaine concordance avec les images mesurées. Une première confrontation entre les deux est discutée, de laquelle découle des résultats prometteurs qui ouvrent des pistes futures de consolidation.

Title: Contribution to the analysis of LIF imaging on aluminum using numerical tools for the characterization of solid aluminized propellant flames

Keywords: Aluminum, Solid Propellant, Combustion, Optical Diagnostic, Fluorescence, Simulation

Abstract: Solid rocket motors are used in the propulsion of space launchers such as Ariane 6. Aluminum powder is added to solid propellants up to 20% by mass in order to increase flame temperature and improve specific impulse. However, the combustion of aluminum particles forms aluminum droplets and aluminized residues in the engine's internal flow. The presence of a condensed phase has a definite impact on operating instabilities and two-phase flow losses. Pressure oscillations (ODP) can lead to damage to on-board systems. To understand them, we need to take better account of aluminum combustion in numerical flow simulation. The validation of sufficiently accurate aluminum combustion models requires experimental data representative of real operating conditions on a solid rocket motor. However, obtaining these data using in situ diagnostics is difficult because of the very hostile environment. Thanks to new laser technologies coupled with high-speed detectors featuring high spatial and temporal resolution, optical diagnostics are becoming feasible. Recently, ONERA developed a method for gas-phase laser-induced fluorescence imaging of the aluminum atom (PLIF-Al) at high acquisition rates (5 kHz), applying it for the first time to flames from small samples of solid aluminized propellants up to a pressure of 1.0 MPa. Analysis of the fluorescence images obtained in this type of complex flame requires knowledge of the composition and temperature field of the gases produced by combustion of the propellant in which the droplets evolve, in order to determine their influence on the intensity and shape of the fluorescence signal from the aluminium vapour released by the droplet. In this thesis project, one of the scientific approaches taken to analyze the measured images is to compare them with images simulated from calculated Al atom concentration and temperature fields derived from a combustion model of isolated aluminum droplets in a solid propellant environment developed at ONERA. New PLIF-Al imaging ex-

periments in solid propellant flames up to 1.5 MPa were carried out to improve image quality in terms of contrast and spatial/temporal resolution. Coupling PLIF-Al imaging with visible emission imaging using a high-speed camera has enabled us to observe their morphology and evolution from the surface. The combination of the two types of images provides a richer set of observations for analysis methods. A PLIF-Al image simulation has been developed based on two-dimensional Al vapor concentration and temperature fields derived from stationary simulations of an isolated droplet burning under experimental conditions. The simulation takes into account laser absorption and fluorescence reabsorption by Al atoms. The simulated images thus obtained showed some agreement with the measured images. An initial comparison between the two is discussed, leading to promising results that open up future avenue of consolidation. The other approach taken to image analysis was to implement an automatic drop detection and tracking algorithm adapted to fluorescence images. Statistics on drop dynamics and on the evolution of the LIF signal in the flame were thus obtained. In order to estimate the thermodynamic conditions of the gaseous environment in which the combustion droplets evolve, three-dimensional stationary single-phase and unsteady multi-phase simulations of the combustion of a sample of solid aluminized propellant in a pressurized nitrogen environment were carried out. They showed that the droplet trajectory was uniformly rectilinear in the jet, and that combustion was not complete when the droplets left the imaging field. The calculated velocities were consistent with those measured for similar drop sizes. The simulations also enabled us to estimate the influence of surrounding nitrogen on drop combustion, and to define a region of interest for image analysis where its influence is not critical.

